

N° d'ordre: 1892

**THÈSE**

présentée

**DEVANT L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1**

pour obtenir

le grade de: **DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1****Mention:** Traitement du Signal et Télécommunications

par

**Vincent KERBAOL**

Équipe d'accueil: Laboratoire d'Océanographie Spatiale d'IFREMER

École Doctorale: Informatique, Traitement du signal et Télécommunications

Composante universitaire: SPM

**Analyse spectrale et statistique vent-vagues des  
images radar à ouverture synthétique****Application aux données des satellites ERS-1/2**

Soutenue le 2 décembre 1997 devant la commission d'examen:

Président du jury:	R. COLLOREC	Professeur à l'université de Rennes 1
Rapporteurs:	P. FORGET	Chargé de recherches CNRS
	P.W. VACHON	Chercheur au CCRS
Examineurs:	G. FAUCON	Professeur à l'université de Rennes 1
	R. GARELLO	Professeur à l'ENST de Bretagne
	K. KATSAROS	Professeur à l'université de Washington
Invité:	B. CHAPRON	Chercheur à l'IFREMER

IFREMER Bibliothèque de BREST



OEL10322

0  
A

C'est pas l'homme qui prend la mer  
C'est la mer qui prend l'homme  
Ta ta tan ...

- *Renaud*

## Résumé

– Le radar à ouverture synthétique (ROS) est le seul instrument à fournir une information directionnelle des vagues grâce à sa haute résolution. Toutefois, l'inversion des spectres 2-D ROS, afin de restituer le spectre de la mer, est rendue difficile par la forte distortion spectrale causée par le filtrage passe-bas dans la direction de déplacement de l'instrument (azimut). Ce filtrage est issu des composantes radiales des mouvements sur la surface qui affectent l'information Doppler nécessaire à la reconstruction de l'image. De plus, le coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^0$ , permettant d'estimer le vent à l'aide de modèles empiriques, est fréquemment saturé lors de la quantification du signal. Les limitations actuelles démontrent donc la nécessité d'améliorer l'analyse vent-vagues des images ROS. Tout d'abord, l'analyse spectrale et statistique du speckle est proposée selon les différents modes de détection. Puis, une méthode originale d'étalonnage des données ROS ERS-1/2 ( $\sigma^0$ ), par comparaison avec des données diffusiométriques co-localisées, est présentée. En outre, une nouvelle technique d'estimation de la longueur de coupure azimutale  $\lambda_c$ , fondée sur l'utilisation de la fonction d'auto-corrélation de l'image ROS est proposée. Cette définition de  $\lambda_c$  décrit mieux le filtrage passe-bas que ne le faisait, jusqu'ici, l'approximation quasi-linéaire de la transformation spectrale utilisée dans les algorithmes opérationnels d'inversion. Elle permet également de définir un nouvel algorithme de restitution du vent mis en évidence par des comparaisons avec les données diffusiométriques, et d'améliorer l'estimation du vent lorsque  $\lambda_c$  et  $\sigma^0$  sont analysés conjointement. L'amélioration des techniques de restitution du vent et une meilleure définition de la coupure azimutale doit bénéficier aux algorithmes d'inversion spectrale. Enfin, une interprétation statistique des images ROS (loi, variance) est proposée au regard des différents mécanismes imageurs de la surface de la mer.

## Abstract

Due to its high resolution properties, synthetic aperture radar (SAR) is, so far, the only remote sensing instrument which can provide directional information on the ocean wave field from space. Unfortunately, the significant distortion due to the azimuthal low-pass filtering process works against SAR spectrum inversion algorithms used to retrieve the original wave spectrum. This low-pass filter arises from the radial component of sea surface motion, which can significantly alter the Doppler information necessary to synthesize high resolution in the azimuthal direction. Furthermore, for the ERS SARs, the radar cross-section  $\sigma^\circ$ , contained in the mean SAR intensity, has been shown to be underestimated due to saturation in the analogue-to-digital converter in the quantization process. These limitations highlight the need to improve analysis of SAR images of wind/waves. In this thesis, a detailed spectral and statistical analysis of the speckle noise is first proposed, depending on the look detection mode. Then, a new calibration method, based on collocated comparisons with scatterometer measurements, is presented. A new SAR azimuth cutoff wavelength  $\lambda_c$  estimation technique is then developed, based on the SAR image azimuthal autocorrelation function. The resulting low-pass filter is more realistic than the form proposed by the well-known quasi-linear approximation. Global comparisons between SAR imagerettes and collocated scatterometer measurement have demonstrated that an empirical SAR wind retrieval algorithm based on azimuth cutoff wavelength analysis may be derived, and that a combined analysis of  $\sigma^\circ$  and  $\lambda_c$  will improve SAR image derived wind vector estimation. The improvement of wind retrieval techniques and a better estimation of the SAR azimuth cutoff will also help to refine SAR wave inversion algorithms. Finally, SAR images of ocean wave fields are statistically analyzed, in terms of distribution and variance, with respect to different imaging mechanisms.

## Remerciements

Je remercie Philippe FORGET, chargé de recherches CNRS au LSEET (Laboratoire de Sondages Electromagnétiques de l'Environnement Terrestre), d'avoir accepté d'être rapporteur de ce mémoire.

Je remercie Paris W. VACHON, chercheur au CCRS (Canada Centre for Remote Sensing) d'avoir également été rapporteur de ce manuscrit de thèse. Les discussions que nous avons eues furent fructueuses.

J'exprime toute ma gratitude à Kristina KATSAROS, ex-directrice du Laboratoire d'Océanographie Spatiale (LOS) et actuellement à la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) ainsi qu'à René GARELLO, professeur au département ITI de l'ENST de Bretagne, pour avoir co-dirigé mes travaux de recherche.

Je remercie René COLLOREC, professeur à l'université de Rennes 1, de m'avoir fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Un grand merci également à Gérard FAUCON, professeur à l'université de Rennes 1, pour avoir participé au jury de thèse.

Je tiens à remercier vivement Bertrand CHAPRON, chercheur au LOS d'IFREMER et responsable de ma thèse, pour toute l'aide qu'il m'a apportée durant ce travail de recherche. Parmi de nombreux bons souvenirs, je n'oublierai sans doute pas son interprétation de Brassens sur des variations sifflotées très personnelles. Ou était-ce Bowie?

J'exprime ma reconnaissance à l'IFREMER (Institut Français de Recherche et d'Exploitation de la MER) pour la bourse dont il m'a fait bénéficier et pour m'avoir accueilli au Laboratoire d'Océanographie Spatiale du centre de Brest.

J'adresse un immense merci à mon correcteur orthographique préféré Mimi 2.0.

Ma gratitude va enfin à tous les autres, proches, amis, *XBlast Team* et collègues qui ont été parfaits.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
Références . . . . .	5
<b>1 Le radar à ouverture synthétique</b>	<b>7</b>
1.1 Principes fondamentaux . . . . .	7
1.1.1 Géométrie du ROS . . . . .	8
1.1.2 Résolution radiale . . . . .	9
1.1.3 Résolution azimutale . . . . .	10
1.2 Mécanismes imageurs de la surface de la mer . . . . .	11
1.3 Le Chatoiement ( <i>Speckle</i> ) . . . . .	13
1.3.1 Techniques de réduction du bruit granulaire . . . . .	15
1.3.2 Analyse statistique dans le cas gaussien . . . . .	17
1.3.3 Analyse spectrale . . . . .	20
1.4 Conclusion . . . . .	23
Références . . . . .	25
Annexes . . . . .	27
1.A $\sigma^2/\mu^2$ du <i>speckle</i> pour différents modes de détection . . . . .	27
1.B $(\beta_1, \beta_2)$ du <i>speckle</i> pour différents modes de détection . . . . .	31
<b>2 La transformation spectrale ROS</b>	<b>35</b>
2.1 Fonctions de transfert de modulation . . . . .	35
2.1.1 Effet d'orientation ( <i>tilt</i> ) . . . . .	36
2.1.2 Interactions hydrodynamiques . . . . .	39
2.1.3 Accumulation en distance ( <i>range bunching</i> ) . . . . .	41
2.1.4 Accumulation due aux vitesses ( <i>velocity bunching</i> ) . . . . .	42
2.1.5 distorsion de balayage ( <i>scanning distortion</i> ) . . . . .	44
2.2 Transformation spectre de la mer - spectre ROS . . . . .	45
2.2.1 Transformation intégrale non-linéaire . . . . .	46
2.2.2 Transformation quasi-linéaire . . . . .	49
2.2.3 De l'utilité de l'inter-spectre . . . . .	51
2.3 Conclusion . . . . .	55
Références . . . . .	56
Annexes . . . . .	61
2.A Fonction de transfert associée à l'orientation . . . . .	61

2.B	Fonction de transfert des interactions hydrodynamiques . . . . .	66
2.C	Phénomène de superposition de facettes . . . . .	71
<b>3</b>	<b>Analyse du coefficient de rétrodiffusion</b> . . . . .	<b>77</b>
3.1	Mécanismes de rétrodiffusion - $\sigma^\circ$ de la mer . . . . .	78
3.1.1	Dépendance de l'angle d'incidence . . . . .	79
3.1.2	Influence du vent . . . . .	83
3.1.3	Modèles empiriques de rétrodiffusion . . . . .	84
3.2	Mécanisme de superposition des facettes . . . . .	86
3.3	Étalonnage des images ROS . . . . .	87
3.3.1	Saturation du Convertisseur Analogique Numérique (CAN) . . . . .	87
3.3.2	Une méthode empirique d'étalonnage des imagerie ERS-1/2 . . . . .	89
3.3.3	Analyse diffusiométrique des images ROS Précision ERS-1/2 . . . . .	94
3.4	Conclusion . . . . .	97
	Références . . . . .	99
	Annexes . . . . .	103
3.A	Saturation liée à la conversion analogique-numérique . . . . .	103
3.B	Estimation de la constante d'étalonnage <i>modifiée</i> $K'$ . . . . .	107
3.C	Présentation des bases de données des imagerie ERS . . . . .	108
<b>4</b>	<b>Analyse de la coupure azimutale</b> . . . . .	<b>109</b>
4.1	Introduction . . . . .	109
4.2	Présentation de la coupure azimutale . . . . .	110
4.2.1	Etude des processus discrets soumis à un champ déplacement . . . . .	111
4.2.2	Rappels sur la transformation spectrale ROS . . . . .	111
4.2.3	Évaluation de $\rho_{\xi_a \xi_a}(0)$ dans l'approximation quasi-linéaire . . . . .	113
4.3	Estimation de la coupure azimutale . . . . .	118
4.3.1	Technique utilisant de la fonction d'auto-corrélation . . . . .	119
4.3.2	Technique utilisant de la fonction d'inter-corrélation entre vues indépendantes . . . . .	121
4.4	Définition d'un algorithme de vent empirique . . . . .	123
4.4.1	Évaluation des autres méthodes d'estimation de $\lambda_c$ . . . . .	125
4.4.2	Exemple d'application de l'analyse conjointe de $\lambda_c$ et $\sigma^\circ$ . . . . .	126
4.5	Propriétés physiques de la coupure azimutale . . . . .	128
4.5.1	Contribution des grandes vagues à la coupure azimutale . . . . .	128
4.5.2	Impact de la directivité . . . . .	132
4.5.3	Dépendance de l'âge des vagues . . . . .	134
4.5.4	Biais lié à la relaxation des vagues . . . . .	136
4.6	Conclusion . . . . .	138
	Références . . . . .	140
	Annexes . . . . .	145
4.A	Techniques d'estimation de la coupure azimutale $\lambda_c$ . . . . .	145



---

<b>5</b>	<b>Analyse statistique</b>	<b>149</b>
5.1	Introduction . . . . .	149
5.2	Distribution des imagettes des satellites ERS-1/2 . . . . .	150
5.2.1	Introduction à la loi K multi-vues . . . . .	151
5.2.2	Expression de la loi K multi-vues . . . . .	152
5.2.3	Calcul du couple $(\beta_1, \beta_2)$ de la loi K multi-vues . . . . .	153
5.2.4	Représentation des imagettes ROS ERS dans le diagramme de Pearson . . . . .	153
5.3	Analyse des statistiques non-gaussiennes . . . . .	154
5.3.1	Contribution de la rétrodiffusion de type spéculaire . . . . .	155
5.3.2	Contribution de la modulation . . . . .	161
5.4	Conclusion . . . . .	165
	Références . . . . .	168
5.A	$(\beta_1, \beta_2)$ de la loi K pour différents modes de détection . . . . .	172
	<b>Conclusion</b>	<b>177</b>
	Références . . . . .	181
<b>A</b>	<b>Description des images ROS des satellites ERS-1/2</b>	<b>183</b>
A.1	Imagettes ROS de ERS-1/2 (mode Vague) . . . . .	183
A.2	Images PRI ROS de ERS-1/2 (mode Précision) . . . . .	184
	Références . . . . .	185



# Introduction

Les océans tiennent une part centrale dans les équilibres climatique et économique de notre planète. Leur observation par les moyens modernes offerts par les capteurs embarqués sur les satellites est maintenant parfaitement intégrée dans nos vies quotidiennes. L'utilisation de capteurs micro-ondes actifs semble parfaitement naturelle pour réaliser des mesures globales de la surface des océans à partir de l'espace. Actifs, ces capteurs possèdent leur propre source d'éclairement et les longueurs d'ondes choisies se propagent sans grande atténuation dans l'atmosphère indépendamment des conditions climatiques. En mesurant les interactions des ondes émises avec la surface, ils fournissent donc une signature des phénomènes géophysiques sans en modifier l'évolution.

A ce titre, les succès des missions actuelles (ERS, TOPEX) dans les domaines d'observations et mesures globales du vent de surface et d'altimétrie dépassent souvent largement les objectifs initiaux. De nombreuses expériences réalisées à partir de capteurs embarqués sur avion ont également démontré les possibilités offertes par la synthèse d'ouverture. Toutefois, l'imagerie radar appliquée à l'océanographie dite spatiale doit encore être considérée comme un domaine de recherche assez neuf. En effet, de nombreux problèmes pratiques et théoriques subsistent et jusqu'à présent seules cinq missions spatiales portant à leur bord un ROS ont eu lieu (SEASAT, 1978, ALMAZ, 1991, ERS-1, 1991, JERS-1, 1992, ERS-2, 1995, RADARSAT, 1995) auxquelles s'ajoutent trois missions de la navette spatiale américaine (SIR-A, 1981, SIR-B, 1984, SIR-C, avril et octobre 1994).

Les objectifs principaux de telles missions étaient et sont de fournir dans les délais les plus brefs des informations synoptiques de la surface de l'océan avec une très grande résolution au sol. Les progrès considérables réalisés ces dernières années pour l'acquisition et la distribution des images ont permis de satisfaire de nos jours aux contraintes temps-réel qui devraient permettre la mise en place de nombreuses applications pratiques (états de mer, surveillance et suivi de nappes polluantes, avancée des glaces,...).

La qualité indéniable de la plupart des images radar à ouverture synthétique (ROS) obtenues depuis l'espace peut servir à mettre en évidence de manière directe (visuelle) et instantanée de nombreux phénomènes océaniques et atmosphériques pour des échelles impossibles à mesurer par les moyens expérimentaux classiques. Des images de la surface océanique pourront inclure des vagues de surface, des ondes internes, des remous tourbillonnaires, des lignes de fronts, des taches de pollution, des empreintes d'orages violents et des effets topographiques (liste non exhaustive).

Pour le cas de l'analyse des champs de vagues de surface, le radar à ouverture synthé-

tique est actuellement le seul instrument actif embarqué sur satellite à pouvoir délivrer une information directionnelle sur le champ des vagues se propageant sur la surface. Une telle connaissance est essentielle dans les domaines de l'architecture navale, de l'élaboration d'infrastructures au large, côtières et portuaires. Elle peut également permettre d'affiner et parfois corriger les résultats des modèles numériques de prévision météorologique des états de mer. Depuis les premiers dépouillements du ROS de SEASAT en 1978, de nombreux exemples d'images peuvent illustrer cette capacité du ROS à imager des vagues de surface depuis l'espace [Vescky et Stewart 1982]. Le spectre bi-dimensionnel, qui caractérise la distribution d'énergie fréquentielle et directionnelle des longueurs d'onde observées sur l'image, est obtenu en élevant au carré le module de la transformation de Fourier de l'image ROS. Actuellement de tels produits sont distribués en temps réel à partir des données du ROS de la mission ERS-2.

Malheureusement, il a été largement démontré, depuis lors, que le spectre direct des images ROS diffère considérablement du spectre réel de la surface de mer : de nombreuses limitations existent qui empêchent, pour la plupart des cas, toutes analyses simples et directes. Ces limitations sont inhérentes à la formation de l'image ROS et ont pu être décrites, comprises et approchées de manière théorique. En particulier, la formation de l'image est grandement affectée par les mouvements locaux sur la surface libre. Ces derniers perturbent l'analyse Doppler relative au déplacement de l'instrument qui est indispensable à la synthèse de la haute résolution azimutale. A titre d'exemple, pour les satellites ERS d'orbites élevées, la distortion spectrale induite par ces mouvements dans la direction parallèle à la marche de l'instrument (azimut) rend impossible l'observation de vagues de moins de 200 m se propageant dans la direction azimutale. Pour conséquence, les systèmes de vagues associés au vent local ne pourront être détectés correctement que pour les cas particuliers où leur direction principale coïncide avec celle de la visée du radar.

Depuis la parution des travaux de Hasselmann et Hasselmann [1991], une théorie générale et fédératrice permet de décrire mathématiquement la transformation intégrale du spectre de la mer en spectre ROS : le principal souci des auteurs étant de pouvoir définir un algorithme d'inversion visant à restituer systématiquement le spectre initial de la mer. Le formalisme de la transformation ROS est une avancée majeure mais son caractère fortement non-linéaire ne permet pas d'écrire une transformation inverse simple. L'inversion, comme actuellement définie et utilisée, repose sur une approximation quasi-linéaire de la transformation (bien qu'un développement plus complet de l'algorithme d'inversion ait été proposé à partir de la transformation intégrale non-linéaire [Engen et Johnsen 1995]) et nécessite en entrée l'ébauche d'un spectre de mer (généralement fournie par un modèle numérique de prévision). Le résultat d'une bonne inversion (en terme de minimisation d'une fonction de coût) est donc actuellement formé à la fois du spectre initial dans le domaine spectral filtré par les effets de brouillage et du résultat d'une inversion quasi-linéaire dans le domaine non filtré. Une attention particulière est ainsi nécessaire à la définition correcte de la coupure spectrale azimutale causée par les mouvements sur la surface [Vachon et al. 1994, Zurk et Plant 1996].

Ces inconvénients invitent à poursuivre les efforts afin d'améliorer les techniques

actuelles par l'utilisation possible d'autres paramètres extraits des images ROS. Tel est l'objectif de ce travail de thèse, l'axe principal de ma recherche étant l'interprétation géophysique du contenu en information spectrale et des caractéristiques statistiques des images ROS. Par exemple, parallèlement aux études en termes de vagues de surface, de récents travaux ont mis en évidence la faculté du ROS à opérer comme un diffusiomètre haute résolution. Il a ainsi été démontré que l'on pouvait obtenir une information sur le vent local en comparant le coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^0$  contenu dans la moyenne de l'image, à des modèles empirique de rétrodiffusion [Scoon et al. 1996, Vachon et Dobson 1996]. Mon travail a ainsi bénéficié, tout particulièrement, des facilités d'archivage du CERSAT (Centre ERS d'archivage et de traitement) dans le cadre de l'analyse conjointe entre images ROS et données du diffusiomètre.

Après un bref rappel des principes fondamentaux du radar à ouverture synthétique et des différents mécanismes imageurs de la surface de la mer, la première partie de ce mémoire est consacrée à l'étude du *speckle*, bruit granulaire inhérent aux systèmes d'émission-réception cohérents. Nous compléterons l'analyse statistique de ce bruit [Ulaby et al. 1986, Delignon et al. 1992] par le calcul des moments jusqu'à l'ordre 4 en fonction des divers modes de détection des images (amplitude/intensité, nombre de vues). De plus, les différentes techniques de réduction de ce bruit y seront abordées. Enfin, nous identifierons la contribution spectrale du bruit, nécessaire à l'interprétation globale des spectres ROS.

Dans le deuxième chapitre, la description de la transformée spectrale ROS sera précédée du recensement de l'ensemble des fonctions de transfert de modulation (FTM) associées aux mécanismes imageurs. Nous présenterons, à ce titre, une nouvelle expression de la FTM associée à l'effet d'orientation. Elle est dérivée d'un modèle empirique de rétrodiffusion (CMOD-IFREMER) et est fonction du vent local. L'introduction de cette transformation est essentielle pour l'étude ultérieure de la coupure spectrale azimutale causée par les mouvements désordonnés sur la surface. Enfin nous discuterons des perspectives ouvertes par l'utilisation de l'inter-spectre entre vues d'une même scène quant à l'élimination du bruit de *speckle* et la détermination du sens de propagation de la houle détectée par l'instrument.

La troisième partie est dédiée à l'analyse du coefficient de rétrodiffusion. On présentera, dans un premier temps, les modèles théoriques et empiriques de rétrodiffusion. L'étalonnage des images ROS sera ensuite abordé. Nous proposons à ce titre une expression analytique de la perte de puissance relative à la conversion analogique-numérique, perte estimée jusqu'alors par des simulations numériques. Nous présenterons également une méthode originale d'étalonnage des images ROS par comparaison avec des mesures diffusiométriques co-localisées.

L'estimation de la coupure spectrale azimutale associée aux mouvements désordonnés sur la surface représente un enjeu majeur dans la compréhension de la transformation spectrale et la définition des futurs algorithmes d'inversion. Une nouvelle méthode d'estimation de la longueur de coupure azimutale  $\lambda_c$  fondée sur l'utilisation de la fonction d'auto-corrélation (FAC) azimutale de l'image ROS est présentée dans la quatrième par-

tie. Nous discuterons de la validité d'un modèle 2-échelles dépendant du vent afin de caractériser les longueurs d'onde sur la surface qui participent réellement à ce brouillage azimutal. On présentera ensuite un algorithme original de restitution de la vitesse du vent fondé sur l'estimation de la longueur de coupure. Cet algorithme a été développé grâce à des comparaisons entre images ROS ERS et vents co-localisés délivrés par le diffusiomètre de la même plateforme [Kerbaol et al. 1997]. Nous analyserons le biais induit sur cet algorithme par les diverses contributions telles que la houle ou le degré de développement des vagues. On montrera enfin que l'interprétation géophysique de la longueur de coupure azimutale complète avantageusement l'information délivrée par le coefficient  $\sigma^0$  tant en ce qui concerne l'amélioration de la restitution du vent local qu'en ce qui touche à la caractérisation de phénomènes particuliers tels que la présence d'un front.

Le dernier chapitre est entièrement consacré à l'étude statistique des images ROS. Après une brève introduction des diverses lois de probabilité recensées dans la littérature, nous déterminerons la distribution des images ROS ERS par une analyse empirique des moments d'ordres supérieurs. On discutera de l'impact de la rétrodiffusion spéculaire dans les statistiques non gaussiennes des images ROS. Nous proposerons à cet effet un méthode de détection et d'analyse des événements fortement brillants et à courte durée de vie par traitement du spectre Doppler. Le rôle primordial de la modulation dans l'écart des statistiques gaussiennes sera ensuite mis en évidence en analysant la variance des images ROS. On montrera, en particulier, l'amélioration apportée dans la transformation spectrale par notre forme empirique dépendant du vent de la FTM associée à l'effet d'orientation.

Pour clore ce mémoire, nous rappellerons les résultats et conclusions essentiels de ce travail de thèse et proposerons, si cela est nécessaire, de nouveaux axes de recherche pour prolonger notre étude dans des configurations différentes de celles des satellites ERS (effet de polarisation, angle d'incidence). Nous discuterons enfin des différentes perspectives ouvertes par ces travaux.

Du point de vue de la forme, chaque partie possède sa propre introduction et une conclusion dans laquelle seront rappelés les principaux résultats. Pour faciliter la lecture de ce document, les informations et résultats ont été dégagés de façon synthétique (si possible sous forme de tableaux ou courbes) dans le corps du chapitre laissant la possibilité au lecteur, s'il le désire, de consulter les développements, démonstrations et informations pratiques dans les annexes renvoyées à la fin du chapitre. Enfin, les références citées sont rassemblées dans une bibliographie propre à chaque partie.

## Références

- [Delignon et al. 1992] DELIGNON Y., GARELLO R. et HILLION A. – Parametrisation of sea-state from sar images. *Proceedings ICASSP Symp., San Francisco*. Proceedings of the symposium measuring ocean waves from space, pp. 23–26. – mars 1992.
- [Engen et Johnsen 1995] ENGEN G. et JOHNSEN H. – SAR-ocean wave inversion using image cross spectra. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. 33, n° 4, juillet 1995, pp. 1047–1056.
- [Kerbaol et al. 1997] KERBAOL V., CHAPRON B. et VACHON P.W. – Analysis of ERS-1/2 SAR Wave Mode imagettes. *J. Geophys. Res.*, 1997. – To be published.
- [Scoon et al. 1996] SCOON A., ROBINSON I.S. et MEADOWS P.J. – Demonstration of an improved calibration scheme for ERS-1 SAR imagery using a scatterometer wind model. *Int. J. Remote Sens.*, vol. 17, n° 2, 1996, pp. 413–418.
- [Ulaby et al. 1986] ULABY F.T., KOUYATE F., BRISCO B. et WILLAMS T.H. Lee. – Textural information in SAR images. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. GE-24, n° 2, mars 1986, pp. 235–245.
- [Vachon et al. 1994] VACHON P.W., KROGSTAD H.E. et PATERSON J. Scott. – Airborne and spaceborne synthetic aperture radar observations of ocean waves. *Atmos. Ocean*, vol. 32, n° 1, mars 1994, pp. 83–112.
- [Vachon et Dobson 1996] VACHON P.W. et DOBSON F.W. – Validation of wind vector retrieval from ERS-1 SAR images over the ocean. *Global Atmos. Ocean Syst.*, vol. 5, 1996, pp. 177–187.
- [Vesecky et Stewart 1982] VESECKY J.F. et STEWART R.H. – The observation of ocean surface phenomena using imagery from the SEASAT synthetic aperture radar. *J. Geophys. Res.*, vol. 87, n° C5, avril 1982, pp. 3397–3430.
- [Zurk et Plant 1996] ZURK L.M. et PLANT W.J. – Comparison of actual and simulated synthetic aperture radar image spectra of ocean waves. *J. Geophys. Res.*, vol. 101, n° C4, avril 1996, pp. 8913–8931.

# Chapitre 1

## Le radar à ouverture synthétique

Sans entrer dans le détail du fonctionnement du radar à ouverture synthétique, l'objet de cette partie vise à introduire, en premier lieu, les principales caractéristiques de fonctionnement de l'instrument. Nous présenterons donc quelques principes essentiels du ROS, notamment la géométrie du système ainsi que quelques rappels concernant la résolution des images ROS. Nous énoncerons ensuite l'ensemble des mécanismes imageurs de la surface de la mer qui seront détaillés point par point (mécanismes de rétrodiffusion, fonctions de transfert de modulation) dans les chapitres suivants.

L'étude du *speckle*, bruit granulaire inhérent aux systèmes d'émission-réception cohérents constituera la dernière partie et l'essentiel de ce chapitre. Compte tenu du caractère primordial et omniprésent de ce bruit, nous présenterons les différentes techniques qui permettent de minimiser ou supprimer son impact ainsi que ses propriétés statistiques selon le mode de détection choisi. Enfin, nous ferons une analyse spectrale de ce bruit appliquée aux produits dérivés des satellites ERS afin d'estimer la résolution des images ROS dans les directions radiale et azimutale et d'identifier la contribution spectrale du *speckle* dans le spectre des images ROS.

### 1.1 Principes fondamentaux

L'utilisation croissante des techniques hyperfréquences en télédétection n'est plus à démontrer aujourd'hui. Cet engouement pour le radar s'explique pour différentes raisons :

- c'est un instrument *actif*. A ce titre, il possède sa propre source d'éclairage et n'est donc pas tributaire des cycles jour-nuit.
- le radar est *tout temps*. Les longueurs d'onde utilisées, plus grandes qu'en optique, se propagent quasiment sans problème dans l'atmosphère. Il autorise des observations à grandes distances (plusieurs centaines de kilomètres), même lorsque les conditions climatiques sont mauvaises.
- l'information apportée est complémentaire de celle fournie par les systèmes optiques puisqu'elle concerne la réflectivité électromagnétique (e.m.) de la surface observée. Elle rend donc compte de l'interaction physique entre l'onde e.m. et



la surface. Ainsi, par exemple, le coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$ , aux incidences obliques ( $> 30^\circ$ ), est-il directement proportionnel à la densité spectrale de puissance du nombre d'onde de Bragg<sup>1</sup>. Il s'agit donc d'un moyen original d'obtenir une estimation du spectre d'une certaine gamme de longueurs d'onde sur la surface de la mer selon la fréquence choisie.

C'est précisément la faculté d'observation permanente qui a le plus séduit les océanographes, désireux d'obtenir un nombre illimité d'observations de la surface de la mer sans cesse changeante. Or une telle continuité nécessite l'utilisation des satellites. Malheureusement, la résolution d'un radar classique dans la direction de déplacement du satellite reste très faible (de l'ordre du kilomètre), ce qui n'autorise qu'une intégration spatiale à grande échelle de la structure complexe de la surface de la mer.

C'est à partir de 1951, et des travaux de *Carl Wiley* sur les principes du radar à ouverture synthétique (plus connu sous le nom de SAR, selon la terminologie anglaise de Synthetic Aperture Radar), qu'est née la perspective de la haute résolution. En 1978, un tel radar, développé par le Jet Propulsion Laboratory (JPL), était embarqué à bord du satellite américain SEASAT-A, ce qui permit aux chercheurs d'entreprendre leurs premières investigations sur les possibilités et limitations de cet instrument. Malgré la courte durée de fonctionnement de ce satellite, la démonstration fut faite de la faisabilité d'un tel système, capable de fournir des images 100 x 100 km avec une résolution de 25 x 25 m. Depuis, les missions se sont succédé: SIR-A, SIR-B et SIR-C embarquées sur la navette spatiale américaine, le satellite européen ERS-1 lancé en juillet 1991, le satellite japonais JERS-1 (février 1992), ERS-2 (avril 1995), le satellite canadien RADARSAT (novembre 1995). A cette longue liste s'ajoute le futur radar européen embarqué sur ENVISAT prévu pour l'horizon 2000.

### 1.1.1 Géométrie du ROS

Le radar à ouverture synthétique est un instrument qui combine la mesure de l'intensité, telle qu'elle serait donnée par un radar traditionnel (à ouverture réelle), à celle de la phase du signal. La géométrie de l'instrument est présentée à la figure 1.1.

L'instrument se déplace à la vitesse  $V$  dans la direction *azimutale* tout en émettant une série d'impulsions dans la direction *radiale* perpendiculaire au déplacement (elle peut aussi se faire dans une direction oblique mais le traitement est plus complexe). A un instant donné, le ROS illumine une portion de terrain (zone grisée sur la figure), dont les dimensions sont liées à l'ouverture  $\theta_e$  en élévation (ou site) et en azimut  $\theta_a$  (ou gisement) de l'antenne ainsi qu'à la distance radar-cible  $R$  et à l'angle d'incidence  $\theta$ . L'ouverture en élévation suffit à éclairer la fauchée tandis que l'ouverture en azimut définit un temps d'observation des échos, fonction de la vitesse du porteur. L'image sera obtenue de la façon suivante :

- dans la direction radiale (en *distance radar*) par différenciation des échos en fonction du retard depuis l'instant d'émission. La fauchée est alors divisée en cases

1. voir 3.1.1.2, p. 80: Résonance de Bragg

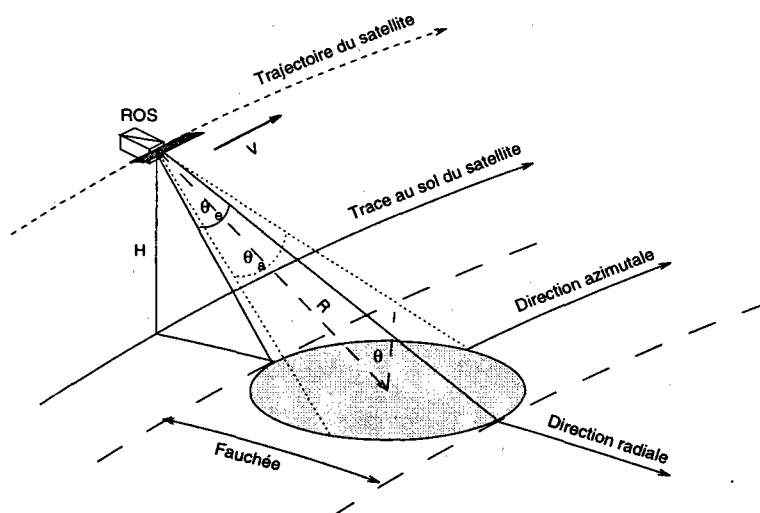


FIG. 1.1 - Géométrie du radar à ouverture synthétique.

distances.

- dans la direction azimutale, par différenciation des échos en fonction de leur fréquence Doppler, et ce pour chacune des cases distances.

### 1.1.2 Résolution radiale

Les impulsions émises par le radar, à la fréquence de répétition  $FRI = 1/T$  (ou *Pulse Repetition Frequency* selon la terminologie anglaise), ont une durée  $\tau$ . Au bout d'un temps  $t_1$ , le signal revient au récepteur après avoir atteint le point le plus proche de la zone éclairée situé à une distance  $R_1$  (Fig. 1.2). Au bout de  $t_n$ , le signal, qui aura atteint le point le plus éloigné de la surface illuminée à une distance  $R_n$ , parviendra au récepteur. Le système doit être conçu de manière à ce que la période  $T$  de répétition des impulsions soit supérieure à l'écart entre les délais de propagation  $t_1$  et  $t_n$ , ce qui impose une limite supérieure à la fréquence  $FRI$  de répétition des impulsions. Cette dernière doit, en outre, être supérieure à la largeur du spectre Doppler du signal rétrodiffusé afin de satisfaire à l'application du théorème de Nyquist relatif à l'échantillonnage d'un signal complexe à bande limitée.

Deux échos successifs pourront être distingués s'ils sont séparés de la durée  $\tau$ . La résolution en distance oblique  $\rho_{do}$  (i.e. selon l'axe radar-cible) vérifie alors la relation suivante :

$$\rho_{do} = \frac{c\tau}{2} \quad (1.1)$$

où  $c$  est la célérité de l'onde e.m. La résolution radiale (en distance au sol)  $\rho_{ra}$  est la projection sur le sol de la résolution en distance oblique. Elle varie donc avec l'angle d'incidence :

$$\rho_{ra} = \frac{\rho_{do}}{\sin \theta} = \frac{c\tau}{2 \sin \theta} \quad (1.2)$$

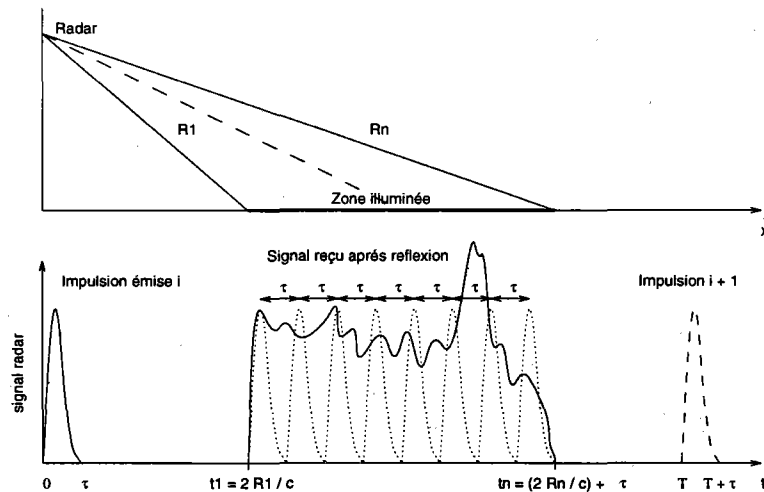


FIG. 1.2 - Géométrie de la résolution radiale.

La résolution sera d'autant meilleure que la durée d'impulsion sera courte. Techniquement, il est difficile de générer des impulsions très courtes en transmettant suffisamment d'énergie. Ce problème est surmonté grâce à la technique dite de *compression d'impulsion*. La durée d'impulsion est alors plus longue, ce qui permet d'accroître le transport d'énergie. Etant linéairement modulée en fréquence, un filtrage adapté dans la direction radiale par l'impulsion émise de référence permet de conserver une fine résolution en distance.

### 1.1.3 Résolution azimutale

Il existe plusieurs manières de considérer le fonctionnement du ROS [Ulaby et al. 1982]. Citons par exemple la formation d'un réseau d'antennes. L'enregistrement du signal rétrodiffusé, à la fréquence de répétition des impulsions, simule un réseau linéaire d'antennes, espacées de  $VT$  (Fig. 1.3). Les signaux reçus sont remis en phase, puis sommés de façon à produire un faisceau fictif beaucoup plus fin que celui d'une seule antenne. On a ainsi synthétisé une antenne de dimension plus grande que la taille réelle de l'antenne initiale  $L$  pour des temps d'intégration (i.e. durée d'observation) de l'ordre de la seconde (e.g. environ 0.6 s pour les ROS ERS).

Dans le cas du ROS à vision latérale, la résolution azimutale  $\rho_{az}$  est indépendante de la distance radar-cible  $R$ , contrairement à celle d'un radar classique pour lequel elle varie en  $R\theta_g$  ( $\theta_g$  est l'ouverture en gisement de l'antenne).  $\rho_{az}$  est régie par l'équation suivante :

$$\rho_{az} = \frac{L}{2} \quad (1.3)$$

où  $L$  représente la longueur de l'antenne réelle de l'instrument. La résolution azimutale obtenue est alors indépendante de l'altitude et de la plateforme considérées.

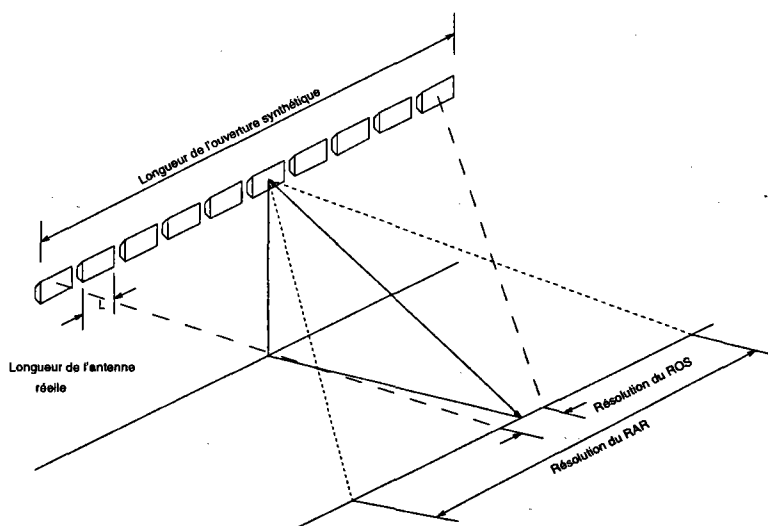


FIG. 1.3 - Géométrie de la résolution azimutale.

## 1.2 Mécanismes imageurs de la surface de la mer

Le ROS utilise des impulsions électromagnétiques pour imager la scène visée. L'image est formée grâce à l'énergie rétrodiffusée par la surface. L'enregistrement du signal rétrodiffusé se fait dans le domaine temporel pour le sens radial, et fréquentiel pour le sens azimutal par traitement du spectre Doppler.

En ce qui concerne le ROS des satellites ERS-1 et ERS-2, on admet généralement que la rétrodiffusion de chaque élément est dominée par le mécanisme de résonance de Bragg [Hasselmann et al. 1985]. Toutefois, l'impact des réflexions de type spéculaire n'est pas négligeable. En effet, l'instrument opère à un angle d'incidence ( $19.3^\circ < \theta < 26.4^\circ$ ) qui se situe à la frontière entre la région quasi-spéculaire et le plateau dominé par la résonance de Bragg<sup>2</sup>. Dans l'hypothèse de Bragg, la puissance de l'écho reçu est proportionnelle à la densité d'éléments d'échelle comparable à la longueur d'onde émise. Cela signifie que seules les vaguelettes de longueur d'onde d'environ 5-10 cm contribuent directement au processus imageur : la détection de vagues sur une image ROS n'est donc possible qu'en présence d'un vent local capable de générer de telles échelles. La vitesse de vent minimale généralement admise est 3-4 m/s.

Ces petites vagues en mouvement ont leur orientation, énergie et déplacement modulés par les longues vagues (ces dernières étant grandes par rapport à l'onde émise, i.e. trois fois la longueur d'onde des vaguelettes résonantes [Brown 1990]). Ce sont les deux premiers types de modulations qui permettent aux radar à ouverture réelle d'imager des vagues de grande longueur d'onde. Les modulations géométriques (*tilt* en anglais) et hydrodynamiques, modulations dites réelles, sont souvent assimilées à des processus linéaires.

A ces fonctions de transfert, communes à tout type de radar, s'ajoutent les fonctions

<sup>2</sup> voir 3.1.1.1 : Dépendance de l'angle d'incidence sur le coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$  de la surface de la mer

dites d'accumulation (ou *bunching* en anglais) : accumulation en distance (*range bunching*) et *velocity bunching* (mécanisme imageur lié aux vitesses orbitales des vagues). La première de ces deux transformations est un effet géométrique qui traduit la variation locale des élévations sur la surface. La transformation, dite de *velocity bunching*, quant à elle, est particulière au cas de l'imagerie des surfaces en mouvement par synthèse d'ouverture. Elle est associée au déplacement orbital des vagues et peut être soit constructive, en tant que processus imageur des systèmes de houles azimutales [Alpers et Ruffenach 1979, Swift et Wilson 1979], soit destructive [Tucker 1985], et se traduit alors par un filtrage passe-bas dans la direction azimutale (*azimuth smearing* en anglais). Mathématiquement, le processus de modulation est proportionnel à la fonction caractéristique associée aux déplacements azimutaux [Brillinger 1993]. Si l'on considère le champ des déplacements comme une variable aléatoire gaussienne, sa fonction caractéristique est alors connue et décrite par une fonction exponentielle de la variance des déplacements. Le brouillage de l'image dans la direction azimutale, résultant de la modélisation stochastique des mouvements azimutaux, sera donc d'autant plus important que la variance des mouvements orbitaux de la surface sera grande. Pratiquement, on constate qu'il est impossible d'imager des systèmes azimutaux de longueur d'onde inférieure à 200 mètres. Nous verrons enfin que la transformation de *velocity bunching* se traduit par un phénomène de superposition de facettes dont nous étudierons les conséquences sur la formation de l'image.

En résumé, les principaux processus de modulation associés à la formation des images ROS se résument aux phénomènes suivants :

- Variation de l'angle local d'incidence de la facette lié aux vagues de plus grande pente.
- Interactions hydrodynamiques entre les petites et les grandes vagues, ce qui module l'énergie et le nombre d'onde des petites vagues intervenant dans la diffusion de Bragg.
- Déplacement des facettes dans la direction de visée du radar (variation locale d'élévation sur la surface) et dans la direction de déplacement (contribution des vitesses orbitales des longues vagues ce qui produit un décalage Doppler dans le signal réfléchi).

Il existe également une autre transformation associée au fait que le ROS est un instrument à balayage. En effet, durant le temps d'intégration nécessaire à la synthèse d'ouverture, l'angle azimutal, sous lequel l'instrument observe les éventuels systèmes de vagues, varie. On appelle cette transformation la distorsion de balayage (*scanning distortion* en anglais). Si elle est négligeable pour les ROS embarqués à bord d'un satellite, elle doit être prise en compte dans le cas d'un ROS aéroporté, particulièrement si la vitesse de phase des systèmes de vagues considérés représente une fraction non négligeable (10-15%) de la vitesse de l'avion [Vachon et al. 1993].

Enfin, on sait que les images ou signaux produits par les systèmes cohérents sont sujets à un bruit granulaire, ou chatolement, plus connu sous le nom de *speckle* selon

la terminologie anglaise [Goodman 1976]. La source de ce bruit vient du fait que le signal, rétrodiffusé par la surface, provient de la contribution de plusieurs éléments de rétrodiffusion. La présence de ce bruit peut-être très gênante en raison de sa variance importante. Pour exemple, notons que dans le cas d'une image ROS mono-vue, purement bruitée (i.e. en l'absence de modulation) et détectée en intensité, l'écart type est égal à la moyenne du signal. Il est donc primordial d'étudier ce type de bruit, tant d'un point de vue statistique, en fonction du mode de détection, que d'un point de vue spectral, en vue de son identification dans le spectre global du ROS [Goldfinger 1982]. Nous verrons alors que l'analyse du spectre du bruit permet d'estimer la résolution du ROS [Raney 1980, Tilley 1986]. Certaines techniques ont, en outre, été mises au point pour s'affranchir de la contrainte du bruit granulaire. Parmi elles, citons la technique multi-vues, qui consiste à sommer de façon incohérente plusieurs vues indépendantes de la même scène, ou encore la méthode développée par *Engen et al.*, qui consiste à évaluer l'inter-spectre entre vues indépendantes de façon à supprimer la contribution incohérente du signal, et en particulier le bruit [Engen et Johnsen 1995a].

La partie concernant la rétrodiffusion sur la surface de la mer est détaillée dans le chapitre 3, consacré à l'étude de la moyenne des images ROS. L'ensemble des fonctions de transfert de modulation, quant à elles, sont étudiées et définies analytiquement dans le chapitre suivant 2.1. Enfin, le bruit de *Speckle*, ses caractéristiques statistiques et spectrales ainsi que les différentes techniques de traitement qui le concerne, sont présentés au 1.3.

### 1.3 Le Chatoisement (*Speckle*)

Le chatoisement, à l'apparence granulaire, est un bruit caractéristique des signaux obtenus par les systèmes cohérents. Il résulte de l'interférence entre les différentes ondes issues d'une même cellule de résolution. En effet, le signal complexe  $Y_c(r, t)$  réfléchi sur la surface peut être considéré comme la somme d'un ensemble de diffuseurs élémentaires aléatoirement déphasés (Fig. 1.4(a)). Ce modèle empirique se ramène à un problème de marche aléatoire (*random walk*):

$$Y_c(r, t) = A(r, t) e^{i(\omega_0 t + \Phi(r, t))} = \sum_{j=1}^{N(r, t)} a_j(r, t) e^{i(\omega_0 t + \phi_j(r, t))} \quad (1.4)$$

où  $\omega_0$  représente la pulsation de l'onde incidente,  $a_j$  et  $\phi_j$  l'amplitude réelle et la phase de l'onde réfléchie par chaque diffuseur élémentaire  $j$ , le couple  $(r, t)$  définissant les coordonnées spatiales et temporelles. Cette représentation constitue la base d'interprétation de nombreux problèmes relatifs à l'étude des propriétés statistiques de tels signaux [Jakeman et Tough 1988]. Ainsi, des hypothèses faites sur les différentes variables  $a_j$ ,  $\phi_j$  et  $N$ , dépendront la nature et les caractéristiques statistiques du signal détecté. A titre d'exemple, lorsque deux régimes de rétrodiffusion coexistent (spéculaire et résonant), l'ensemble des diffuseurs peut être dominé par un ou plusieurs éléments (Fig. 1.4(b)).

Les distributions proposées dans la littérature pour ce type de fluctuation sont la loi de Rice [Ulaby et al. 1982] et la loi-K<sup>3</sup> [Jakeman et Pusey 1976].

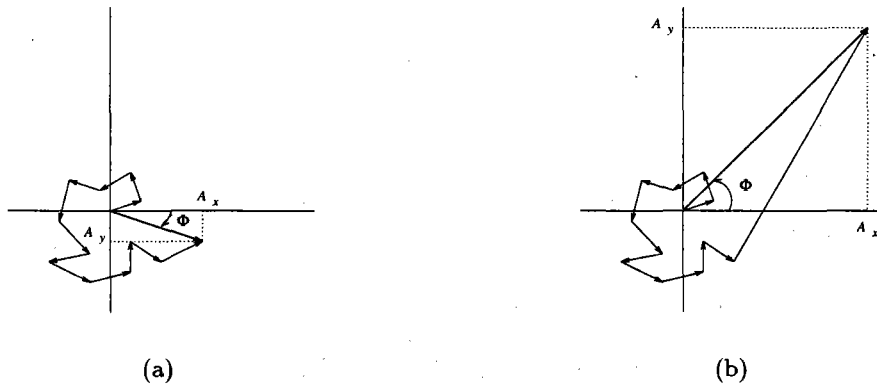


FIG. 1.4 - addition cohérente de  $N$  diffuseurs aléatoirement déphasés.

Dans cette partie, nous ne considérerons que le cas des **statistiques gaussiennes**, c'est-à-dire que nous nous limiterons au domaine d'applicabilité du théorème de la *Limite Centrale* pour l'équation (1.4), défini par les conditions suivantes :

- $N(r, t)$  est stationnaire et infiniment grand.
- les  $a_j$  sont indépendantes et identiquement distribuées.
- les  $\phi_j$  sont uniformément réparties sur  $[0, 2\pi]$ .

On montre dans ce cas que la distribution du signal détecté en amplitude  $A$  converge vers la loi de Rayleigh tandis que l'intensité  $I = A^2$  est distribuée selon une exponentielle négative [Goodman 1976, Ulaby et al. 1986] :

$$f_A(u) = \frac{2u}{I_0} \exp\left(-\frac{u^2}{I_0}\right) \quad (1.5)$$

$$f_I(u) = \frac{1}{I_0} \exp\left(-\frac{u}{I_0}\right) \quad (1.6)$$

A partir de l'expression de la distribution de l'intensité  $I$ , on peut montrer que la moyenne et l'écart type de l'intensité sont égales à  $I_0$ .  $I_0$  représente l'intensité du signal rétrodiffusé fonction des caractéristiques de l'onde émise (bande de fréquence, polarisation), de la géométrie du système (angle d'incidence) et des propriétés de la surface de la mer (vitesse et direction du vent, âge des vagues, présence d'un ou plusieurs systèmes de houle, ...). Puisque l'écart type d'un tel signal est égal à l'information utile  $I_0$ , c'est-à-dire que les fluctuations sont proportionnelles à la moyenne, on peut modéliser le bruit de *speckle* comme un **bruit multiplicatif** :

$$I = I_0 n \quad (1.7)$$

où  $n$  suit une loi exponentielle négative de moyenne et d'écart type égaux à 1.

### 1.3.1 Techniques de réduction du bruit granulaire

Naturellement, il est difficile d'utiliser en tant que tel un signal dont la résolution radiométrique est dégradée. Il a donc fallu développer diverses techniques afin de minimiser l'impact du chatolement. A ce jour, les deux méthodes les plus couramment utilisées sont :

- le moyennage incohérent multi-vues
- la technique de l'inter-spectre entre vues indépendantes

Bien que reposant sur le même principe du traitement multi-vues, détaillé au paragraphe suivant, la première technique vise à diminuer le niveau du bruit dans l'image elle-même tandis que la seconde permet de supprimer totalement la contribution du *speckle* dans le domaine spectral (à condition que les vues soient indépendantes).

#### 1.3.1.1 Moyennage incohérent multi-vues

Cette première technique consiste à générer  $N_i$  vues indépendantes de la même scène après partition du spectre Doppler  $S_D$  avant la synthèse d'ouverture. En d'autres termes, cela revient à imager la même scène à des instants différents  $t_i$  sous des angles de gisement différents  $\gamma_i$  (Fig. 1.5, génération de 3 vues). On réduira évidemment d'autant la durée d'intégration  $\mathcal{T}$  et par voie de conséquence la résolution  $\rho_{az}$  dans le sens de déplacement de l'instrument. Ce type de traitement nécessite l'utilisation des images complexes ou des données brutes.

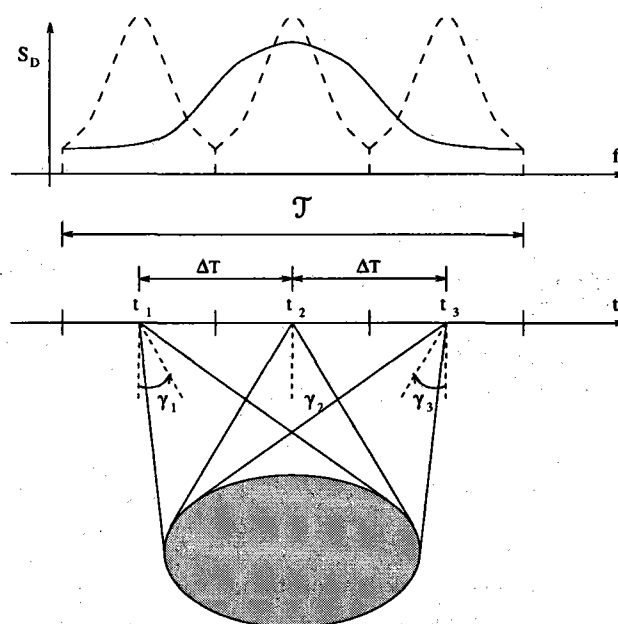


FIG. 1.5 - Génération de 3 vues indépendantes par partition du spectre Doppler  $S_D$  (trait plein) filtré par une fenêtre de *Hamming* (tirets).



Comme le montre la figure 1.5, il y a totale bijection entre les dimensions temporelle et fréquentielle associée à l'information Doppler. Les scènes ainsi obtenues, sont alors moyennées, en amplitude ou en intensité<sup>4</sup>. Ce filtrage passe-bas se traduit par une augmentation du rapport signal-à-bruit : on diminue les fluctuations du signal autour de la moyenne (diminution de la variance normalisée  $\sigma^2/\mu^2$  du signal, où  $\sigma$  et  $\mu$  désignent respectivement l'écart type et la moyenne de l'image).

### 1.3.1.2 Technique de l'inter-spectre entre vues indépendantes

Cette technique ne sert pas, à proprement parler, à générer des images moins bruitées (comme la précédente), mais s'applique de préférence dans le domaine spectral. Le principe est de considérer que la cohérence temporelle du bruit est négligeable devant la durée d'intégration  $\mathcal{T}$ . Ainsi la fonction d'inter-corrélation entre deux vues, suffisamment séparées dans le temps (par exemple la première et la dernière vue), s'exprime-t-elle comme suit :

$$E[I_0 n(0) I_0 n(\tau)] = I_0^2 (1 + \sigma_n^2 \delta(\tau)) \quad (1.8)$$

où la corrélation temporelle du *speckle* est modélisée par une fonction Dirac. Ainsi a-t-on totalement éliminé les fluctuations autour de la moyenne  $I_0$ . Dans le domaine spectral, cette méthode permet de s'affranchir du spectre de la réponse impulsionnelle de l'instrument (spectre du bruit) et ne garder que l'essentiel : l'énergie spectrale relative à la modulation (figure 1.6) [Engen et Johnsen 1995b].

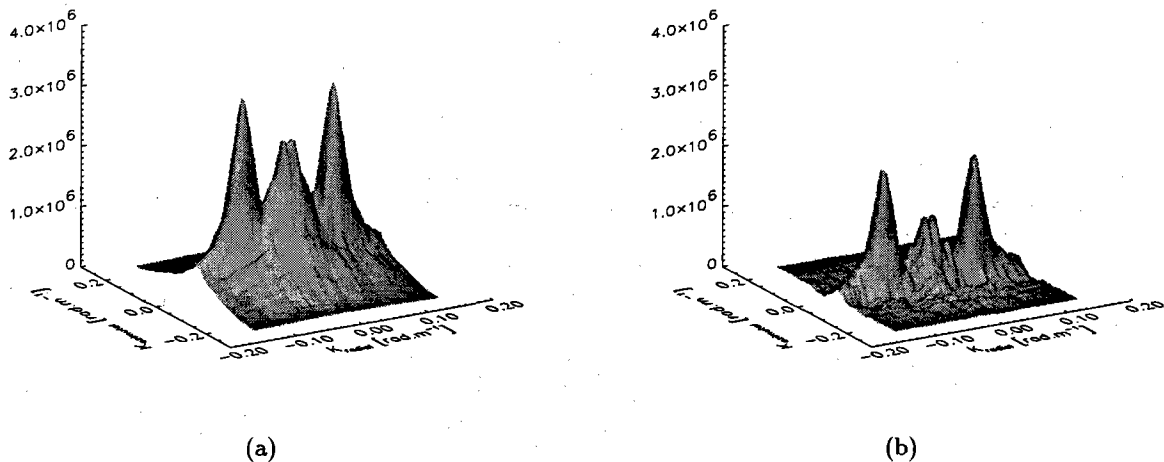


FIG. 1.6 - Illustration de la suppression de la contribution spectrale non cohérente : (a) Spectre d'une image ROS 3-vues (mode II). (b) Inter-spectre entre 2 vues indépendantes de la même scène.

4. Selon le mode de détection choisi, voir 1.3.2, p. 17

### 1.3.2 Analyse statistique dans le cas gaussien

L'analyse statistique du bruit granulaire, en terme de distribution ou de calcul de ses moments, est étroitement liée au mode de détection de l'instrument. Ainsi, les images ROS du satellite SEASAT sont-elles d'abord détectées en intensité avant moyennage multi-vues, puis transformées en amplitude. Les imagettes ROS des satellites ERS-1/2, en revanche, sont directement moyennées en amplitude. On distingue quatre modes de détection (auxquels on se référera par la suite) :

**Mode I** Moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en intensité :

$$I(x, y) = \frac{1}{N_l} \sum_{i=1}^{N_l} I_i(x, y) \quad (1.9)$$

**Mode II** Racine carrée de la moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en intensité :

$$A(x, y) = \sqrt{\frac{1}{N_l} \sum_{i=1}^{N_l} I_i(x, y)} \quad (1.10)$$

**Mode III** Moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en amplitude :

$$A(x, y) = \frac{1}{N_l} \sum_{i=1}^{N_l} A_i(x, y) \quad (1.11)$$

**Mode IV** Moyenne incohérente de  $N_l$  vues, détectées en amplitude, élevée au carré :

$$I(x, y) = \left( \frac{1}{N_l} \sum_{i=1}^{N_l} A_i(x, y) \right)^2 \quad (1.12)$$

Le dernier mode n'est pas utilisé comme tel, mais il est nécessaire d'étudier ses caractéristiques lorsqu'on élève au carré les imagettes ROS d'ERS-1/2 (ou les images ROS canadiennes aéroportées du Convair 580 [Livingstone et al. 1995]).

#### 1.3.2.1 Distribution du bruit granulaire

Les distributions des images ROS, dans le cas de statistiques gaussiennes (pure *speckle*), pour chaque mode de détection, sont les suivantes :

**Mode I** Loi du  $\chi^2$  à  $2 N_l$  degrés de liberté (ou loi Gamma de paramètre de forme  $N_l$  et d'échelle  $1/N_l$ ) [Ulaby et al. 1986, Vachon et West 1992, Delignon 1993] :

$$f_I(u) = \frac{I_0^{-N_l} N_l^{N_l}}{\Gamma(N_l)} u^{N_l-1} \exp\left(-\frac{N_l u}{I_0}\right) \quad (1.13)$$

**Mode II** Loi Gamma généralisée de paramètre de forme  $N_l$  et d'échelle  $1/\sqrt{N_l}$  [Delignon 1993] :

$$f_A(u) = \frac{2 I_0^{-N_l} N_l^{N_l}}{\Gamma(N_l)} u^{2 N_l-1} \exp\left(-\frac{N_l u^2}{I_0}\right) \quad (1.14)$$

**Mode III** Convolution de  $N_l$  lois de Rayleigh :

$$f_A(u) = f_{A_1}(u) * f_{A_2}(u) * \dots * f_{A_{N_l}}(u) \quad (1.15)$$

La distribution suivie par les images ROS détectées selon les modes III et IV, dans le cas de statistiques gaussiennes, n'a pas de forme analytique simple.

### 1.3.2.2 Etude de la variance normalisée $\sigma^2/\mu^2$

Les paramètres  $\sigma$  et  $\mu$  désignent, ici, respectivement l'écart type et la moyenne de l'image. La valeur du paramètre  $\sigma^2/\mu^2$  traduit la valeur relative des fluctuations, associées au bruit de *speckle*, autour de la moyenne des images. Son calcul est détaillé pour chaque scénario de détection en annexe 1.A. Le tableau 1.1 résume l'ensemble des valeurs et l'évolution de ce rapport, selon le nombre de vues, est présentée figure 1.7.

Mode de détection	$\sigma^2/\mu^2$
I	$\frac{1}{N_l}$
II	$\frac{\Gamma(N_l) \Gamma(N_l+1) - \Gamma^2(N_l+1/2)}{\Gamma^2(N_l+1/2)}$
III	$\frac{1}{N_l} \frac{4-\pi}{\pi}$
IV	$\frac{N_l (32+16\pi-4\pi^2) + (6\pi^2-24\pi-32)}{\pi^2 N_l^3 + 2\pi N_l^2 (4-\pi) + N_l (4-\pi)^2}$

TAB. 1.1 - Valeurs du paramètre  $\sigma^2/\mu^2$ .

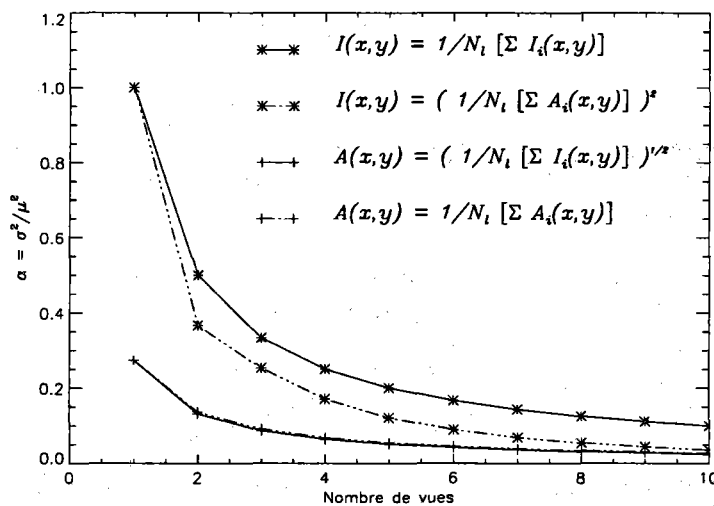


FIG. 1.7 - Rapport de la variance à la moyenne au carré en fonction du nombre de vues, pour différents modes de détection (statistiques gaussiennes).

Quel que soit le scénario choisi, la technique du moyennage multi-vues diminue sensiblement l'effet du bruit de *speckle* en atténuant les fluctuations autour de la moyenne du signal rétrodiffusé. Cette réduction est proportionnelle à  $1/N_l$  excepté dans le cas d'une détection de type mode IV. Dans ce cas, en effet, l'atténuation est de l'ordre de  $1/N_l^2$  (faible contribution des termes  $E[A_i A_j A_k A_l]$ ).

### 1.3.2.3 Etude du couple $(\beta_1, \beta_2)$

Afin de déterminer la densité de probabilité suivie par une variable  $x$ , il est intéressant, d'une façon générale, de comparer ses moments d'ordre supérieur à ceux d'autres distributions connues. Pour cela, on considère les paramètres d'ordre 3 et 4, ou le couple  $(\beta_1, \beta_2)$ , constitué du skewness élevé au carré et du kurtosis, définis comme suit :

$$\beta_1 = \frac{E[(x - E[x])^3]^2}{E[(x - E[x])^2]^3} \quad (1.16a)$$

$$\beta_2 = \frac{E[(x - E[x])^4]}{E[(x - E[x])^2]^2} \quad (1.16b)$$

Le calcul du couple est détaillé pour les trois premiers modes de détection (I, II, III) en annexe 1.B. Le tableau 1.2 résume l'ensemble des valeurs et l'évolution de ce couple selon le nombre de vues est présentée figure 1.8

Mode de détection	$\beta_1$	$\beta_2$
I	$\frac{4}{N_l}$	$3 + \frac{6}{N_l}$
II	$\frac{\gamma^2 (2\gamma^2 - 2N_l + 1/2)^2}{(N_l - \gamma^2)^3}$	$\frac{-3\gamma^4 + 2\gamma^2(N_l - 1) + N_l(N_l + 1)}{(N_l - \gamma^2)^2}$
III	$\frac{4\pi(\pi - 3)^2}{N_l(4 - \pi)^3}$	$3 + \frac{24\pi - 6\pi^2 - 16}{N_l(4 - \pi)^2}$

TAB. 1.2 - Valeurs du couple  $(\beta_1, \beta_2)$  (où  $\gamma = \Gamma(N_l + 1/2)/\Gamma(N_l)$ ).

Quel que soit le scénario de détection, le couple  $(\beta_1, \beta_2)$  associé au bruit de *speckle* converge vers celui de la loi gaussienne (0,3). Cette convergence des distributions vers une loi normale se justifie pour les modes I et III d'après le théorème de la *Limite Centrale*. Dans le cas d'une détection correspondant à la racine carrée de la moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en intensité (mode II), la démonstration de la convergence vers une loi gaussienne a été faite par *Delignon* [Delignon 1993].

En outre, on vérifie bien que le couple  $(\beta_1, \beta_2)$  du bruit détecté en amplitude (mode II et III), pour une vue, vaut (0.398, 3.245) soit celui d'une loi de Rayleigh. Lorsqu'il est détecté en intensité, le couple vaut alors (4,9), soit celui d'une loi de type exponentielle négative.

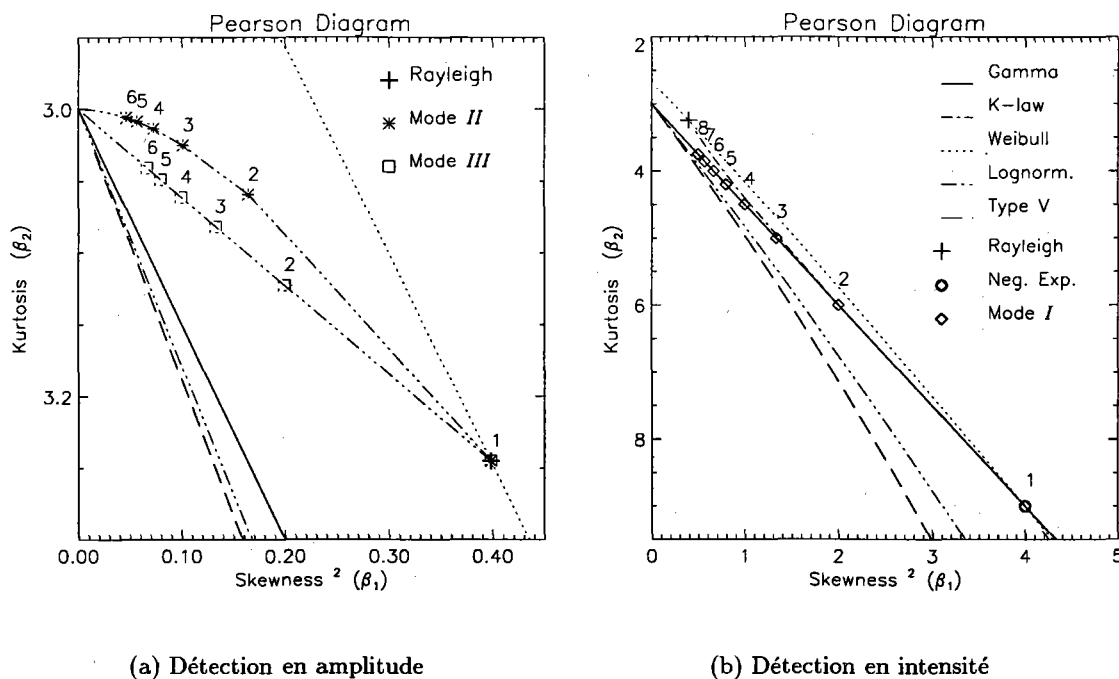


FIG. 1.8 - Représentation dans le diagramme de Pearson du couple  $\beta_1, \beta_2$  (statistiques gaussiennes) : (a) détection en amplitude (mode II et III), (b) détection en intensité (mode I).

### 1.3.3 Analyse spectrale

Le bruit de *speckle*, dans les systèmes imageurs cohérents, est souvent perçu comme une gêne. Cela est particulièrement vrai dans le cas des statistiques gaussiennes, puisque, comme nous l'avons vu précédemment, l'information apportée par la variance du bruit et celle donnée par la moyenne du signal sont redondantes (constance du rapport  $\sigma^2/\mu^2$ ). Toutefois, son spectre bi-dimensionnel peut être utilisé avantageusement pour estimer la résolution du système ROS [Raney 1980, Tilley 1986].

Rappelons-nous en effet que le bruit granulaire peut être modélisé comme un bruit multiplicatif de la forme  $Y(x) = X(x) \cdot S(x)$  où  $X$  et  $S$  représentent, respectivement, l'information utile du signal (associée à la modulation par les vagues) et le bruit de *speckle*, quels que soient le nombre vues et le scénario de détection.  $x$  désigne les coordonnées spatiales. Supposons, en outre, que  $X$  et  $S$  sont indépendants. Le spectre de  $Y$  (transformée de Fourier élevée au carré) s'exprime alors de la façon suivante [Goldfinger 1982]:

$$\Phi_Y(k) = E[S]^2 \Phi_X(k) + [\Phi_X(k) + E[X]^2 \delta(k)] * \Phi_S(k) \quad (1.17)$$

où  $*$  représente l'opérateur de convolution et  $k$  un nombre d'onde à deux dimensions. Considérons maintenant, comme Krogstad l'a suggéré, que la longueur de corrélation du bruit est négligeable devant celle associée à la modulation  $X$  [Krogstad 1994].  $\Phi_Y(k)$  se simplifie donc :

$$\Phi_Y(k) = E[S]^2 \Phi_X(k) + [\text{var}(X) + E[X]^2] \Phi_S(k) \quad (1.18)$$

On appellera alors  $m$  la modulation relative par les vagues et  $\chi$  le spectre normalisé du bruit de *speckle* tel que :  $\Phi_S(k) = \text{var}(S) \cdot \chi(k)$ . Ainsi l'équation précédente devient-elle [Forget et Broche 1996]:

$$\Phi_Y(k) = \alpha E[Y]^2 \chi(k) + E[Y]^2 [\Phi_m(k) + \alpha \text{var}(m) \chi(k)] \quad (1.19)$$

où  $\alpha$  est la variance normalisée du bruit granulaire de *speckle*<sup>5</sup>. Le premier terme de l'équation (1.19) représente le spectre du bruit tandis que le deuxième terme figure la contribution spectrale de la modulation.

La contribution spectrale du *speckle* dans le spectre total des images ROS est souvent comparée à un *socle* [Goldfinger 1982]. Sa forme peut être parfaitement identifiée en l'absence de modulation. Pour cela, on utilise, quand c'est possible, des scènes acquises sur des lacs et dans des conditions de vent nul ou faible (i.e. absence de houle et de mer de vent). A titre d'exemple, la partie suivante est consacrée au cas particulier des produits ROS des satellites ERS-1/2.

### Etude de la résolution des produits ROS des satellites ERS-1/2

Afin d'estimer la fonction de transfert de modulation associée à la réponse impulsionnelle de l'instrument (spectre du bruit), nous avons vu qu'il était préférable de chercher des images ROS ne présentant aucune modulation. Dans ce cas le spectre de l'image se résume à la forme suivante :

$$\Phi_Y(k) = \alpha E[Y]^2 \chi(k) \quad (1.20)$$

La figure 1.9 est un exemple idéal pour ce type d'étude. Visuellement, l'imagette ne montre aucune modulation. En outre, ses paramètres statistiques sont très proches des valeurs nominales des statistiques gaussiennes pour un mode de détection de type III (moyenne incohérente des vues détectées en amplitude) et un nombre de vues égal à 3. Ainsi, la variance normalisée de cette imagette vaut-elle 0.098 (valeur nominale : 0.091), et le couple  $(\beta_1, \beta_2)$  est égal à (0.15, 3.15) (valeur nominale : (0.13, 3.08)).

Compte-tenu de l'apparence "carrée" du spectre des produits ROS ERS-1/2, il peut s'écrire sous la forme d'un produit :

$$\Phi_Y(k) \propto S_{az}(k_{az}) \cdot S_{ra}(k_{ra}) \quad (1.21)$$

Le spectre du bruit, dans la direction azimutale et radiale, est présenté à la figure 1.10.

5. voir 1.3.2.2, p. 18 : Etude de la variance normalisée  $\sigma^2/\mu^2$

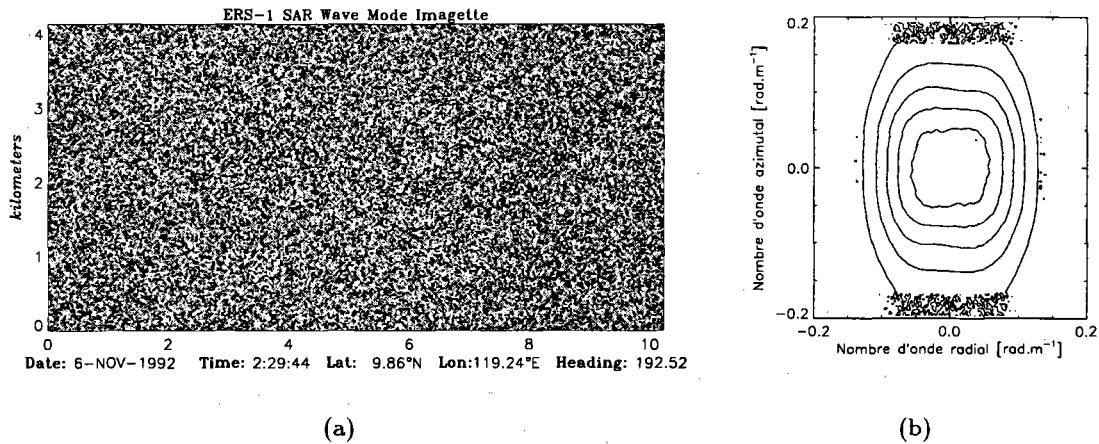


FIG. 1.9 - (a) Imagerie ROS ERS-1 sans modulation. (b) représentation en contour du spectre associé.

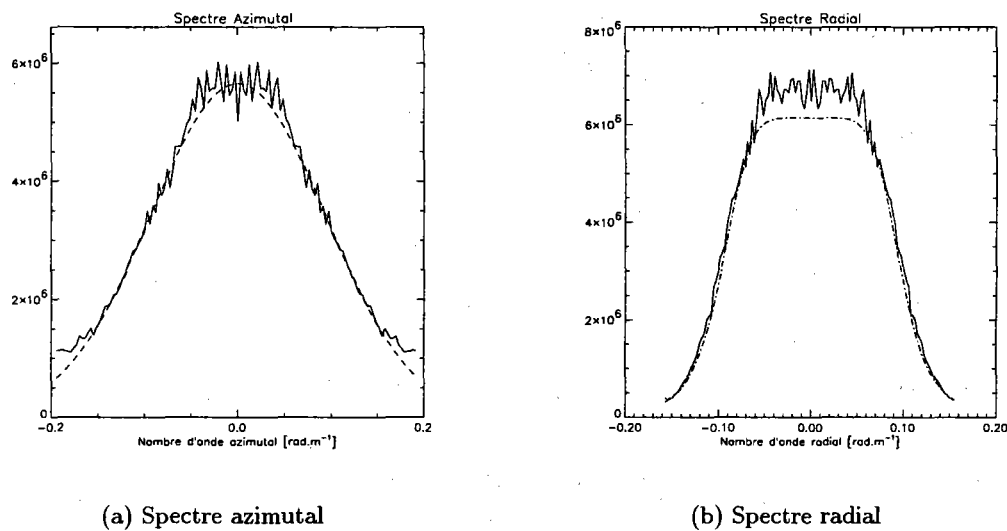


FIG. 1.10 - Spectre de l'image ROS dans la direction azimutale (a) et radiale (b).

D'après la forme dans chacune des directions, on constate que  $S_{az}(k_{az})$  peut être modélisé par une forme *gaussienne* tandis que le spectre  $S_{ra}(k_{ra})$  dans la direction radiale a une forme de type *Butterworth*. Nous avons remarqué qu'une représentation de  $S_{az}(k_{az})$  par une fonction de *Hamming*, d'ailleurs utilisée par le processeur de l'Agence Spatiale Européenne, offrait un meilleur ajustement aux hautes fréquences qu'une fonction gaussienne. Toutefois, pour la simplicité de leur forme, on choisira  $S_{az}(k_{az})$  et  $S_{ra}(k_{ra})$  tels que [Chapron et al. 1995]:

$$S_{az}(k_{az}) \propto \exp \left[ - \left( \frac{k_{az}}{K_{azres}} \right)^2 \right] \quad \text{with:} \quad K_{azres} = \frac{2\pi}{\Lambda_{azres}} \quad (1.22a)$$

$$S_{ra}(k_{ra}) \propto \left[ 1 + \left( \frac{k_{ra}}{K_{rares}} \right)^\alpha \right]^{-1} \quad \text{with:} \quad K_{rares} = \frac{2\pi}{\Lambda_{rares}} \quad (1.22b)$$

Produit ROS	$\Lambda_{azres}$ (mètres)	$\Lambda_{rares}$ (mètres)	$\alpha$ (ordre du filtre)
Mode Vague	48	65	6
Mode Image <sup>a</sup>	42	55	4
Mode Image <sup>b</sup>	56	80	4

TAB. 1.3 - Valeurs des paramètres estimés à partir de l'étude du spectre associé à la réponse impulsionnelle de l'instrument ROS des satellites ERS-1/2.

A partir de cette modélisation, les valeurs estimées, pour les différents produits ROS des satellites ERS-1/2 (mode Vague (image) et mode Image<sup>6</sup>), sont détaillées dans le tableau 1.3.

## 1.4 Conclusion

Les signaux obtenus par les systèmes imageurs cohérents sont soumis à un bruit granulaire (*speckle*) causé par les interférences entre ondes issues des diffuseurs élémentaires sur la surface. Il peut être modélisé comme un bruit multiplicatif. Les propriétés statistiques de ce bruit ont été détaillées, selon le mode de détection choisi, en termes de distribution, variance normalisée et moments d'ordre supérieurs. Compte tenu de l'importance de l'écart type d'un tel bruit, de nombreuses méthodes ont été proposées pour s'en affranchir, comme le traitement multi-vues. L'étude de la variance normalisée, en fonction de différents modes de détection, montre que ce traitement permet de réduire considérablement les fluctuations autour de la moyenne du signal, au détriment de la résolution azimutale: il est en effet nécessaire de générer des vues indépendantes de la même scène par partition du spectre Doppler, donc de diviser le temps d'intégration, utile à la haute résolution.

La plupart des travaux entrepris sur l'étude du bruit de *speckle* ont toutefois visé à améliorer la qualité du signal dans le domaine spatial (ou temporel). Pourtant, des applications, telles que le problème de l'inversion spectrale ROS, nécessitent une bonne connaissance du spectre et notamment de la fonction de transfert de modulation associée à la réponse impulsionnelle de l'instrument de façon à pouvoir différencier les différentes contributions émanant du bruit ou de la modulation dans le spectre d'une image ROS. De récents développements sur l'utilisation de l'inter-spectre entre vues indépendantes de la même scène, ont montré que cette technique permettait de supprimer la contribution non cohérente (à l'échelle du temps d'intégration  $\mathcal{T}$ ) du signal rétrodiffusé<sup>7</sup>, dont le bruit de

a. Pour les produits traités dans les centres suivants: EPO Italie, DLR/D-PAF

b. Pour les produits traités au centre ASI I-PAF

6. voir Annexe A sur la description des différents produits ROS des satellites ERS-1/2

7. voir 2.2.3, p. 51: De l'utilité de l'inter-spectre



*speckle* fait partie. Cela permet donc de ne conserver que l'énergie spectrale véritablement associée à la modulation et de minimiser le biais de l'estimation du spectre de la surface de la mer lors de l'inversion spectrale ROS. Nous verrons d'ailleurs par la suite que cette technique permet également de lever l'ambiguïté de direction de propagation des systèmes de vagues détectées.

Toutefois, lorsqu'il est présent, le spectre du bruit peut être utilisé avantageusement pour déterminer le spectre associé à la réponse impulsionnelle de l'instrument. Cette opération doit se faire sur des images ROS ne présentant aucune modulation, donc simplement affectées par le bruit de *speckle* (pas de houle, vent très faible). A titre de démonstration, nous avons analysé le spectre du bruit sur les différents produits ROS des satellites ERS-1/2.

## Références

- [Alpers et Ruffenach 1979] ALPERS W.R. et RUFFENACH C.L. – The effect of orbital motions on synthetic aperture radar imagery of ocean waves. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-27, n° 5, septembre 1979, pp. 685–690.
- [Brillinger 1993] BRILLINGER D.R. – Distributions of particle displacements via higher-order moment functions. *IEE Proc.-F*, vol. 140, n° 6, décembre 1993, pp. 390–394.
- [Brown 1990] BROWN G.S. – Quasi-specular scattering from the air-sea interface. *Surface waves and fluxes*, éd. par GEERNAERT et PLANT, pp. 1–40. – Kluwer Academic Publishers, 1990.
- [Chapron et al. 1995] CHAPRON B., ELFOUHAILY T. et KERBAOL V. – *Calibration and validation of ERS Wave Mode Products*. – Rapport technique n° DRO/OS/95-02, Inst. Fr. de Rech. pour l'Exploit. de la Mer, Brest, France, 1995.
- [Delignon 1993] DELIGNON Y. – *Etude Statistique d'Images Radar de la Surface de la Mer*. – Thèse de doctorat, Université de Rennes I, 1993.
- [Engen et Johnsen 1995a] ENGEN G. et JOHNSEN H. – Analysis and inversion of ERS-1 image cross-spectra. *IGARSS'95*. pp. 1863–1865. – IEEE Press, Piscataway, N.J., 1995.
- [Engen et Johnsen 1995b] ENGEN G. et JOHNSEN H. – SAR-ocean wave inversion using image cross spectra. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. 33, n° 4, juillet 1995, pp. 1047–1056.
- [Forget et Broche 1996] FORGET P. et BROCHE P. – Slicks, waves, and fronts observed in a sea coastal area by an X-band airborne synthetic aperture radar. *Remote Sens. Environm.*, vol. 57, n° 1, 1996, pp. 1–12.
- [Goldfinger 1982] GOLDFINGER A.D. – Estimation of spectra from speckled images. *IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst.*, vol. AES-18, n° 5, septembre 1982, pp. 675–681.
- [Goodman 1976] GOODMAN J.W. – Some fundamental properties of speckle. *J. Opt. Soc. America*, novembre 1976, pp. 1145–1150.
- [Hasselmann et al. 1985] HASSELMANN K., RANEY R.K., PLANT W.J., ALPERS W., SHUCHMAN R.A., LYZENGA D.R., RUFENACH C.L. et TUCKER M.J. – Theory of synthetic aperture radar ocean imaging: a MARSEN view. *J. Geophys. Res.*, vol. 90, n° C3, 1985, pp. 4659–4686.
- [Jakeman et Pusey 1976] JAKEMAN E. et PUSEY P.N. – A model for non-rayleigh sea echo. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-24, n° 6, novembre 1976, pp. 806–814.

- [Jakeman et Tough 1988] JAKEMAN E. et TOUGH R.J.A. – Non-gaussian models for the statistics of scattered waves. *Adv. Phys.*, vol. 37, n° 5, 1988, pp. 471–529.
- [Krogstad 1994] KROGSTAD H. E. – *Some comments about the processing of ERS-1/2 imagerettes and the wave mode product.* – Rapport technique n° STF10 A94008, SINTEF Industrial Mathematics, Trondheim, Norway, juin 1994.
- [Livingstone et al. 1995] LIVINGSTONE C.E., GRAY A.L., HAWKINS R.K., VACHON P.W., LUKOWSKI T.I. et LALONDE M. – The CCRS airborne SAR systems: Radar for remote sensing research. *Canadian J. Rem. Sens.*, vol. 21, n° 4, décembre 1995, pp. 468–491.
- [Raney 1980] RANEY R.K. – SAR response to partially coherent phenomena. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-28, n° 6, novembre 1980.
- [Spiegel 1974] SPIEGEL M. R. – *Mathematical handbook of formulas and tables.* – McGraw-Hill Inc., 1974.
- [Swift et Wilson 1979] SWIFT C.T. et WILSON L.R. – Synthetic aperture radar imaging of moving ocean waves. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-27, n° 6, novembre 1979, pp. 725–729.
- [Tilley 1986] TILLEY D.G. – Use of speckle for determining the response characteristics of doppler imaging radars. *Opt. Engin.*, vol. 25, n° 6, juin 1986, pp. 772–779.
- [Tucker 1985] TUCKER M.J. – The imaging of waves by satellite borne synthetic aperture radar: the effect of sea-surface motion. *Int. J. Remote Sens.*, vol. 6, n° 7, 1985, pp. 1059–1074.
- [Ulaby et al. 1982] ULABY F.T., MOORE R.K. et FUNG A.K. – *Microwave Remote Sensing: Active and Passive - Volume II: Radar remote sensing and surface scattering and emission theory.* – Addison-Wesley Publishing Company, 1982.
- [Ulaby et al. 1986] ULABY F.T., KOUYATE F., BRISCO B. et WILLIAMS T.H. Lee. – Textural information in SAR images. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. GE-24, n° 2, mars 1986, pp. 235–245.
- [Vachon et al. 1993] VACHON P.W., OLSEN R.B., KROGSTAD H.E. et LIU A.K. – Airborne symthetic aperture radar observations and simulations for waves in ice. *J. Geophys. Res.*, vol. 98, n° C9, septembre 1993, pp. 16411–16425.
- [Vachon et West 1992] VACHON P.W. et WEST J.C. – Spectral estimation techniques for multilook SAR images of ocean waves. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. 30, n° 3, mai 1992, pp. 568–577.

## 1.A $\sigma^2/\mu^2$ du speckle pour différents modes de détection

Nous nous plaçons, ici, dans l'hypothèse de statistiques gaussiennes. Nous allons définir le rapport de la variance à la moyenne au carré du signal,  $\sigma^2/\mu^2$ , en fonction du nombre de vues, pour quatre différents modes de détection :

- moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en intensité
- racine carrée de la moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en intensité
- moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en amplitude
- moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en amplitude puis élevée au carré

### 1.A.1 Moyenne incohérente de $N_l$ vues détectées en intensité

L'image ROS est détectée en intensité après avoir réalisé la moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en intensité, supposées indépendantes. L'intensité en  $(x, y)$  vérifie donc :

$$I(x, y) = \frac{1}{N_l} \sum_{i=1}^{N_l} I_i(x, y) \quad (1.A.1)$$

Chaque vue individuelle en intensité  $I_i(x, y)$  est distribuée selon une exponentielle négative. En conséquence, l'intensité  $I(x, y)$  résultant de la moyenne incohérente des  $N_l$  vues individuelles indépendantes suivra la convolution de  $N_l$  lois exponentielles négatives, soit une loi  $\chi^2$  à  $2 N_l$  degrés de liberté [Ulaby et al. 1986] :

$$f_I(u) = \frac{\mu^{-N_l} N_l^{N_l}}{\Gamma(N_l)} u^{N_l-1} \exp\left(-\frac{N_l u}{\mu}\right) \quad (1.A.2)$$

pour  $u$  défini sur  $[0, +\infty[$  et où  $\mu$  représente la moyenne de chaque vue individuelle en intensité. Pour le calcul des moments de  $I$ , on utilisera la relation suivante [Spiegel 1974] :

$$\int_0^{\infty} x^n e^{-ax} dx = \frac{\Gamma(n+1)}{a^{(n+1)}} \quad (1.A.3)$$

La moyenne et la variance de  $I$  sont alors donnés par :

$$E[I] = \mu \quad (1.A.4a)$$

$$E[(I - E[I])^2] = \frac{\mu^2}{N_l} \quad (1.A.4b)$$

Des précédentes équations, on obtient finalement :

$$\frac{\sigma^2}{\mu^2} = \frac{1}{N_l} \quad (1.A.5)$$

### 1.A.2 Racine carrée de la moyenne incohérente de $N_l$ vues détectées en intensité

Dans ce type de détection, chaque vue individuelle est détectée en intensité. On réalise ensuite la moyenne incohérente des  $N_l$  vues indépendantes. Finalement, on ne garde que l'amplitude du signal ainsi formé. L'amplitude en  $(x, y)$  vérifie donc :

$$A(x, y) = \sqrt{\frac{1}{N_l} \sum_{i=1}^{N_l} I_i(x, y)} \quad (1.A.6)$$

La loi suivie par la variable  $A$  est une loi Gamma généralisée [Delignon 1993] :

$$f_A(u) = \frac{2 \mu^{-N_l} N_l^{N_l}}{\Gamma(N_l)} u^{2N_l-1} \exp\left(-\frac{N_l u^2}{\mu}\right) \quad (1.A.7)$$

pour  $u$  défini sur  $[0, +\infty[$  et où  $\mu$  représente la moyenne de chaque vue individuelle en intensité. On utilisera la relation suivante [Spiegel 1974] :

$$\int_0^{\infty} x^m e^{-a x^2} dx = \frac{\Gamma[(m+1)/2]}{2 a^{(m+1)/2}} \quad (1.A.8)$$

Ainsi, la moyenne et la variance de  $A$  vérifient-ils :

$$E[A] = \gamma \sqrt{\frac{\mu}{N_l}} \quad (1.A.9a)$$

$$E[(A - E[A])^2] = \mu \left(1 - \frac{\gamma^2}{N_l}\right) \quad (1.A.9b)$$

où  $\gamma$  vaut  $\Gamma(N_l + 1/2)/\Gamma(N_l)$ . Finalement, on obtient :

$$\frac{\sigma^2}{\mu^2} = \frac{\Gamma(N_l) \Gamma(N_l + 1) - \Gamma^2(N_l + 1/2)}{\Gamma^2(N_l + 1/2)} \quad (1.A.10)$$

### 1.A.3 Moyenne incohérente de $N_l$ vues détectées en amplitude

Chaque vue individuelle est détectée en amplitude. On réalise ensuite la moyenne incohérente des  $N_l$  vues indépendantes. L'amplitude en  $(x, y)$  vérifie donc :

$$A(x, y) = \frac{1}{N_l} \sum_{i=1}^{N_l} A_i(x, y) \quad (1.A.11)$$

Chaque vue individuelle en amplitude  $A_i$  étant distribuée selon une loi de Rayleigh, la loi suivie par  $A$  est donc la convolution de  $N_l$  lois de Rayleigh. L'expression de la distribution suivie par chaque vue en amplitude  $A_i$  est donnée par :

$$f_{A_i}(u) = \frac{2u}{\mu} \exp\left(-\frac{u^2}{\mu}\right) \quad (1.A.12)$$

Les deux premiers moments de la variable  $A_i$  vérifient alors les relations suivantes :

$$E[A_i] = \frac{\sqrt{\pi\mu}}{2} \quad (1.A.13a)$$

$$E[A_i^2] = \mu \quad (1.A.13b)$$

Soit :

$$E[A] = \frac{\sqrt{\pi\mu}}{2} \quad (1.A.14a)$$

$$\begin{aligned} E[(A - E[A])^2] &= \left( \frac{E[A_i^2]}{N_l} + \frac{N_l - 1}{N_l} E[A_i]^2 \right) - E[A]^2 \\ &= \frac{\mu}{N_l} \frac{4 - \pi}{4} \end{aligned} \quad (1.A.14b)$$

Finalement, on obtient :

$$\frac{\sigma^2}{\mu^2} = \frac{1}{N_l} \frac{4 - \pi}{\pi} \quad (1.A.15)$$

#### 1.A.4 Moyenne incohérente de $N_l$ vues détectées en amplitude puis élevée au carré

Chaque vue individuelle est détectée en amplitude. On réalise ensuite la moyenne incohérente des  $N_l$  vues indépendantes, puis on l'élève au carré. L'intensité résultante en  $(x, y)$  vérifie donc :

$$I(x, y) = \left( \frac{1}{N_l} \sum_{i=1}^{N_l} A_i(x, y) \right)^2 = \left( \frac{1}{N_l} \sum_{i=1}^{N_l} \sqrt{I_i(x, y)} \right)^2 \quad (1.A.16)$$

Bien que les caractéristiques de ce mode de détection soient pratiquement inexistantes dans la littérature, il s'agit typiquement de la détection des images ROS des satellites ERS en mode Vague lorsqu'elles sont élevées au carré.

Pour mener à bien le calcul de la moyenne et de la variance de  $I$ , il est nécessaire de définir les quatre premiers moments de  $A_i$ . Les deux premiers étant donnés par les équations (1.A.13a) et (1.A.13b), les moments d'ordre 3 et 4 sont :

$$E[A_i^3] = \mu^{3/2} \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \quad (1.A.17a)$$

$$E[A_i^4] = 2\mu^2 \quad (1.A.17b)$$

Il faut aussi connaître les deux premiers moments de  $I_i$ , soit :

$$E[I_i] = \mu \quad (1.A.18a)$$

$$E[(I_i - E[I_i])^2] = \mu^2 \quad (1.A.18b)$$

La moyenne de  $I$  est alors la suivante :

$$\begin{aligned} E[I] &= \frac{1}{N_l^2} \left( N_l E[I_i] + N_l(N_l - 1) E[A_i]^2 \right) \\ &= \frac{\mu}{N_l} \left( 1 + (N_l - 1) \frac{\pi}{4} \right) \end{aligned} \quad (1.A.19)$$

La variance de  $I$  vérifie quant à elle :

$$\begin{aligned} \text{Var}(I) &= \frac{1}{N_l^4} \left( N_l E[I_i^2] + 3 N_l(N_l - 1) E[I_i]^2 + 2 N_l^2 (N_l - 2) E[I_i] E[A_i]^2 + \right. \\ &\quad \left. 4 N_l(N_l - 1) E[A_i^3] E[A_i] + (N_l^4 - 2 N_l^3 - 3 N_l^2 + 6 N_l) E[A_i]^4 \right) \\ &\quad - E[I]^2 \\ &= \frac{\mu^2}{16 N_l^4} \left[ N_l^2 (32 + 16 \pi - 4 \pi^2) + N_l (-32 - 24 \pi + 6 \pi^2) \right] \end{aligned} \quad (1.A.20)$$

Finalement, le rapport  $\sigma^2/\mu^2$  est donné par :

$$\frac{\sigma^2}{\mu^2} = \frac{N_l (32 + 16 \pi - 4 \pi^2) + (6 \pi^2 - 24 \pi - 32)}{\pi^2 N_l^3 + 2 \pi N_l^2 (4 - \pi) + N_l (4 - \pi)^2} \quad (1.A.21)$$

## 1.B $(\beta_1, \beta_2)$ du speckle pour différents modes de détection

On rappelle que le couple  $(\beta_1, \beta_2)$  associé à la variable aléatoire  $x$  est défini par :

$$\beta_1 = \frac{E[(x - E[x])^3]^2}{E[(x - E[x])^2]^3} \quad (1.B.1a)$$

$$\beta_2 = \frac{E[(x - E[x])^4]}{E[(x - E[x])^2]^2} \quad (1.B.1b)$$

Le paramètre  $\beta_1$  correspond au *skewness* élevé au carré, et  $\beta_2$  représente le *kurtosis*. Dans l'hypothèse de statistiques gaussiennes (pur speckle), nous allons expliciter les différentes valeurs prises par le couple  $(\beta_1, \beta_2)$ , en fonction du nombre de vues  $N_l$ , pour les trois principaux modes de détection :

- moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en intensité
- racine carrée de la moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en intensité
- moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en amplitude

### 1.B.1 Moyenne incohérente de $N_l$ vues détectées en intensité

L'image ROS est détectée en intensité après avoir réalisé la moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en intensité, supposées indépendantes. L'intensité en  $(x, y)$  vérifie donc :

$$I(x, y) = \frac{1}{N_l} \sum_{i=1}^{N_l} I_i(x, y) \quad (1.B.2)$$

Chaque vue individuelle en intensité  $I_i(x, y)$  est distribuée selon une exponentielle négative. En conséquence, l'intensité  $I(x, y)$  résultant de la moyenne incohérente des  $N_l$  vues individuelles indépendantes suivra la convolution de  $N_l$  lois exponentielles négatives, soit une loi  $\chi^2$  à  $2 N_l$  degrés de liberté [Ulaby et al. 1986] :

$$f_I(u) = \frac{\mu^{-N_l} N_l^{N_l}}{\Gamma(N_l)} u^{N_l-1} \exp\left(-\frac{N_l u}{\mu}\right) \quad (1.B.3)$$

pour  $u$  défini sur  $[0, +\infty[$  et où  $\mu$  représente la moyenne de chaque vue individuelle en intensité. Le calcul des moments centrés de  $I$  se fera à l'aide la relation suivante [Spiegel 1974] :

$$\int_0^{\infty} x^m e^{-ax} dx = \frac{\Gamma(m+1)}{a^{(m+1)}} \quad (1.B.4)$$

De la relation précédente, il vient :

$$E[I^m] = \left(\frac{\mu}{N_l}\right)^m \frac{\Gamma(N_l + m)}{\Gamma(N_l)} \quad (1.B.5)$$



Les moments centrés de  $I$  s'expriment donc de la façon suivante :

$$E[I] = \mu \quad (1.B.6a)$$

$$E[(I - E[I])^2] = \frac{\mu^2}{N_l} \quad (1.B.6b)$$

$$E[(I - E[I])^3] = \frac{2\mu^2}{N_l^2} \quad (1.B.6c)$$

$$E[(I - E[I])^4] = \frac{\mu^4}{N_l^3} (3N_l + 6) \quad (1.B.6d)$$

Le couple  $(\beta_1, \beta_2)$  est alors donné par :

$$\beta_1 = \frac{4}{N_l} \quad (1.B.7a)$$

$$\beta_2 = 3 + \frac{6}{N_l} \quad (1.B.7b)$$

### 1.B.2 Racine carrée de la moyenne incohérente de $N_l$ vues détectées en intensité

Dans ce type de détection, chaque vue individuelle est détectée en intensité. On réalise ensuite la moyenne incohérente des  $N_l$  vues indépendantes. Finalement, on ne garde que l'amplitude du signal ainsi formé. L'amplitude en  $(x, y)$  vérifie donc :

$$A(x, y) = \sqrt{\frac{1}{N_l} \sum_{i=1}^{N_l} I_i(x, y)} \quad (1.B.8)$$

La loi suivie par la variable  $A$  est une loi Gamma généralisée [Delignon 1993] :

$$f_A(u) = \frac{2\mu^{-N_l} N_l^{N_l}}{\Gamma(N_l)} u^{2N_l-1} \exp\left(-\frac{N_l u^2}{\mu}\right) \quad (1.B.9)$$

pour  $u$  défini sur  $[0, +\infty[$  et où  $\mu$  représente la moyenne de chaque vue individuelle en intensité. Pour le calcul des moments centrés de  $A$ , on utilisera la relation [Spiegel 1974] :

$$\int_0^\infty x^m e^{-a x^2} dx = \frac{\Gamma[(m+1)/2]}{2 a^{(m+1)/2}} \quad (1.B.10)$$

De la relation précédente, il vient :

$$E[A^m] = \left(\frac{\mu}{N_l}\right)^{m/2} \frac{\Gamma(N_l + m/2)}{\Gamma(N_l)} \quad (1.B.11)$$

Les moments centrés de  $A$  vérifient donc :

$$E[A] = \gamma \sqrt{\frac{\mu}{N_l}} \quad (1.B.12a)$$

$$E[(A - E[A])^2] = \mu \left(1 - \frac{\gamma^2}{N_l}\right) \quad (1.B.12b)$$

$$E[(A - E[A])^3] = \frac{\mu^{3/2} \gamma}{N_l^{1/2}} \left(\frac{N_l + 1/2}{N_l} - 3 + \frac{2\gamma^2}{N_l}\right) \quad (1.B.12c)$$

$$E[(A - E[A])^4] = \frac{\mu^2}{N_l^2} \left(-3\gamma^4 + 2\gamma^2(N_l - 1) + N_l(N_l + 1)\right) \quad (1.B.12d)$$

où  $\gamma$  vaut  $\Gamma(N_l + 1/2)/\Gamma(N_l)$ . Le couple  $(\beta_1, \beta_2)$  est alors donné par :

$$\beta_1 = \frac{\gamma^2 (2\gamma^2 - 2N_l + 1/2)^2}{(N_l - \gamma^2)^3} \quad (1.B.13a)$$

$$\beta_2 = \frac{-3\gamma^4 + 2\gamma^2(N_l - 1) + N_l(N_l + 1)}{(N_l - \gamma^2)^2} \quad (1.B.13b)$$

### 1.B.3 Moyenne incohérente de $N_l$ vues détectées en amplitude

Chaque vue individuelle est détectée en amplitude. On réalise ensuite la moyenne incohérente des  $N_l$  vues indépendantes. L'amplitude en  $(x, y)$  vérifie donc :

$$A(x, y) = \frac{1}{N_l} \sum_{i=1}^{N_l} A_i(x, y) \quad (1.B.14)$$

Chaque vue en amplitude suit une loi de Rayleigh. La loi suivie par  $A$  est donc la convolution de  $N_l$  lois de Rayleigh. Il n'existe malheureusement pas d'expression analytique pour ce type de distribution. Le calcul du couple  $(\beta_1, \beta_2)$  sera donc mené pas à pas. Chaque  $A_i$  suit une loi de Rayleigh de la forme :

$$f_{A_i}(u) = \frac{2u}{\mu} \exp\left(-\frac{u^2}{\mu}\right) \quad (1.B.15)$$

Les moments non centrés de la variable  $A_i$  sont donnés par (cf. eq. (1.B.10)) :

$$E[A_i] = \frac{\sqrt{\pi\mu}}{2} \quad (1.B.16a)$$

$$E[A_i^2] = \mu \quad (1.B.16b)$$

$$E[A_i^3] = \mu^{3/2} \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \quad (1.B.16c)$$

$$E[A_i^4] = 2\mu^2 \quad (1.B.16d)$$

Les moments non centrés de  $A$  deviennent donc :

$$E[A] = \frac{\sqrt{\pi\mu}}{2} \quad (1.B.17a)$$

$$E[A^2] = \frac{1}{N_l^2} \left(N_l E[A_i^2] + N_l(N_l - 1) E[A_i]^2\right)$$

$$= \frac{\mu}{N_l} \left[ 1 + \frac{\pi}{4} (N_l - 1) \right] \quad (1.B.17b)$$

$$\begin{aligned} E[A^3] &= \frac{1}{N_l^3} (N_l E[A_i^3] + 3 N_l (N_l - 1) E[A_i^2] E[A_i] \\ &\quad + N_l (N_l - 1) (N_l - 2) E[A_i]^3) \\ &= \frac{\mu^{3/2} \sqrt{\pi}}{8 N_l^2} [6 + 12 (N_l - 1) + \pi (N_l - 1) (N_l - 2)] \end{aligned} \quad (1.B.17c)$$

$$\begin{aligned} E[A^4] &= \frac{1}{N_l^4} (N_l E[A_i^4] + 4 N_l (N_l - 1) E[A_i^3] E[A_i] \\ &\quad + 6 N_l (N_l - 1) (N_l - 2) E[A_i^2] E[A_i]^2 + 3 N_l (N_l - 1) E[A_i^2]^2 \\ &\quad + N_l (N_l - 1) (N_l - 2) (N_l - 3) E[A_i]^4) \\ &= \frac{\mu^2}{16 N_l^3} [32 + 48 (N_l - 1) + 24 \pi (N_l - 1)^2 \\ &\quad + \pi^2 (N_l - 1) (N_l - 2) (N_l - 3)] \end{aligned} \quad (1.B.17d)$$

D'où l'expression des moments centrés du signal en amplitude  $A$ :

$$E[(A - E[A])^2] = \frac{\mu(4 - \pi)}{4 N_l} \quad (1.B.18a)$$

$$\begin{aligned} E[(A - E[A])^3] &= E[A^3] - 3 E[A^2] E[A] + 2 E[A]^3 \\ &= \frac{\mu^{3/2} \sqrt{\pi} (\pi - 3)}{4 N_l^2} \end{aligned} \quad (1.B.18b)$$

$$\begin{aligned} E[(A - E[A])^4] &= E[A^4] - 4 E[A^3] E[A] + 6 E[A^2] E[A]^2 - 3 E[A]^4 \\ &= \frac{\mu^2}{16 N_l^3} [3 N_l (4 - \pi)^2 - 6 \pi^2 + 24 \pi - 16] \end{aligned} \quad (1.B.18c)$$

Finalement, le couple  $(\beta_1, \beta_2)$  est donné par :

$$\beta_1 = \frac{4 \pi (\pi - 3)^2}{N_l (4 - \pi)^3} \quad (1.B.19a)$$

$$\beta_2 = 3 + \frac{24 \pi - 6 \pi^2 - 16}{N_l (4 - \pi)^2} \quad (1.B.19b)$$

## Chapitre 2

# La transformation spectrale ROS

Avant d'aborder la transformation spectrale, proprement dite, du spectre bi-dimensionnel des hauteurs de la surface de la mer vers le spectre des images ROS, nous allons, dans un premier temps, répertorier et décrire l'ensemble des fonctions de transfert de modulation (FTM) associées aux différents mécanismes imageurs de la surface<sup>1</sup>. En effet, la qualité des algorithmes d'inversion, destinés à restituer le spectre initial de la surface de la mer à partir d'un spectre ROS observé, dépendra d'une bonne compréhension de la transformation ROS, donc de la description des différentes fonctions de transfert de modulation impliquées et de la formulation analytique du passage d'un spectre de surface à un spectre ROS. Puis, on détaillera la transformation intégrale non-linéaire, présentée en 1991 pour la première fois [Hasselmann et Hasselmann 1991] et une formulation plus complète fondée sur l'utilisation d'une fonction caractéristique générale [Krogstad 1992]. L'introduction de cette fonction caractéristique est primordiale pour la suite de notre travail en ce qui concerne l'étude de la coupure spectrale azimutale, dont découle l'algorithme original de restitution de la vitesse du vent à partir des images ROS. Enfin, nous verrons que cette transformation intégrale peut être avantageusement adaptée à l'inter-spectre entre vues distinctes, générées après partition du spectre Doppler. Cela permet notamment d'apporter quelques réponses aux problèmes de l'estimation de la contribution spectrale du bruit ou encore de la détermination du sens de propagation des vagues détectées par l'instrument.

### 2.1 Fonctions de transfert de modulation

Comme nous l'avons vu précédemment, les fonctions de transfert de modulation doivent inclure toutes les transformations par lesquelles les longues vagues induisent des variations dans le niveau de puissance reçu par le ROS. Parmi celles-là, on recense les modulations géométrique (*tilt*) et hydrodynamique. Elles participent à l'imagerie des vagues dans la direction de visée du ROS qui peut se résumer à la fonction de transfert RAR (radar à ouverture réelle ou *Real Aperture Radar* selon la terminologie anglaise). A ces transformations s'ajoutent les phénomènes dits d'*accumulation* dans la formation de l'image. On distingue deux types de modulations : un effet purement géométrique causé

---

1. voir 1.2, p. 11 : Mécanismes imageurs de la surface de la mer

par la variation locale des hauteurs *range bunching* et l'effet *velocity bunching*, inhérent au ROS, dû aux mouvements orbitaux sur la surface.

Dans cette partie, nous allons décrire analytiquement ces différentes fonctions de transfert de modulation, telles que nous les utiliserons dans cette étude. Nous définirons également la fonction de transfert liée au balayage de l'instrument qui est importante lorsque l'instrument est aéroporté.

### 2.1.1 Effet d'orientation (*tilt*)

La modulation liée à l'effet d'orientation, (*tilt* selon la terminologie anglaise), est un mécanisme purement géométrique qui vient de ce que les vaguelettes résonantes de Bragg sont vues à des angles d'incidence différents par l'antenne radar, selon la position qu'elles occupent le long du profil des grandes vagues. Ainsi, les variations de l'inclinaison des vaguelettes causées par les plus longues vagues modulent-elles la rétrodiffusion à la fois par modification locale de l'angle d'incidence et par variation de la longueur d'onde des échelles effectivement vues par l'instrument. C'est d'ailleurs grâce à ce phénomène qu'un radar à ouverture réelle est en mesure de détecter des vagues de grande longueur d'onde. La fonction transfert associée à cette transformation est la suivante (annexe 2.A, éq. (2.A.12)):

$$T_t(k) = \frac{1}{\sigma(\theta)} \frac{\partial \sigma}{\partial \theta_i} \Big|_{\theta_i=\theta} i k_r \quad (2.1)$$

où  $\sigma$  représente le coefficient de rétrodiffusion,  $\theta$  et  $\theta_i$  désignent respectivement l'angle d'incidence nominal et l'angle d'incidence réel, et  $k_r$  le nombre d'onde dans la direction radiale. Le développement complet de la FTM associée à l'effet de pente est renvoyé en annexe 2.A (modèle 3-échelles, contribution de la pente dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence).

#### 2.1.1.1 Formulation courante de la FTM

Dans l'hypothèse d'une surface parfaitement conductrice, pour un mécanisme de rétrodiffusion 2-échelles (contribution distincte entre grandes et petites vagues sur la surface), exclusivement dominé par la résonance de Bragg, en négligeant l'incidence dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence, et pour un spectre saturé en  $k^{-4}$  (spectre de Phillips) [Alpers et Hasselmann 1978],  $T_t$  devient [Monaldo et Lyzenga 1986] (annexe 2.A, éq. (2.A.16)):

$$T_t(k) = - \frac{4 \cot \theta}{1 \pm \sin^2 \theta} i k_r \quad (2.2)$$

où la distribution du signe au dénominateur ( $-$  en polarisation HH et  $+$  en polarisation VV) signifie que la modulation d'orientation est supérieure en polarisation HH à celle en VV<sup>2</sup>. On remarque que la contribution de l'effet d'orientation sera maximum pour des systèmes de vagues se déplaçant dans la direction radiale et nulle pour des systèmes de

2. même si le coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$  en polarisation horizontale est inférieur à celui de la polarisation verticale

houles azimutaux. Cela vient du fait qu'on a délibérément négligé dans cette expression l'effet de pente dans la direction perpendiculaire au plan d'incidence. Cependant, une formulation plus générale de la modulation d'orientation est donnée par *Plant*, qui inclut la contribution des pentes dans la direction radiale et azimutale [Plant 1991]. De plus, la phase de cette FTM est de  $-90^\circ$ . Ainsi, l'instrument verra-t-il mieux le dos d'un vague qui s'éloigne ( $k_r > 0$ ) et la face avant d'un vague qui se rapproche ( $k_r < 0$ ).

Toutefois, on remarque que la fonction de transfert de modulation telle qu'exprimée dans l'équation (2.2), est constante à angle d'incidence fixé. Autrement dit, elle est indépendante des conditions locales sur la surface de la mer (vecteur vent, état de la mer), conformément à un développement au premier ordre. Les hypothèses considérées ne semblent cependant pas être réalistes. En effet, si l'on considère, tout d'abord, que le ROS des satellites ERS-1/2 opère à un angle d'incidence d'environ  $20^\circ$ , la rétrodiffusion est à la limite entre la région quasi-spéculaire et la résonance de Bragg<sup>3</sup> contrairement à la supposition faite d'un mécanisme de rétrodiffusion obéissant exclusivement à la résonance de Bragg. D'ailleurs, dans le cas d'une contribution spéculaire (*specular point scattering*), la linéarité de la FTM associée à la pente des grandes vagues serait fortement compromise pour des angles d'incidence inférieurs ou égaux à  $20^\circ$  [Winebrenner et Hasselmann 1988]. En outre, la représentation spectrale de la surface de la mer par un spectre saturé (de type Phillips) n'est envisageable que pour des vent supérieurs à 7 m/s (limite d'apparition des premiers déferlements).

De plus, cette description ne prend en compte ni la contribution à l'effet d'orientation des vagues intermédiaires (i.e. vagues de gravité en-deça de la résolution de l'instrument) ni la distribution angulaire des petites vagues. Concernant le premier problème, il est en effet assez peu réaliste de considérer la surface comme la simple superposition des petites vagues résonantes et des grandes vagues assimilées à la houle. Ainsi rappelons-nous en annexe 2.A qu'un modèle 3-échelles introduit la fluctuation de la pente quadratique des vagues intermédiaires sur le profil des grandes vagues. Cette modulation par l'advection des vitesses orbitales des grandes vagues joue un rôle important dans le développement du coefficient de rétrodiffusion avec la pente. En effet, la distribution de l'orientation des vaguelettes de Bragg par les vagues plus grandes est alors différente selon la position qu'occupent les premières sur le profil des grandes vagues. *Ocampo-Torres et Robinson*, quant à eux, ont tenté de souligner l'importance de la distribution de la distribution angulaire des petites vagues dans le processus imageur géométrique (effet de pente). Selon la direction du vent, il est ainsi possible, d'après eux, d'observer des vagues de direction azimutale en tenant compte de l'orientation dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence [OT et Robinson 1990]. Toutefois, *Plant* argumenta, par la suite, que la distribution angulaire des petites vagues utilisée par les auteurs précédents dans le terme  $1/S (\partial S / \partial k_l)$ , (où  $l$  désigne  $(r, a)$ ) (voir annexe 2.A) n'était pas réaliste. Il semble tout de même que lorsque le vent et les vagues sont tous les deux à  $\pm 90^\circ$  du plan d'incidence, la contribution de la distribution angulaire des petites vagues est significative [Hara et Plant 1994].

3. voir figure 3.1 p. 79: Comportement de  $\sigma^\circ$  en fonction de l'angle d'incidence

En l'absence d'une modélisation réaliste de la surface et des mécanismes de rétrodiffusion, notre idée est donc de développer une nouvelle expression de la FTM associée à l'effet de pente, dépendant du vecteur vent, sur la base d'un modèle de rétrodiffusion empirique de type CMOD.

### 2.1.1.2 Evaluation de la FTM dérivée du modèle empirique de rétrodiffusion CMOD-IFREMER

Pour obtenir une estimation empirique de la valeur de la FTM associée à l'effet d'orientation, l'idée est d'associer l'expression générale de la FTM donnée par l'équation (2.1) à une description empirique du comportement du coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$  en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  [Kerbaol et Chapron 1997]. Pour ce travail nous avons utilisé le modèle empirique de rétrodiffusion CMOD-IFR2 [IFREMER 1996, p. 37]. Le résultat de cette évaluation est présenté pour un angle d'incidence de  $23.5^\circ$  (celui des imageries ROS ERS) figure 2.1(a) tandis que l'expression donnée par éq. (2.2) est présentée figure 2.1(b).

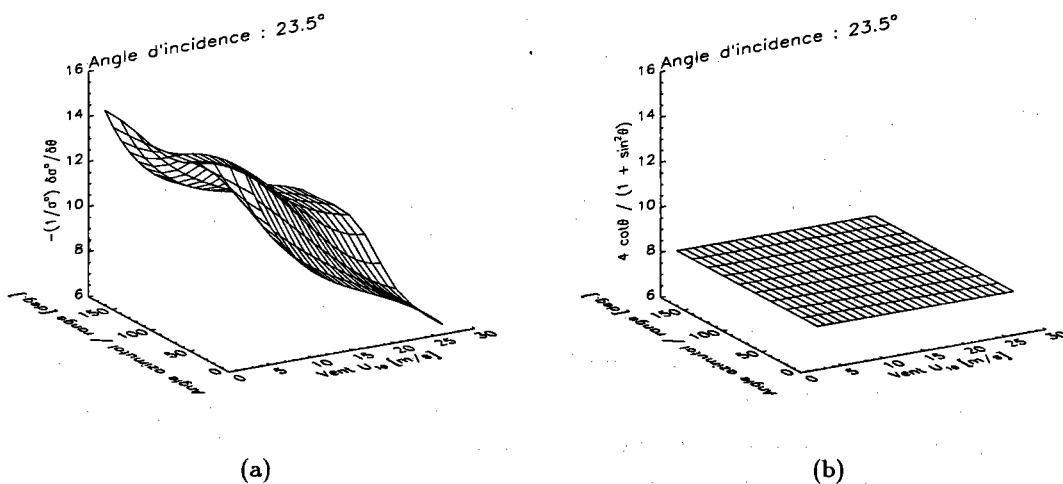


FIG. 2.1 - (a) FTM associée à l'effet de pente estimée à l'aide du modèle CMOD-IFR2 en fonction de la vitesse du vent et de sa direction  $\phi$  par rapport à l'axe radial ( $\phi = 0$  quand l'instrument regarde contre le vent). (b) Valeur de la FTM selon la définition de l'équation (2.2) ( $\theta = 23.5^\circ$ ).

Contrairement à ce que laisse supposer l'expression de la FTM donnée par l'équation (2.2), on observe que la FTM dérivée du modèle CMOD dépend de manière significative du vecteur vent, particulièrement pour les vent faibles. Dans ce cas, la différence entre les deux définitions varie du simple au double. Cette sous-estimation de la FTM classique associée à l'effet de pente a également été mentionnée dans la littérature [Romeiser et al. 1994]. En revanche, lorsque le vent augmente, les deux FTM semblent converger. Dans ce cas, l'hypothèse d'un spectre saturé, tout au moins, est certainement plus réaliste. Cette différence à vent faible est importante dans la mesure où une sous-estimation du module de la FTM associée à l'effet de pente se traduira inévitablement par une surestimation de la hauteur significative des systèmes de houles dans les algorithmes

d'inversion. L'impact de la sous-estimation de la FTM à vent faible a d'ailleurs été mis en évidence en procédant à l'analyse de la variance des imagerie ROS [Kerbaol et Chapron 1997]<sup>4</sup>. La dépendance selon la direction du vent, quant à elle, semble de moindre importance. Il est important de noter que cette représentation de la FTM associée à l'effet de pente intègre la contribution des vagues intermédiaires mise en évidence à l'aide d'un modèle 3-échelles : la résolution du modèle considéré est en effet de 50 kilomètres. Il est donc possible que la différence à vent faible provienne des interactions vagues-vagues, essentiellement causées par l'advection due aux vitesses orbitales, qui sont mieux reproduites par le modèle.

Ces observations mettent néanmoins en évidence la nécessité d'améliorer localement la fonction de transfert de modulation associée à l'effet de pente de façon à minimiser le biais lors de l'inversion spectrale. A défaut, cette amélioration de la FTM pourra être faite en utilisant les algorithmes empiriques de rétrodiffusion de type CMOD. Nous verrons, dans ce cas, qu'une estimation locale du vecteur vent devient nécessaire ce qui justifie pleinement les travaux entrepris sur les algorithmes de restitution du vent local<sup>5</sup>.

### 2.1.2 Interactions hydrodynamiques

Les interactions hydrodynamiques entre les petites et les longues vagues peuvent modifier la distribution des vaguelettes ainsi que leur longueur d'onde et leur cambrure. Cet aspect hydrodynamique est encore mal connu et la cinématique locale exacte reste un domaine de recherche active. L'expression générale de la fonction de transfert de modulation associée aux interactions hydrodynamiques s'obtient à partir de l'équation de transport du spectre d'énergie des petites vagues (conservation d'action). Le détail de ce développement est renvoyé en annexe 2.B.

Dans l'hypothèse d'une forme spectrale saturée en  $k^{-4}$  (Phillips), on peut exprimer la fonction de transfert  $T_h$  modélisant ces phénomènes par l'expression suivante (annexe 2.B, éq. (2.B.24)):

$$T_h(k) = 4.5 \frac{\omega - i\beta_0}{\omega^2 + \beta_0^2} |k| \omega \cos^2(\Phi_B) \quad (2.3)$$

où  $\omega$  représente la pulsation associée au nombre d'onde  $k$  par la relation de dispersion<sup>6</sup>,  $\beta_0$  un paramètre de relaxation du système, inversement proportionnel à un temps, qui traduit la réponse des petites vagues à la modulation par les grandes et  $\Phi_B$  l'angle entre les directions de propagation des grandes vagues et celles vues par le radar.

Plusieurs remarques méritent d'être soulevées quant à la définition analytique de cette fonction de transfert de modulation. Tout d'abord, lorsque  $\beta_0$  est proche de zéro (long temps de relaxation), le maximum d'énergie se concentre sur la crête de la vague (e.g. modulation des vagues intermédiaires de gravité advectées par les vitesses orbitales

4. voir 5.3.2.2, p. 163 : Evaluation de la FTM d'orientation

5. voir chapitre 3 sur l'étude du  $\sigma^\circ$  des images ROS et le chapitre 4 sur l'algorithme de restitution de la vitesse du vent ROS fondé sur l'analyse de la coupure azimutale

6. voir éq. (2.B.3), p. 66



des vagues longues). Pour les vagues plus courtes,  $\beta_0$  augmente (i.e. le temps de relaxation diminue) et  $T_h$  devient imaginaire pure. Autrement dit, le maximum d'énergie est déplacé sur la face avant de la vague [Keller et Wright 1975] (Fig. 2.2). Cette asymétrie de la distribution des vaguelettes de Bragg implique que la densité de surface équivalente radar sera supérieure pour des vagues se propageant vers l'antenne du ROS (contre le vent) que dans la direction opposée (sous le vent ou *downwind*).

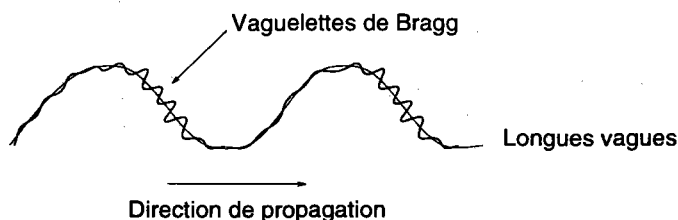


FIG. 2.2 - distribution asymétrique des vaguelettes de Bragg le long des grandes vagues.

En réalité, des mesures in-situ de cette fonction de transfert de modulation montrent que cette expression de  $T_h$  est suffisante pour des vaguelettes de Bragg décimétriques (Bande L ou P) principalement modulées par l'advection des vitesses orbitales des plus grandes vagues, mais que les vagues centimétriques (bande C et X) sont essentiellement modulées par le forçage du vent [Hara et Plant 1994]. Dans ce cas, il devient alors nécessaire d'étudier la modulation de la croissance des petites vagues le long des grandes vagues, soit la modulation du taux de relaxation  $\beta_0$ . Cette contrainte fait intervenir un terme supplémentaire  $\Gamma e^{i\Psi}$  traduisant un mécanisme de rétroaction (*feedback effect*) [Hasselmann et Hasselmann 1991, Mastenbroek 1996, Kudryavtsev et al. 1996]. Ce dernier s'explique de la façon suivante :

1. la croissance des vagues intermédiaires sur la crête des grandes (par advection due aux vitesses orbitales) entraîne une variation locale de la rugosité qui modifie la friction due au vent, induite par les vagues.
2. les petites vagues, qui, sans cette modification de la friction, se concentreraient sur la face avant de la vague, sont en réalité plus développées vers la crête.

Dans ce cas l'expression de  $T_h$  peut s'écrire sous la forme (Annexe 2.B, éq. (2.B.23)) :

$$T_h(k) = (4.5 - \Gamma e^{i\Psi}) \frac{\omega - i\beta_0}{\omega^2 + \beta_0^2} |k| \omega \cos^2(\Phi_B) \quad (2.4)$$

Le terme  $\Gamma e^{i\Psi}$  a pour effet de ramener la phase de  $T_h$  de  $90^\circ$  vers  $0^\circ$  quand le nombre d'onde ou le vent augmente (effet rétroactif) en accord avec les observations menées par Hara et Plant. Enfin, cette fonction est proportionnelle à  $\cos^2(\Phi_B)$ , ce qui signifie que des vaguelettes qui se propageraient perpendiculairement à la direction de propagation des grandes vagues ne seraient pas modulées et ne contribueraient donc pas à la modulation du coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$ . Alpers et al. reconnaissent volontiers que cette théorie ne sera pas applicable dans des cas de mers fortes (théorie non-linéaire). Il a été montré,

en effet, que dans de telles situations, un radar à ouverture réelle (RAR) pouvait imager des vagues dans toutes les directions [Askari et Keller 1994] ce qui laisse supposer que la représentation de la répartition spectrale par le terme  $\cos^2(\Phi_B)$  est inadéquate.

Pratiquement, l'amplitude de la fonction de transfert  $T_h$  vaut  $4.5 k_r^2/k$  pour un taux de relaxation  $\beta_0$  égal à 0, c'est-à-dire entre deux et quatre fois plus faible que l'amplitude de la fonction de transfert de modulation associée à l'effet de pente à  $23.5^\circ$  (d'après les résultats de la figure 2.1). Ainsi,  $T_h$  est-elle souvent négligée dans la contribution de l'imagerie RAR. On notera tout de même que des valeurs d'amplitude particulièrement importantes ont été récemment obtenues pour la modulation hydrodynamique [Hauser et Caudal 1996].

### 2.1.3 Accumulation en distance (*range bunching*)

Cette modulation d'accumulation en distance est un effet purement géométrique lié à la variation locale des élévations [Gower 1983]. Cette dernière vient perturber la méthode de détermination du positionnement d'un élément diffuseur dans la direction radiale, qui utilise la mesure temporelle entre le signal émis et l'écho retour. Une erreur proportionnelle à la position verticale  $\eta$  du point observé par rapport au niveau de référence est alors réalisée.

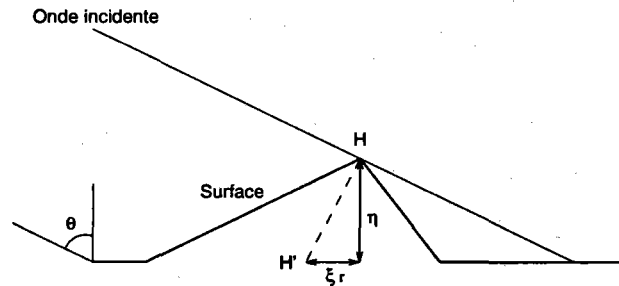


FIG. 2.3 - Erreur de positionnement dans la direction radiale liée à la variation locale des hauteurs.

Cette erreur  $\xi_r$  de position dans la direction radiale est donnée par :

$$\xi_r = \eta \tan^{-1} \theta \quad (2.5)$$

où  $\theta$  est l'angle d'incidence (Fig. 2.3). On observe visuellement ce décalage dans les cas de détection de structures surélevées telles que des ponts ou des montagnes. La FTM  $T_{rb}$  associée à ce processus est donnée par :

$$\xi_r = \frac{\eta}{\tan \theta} = \int T_{rb}(k, \omega) e^{i(kx - \omega t)} dZ(k, \omega) \quad (2.6)$$

où  $Z(k, \omega)$  est la transformée de Fourier de l'élévation de surface  $\eta(x, t)$ . Ainsi,  $T_{rb}$  s'exprime-t-elle de la façon suivante :

$$T_{rb}(k) = \frac{1}{\tan \theta} \quad (2.7)$$

### 2.1.4 Accumulation due aux vitesses (*velocity bunching*)

A ce stade, il reste à décrire et modéliser l'impact de la synthèse d'ouverture dans le processus imageur. Sur ce point, deux théories se sont initialement opposées : la théorie dépendante du temps (*time-dependent theory*) qui tient compte de la variation temporelle pendant la période d'intégration du ROS [Lyzenga 1988] et le *velocity bunching* [Brüning et al. 1991]. Le désaccord venait principalement de ce que les deux théories en présence divergeaient sur le problème de la mise au point de l'instrument<sup>7</sup>. En 1992, Plant montre que les deux théories convergent pour de courts temps d'intégration [Plant 1992], ce qui est le cas des ROS embarqués sur satellites. Dans le cas du ROS des satellites ERS, nous considérerons donc la transformation dite de *velocity bunching* (accumulation due aux vitesses).

Cette modulation est véritablement propre au ROS en ce sens qu'elle procède d'un déphasage du signal reçu par effet Doppler. Ainsi, tout ce qui a été imagé par les fonctions de transfert de modulations précédemment décrites est-il ensuite redistribué dans l'espace spatial par le mécanisme imageur du *velocity bunching* lors de la reconstruction de l'image [Alpers et Ruffenach 1979, Swift et Wilson 1979, Tucker 1985]. En effet, l'instrument utilise la vitesse de son propre déplacement pour synthétiser la haute résolution dans la direction azimutale. Or, les mouvements sur la surface, quels qu'ils soient, génèrent un décalage supplémentaire dans la fréquence du signal émis pourvu que la composante sur l'axe radar-cible de la vitesse de ces déplacements soit non nulle. Ainsi la fréquence du signal reçu à l'ordonnée  $y$  peut-elle se mettre sous la forme :

$$f = f_0 + 2 f_0 \frac{V_r(y)}{c} + 2 f_0 \frac{u_r(y)}{c} = f_0 + f_{D1} + f_{D2} \quad (2.8)$$

où  $f_0$  est la fréquence d'émission,  $f_{D1}$  représente la fréquence Doppler attendue d'une cible fixe à la position azimutale  $y$  compte tenu de la vitesse  $V_r$  de rapprochement de l'instrument et  $f_{D2}$  désigne la fréquence Doppler supplémentaire associée à la composante  $u_r(y)$  sur l'axe radar cible de la vitesse locale  $v$  du diffuseur sur la surface (Fig. 2.4).

Ainsi, le diffuseur sera-t-il imagé à la position  $y + \xi_a(y)$  telle que :

$$\xi_a(y) = \frac{R}{V} u_r(y) \quad (2.9)$$

où  $R$  est la distance radar-cible et  $V$  la vitesse de déplacement de la plateforme. Pratiquement, on ne considérera que la contribution des vitesses orbitales des grandes vagues qui advectent les vaguelettes résonantes. On négligera, entre autres, la composante liée à la vitesse de phase des longueurs d'onde de Bragg. Celle-là est en effet nulle pour une propagation azimutale et sa projection sur l'axe radar-cible reste de toute façon négligeable pour des angles d'incidence d'environ  $20^\circ$ . On négligera également toute autre forme de courant de surface dont la composante cinématique sur l'axe radar-cible est négligeable. La fonction de transfert de modulation  $T_{vb}$  associée à ce processus vérifie alors :

7. Dans le premier cas, la mise au point doit se faire sur la vitesse de phase de la longueur d'onde imagée par le ROS tandis que dans l'autre cas, la mise au point est déterminée par les vitesses orbitales et les accélérations des vagues

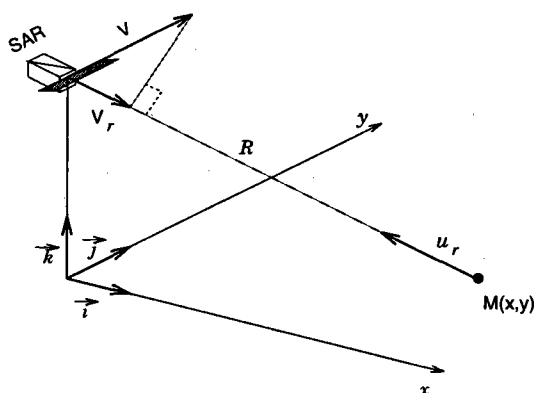


FIG. 2.4 - Observation du diffuseur  $M(x,y)$  en mouvement par un ROS animé d'une vitesse de rapprochement  $V_r$ .

$$\begin{aligned}
 \xi_a(y) &= \frac{R}{V} \vec{u} \cdot \vec{v}_{orb}(y) \\
 &= \frac{R}{V} \begin{vmatrix} \sin \theta \\ 0 \\ -\cos \theta \end{vmatrix} \cdot \int \begin{vmatrix} \omega (k_r/k) \\ \omega (k_a/k) \\ -i \omega \end{vmatrix} e^{i(kx - \omega t)} dZ(k, \omega) \\
 &= \int T_{vb}(k, \omega) e^{i(kx - \omega t)} dZ(k, \omega) \quad (2.10)
 \end{aligned}$$

ou  $\vec{u}$  est un vecteur unitaire de l'axe radar-cible et  $k_r$  et  $k_a$  désignent respectivement le nombre d'onde dans les directions radiale et azimutale. Finalement,  $T_{vb}$  est donnée par :

$$T_{vb}(k) = \frac{R}{V} \omega \left[ \sin \theta \frac{k_r}{k} + i \cos \theta \right] \quad (2.11)$$

La redistribution de l'énergie rétrodiffusée dans l'image finale est une fonction des composantes sur l'axe radar-cible des mouvements sur la surface et sera plus ou moins ordonnée selon les échelles considérées. Ainsi, la forte cohérence spatiale et temporelle des grandes longueurs d'onde (houle) se traduira-t-elle par un agencement constructif des déplacements azimutaux des diffuseurs (tant que la pente associée à la longueur d'onde de la houle reste faible [Swift et Wilson 1979]<sup>8</sup>). On parlera, dans ce cas, de *velocity bunching* constructif, comme seul mécanisme imageur dans la direction azimutale. Cette modulation peut d'ailleurs être simulée, de manière déterministe, par des techniques de *ray tracing* [Hasselmann et al. 1985]. La contribution des vagues plus courtes dans ce processus est, en revanche, plus gênante. En effet, la cohérence diminuant avec la longueur d'onde tant d'un point de vue spatial que temporel, la distribution des déplacements sur l'image ROS devient aléatoire ce qui conduit à un brouillage (filtrage passe-bas) dans la direction azimutale [Tucker 1985, Alpers et Brüning 1986] (analogie avec le flou de la photographie). L'étude approfondie de cette coupure spectrale azimutale, dont dérive

8. Dans le cas contraire, le déplacement azimutal est supérieur à un quart de longueur d'onde, et le mécanisme imageur devient non-linéaire

un algorithme original de restitution de la vitesse du vent, est exclusivement traitée au chapitre 4.

### 2.1.5 distortion de balayage (*scanning distortion*)

Nous allons étudier, dans cette partie, la distortion induite par le balayage de la scène par le ROS pendant la période d'intégration  $\mathcal{T}$ . Supposons, en effet, que l'instrument observe la longueur d'onde  $\vec{K}$  sous l'angle azimutal  $\gamma$  (Fig. 2.5). Lors d'une acquisition multi-vues,  $\gamma$  peut être positif ou négatif selon qu'il s'agit d'une vue avant ou arrière.

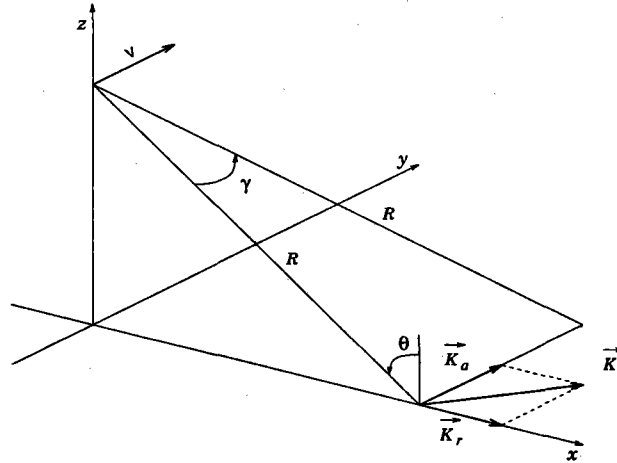


FIG. 2.5 - Observation de la longueur d'onde  $\vec{K}$  sous l'angle azimutal  $\gamma$ .

Pour des vagues de gravité, la pulsation  $\Omega$  de  $\vec{K}$  vaut  $\sqrt{gK}$  dans l'hypothèse de la relation de dispersion linéaire en eau profonde, et  $K_r$  et  $K_a$  sont ses composantes respectives dans les directions radiale et azimutale. On peut alors définir la phase  $\phi$  de cette vague telle que :

$$\phi = K_r x + K_a y - \Omega t + \phi_0 \quad (2.12)$$

en choisissant  $\phi_0$  comme phase à l'origine. L'instrument se déplace sur l'axe azimutal ( $Oy$ ) de sorte que la scène est observée à l'instant :

$$t = \frac{y - R\gamma}{V} \quad (2.13)$$

où l'ordonnée  $y$  vaut 0 à l'origine. Si l'on substitue l'expression de  $t$  dans l'équation (2.12), la phase  $\phi$  de  $K$  devient :

$$\phi = K_r x + \left( K_a - \frac{\Omega}{V} \right) y + \Omega \frac{R}{V} \gamma + \phi_0 \quad (2.14)$$

Les nombres d'onde  $K'_r$  et  $K'_a$  réellement observés sont donc tels que :

$$K'_r = K_r \quad (2.15a)$$

$$K'_a = K_a - \frac{\Omega}{V} \quad (2.15b)$$

La distortion de balayage est donc une transformation dont l'impact dépend du rapport de la vitesse de phase de la longueur d'onde principale vue par le ROS à la vitesse de déplacement de l'instrument. Naturellement sa contribution est minime dans le cas d'un radar à ouverture synthétique embarqué sur satellite. S'il s'agit d'un ROS aéroporté, cette distortion doit être prise en compte. En effet, la vitesse de phase des grandes longueurs d'onde est alors une fraction significative de la vitesse d'avion (environ 10 à 15%) [Lyzenga 1988, Vachon et al. 1993]. Cette modulation se traduit dans le domaine spectral par une translation des fréquences observées dans la direction azimutale, c'est-à-dire une rotation apparente du point de vue de l'observateur.

Notons enfin que le troisième terme de l'équation (2.14) représente un décalage temporel  $t_\gamma$  propre à chaque vue tel que :

$$t_\gamma = -\frac{R}{V} \gamma \quad (2.16)$$

Ainsi le terme de phase  $\Omega t_\gamma$  traduit-il l'erreur de recalage des vues entre elles et la perte de contraste qui en résulte sur l'image finale [Vachon et West 1992, Vachon et Raney 1992].

## 2.2 Transformation spectre de la mer - spectre ROS

La description mathématique du processus imageur de la surface de la mer à l'aide d'un ROS a été initiée par les travaux pionniers de *Alpers* [Alpers et Ruffenach 1979]. Toutefois, l'approche restait entièrement déterministe. C'est à partir de 1991, qu'une théorie plus générale est présentée par *Hasselmann et Hasselmann* [Hasselmann et Hasselmann 1991]. Il s'agit de la transformation intégrale non-linéaire, qui permet de décrire de façon analytique la transformation du spectre  $S$  de la surface de la mer en spectre  $P_S$  de l'image ROS finale. L'approche consiste à écrire l'équation de superposition relative à la formation de l'image synthétique, en supposant connues les valeurs du signal obtenu par un radar à ouverture réelle. L'année suivante, *Krogstad* propose une formulation simplifiée de cette transformation [Krogstad 1992]. Ces deux descriptions négligent la contribution de la modulation liée à l'accumulation en distance qui sera introduite par *Engen et al.* [Engen et al. 1994]. *Bao* et ses collaborateurs proposeront même une expression prenant en compte la contribution des accélérations [Bao et al. 1994]. Enfin, une formulation plus générale de la transformation dans le cas dispersif est proposée en 1995, qui permet d'obtenir une expression de la transformation inter-spectrale [Engen et Johnsen 1995b].

A partir de l'expression générale de la transformation intégrale non-linéaire, nous allons mettre en évidence l'intérêt de l'inter-spectre entre vues, concernant l'élimination du bruit de *speckle* (suppression de la contribution non cohérente à l'échelle temporelle du signal) et la levée de l'ambiguïté pour la détermination du sens de propagation de la houle. Puis, nous verrons qu'une approximation dite *quasi-linéaire* de la transformation intégrale non-linéaire, suffit pratiquement à décrire le passage du spectre de la surface de la mer à un spectre ROS.

### 2.2.1 Transformation intégrale non-linéaire

Dans un premier temps nous allons définir la fonction de transfert de modulation  $T_R$  propre au radar à ouverture réelle comme étant la composition de la modulation associée à l'effet d'orientation  $T_t$  et celle liée aux interactions hydrodynamique  $T_h$  :

$$T_R = T_t + T_h \quad (2.17)$$

Par la suite, on appellera  $r$  la position représentée par le couple  $(x, y)$  où  $x$  et  $y$  désignent les abscisses respectives dans les directions radiale et azimutale. On rappelle également que d'après le modèle de bruit multiplicatif, l'intensité rétrodiffusée au point  $r$  à l'instant  $t$  peut se mettre sous la forme :

$$I_\sigma(r, t) = I_R(r, t) n(r, t) = I_0 (1 + I(r, t)) n(r, t) \quad (2.18)$$

où  $I_R(r, t)$  est l'intensité non bruitée qui inclue les modulations de l'imagerie par radar à ouverture réelle (effet d'orientation et interactions hydrodynamiques) et  $n(r, t)$  le bruit de *speckle* en intensité, blanc et multiplicatif, dont les statistiques dépendent du mode de détection et du nombre de vues<sup>9</sup>. On peut encore écrire  $I_R(r, t)$  comme le produit de sa moyenne  $I_0$ , qui est proportionnelle au coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$ , et de la modulation relative  $I(r, t)$ . Notons que d'après la théorie linéaire de la modulation, cela implique une faible modulation soit  $I(r, \tau) \ll 1$ . En outre, nous avons vu que les modulations d'accumulation se traduisent par une erreur  $\xi$  de repositionnement, définie par les équations (2.5) et (2.9), telle que :

$$\xi(r) = (\xi_r, \xi_a) = \left( \frac{\eta(r)}{\tan \theta}, \frac{R}{V} u_r(r) \right) \quad (2.19)$$

Ainsi, l'intensité ROS  $I_S$  est-elle obtenue à partir de l'intensité  $I_\sigma$  (supposée connue) par une convolution stochastique de la forme suivante qui traduit l'équation de superposition intrinsèque à la formation de l'image :

$$I_S(r, t) = \int_{r'} I_\sigma(r', t) h(r - r' - \xi(r', t)) dr' \quad (2.20a)$$

$$\begin{aligned} &= h * \left[ \int_{r'} I_\sigma(r', t) \delta(r - r' - \xi(r', t)) dr' \right] \\ &= h * \left\{ \sum_{r'} I_\sigma(r', t) \left| \frac{dr'}{dr} \right| \right\}_{r=r'+\xi(r')} \end{aligned} \quad (2.20b)$$

où  $h$  est la réponse impulsionnelle de l'instrument et,

$$\left| \frac{dr'}{dr} \right| = \left[ \left[ 1 + \frac{\partial \xi_r}{\partial x'}(x') \right] \left[ 1 + \frac{\partial \xi_a}{\partial y'}(y') \right] \right]^{-1} \quad (2.21)$$

9. voir 1.3.2, p. 17: Analyse statistique du *speckle*

est un jacobien qui représente la variation locale de la densité des rétrodiffuseurs sur la surface avec  $(x', y')$  représentant  $r'$ .

L'équation (2.20b) montre clairement que la transformation du *velocity bunching* se traduit par un phénomène de **superposition de facettes**. Le nombre de facettes superposées, relatif à ce phénomène, a fait, par le passé, l'objet d'études statistiques [Kanevsky 1993, Chapron et al. 1994] dont l'essentiel est repris en annexe 2.C. En particulier, on constate que la moyenne reste inchangée lors du passage de  $I_\sigma$  à  $I_S$  par la convolution stochastique. Autrement dit, cela signifie que les images ROS haute résolution, obtenues après le traitement de la synthèse d'ouverture, conservent les mêmes propriétés qu'un diffusiomètre en terme de  $\sigma^\circ$  ainsi que les possibilités de restitution du vecteur vent qui en découlent.

On définit maintenant l'inter-spectre  $P_S(k, t, \tau)$  entre deux vues ne se superposant pas et acquises à des instants  $t$  et  $t + \tau$ , tel que :

$$P_S(k, t, \tau) = E \left[ \widehat{I}_S(k, t) \widehat{I}_S^*(k, t + \tau) \right] - I_0^2 \delta(k) \quad (2.22)$$

où  $\widehat{I}_S(k, t)$  désigne la transformée de Fourier de l'intensité ROS  $I_S$  à l'instant  $t$ , et  $\tau$  l'intervalle de temps séparant les deux mesures. Sous l'hypothèse de stationarité, spatiale et temporelle, des champs  $I_\sigma$  et  $\xi$ ,  $P_S$  peut se mettre sous la forme [Krogstad 1992] :

$$P_S(k, \tau) = \int_r e^{-ikr} G(r, k, \tau) dr - I_0^2 \delta(k) \quad (2.23)$$

où la fonction  $G$  est définie par :

$$G(r, k, \tau) = E \left[ I_R(r, \tau) n(r, \tau) I_R(0, 0) n(0, 0) e^{-ik\xi(r, \tau)} e^{-ik\xi(0, 0)} \right] \chi(k) \quad (2.24)$$

$\chi(k)$  représente le spectre associé à la réponse impulsionnelle  $h$  de l'instrument<sup>10</sup>. Si l'on suppose maintenant que  $n$  est indépendant de  $I_R$  et  $\xi$ , et qu'il est décorréolé aussi bien dans l'espace que dans le temps,  $G$  peut encore s'écrire :

$$\begin{aligned} G(r, k, \tau) &= E \left[ I_R(r, \tau) I_R(0, 0) e^{-ik\xi(r, \tau)} e^{-ik\xi(0, 0)} \right] \left( 1 + \sigma_n^2 \delta(r) \delta(\tau) \right) \chi(k) \\ &= G_1(r, k, \tau) \left( 1 + \sigma_n^2 \delta(r) \delta(\tau) \right) \chi(k) \\ &\simeq G_1(r, k, \tau) \chi(k) + \sigma_n^2 G_1(0, k, 0) \delta(r) \delta(\tau) \chi(k) \end{aligned} \quad (2.25)$$

On notera que la dernière approximation revient à considérer que la longueur de corrélation du bruit, filtré par la réponse impulsionnelle de l'instrument, est négligeable devant celle associée à la modulation causée par les vagues [Krogstad 1994]. En remarquant que la fonction  $G_1(r, k, \tau)$  est la dérivée seconde au point  $(0, 0, -k, k)$  de la fonction caractéristique du vecteur aléatoire 4-D  $X = [I_R(r, \tau), I_R(0, 0), \xi(r, \tau), \xi(0, 0)]$  supposé gaussien, telle que :

10. voir 1.3.3, p. 20: Analyse spectrale du *speckle*



$$G_1(r, k, \tau) = - \left( \frac{\partial^2 E [e^{iKX}]}{\partial K_1 \partial K_2} \right) \Big|_{K=(0,0,-k,k)} \quad (2.26)$$

il vient donc [Gammelsæter 1991, Krogstad 1992, Engen et Johnsen 1995b]:

$$\begin{aligned} G_1(r, k, \tau) = & I_0^2 e^{-k_a^2 [\rho_{\xi_a \xi_a}(0,0) - \rho_{\xi_a \xi_a}(r,\tau)] - k_r^2 [\rho_{\xi_r \xi_r}(0,0) - \rho_{\xi_r \xi_r}(r,\tau)]} \\ & \cdot e^{-k_a k_r [2\rho_{\xi_a \xi_r}(0,0) - \rho_{\xi_a \xi_r}(r,\tau) - \rho_{\xi_a \xi_r}(-r,-\tau)]} \\ & \cdot \{1 + \rho_{II}(r, \tau) + ik_a [\rho_{I\xi_a}(r, \tau) - \rho_{I\xi_a}(-r, -\tau)] \\ & + ik_r [\rho_{I\xi_r}(r, \tau) - \rho_{I\xi_r}(-r, -\tau)] \\ & + k_a^2 [(\rho_{I\xi_a}(0, 0) - \rho_{I\xi_a}(r, \tau))(\rho_{I\xi_a}(0, 0) - \rho_{I\xi_a}(-r, -\tau))] \\ & + k_r^2 [(\rho_{I\xi_r}(0, 0) - \rho_{I\xi_r}(r, \tau))(\rho_{I\xi_r}(0, 0) - \rho_{I\xi_r}(-r, -\tau))] \\ & + k_a k_r [(\rho_{I\xi_a}(0, 0) - \rho_{I\xi_a}(r, \tau))(\rho_{I\xi_r}(0, 0) - \rho_{I\xi_r}(-r, -\tau)) \\ & + (\rho_{I\xi_r}(0, 0) - \rho_{I\xi_r}(r, \tau))(\rho_{I\xi_a}(0, 0) - \rho_{I\xi_a}(-r, -\tau))]\} \quad (2.27) \end{aligned}$$

où les diverses fonctions de covariance  $\rho_{uv}(r, \tau)$  sont reliées au spectre de la surface de la mer  $S(k)$  et aux différentes fonctions de transfert  $T_u(k)$  précédemment décrites :

$$\begin{aligned} \rho_{uv}(r, \tau) &= E[(u(0, 0) - \bar{u})(v(r, \tau) - \bar{v})] \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int \frac{1}{2} (T_u(k) T_v^*(k) e^{-i\omega\tau} S(k) \\ &\quad + T_u^*(-k) T_v(-k) e^{i\omega\tau} S(-k)) e^{ikr} dk \quad (2.28) \end{aligned}$$

Ainsi la transformation apparaît-elle bien non-linéaire par la présence du terme exponentiel dans l'expression de  $G_1$ . Pratiquement, la valeur du rapport  $\rho_{\xi_a \xi_a}(0, 0)/\rho_{\xi_r \xi_r}(0, 0)$ , simulé pour une mer de vent à l'aide d'un spectre de type JONSWAP [Elfouhaily et al. 1997] et pour les ROS ERS, est supérieure à 500 jusqu'aux vents de 25 m/s (avec  $\rho_{\xi_a \xi_a}(0, 0) = (R/V)^2 \sigma_{u_r}^2$ ,  $\rho_{\xi_r \xi_r}(0, 0) = \sigma_\eta^2 / \tan^2 \theta$  et  $R/V = 115$  s). Aussi, ne considère-t-on généralement que les déplacements azimutaux  $\xi_a$  causés par la composante des vitesses orbitales. Finalement,  $P_S(k, \tau)$  s'écrit :

$$\begin{aligned} P_s(k, \tau) &= \left( \int_r e^{-ikr} G_1(r, k, \tau) dr - I_0^2 \delta(k) \right) \chi(k) \\ &\quad + \sigma_n^2 I_0^2 (1 + \rho_{II}(0, 0)) \delta(\tau) \chi(k) \quad (2.29) \end{aligned}$$

Le premier terme représente la contribution spectrale de la modulation, causée par les systèmes de vagues détectées, et le deuxième terme désigne le spectre du bruit de *speckle* filtré par la réponse impulsionnelle  $h$  de l'instrument, figurant comme un socle dans le spectre ROS total [Goldfinger 1982]<sup>11</sup>.

11. L'équation (2.29) est identique à (1.19), p. 21 : Analyse spectrale du *speckle*

### 2.2.2 Transformation quasi-linéaire

Devant la complexité de l'expression de la fonction  $G_1$  de l'équation (2.27), il est possible de simplifier la transformation intégrale en linéarisant l'exponentielle dans  $G_1$  pour ne garder finalement que les termes du premier ordre :

$$\begin{aligned}
G_1(r, k, \tau) = & I_0^2 e^{-k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a}(0,0) - k_r^2 \rho_{\xi_r \xi_r}(0,0) - 2k_a k_r \rho_{\xi_a \xi_r}(0,0)} \\
& \cdot \{1 + \rho_{II}(r, \tau) + ik_a [\rho_{I\xi_a}(r, \tau) - \rho_{I\xi_a}(-r, -\tau)] \\
& + ik_r [\rho_{I\xi_r}(r, \tau) - \rho_{I\xi_r}(-r, -\tau)] \\
& + k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a}(r, \tau) + k_r^2 \rho_{\xi_r \xi_r}(r, \tau) + k_a k_r [\rho_{\xi_a \xi_r}(r, \tau) - \rho_{\xi_a \xi_r}(-r, -\tau)] \\
& + O((k_a \rho_{I\xi_a})^2) + O((k_r \rho_{I\xi_r})^2) + O(k_a k_r \rho_{I\xi_a} \rho_{I\xi_r}) \\
& + O((k_a \rho_{\xi_a \xi_a})^2) + O((k_r \rho_{\xi_r \xi_r})^2) + O(k_a k_r \rho_{\xi_a \xi_r}^2)\} \quad (2.30)
\end{aligned}$$

Ainsi, si l'on définit  $T_{Lin}$  comme la forme linéaire de la FTM associée à l'imagerie ROS, telle que :

$$T_{Lin}(k) = T_R(k) + ik_a T_{vb}(k) + ik_r T_{rb}(k) \quad (2.31)$$

l'expression de  $P_s(k, \tau)$  devient-elle plus simplement :

$$\begin{aligned}
P_s(k, \tau) \simeq & I_0^2 e^{-k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a}(0,0) - k_r^2 \rho_{\xi_r \xi_r}(0,0) - 2k_a k_r \rho_{\xi_a \xi_r}(0,0)} \\
& \cdot \frac{1}{2} \left( |T_{Lin}(k)|^2 e^{-i\omega\tau} S(k) + |T_{Lin}(-k)|^2 e^{i\omega\tau} S(-k) \right) \quad (2.32)
\end{aligned}$$

Cette approximation, dite *quasi-linéaire* [Hasselmann et Hasselmann 1991, Krogstad 1992], montre de façon évidente le filtrage passe-bas associé au terme exponentiel. Ce filtrage, dont l'impact est souvent observé dans la direction azimutale, compte tenu des valeurs importantes prises par  $\rho_{\xi_a \xi_a}(0,0)$  lorsque le vent augmente, est tel que, pratiquement, il est impossible de détecter des longueurs d'onde inférieures à 200 mètres se propageant dans cette direction comme le montre la figure 2.6.

D'après cette même figure, on remarquera incidemment qu'aucune longueur d'onde n'est détectée dans la direction radiale à cause du produit  $k_a T_{vb}(k)$  qui apparaît dans l'expression de la FTM linéaire (ce terme s'annule sur l'axe radial ( $k_a = 0$ )). Ce phénomène génère, sur l'image, une apparence de chevrons (Fig. 2.7(a)) pour les systèmes de vagues dans la direction radiale qui se traduit par un dédoublement du pic dans le domaine spectral (Fig. 2.7(b)) [Brüning et al. 1988, peak splitting effect].

Cette approximation quasi-linéaire, au premier ordre, est valable lorsque la condition  $k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a}(r, \tau) \ll 1$  est vérifiée. Ce n'est pas le cas, par exemple, des houles azimutales à forte cambrure (i.e. à fort rapport amplitude/longueur d'onde) qui ont une fonction de corrélation des déplacements  $\rho_{\xi_a \xi_a}(r, \tau)$  plus importante. Le mécanisme imageur du *velocity bunching* devient alors non-linéaire (en accord avec la théorie déterministe [Swift et Wilson 1979]). De même, la condition n'est-elle pas vérifiée pour les vagues de gravité

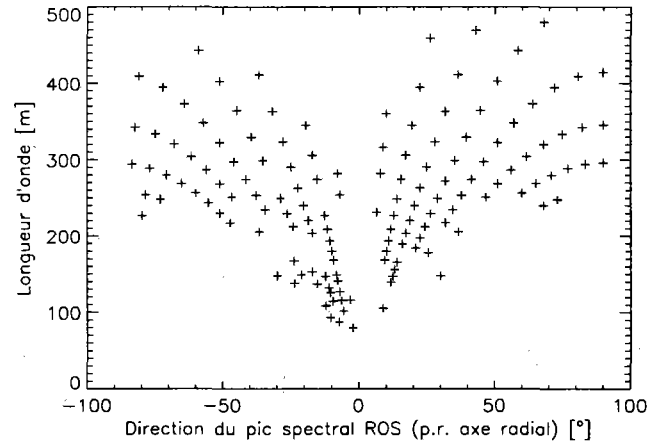


FIG. 2.6 - Longueurs d'ondes observées sur les images ROS en fonction de la direction de propagation par rapport à la direction radiale.

plus courtes générées par le vent (de la résolution du ROS à une centaine de mètres), du fait de leur nombre d'onde  $k_a$  plus important. Toutefois, ces dernières sont généralement effacées par la coupure spectrale azimutale liée au terme  $e^{-k_a^2 \rho_{\xi_a} \xi_a} (0,0)$ .

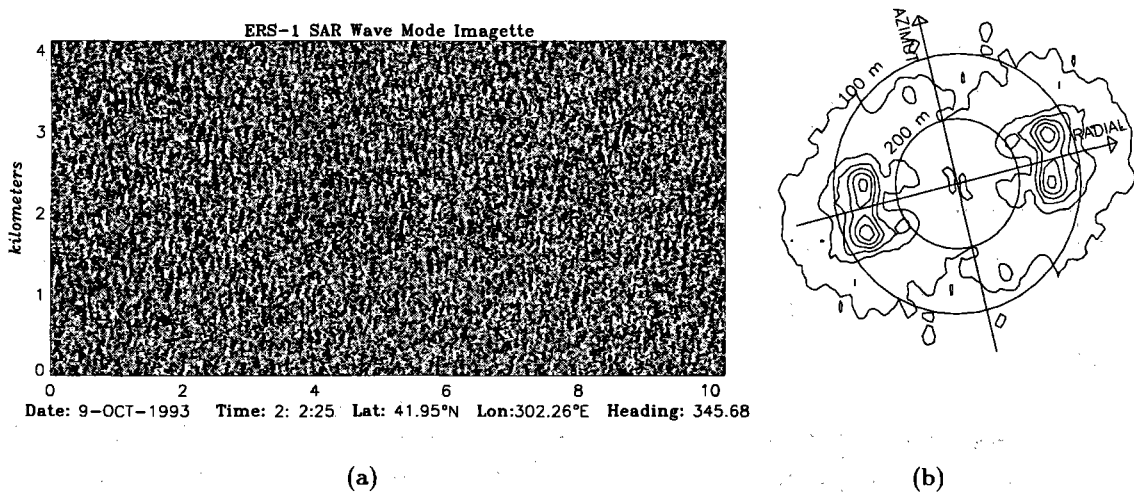


FIG. 2.7 - (a) Imagette ERS-1 montrant une houle de 125 m se propageant dans la direction radiale (apparence de chevrons). (b) Dédoublage du pic spectral associé.

Concernant la validité de cette approximation, des comparaisons entre des spectres ROS et les transformées co-localisées de mesures spectrales in-situ de la surface de la mer, issues d'un ROWS<sup>12</sup> [Kerbaol et al. 1996b], ou d'une bouée [Chapron et al. 1997], ont montré que, pratiquement, l'approximation quasi-linéaire suffit pour la transformation intégrale, à condition, toutefois, d'appliquer un filtrage passe-bas azimutal à bande

12. Radar rotatif capable de mesurer le spectre de la surface de la mer [Vandemark et al. 1994]

passante plus large que celui prévu par la forme  $e^{-k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a}(0)}$  où la variance des déplacements azimutaux  $\rho_{\xi_a \xi_a}(0)$  est calculée par intégration de toutes les longueurs d'onde, comme suggéré par *Hasselmann et Hasselmann* [1991]. Cet aspect du filtrage azimutal sera abordé plus en détail dans la partie entièrement consacrée à l'étude de la coupure spectrale azimutale<sup>13</sup>.

### 2.2.3 De l'utilité de l'inter-spectre

La formulation de la transformation intégrale marque une étape décisive dans l'utilisation des spectres des images ROS pour retrouver le spectre initial de la surface. Toutefois certains problèmes subsistent. Une exploitation systématique des spectres ROS nécessite de diminuer leur résolution (taille 12 x 12), ce qui nuit à l'estimation de la réponse impulsionnelle de l'instrument, donc à la contribution réelle du bruit. De plus, l'ambiguïté spectrale à 180° des pics détectés demeure un obstacle à la détermination du sens de propagation des vagues. De précédents travaux ont montré que l'analyse du déphasage entre chaque vue permettait de soulever cette ambiguïté [Vachon et Raney 1991]. Enfin, il apparaît que l'information spectrale des images multi-vues est dégradée en raison de la propagation des vagues pendant la durée d'intégration. Ce dernier point résulte en une diminution du contraste de l'image [Raney et al. 1989].

Nous allons voir que l'utilisation de l'inter-spectre entre différentes vues, permet d'apporter, en grande partie, une solution à ces problèmes.

#### 2.2.3.1 Elimination de la contribution non cohérente du signal

Dans le cas des ROS embarqués sur les satellites ERS-1/2, la durée d'intégration  $\mathcal{T}$  est de l'ordre 0.6 s. Ainsi l'écart temporel entre la première et la dernière des 3 vues générées à partir du spectre Doppler, est-il d'environ 0.4 s. Lorsque  $P_S$  est calculé à partir de ces deux vues par exemple, les équations (2.25) et (2.29) deviennent ( $\tau \neq 0$ ) :

$$G(r, k, \tau) = G_1(r, k, \tau) \chi(k) \quad (2.33a)$$

$$P_S(k, \tau) = \chi(k) \left( \int_r e^{-i k r} G_1(r, k, \tau) dr - I_0^2 \delta(k) \right) \quad (2.33b)$$

De cette façon, toute la contribution non-cohérente du signal à l'échelle du temps d'intégration  $\mathcal{T}$  a été supprimée pour ne conserver que le signal cohérent temporellement, c'est-à-dire la modulation associée aux grandes échelles. On remarque que cette opération ne supprime pas seulement les fluctuations du *speckle n* autour de la moyenne du signal  $I_0$  mais aussi les fluctuations autour des oscillations lentes du signal autour de la moyenne (contribution du terme  $I_0^2 (1 + \rho_{II}(0, 0))$ ). En d'autres termes, une partie du signal associée à la modulation par imagerie RAR est supprimée. Une borne supérieure de  $\rho_{II}(0, 0)$  en polarisation verticale est donnée par :

13. voir 4.2.3, p. 113: Evaluation de  $\rho_{\xi_a \xi_a}(0)$  dans l'approximation quasi-linéaire

$$\rho_{II}(0,0) < \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{4 \cot \theta}{1 + \sin^2 \theta} \int_{k_{Pic}}^{k_{SAR}} k^2 S(k) dk \quad (2.34)$$

où  $k_{Pic}$  est le nombre d'onde associée à la longueur d'onde principale et  $k_{SAR}$  celui associé à la résolution de l'instrument ( $\sim 30$  m) :  $\rho_{II}(0,0)$  est homogène à une pente quadratique filtrée pour des longueurs d'ondes situées au-delà de la résolution du ROS. Aux environs de  $20^\circ$ ,  $\rho_{II}(0,0)$  est de l'ordre de  $0.1^{14}$  (soit  $\sqrt{\rho_{II}(0,0)}$  de l'ordre de  $0.3$  ce qui correspond aux valeurs données par Krogstad pour  $\sqrt{\rho_{II}(0,0)} \simeq s(\theta) H_s k_0/2 = O(0.3)$  [Krogstad 1992]). Ainsi, la contribution de  $\rho_{II}(0,0)$  reste-t-elle d'importance mineure.

Cette propriété d'élimination de la contribution non-cohérente du signal en choisissant des vues suffisamment séparées dans le temps, peut être également utilisée, comme nous le verrons par la suite, dans l'estimation de la coupure spectrale azimutale.

### 2.2.3.2 Levée de l'ambiguïté spectrale du sens de propagation des vagues

Les algorithmes d'inversion développés jusqu'à présent nécessitent l'utilisation d'une connaissance *a priori* du spectre de la surface, qui peut être fourni par un modèle de vagues de type WAM<sup>15</sup> [Hasselmann et Hasselmann 1991]. Dans bien des cas, le résultat de l'inversion dépend de cette ébauche de spectre (*first guess*), notamment en ce qui concerne la solution de l'ambiguïté à  $180^\circ$  du sens de propagation des longueurs d'onde détectées.

L'inter-spectre contient, dans la phase, l'information associée au déplacement des fréquences imagées pendant l'intervalle de temps  $\tau$  séparant les deux vues [Vachon et Raney 1991]. En particulier, la vitesse de phase  $c(k)$  des longues vagues joue un rôle fondamental dans le processus imageur puisque la translation de la réflectivité est liée aux déplacements de celles-ci. Le calcul de la phase  $\phi_k$  pour chaque harmonique  $k$  dans l'inter-spectre n'est pas trivial si l'on utilise la transformation intégrale non-linéaire. Toutefois, dans la plupart des cas, les ROS embarqués sur satellites ne sont en mesure d'observer que les systèmes de houle pour lesquels l'approximation quasi-linéaire est généralement suffisante<sup>16</sup>. Ainsi, d'après l'équation (2.32) la phase  $\phi_k$  de l'inter-spectre  $P_S(k, \tau)$  correspond-elle à la translation dans le domaine spatial de la longueur d'onde  $k$  (pour les  $k$  faibles) :

$$\phi_k = \omega \tau = k c(k) \tau \quad (2.35)$$

La figure 2.8 montre un exemple de l'information fournie par la phase de l'inter-spectre. L'image ROS (Fig. 2.8(a)) est une image 3-vues, obtenue à partir d'une image complexe du satellite ERS-1, utilisée pour une étude de l'impact du fetch dans le golfe du Lion [Kerbaol et al. 1996a]. Le spectre de l'image (Fig. 2.8(b)) ne permet pas de déterminer dans quel sens, la longueur d'onde détectée se propage. La partie imaginaire

14. voir figure 4.6, p. 121

15. Il s'agit de modèles qui décrivent l'évolution temporelle d'un spectre bi-dimensionnel de la surface de la mer en résolvant l'équation de transport [Hasselmann et al. 1988]

16. voir 2.2.2, p. 49 : Transformation quasi-linéaire

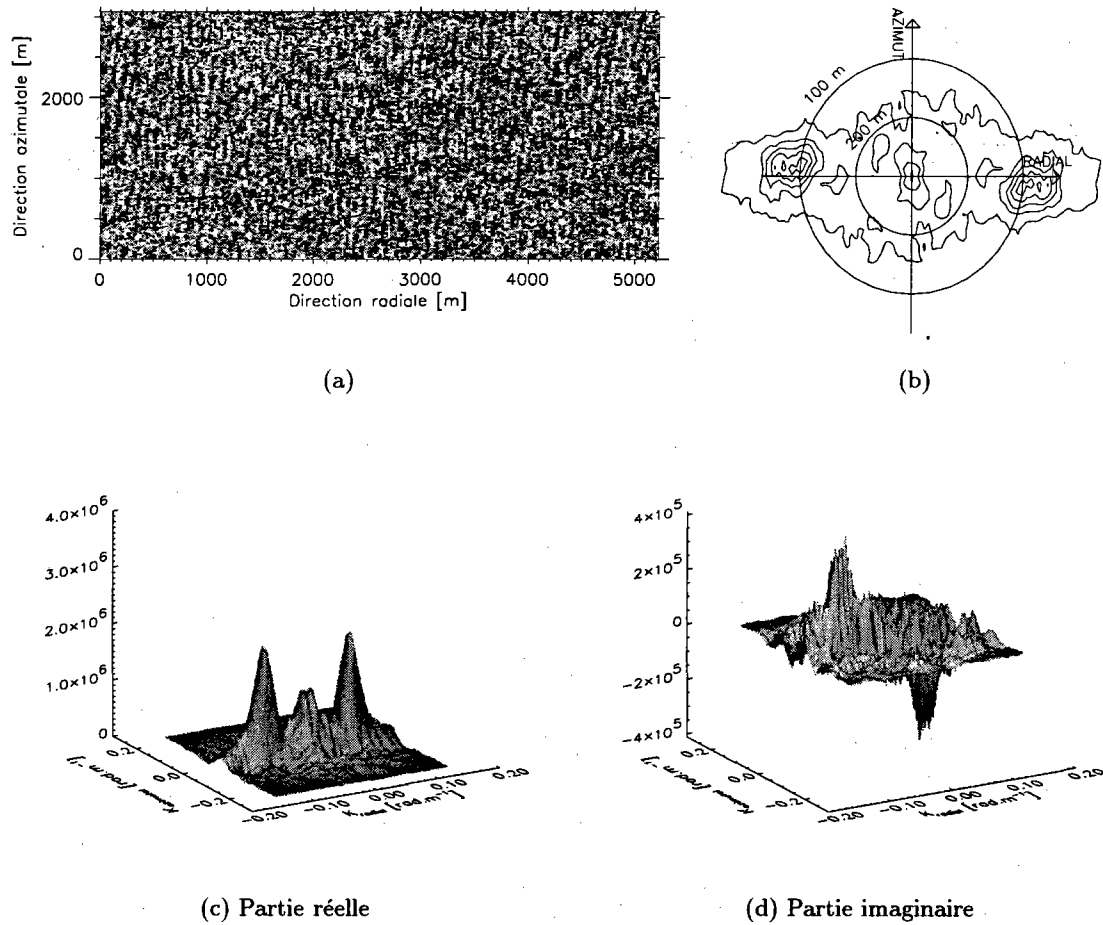


FIG. 2.8 - (a) Image 3-vues montrant une houle de 100 mètres se propageant dans la direction radiale vers la gauche. (b) Spectre associé à l'image. (c) Partie réelle de l'inter-spectre entre la première et la troisième vue. (d) Partie imaginaire de l'inter-spectre.

de l'inter-spectre entre la première et la troisième vue (Fig. 2.8(d)), en revanche, indique, par sa partie positive, dans quelle direction, la vague se propage (ici vers la gauche de l'image).

Toutefois, la levée de l'ambiguïté n'est possible que si la phase reste comprise entre 0 et  $\pi$ , c'est à dire tant que la propagation de la vague n'excède pas une demi-longueur d'onde. En supposant les vues disjointes, la distance  $\Delta L$  de propagation de la longueur d'onde  $\lambda$  entre la première et la dernière de  $N_l$  vues est :

$$\Delta L(\lambda) = c(\lambda) \cdot (N_l - 1) \Delta T = \sqrt{\frac{g \lambda}{2 \pi}} \cdot \frac{N_l - 1}{N_l} \mathcal{T} \quad (2.36)$$

où  $\Delta T$  équivaut au temps entre deux vues consécutives,  $\mathcal{T}$  représente le temps d'intégration<sup>17</sup> et  $g$  l'accélération de la gravité (l'expression de la vitesse de phase n'est valable

17. voir figure 1.5 p. 15 : Génération des vues par partition du spectre Doppler

ici que pour les vagues de gravité). Le phénomène de propagation est donc une fonction croissante du temps d'intégration et du nombre de vues. La figure 2.9 montre l'importance de cette propagation en fonction de la longueur d'onde, pour un nombre de vues allant de 2 à 7. Le temps d'intégration  $\mathcal{T}$  choisi, correspond à celui du ROS des satellites ERS-1/2 soit 0.6 s.

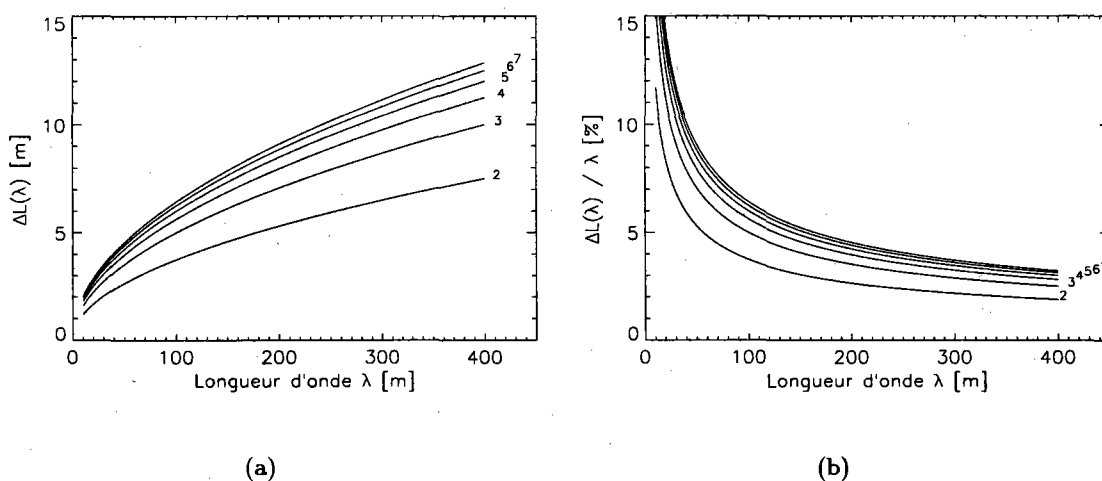


FIG. 2.9 - (a) Distance de propagation  $\Delta L$  en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  entre la première et la dernière vue de  $N_i$  vues (de 2 à 7). (b) Même résultat mais en terme de fraction de la longueur d'onde.

D'après la figure, on constate que la distance de propagation n'excède pas 15 m pour les plus grandes longueurs d'onde (Fig. 2.9(a)). En outre, cette translation représente au maximum 10% de la longueur d'onde pour les vagues les plus courtes (80 m dans la direction radiale) détectées sur les images ERS (Fig. 2.9(b)). Ainsi la condition de la limitation de la phase entre 0 et  $\pi$  est-elle bien vérifiée.

### 2.2.3.3 Suppression de l'effet de translation des vagues

La technique de traitement multi-vues s'appuie généralement sur la somme des vues, générées par partition du spectre Doppler, dans le domaine spatial<sup>18</sup>. Elle ne tient donc pas compte de la propagation horizontale des composantes spectrales liée à leur vitesse de phase  $c(\lambda)$  que nous venons de mettre en évidence dans la partie précédente. Ainsi, la moyenne des vues successives donnera-t-elle une représentation dégradée des vagues détectées, en raison de leur propagation entre chaque vues, et la forme du spectre en sera affectée [Johnsen 1992, Engen et Johnsen 1995a]. Des travaux ont montré que l'on pouvait améliorer le contraste (le rapport signal à bruit) après traitement multi-vues, malgré la propagation entre chaque vue, en sommant dans le domaine spectral et non spatial. En effet, la phase qui résulte de la translation dans le domaine spatial est éliminée par la détection (*Spectral Phase Shift method*) dans le domaine de Fourier [Raney et al. 1989].

18. voir 1.3.2, p.17 : description des différents mode de détection

L'intérêt de l'inter-spectre entre vues distinctes est qu'en ne passant pas dans le domaine spatial, l'information spectrale ne souffre pas de la dégradation, généralement observée autour du pic du spectre d'une image multi-vues, et causée par la translation de la principale longueur d'onde entre chaque vue. La propagation se traduira par un terme de phase et non par l'altération de la forme du spectre observée dans la technique multi-vues.

## 2.3 Conclusion

Nous avons tenté, dans cette partie, de dresser un état de l'art tant dans le domaine de la connaissance et l'amélioration des fonctions de transfert de modulation qu'en ce qui concerne la formulation analytique de la transformation ROS, c'est-à-dire du passage d'un spectre de surface de la mer vers le spectre ROS. Bien que l'objet du travail de thèse soit plus particulièrement orienté vers l'amélioration des techniques de restitution du vecteur vent, nous avons mis en évidence la faiblesse, notamment à vent faible, de la FTM associée à l'effet de pente traditionnellement utilisée. Pour remédier à l'inadéquation des hypothèses de départ (rétrodiffusion de Bragg, spectre saturé) et d'un modèle 2-échelles qui ne prend pas en compte la pente des vagues de gravité générées par le vent et inférieures à la résolution de l'instrument, nous avons proposé une définition fondée sur l'algorithme empirique de rétrodiffusion CMOD-IFREMER.

Nous avons vu également que la transformation intégrale non-linéaire, telle qu'exposée par *Hasselmann et Hasselmann*, marque une étape décisive dans la description du passage d'un spectre théorique de surface à un spectre ROS ; cette transition se faisant jusqu'alors de façon déterministe. Dans la pratique, nos travaux ont montré que l'approximation dite quasi-linéaire constitue une approche intéressante de la transformation spectrale à condition, toutefois, d'avoir une estimation robuste de la longueur de coupure azimutale. De nombreuses études montrent, en effet, que la longueur de coupure déduite de la variance totale des déplacements, comme suggéré par *Hasselmann et Hasselmann* [1991] est plus grande que celle véritablement observée [Vachon et al. 1994, Høgda et al. 1993, Kerbaol et al. 1997]. Le chapitre 4 (p. 109) sera d'ailleurs entièrement consacré à l'étude et l'estimation de cette coupure azimutale. Nous nous appuierons, en particulier, sur l'étude de la fonction caractéristique  $G$ , introduite dans cette partie, pour analyser et interpréter l'algorithme de restitution de la vitesse du vent fondée sur l'étude de la longueur de coupure azimutale.

Enfin, nous avons vu que l'utilisation de l'inter-spectre entre vues suffisamment séparées dans le temps, permet de s'affranchir de la connaissance de la contribution du bruit de *speckle* dans l'information spectrale par suppression du signal non-cohérent à l'échelle du temps d'intégration. Cet outil offre également l'avantage de lever l'ambiguïté sur la détermination du sens de propagation des systèmes de vagues détectés sans nuire à la représentation spectrale du pic.



## Références

- [Alpers et al. 1981] ALPERS W.B., ROSS D.B. et RUFFENACH C.L. – On the detectability of ocean surface waves by real and synthetic aperture radar. *J. Geophys. Res.*, vol. 86, n° C7, juillet 1981, pp. 6481–6498.
- [Alpers et Brüning 1986] ALPERS W.R. et BRÜNING C. – On the relative importance of motion-related contributions to the SAR imaging mechanism of ocean surface waves. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. GE-24, n° 6, novembre 1986, pp. 873–885.
- [Alpers et Hasselmann 1978] ALPERS W.R. et HASSELMANN K. – The two-frequency microwave technique for measuring ocean wave spectra from an airplane or satellite. *Bound. Layer Met.*, vol. 13, 1978, pp. 215–230.
- [Alpers et Ruffenach 1979] ALPERS W.R. et RUFFENACH C.L. – The effect of orbital motions on synthetic aperture radar imagery of ocean waves. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-27, n° 5, septembre 1979, pp. 685–690.
- [Askari et Keller 1994] ASKARI F. et KELLER W.C. – Real aperture radar imaging of ocean waves during SAXON-FPN: A case of azimuth traveling waves. *J. Geophys. Res.*, vol. 99, n° C5, mai 1994, pp. 9817–9833.
- [Bao et al. 1994] BAO M., BRÜNING C. et ALPERS W. – A generalized nonlinear ocean wave SAR spectral integral transform and its application to ERS-1 SAR ocean wave imaging. *Proceedings of the Second ERS-1 Symposium*. pp. 219–224. – ESA Publications Division, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, janvier 1994.
- [BL 1963] BLANC-LAPIERRE A. – *Modèles stochastiques pour l'étude de phénomènes de fluctuations*. – Masson et Cie, 1963.
- [Brüning et al. 1988] BRÜNING C., ALPERS W., ZAMBRESKY L.F. et TILLEY D.G. – Validation of a synthetic aperture radar ocean wave imaging theory by the shuttle imaging radar-B experiment over the north sea. *J. Geophys. Res.*, vol. 93, n° C12, décembre 1988, pp. 15403–15425.
- [Brüning et al. 1991] BRÜNING C., ALPERS W. et SCHRÖTER J.G. – On the focusing issue of synthetic aperture radar imaging of ocean waves. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. 29, n° 1, 1991, pp. 120–128.
- [Chapron et al. 1994] CHAPRON B., GARELLO R., KERBAOL V. et LEFEVRE J.M. – Nonlinear theory of ocean-SAR transformation and statistical analysis of ERS-1 SAR Wave Mode images. *Proceedings of the Second ERS-1 Symposium*. pp. 247–250. – ESA Publications Division, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, janvier 1994.
- [Chapron et al. 1997] CHAPRON B., KERBAOL V. et VANDEMARK. – A note on relationships between sea surface roughness and microwave polarimetric backscatter measurements: Results from POLRAD'96. *POLRAD'96 Experiment*. – Eur.

- Space Agency - Eur. Space Res. Technol. Centre, Noordwijk, The Netherlands, avril 1997.
- [Elfouhaily et al. 1997] ELFOUHAILY T., CHAPRON B., KATSAROS K. et VANDEMARK D. - A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. *J. Geophys. Res.*, vol. 102, n° C7, juillet 1997, pp. 15,781-15,796.
- [Engen et al. 1994] ENGEN G., JOHNSEN H., KROGSTAD H. et BARSTOW S. - Directional wave spectra by inversion of ERS-1 synthetic aperture radar ocean imagery. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. 32, n° 2, mars 1994, pp. 340-352.
- [Engen et Johnsen 1995a] ENGEN G. et JOHNSEN H. - Analysis and inversion of ERS-1 image cross-spectra. *IGARSS'95*. pp. 1863-1865. - IEEE Press, Piscataway, N.J., 1995.
- [Engen et Johnsen 1995b] ENGEN G. et JOHNSEN H. - SAR-ocean wave inversion using image cross spectra. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. 33, n° 4, juillet 1995, pp. 1047-1056.
- [Gammelsæter 1991] GAMMELSÆTER T. - *An investigation of Hasselmann's nonlinear spectral transform in SAR-imaging of ocean waves*. - Thèse, The Norwegian Institute of Technology, mars 1991.
- [Goldfinger 1982] GOLDFINGER A.D. - Estimation of spectra from speckled images. *IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst.*, vol. AES-18, n° 5, septembre 1982, pp. 675-681.
- [Gower 1983] GOWER J.F.R. - Layover in satellite radar images of ocean waves. *J. Geophys. Res.*, vol. 88, 1983, pp. 7719-7720.
- [Hara et Plant 1994] HARA T. et PLANT W.J. - Hydrodynamic modulation of short wind-wave spectra by long waves and its measurement using microwave backscatter. *J. Geophys. Res.*, vol. 99, n° C5, mai 1994, pp. 9767-9784.
- [Hasselmann et al. 1985] HASSELMANN K., RANEY R.K., PLANT W.J., ALPERS W., SHUCHMAN R.A., LYZENGA D.R., RUFENACH C.L. et TUCKER M.J. - Theory of synthetic aperture radar ocean imaging: a MARSEN view. *J. Geophys. Res.*, vol. 90, n° C3, 1985, pp. 4659-4686.
- [Hasselmann et al. 1988] HASSELMANN S., HASSELMANN K., BAUER E., BERTOTTI L., CARDONE C.V., EWING J.A., GREENWOOD J.A., GUILLAUME A., JANSSEN P., KOMEN G.J., LIONELLO P., REISTAD M. et ZAMBRESKY L. - The WAM model - a third generation ocean wave prediction model. *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 18, n° 12, 1988, pp. 1775-1810.
- [Hasselmann et Hasselmann 1991] HASSELMANN K. et HASSELMANN S. - On the nonlinear mapping of an ocean wave spectrum into a synthetic aperture radar image spectrum and its inversion. *J. Geophys. Res.*, vol. 96, n° C6, juin 1991, pp. 10713-10729.

- [Hauser et Caudal 1996] HAUSER D. et CAUDAL G. – Combined analysis of the radar cross-section modulation due to the long ocean waves around  $14^\circ$  and  $34^\circ$  incidence: Implication for the hydrodynamic modulation. *J. Geophys. Res.*, vol. 101, n° C11, novembre 1996, pp. 25833–25846.
- [Høgda et al. 1993] HØGDA K.A., JACOBSEN S., KROGSTAD H.E., et ENGEN G. – Azimuth smearing in ocean-synthetic aperture radar spectra: A study of Hasselmann's closed-form transformation based on norwegian continental shelf experiment 1988 synthetic aperture radar. *Radio Sci.*, vol. 28, n° 4, 1993, pp. 501–512.
- [IFREMER 1996] IFREMER. – *Off-line wind scatterometer ERS products - User Manual: version 2.0*, mars 1996. C2-MUT-W-01-IF.
- [Johnsen 1992] JOHNSEN H. – Multi-look versus single-look processing of synthetic aperture radar images with respect to ocean wave spectra estimation. *Int. J. Remote Sens.*, vol. 13, n° 9, 1992, pp. 1627–1643.
- [Kanevsky 1993] KANEVSKY M.B. – On the theory of SAR ocean wave imaging. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. 31, n° 5, septembre 1993, pp. 1031–1035.
- [Keller et Wright 1975] KELLER W.C. et WRIGHT J.W. – Microwave scattering and the straining of wind generated waves. *Radio Sci.*, vol. 10, 1975, pp. 139–147.
- [Kerbaol et al. 1996a] KERBAOL V., CHAPRON B., ELFOUHAILY T. et GARELLO R. – Fetch and wind dependence of SAR azimuth cutoff and higher order statistics in a mistral wind case. *IGARSS'96*. pp. 621–624. – IEEE Press, Piscataway, N.J., 1996.
- [Kerbaol et al. 1996b] KERBAOL V., CHAPRON B., GARELLO R., VANDEMARK D. et VACHON P.W. – Examining ERS-1 SAR wave estimates using the quasi-linear SAR transform and aircraft ROWS data. *OCEANS'96*. – Fort Lauderdale, Floride, USA, 1996.
- [Kerbaol et al. 1997] KERBAOL V., CHAPRON B. et VACHON P.W. – Analysis of ERS-1/2 SAR Wave Mode images. *J. Geophys. Res.*, 1997. – To be published.
- [Kerbaol et Chapron 1997] KERBAOL V. et CHAPRON B. – A global comparison between AMI scatterometer data and SAR ERS-1/2 Wave Mode products. *Proceedings Third ERS Symposium*. – Firenze, Italia, mars 1997.
- [Kerbaol 1993] KERBAOL V. – Etude statistique des images SAR de la surface des océans, 1993. D.E.A., Univ. Rennes I.
- [Krogstad 1992] KROGSTAD H. E. – A simple derivation of Hasselmann's nonlinear ocean-synthetic aperture radar transform. *J. Geophys. Res.*, vol. 97, n° C2, février 1992, pp. 2,421–2,425.

- [Krogstad 1994] KROGSTAD H. E. – *Some comments about the processing of ERS-1/2 imageries and the wave mode product.* – Rapport technique n° STF10 A94008, SINTEF Industrial Mathematics, Trondheim, Norway, juin 1994.
- [Kudryavtsev et al. 1996] KUDRYAVTSEV V.N., MASTENBROEK C. et MAKIN V.K. – Modulation of wind ripples by long waves via the air flow: a feed-back mechanism. *Bound. Layer Met.*, 1996. – submitted.
- [Lyzenga 1988] LYZENGA D.R. – An analytic representation of the synthetic aperture radar image spectrum for ocean waves. *J. Geophys. Res.*, vol. 93, n° 11, novembre 1988, pp. 13859–13865.
- [Mastenbroek 1996] MASTENBROEK C. – *Wind-Wave Interaction.* – Thèse de doctorat, Technische Universiteit Delft, 1996.
- [Monaldo et Lyzenga 1986] MONALDO F.M. et LYZENGA D.R. – On the estimation of wave slope- and height-variance spectra from SAR imagery. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. GE-24, n° 4, juillet 1986, pp. 543–551.
- [OT et Robinson 1990] OCAMPO-TORRES F.J. et ROBINSON I.S. – Wind wave directionality effects on the radar imaging of ocean swell. *J. Geophys. Res.*, vol. 95, n° C11, novembre 1990, pp. 20347–20362.
- [Plant 1991] PLANT W.J. – Comment on 'Wind and Wave Directionality Effects on the Radar Imaging of Ocean Swell' by F.J. Ocampo-Torres and I.S. Robinson. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 96, n° C10, octobre 1991, pp. 18527–18529.
- [Plant 1992] PLANT W.J. – Reconciliation of theories of synthetic aperture radar imagery of ocean waves. *J. Geophys. Res.*, vol. 97, n° C5, mai 1992, pp. 7493–7501.
- [Raney et al. 1989] RANEY R.K., VACHON P.W., DEABREU R.A. et BHOGAL A.S. – Airborne SAR observations of ocean surface penetrating floating ice. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. 27, septembre 1989, pp. 492–500.
- [Romeiser et al. 1994] ROMEISER R., SCHMIDT A. et ALPERS W. – A three-scale composite model for the ocean wave-radar modulation transfer function. *J. Geophys. Res.*, vol. 99, n° C5, mai 1994, pp. 9785–9801.
- [Steinberg et al. 1955] STEINBERG H., SCHULTEISS P.M., WOGGIN C.A. et ZWEIG F. – Short-time frequency measurements of narrow-band random signals by means of a zero-counting process. *J. Appl. Phys.*, vol. 26, n° 2, février 1955, pp. 195–201.
- [Swift et Wilson 1979] SWIFT C.T. et WILSON L.R. – Synthetic aperture radar imaging of moving ocean waves. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-27, n° 6, novembre 1979, pp. 725–729.
- [Tucker 1985] TUCKER M.J. – The imaging of waves by satellite borne synthetic aperture radar: the effect of sea-surface motion. *Int. J. Remote Sens.*, vol. 6, n° 7, 1985, pp. 1059–1074.

- [Vachon et al. 1993] VACHON P.W., OLSEN R.B., KROGSTAD H.E. et LIU A.K. – Airborne synthetic aperture radar observations and simulations for waves in ice. *J. Geophys. Res.*, vol. 98, n° C9, septembre 1993, pp. 16411–16425.
- [Vachon et al. 1994] VACHON P.W., KROGSTAD H.E. et PATERSON J. Scott. – Airborne and spaceborne synthetic aperture radar observations of ocean waves. *Atmos. Ocean*, vol. 32, n° 1, mars 1994, pp. 83–112.
- [Vachon et Raney 1991] VACHON P.W. et RANEY R.K. – Resolution of the ocean wave propagation direction in SAR imagery. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. 29, n° 1, janvier 1991, pp. 105–112.
- [Vachon et Raney 1992] VACHON P.W. et RANEY R.K. – Ocean waves and optimal SAR processing: Don't adjust the focus! *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. 30, n° 3, mai 1992, pp. 627–630.
- [Vachon et West 1992] VACHON P.W. et WEST J.C. – Spectral estimation techniques for multilook SAR images of ocean waves. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. 30, n° 3, mai 1992, pp. 568–577.
- [Vandemark et al. 1994] VANDEMARK D., JACKSON F.C., WALSH E.J. et CHAPRON B. – Airborne radar measurements of ocean wave spectra and wind speed during the grand banks ERS-1 SAR wave experiment. *Atmos. Ocean*, vol. 32, n° 1, mars 1994, pp. 143–178.
- [Winebrenner et Hasselmann 1988] WINEBRENNER D. P. et HASSELMANN K. – Specular point scattering contribution to the mean synthetic aperture radar image of the ocean surface. *J. Geophys. Res.*, vol. 93, n° C8, août 1988, pp. 9281–9294.

## 2.A Fonction de transfert associée à l'orientation

Dans un modèle 2-échelles, les longues vagues qui se propagent sur la surface de la mer, sont décomposées en plans (ou facettes) tangents sur lesquels se propagent, à leur tour, les vaguelettes résonantes de Bragg. La variation de la pente des plans tangents module la rétrodiffusion par modification locale de l'angle d'incidence, ce qui permet de détecter les grandes vagues. On appelle cette modulation effet d'orientation ou de pente (*tilt* selon la terminologie anglaise). S'il s'agit du modèle généralement utilisé, il est important de mentionner que sa principale faiblesse réside en l'absence de considération de l'effet d'orientation causé par les vagues dites intermédiaires (de longueur d'onde supérieures à celle de Bragg et inférieures à la résolution effective du radar). Nous présenterons donc, sans nous attarder, l'impact sur le coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$  de la contribution des vagues intermédiaires à l'aide d'un modèle 3-échelles [Romeiser et al. 1994] avant d'aborder le développement de la fonction de transfert de modulation (FTM) associée à l'effet de pente dans un modèle 2-échelles.

Chaque facette est identifiée par son vecteur normal unitaire  $n$ , défini comme suit :

$$n = (n_x, n_y, n_z) = \left[ 1 + \left( \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \eta}{\partial y} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \left( -\frac{\partial \eta}{\partial x}, -\frac{\partial \eta}{\partial y}, 1 \right) \quad (2.A.1)$$

où  $\eta$  représente la distribution des hauteurs de la surface, l'axe des  $x$  la direction azimutale et l'axe des  $y$  la direction radiale. Dans l'hypothèse d'une modulation linéaire [Keller et Wright 1975, Alpers et Hasselmann 1978], la fonction transfert de modulation  $T_t$  associée à l'effet d'orientation est définie par [Alpers et Hasselmann 1978] :

$$\frac{\partial \sigma}{\sigma^\circ(\theta)} = \int T_t(k, \omega) e^{i(kx - \omega t)} dZ(k, \omega) \quad (2.A.2)$$

où  $\theta$  est l'angle entre l'onde incidente et la verticale,  $\partial \sigma$  correspond aux fluctuations autour de  $\sigma^\circ(\theta)$  causée par la variation locale de l'angle d'incidence autour de  $\theta$  et  $Z(k, \omega)$  est la transformée de Fourier de l'élévation de surface  $\eta(x, t)$ . La modulation du coefficient de rétrodiffusion s'écrit au premier ordre :

$$\frac{\partial \sigma}{\sigma^\circ(\theta)} = \frac{1}{\sigma^\circ(\theta)} \frac{\partial \sigma}{\partial n} \Big|_{n=n_0} (n - n_0) \quad (2.A.3)$$

où  $n_0 = (0, 0, 1)$  est le vecteur unitaire vertical. En utilisant (2.A.1) et (2.A.3), il vient :

$$\frac{1}{\sigma^\circ(\theta)} \frac{\partial \sigma}{\partial n} \Big|_{n=n_0} (n - n_0) = \frac{1}{\sigma^\circ(\theta)} \left[ \frac{\partial \sigma}{\partial n_x} \Big|_{n_x=0} n_x + \frac{\partial \sigma}{\partial n_y} \Big|_{n_y=0} n_y \right] \quad (2.A.4)$$

La variation relative du coefficient de rétrodiffusion est exprimée, ici, comme un développement au premier ordre avec  $n$  (donc avec la pente).

### 2.A.1 Modèle 3-échelles de rétrodiffusion

Au lieu de s'arrêter au premier ordre, développons maintenant (avec un formalisme simple) le coefficient de rétrodiffusion au deuxième ordre avec la pente  $s$  des vagues intermédiaires [Romeiser et al. 1994] :

$$\sigma = \sigma_{/s^0} + \sigma_{/s^1} + \sigma_{/s^2} \quad (2.A.5)$$

où  $\sigma_{/s^0}$  correspond au coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ(\theta)$  à l'incidence nominale  $\theta$  et  $\sigma_{/s^i}$  désigne le développement à l'ordre  $i$  avec la pente  $s$ . La moyenne d'ensemble de  $\sigma$ , relative à la moyenne des fluctuations de pente des vagues intermédiaires sur la surface, sera telle que :

$$\langle \sigma \rangle = \sigma^\circ(\theta) + \langle \sigma_{/s^2} \rangle \quad (2.A.6)$$

En effet le terme  $\langle \sigma_{/s^1} \rangle$  disparaît puisque la moyenne des pentes sur la surface doit être nulle. Il reste en revanche le terme de développement au deuxième ordre qui représente la contribution de la pente quadratique des vagues intermédiaires. Nous allons maintenant nous intéresser aux fluctuations lentes de  $\langle \sigma \rangle$  avec la pente  $s_L$  des grandes vagues. Le développement au premier ordre est le suivant :

$$\begin{aligned} \sigma_{tilt} &= \langle \sigma \rangle_{/s_L^0} + \langle \sigma \rangle_{/s_L^1} \\ &\simeq \sigma^\circ(\theta) + \frac{\partial \sigma^\circ(\theta)}{\partial s_L} ds_L + \frac{\partial \langle \sigma_{/s^2} \rangle}{\partial s_L} ds_L \end{aligned} \quad (2.A.7)$$

Les deux premiers termes de cette équation sont ceux que l'on retrouve par un développement classique au premier ordre avec la pente des grandes vagues (le terme  $\langle \sigma_{/s^2} \rangle_{/s_L^0}$  disparaît car on peut supposer la moyenne de la pente quadratique des vagues intermédiaires sur toute la surface comme négligeable). En revanche, la variation de cette pente quadratique des vagues intermédiaires sur la phase des grandes vagues est importante : elle rend notamment compte de la modulation des vagues intermédiaires par les vitesses orbitales des vagues plus grandes<sup>19</sup>. Ces interactions sont justement représentées par le troisième terme du membre de droite de l'équation (2.A.7). Ainsi, un modèle 3-échelles permet-il de rendre compte de l'impact de l'effet de pente causé par les vagues intermédiaires (plus longues que les vaguelettes résonantes de Bragg mais en deça de la résolution de l'instrument). Toutefois, comme nous l'avons dit dans le chapitre 2, nous avons préféré étudier l'impact de la substitution de l'expression courante de la FTM, associée à l'effet de pente découlant d'un modèle 2-échelles [Alpers et Haselmann 1978], par une FTM obtenue à partir du modèle empirique de rétrodiffusion CMOD-IFREMER<sup>20</sup>.

## 2.A.2 Contribution de l'effet d'orientation dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence

A ce stade, nous ne considérons plus que le développement du coefficient de rétrodiffusion au premier ordre avec la pente. Soit  $\psi$  la déviation de la facette dans le plan d'incidence et  $\delta$  celle dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence (Fig. 2.A.1).

19. voir annexe 2.B, p. 66 : Fonction de transfert des interactions hydrodynamiques

20. voir 2.1.1, p. 36 : Effet d'orientation (*tilt*)

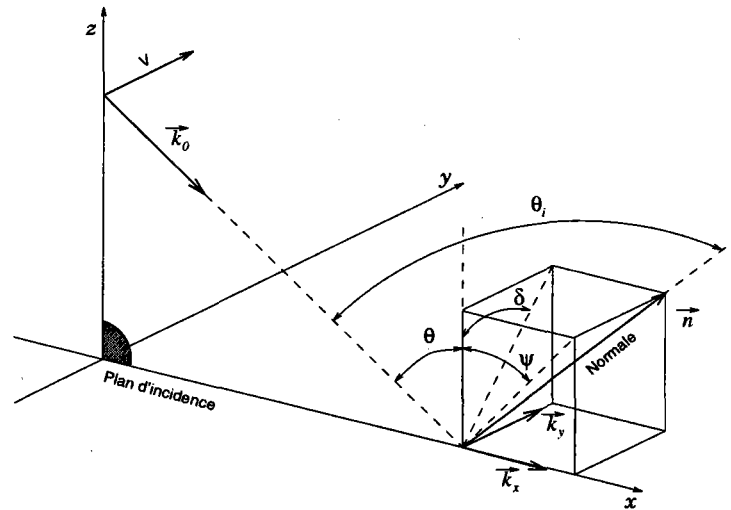


FIG. 2.A.1 - Orientation de la facette par rapport au plan horizontal :  $\theta$  est l'angle d'incidence nominal,  $\psi$  l'angle de la normale  $\vec{n}$  avec la verticale dans le plan d'incidence et  $\delta$  celui dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence.

L'angle d'incidence réel de l'onde sur la facette orienté est alors donné par<sup>21</sup> :

$$\cos \theta_i = \cos(\theta + \psi) \cos \delta \quad (2.A.8)$$

En outre, comme on néglige désormais l'impact des vagues intermédiaires, on peut alors supposer que la pente des grandes vagues reste faible (i.e.  $\psi$  et  $\delta$  petits). Le vecteur normal se simplifie pour donner :

$$n = (n_x, n_y, n_z) \simeq \left( -\frac{\partial \eta}{\partial x}, -\frac{\partial \eta}{\partial y}, 1 \right) \quad (2.A.9)$$

A l'aide de (2.A.4), l'expression de la variation relative du coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$  causée par l'effet de pente, devient donc [Alpers et al. 1981] :

$$\frac{1}{\sigma(\theta)} \frac{\partial \sigma}{\partial n} \Big|_{n=n_0} (n - n_0) = \frac{1}{\sigma(\theta)} \left[ \frac{\partial \sigma}{\partial \psi} \Big|_{\psi=0} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \sigma}{\partial \delta} \Big|_{\delta=0} \frac{\partial \eta}{\partial y} \right] \quad (2.A.10)$$

Alpers et al. ont montré que la modulation associée à l'effet d'orientation pour des vagues se propageant perpendiculairement au plan d'incidence était négligeable par rapport à celle correspondant à des vagues se déplaçant dans la direction radiale [Alpers et al. 1981]. Ocampo-Torres et Robinson ont argumenté que les termes  $1/S (\partial S / \partial k_l)$  (où  $l$  désigne  $(x, y)$ ), qui apparaissent dans le développement de  $1/\sigma(\theta) (\partial \sigma / \partial \varphi)$  (où  $\varphi$  désigne  $(\psi, \delta)$ ), contribuent de manière significative à imager des vagues dans la direction azimutale selon la direction du vent [OT et Robinson 1990]. Toutefois, Plant a montré par la suite qu'ils n'avaient pas choisi pour cette étude une forme spectrale réaliste pour les vaguelettes résonantes de Bragg [Plant 1991]. On ne considèrera donc plus que la variation dans le plan d'incidence ( $xOz$ ) de l'angle  $\psi = \theta_i - \theta$  entre l'onde incidente (de direction  $k_0$ ) et  $n_x$ , la projection de  $n$  dans le plan d'incidence ( $\delta = 0$ ).

<sup>21</sup>. voir 3.1.1.3, p. 81



### 2.A.3 Expression courante de la FTM associée à l'effet d'orientation

Si l'on ne tient plus compte que de l'orientation dans le plan d'incidence ( $\theta_i = \theta + \psi$  donc  $\partial\psi = \partial\theta_i$ ), l'équation (2.A.10) devient :

$$\frac{1}{\sigma(\theta)} \frac{\partial\sigma}{\partial n} \Big|_{n=n_0} (n - n_0) = \frac{1}{\sigma(\theta)} \frac{\partial\sigma}{\partial\theta_i} \Big|_{\theta_i=\theta} \frac{\partial\eta}{\partial x} \quad (2.A.11)$$

Si l'on considère maintenant que la fonction de transfert associée à la pente  $\partial\eta/\partial x$  dans le plan d'incidence est  $ik_x$ , où  $k_x$  est le nombre d'onde dans la direction radiale, l'expression de  $T_t$  est donnée par :

$$T_t(k) = \frac{1}{\sigma(\theta)} \frac{\partial\sigma}{\partial\theta_i} \Big|_{\theta_i=\theta} ik_x \quad (2.A.12)$$

Pour aboutir à une forme analytique de  $T_t$  à partir de l'expression générique de l'équation précédente, il est nécessaire d'exprimer  $\sigma$ . Dans le cas du ROS d'ERS-1, l'angle d'incidence de visée du radar est supérieur à la limite de rétrodiffusion quasi spéculaire. Dans l'hypothèse d'une rétrodiffusion dominée par le mécanisme de Bragg et d'une surface parfaitement conductrice, la section efficace radar s'exprime à l'aide des équations (3.5) et (3.7) de la façon suivante :

$$\sigma(\theta) = F(\theta) S(k_B, 0) = 16 \pi k_0^4 (1 \pm \sin^2 \theta)^2 S(k_B, 0) \quad (2.A.13)$$

où  $S$  représente le spectre de la surface,  $k_B$  le nombre d'onde vérifiant la condition de résonance de Bragg (eq. 3.4). Le signe + correspond à la polarisation verticale (VV), tandis que le signe - caractérise la polarisation horizontale (HH). On vérifie bien que la modulation géométrique est obtenue par modification de l'angle local d'incidence, induit par la pente des vagues les plus longues. En adoptant pour  $S$  une forme spectrale saturée classique en  $A|k|^{-4}$  (spectre de *Phillips*),  $\sigma(\theta)$  devient :

$$\begin{aligned} \sigma(\theta) &= 16 \pi k_0^4 (1 \pm \sin^2 \theta)^2 A (2 k_0 \sin \theta)^{-4} \\ &= \pi A (1 \pm \sin^2 \theta)^2 \sin^{-4} \theta \end{aligned} \quad (2.A.14)$$

Ainsi, nous avons :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma(\theta)} \frac{\partial\sigma}{\partial\theta_i} \Big|_{\theta_i=\theta} &= \frac{1}{F(\theta) S(k_B)} \left( \frac{\partial F(\theta_i)}{\partial\theta_i} \Big|_{\theta_i=\theta} S(k_B) + F(\theta) \frac{\partial S(k_x)}{\partial k_x} \Big|_{k_x=k_B} \frac{\partial k_B}{\partial\theta_i} \Big|_{\theta_i=\theta} \right) \\ &= \frac{1}{\pi A (1 \pm \sin^2 \theta)^2 \sin^{-4} \theta} \cdot \pi A (1 \pm \sin^2 \theta)^2 \frac{\partial}{\partial\theta_i} (\sin^{-4} \theta_i) \Big|_{\theta_i=\theta} \\ &+ \frac{1}{\pi A (1 \pm \sin^2 \theta)^2 \sin^{-4} \theta} \cdot \pi A \sin^{-4} \theta \frac{\partial}{\partial\theta_i} (1 \pm \sin^2 \theta_i)^2 \Big|_{\theta_i=\theta} \\ &= \frac{-4 \sin^{-5} \theta \cos \theta}{\sin^{-4} \theta} + \frac{2 (1 \pm \sin^2 \theta) (\pm 2 \sin \theta \cos \theta)}{(1 \pm \sin^2 \theta)^2} \\ &= -4 \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \pm \frac{4 \sin \theta \cos \theta}{1 \pm \sin^2 \theta} \\ &= \frac{-4 \cot \theta}{1 \pm \sin^2 \theta} \end{aligned} \quad (2.A.15)$$

Finalement, la fonction de transfert de modulation  $T_t$  est donnée par [Monaldo et Lyzenga 1986]:

$$T_t(k) = -\frac{4 \cot \theta}{1 \pm \sin^2 \theta} i k_r \quad (2.A.16)$$

Le signe + correspond à la polarisation verticale (e.g. les ROS des satellites ERS-1 et ERS-2) et le signe - correspond à la polarisation horizontale (e.g. Radarsat).

## 2.B Fonction de transfert des interactions hydrodynamiques

L'évolution du champ des petites vagues est décrit par l'équation de la conservation d'action  $N(k, t, x)$ :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial x}{\partial t} \frac{\partial N}{\partial x} + \frac{\partial k}{\partial t} \frac{\partial N}{\partial k} = S_{NL} + S_W - S_D = Q \quad (2.B.1)$$

où :

- $N(k, t, x) = \frac{S(k, t, x)}{\omega}$  est définie comme l'action
- $S(k, t, x)$  est le spectre des petites vagues
- $\omega$  est la pulsation intrinsèque des petites vagues (dans un repère se déplaçant à la vitesse  $U(x, t)$ ).
- $\omega'$  est la pulsation apparente (dans un repère fixe)
- $Q = S_W + S_{NL} - S_D$  caractérise les termes sources et puits qui incluent les effets non-linéaires ( $S_{NL}$ ) de type interactions vague-vague, le grossissement des vagues par le vent ( $S_W$ ) et la dissipation ( $S_D$ ) liée au déferlement ou la viscosité

Le terme  $\partial x / \partial t$  représente la vitesse de groupe  $\partial \omega' / \partial k$  des petites vagues dans un référentiel fixe. D'après la relation de dispersion en eau profonde pour des vagues se propageant sur un courant d'advection  $U(x, t)$ , nous avons :

$$\omega'(k, x, t) = \omega(k) + k U(x, t) \quad (2.B.2)$$

où la pulsation intrinsèque  $\omega$  satisfait à la relation de dispersion :

$$\omega^2 = g' k + \tau k^3 \quad (2.B.3)$$

$g'$  étant la somme de l'accélération de la pesanteur  $g$  et des accélérations des vitesses orbitales et  $\tau = 74 \cdot 10^{-6} m^3/s^2$ , la tension de surface. D'après (2.B.2), nous avons :

$$\frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\partial \omega'}{\partial k} = C_g + U(x, t) \quad (2.B.4)$$

où  $C_g$  est la vitesse de groupe  $\partial \omega / \partial k$  des petites vagues.

La loi de conservation des crêtes (ou loi cinématique) nous donne également :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial \omega'}{\partial x} = 0 \quad (2.B.5)$$

Il vient donc :

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial x} (\omega + k U(x, t)) \\ &= -\frac{\partial \omega}{\partial m} \frac{\partial m}{\partial x} - U(x, t) \frac{\partial k}{\partial x} - k \frac{\partial U}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.B.6)$$

où le terme  $(\partial\omega/\partial m)(\partial m/\partial x)$  prend en compte toutes les modifications (autres que l'advection) de la relation de dispersion (2.B.3) (e.g. bathymétrie, gravité apparente, tension superficielle...). Par la suite, on négligera ces modifications. Nous nous intéressons à la conservation d'action pour un nombre d'onde fixe  $k$ ; en conséquence, nous ne considérerons pas le terme en  $\partial k/\partial x$ . Ainsi, le terme  $\partial k/\partial t$  se réduit-il au dernier terme du membre de droite de l'équation (2.B.6).

En utilisant les équations (2.B.4) et (2.B.6) simplifiée, la relation (2.B.1) devient donc :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + (C_g + U(x, t)) \frac{\partial N}{\partial x} - k \frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial N}{\partial k} = -\beta N \quad (2.B.7)$$

où le terme source  $Q$  est exprimé ici de façon empirique sous la forme  $-\beta N$ . Autrement dit,  $\beta^{-1}$  doit être vu comme un temps de relaxation, temps mis par  $N$  pour revenir à l'état d'équilibre.

Supposons maintenant que l'on exprime l'action sous la forme  $N = N_0 + \delta N$ , où  $N_0$  correspond à l'état d'équilibre et  $\delta N$  une perturbation de  $N$  autour de  $N_0$ . Nous avons la relation suivante :

$$\begin{aligned} N &= N_0 + \delta N \\ &= N_0 + \int \hat{N} e^{i(Kx - \Omega t)} dK \\ &= N_0 \left[ 1 + \int (T_h Z e^{i(Kx - \Omega t)} + c.c.) dK \right] \end{aligned} \quad (2.B.8)$$

où  $T_h$  est la fonction de modulation de transfert associée aux interactions hydrodynamiques,  $Z$  la transformée de Fourier des élévations de surface  $\eta$ , et  $K$  et  $\Omega$  figurent respectivement le nombre d'onde et la pulsation associés aux grandes vagues. De la même façon  $U(x, t)$  s'exprime sous la forme :

$$\begin{aligned} U &= U_0 + \delta U \\ &= U_0 + \int \hat{U} e^{i(Kx - \Omega t)} dK \end{aligned} \quad (2.B.9)$$

où  $\hat{U}$  représente la transformée de Fourier de  $U(x, t)$ . Pour  $\beta$ , nous aurons également :

$$\begin{aligned} \beta &= \beta_0 + \delta\beta \\ &= \beta_0 + \int \hat{\beta} e^{i(Kx - \Omega t)} dK \end{aligned} \quad (2.B.10)$$

Nous allons maintenant linéariser, à l'ordre 0 et l'ordre 1, l'équation (2.B.7) à l'aide des conventions précédentes. L'ordre 0 correspond à la situation d'équilibre ( $N = N_0$ ). Dans ce cas, on considère que l'action reste constante, c'est-à-dire que les termes sources s'annulent ( $Q(N_0) = 0$ ). A l'ordre 1, la linéarisation nous donne la relation suivante :

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + (C_g + U_0) \frac{\partial}{\partial x} + \beta_0 \right) \cdot \delta N = k \frac{\partial \delta U}{\partial x} \frac{\partial N_0}{\partial k} - \delta \beta N_0 \quad (2.B.11)$$

Si l'on introduit la représentation de Fourier, l'équation précédente devient équivalente à :

$$(-i\Omega + iK(C_g + U_0) + \beta_0) \hat{N} = iKk \hat{U} \frac{\partial N_0}{\partial k} - \hat{\beta} N_0 \quad (2.B.12)$$

soit, en notant  $C = \Omega/K$  la vitesse de phase des grandes vagues :

$$\frac{\hat{N}}{N_0} = T_h Z = \frac{\Omega \left(1 - \frac{C_g + U_0}{C}\right) - i\beta_0}{\left(\Omega \left(1 - \frac{C_g + U_0}{C}\right)\right)^2 + \beta_0^2} \left( -(K \cdot k) \frac{\hat{U}}{N_0} \frac{\partial N_0}{\partial k} - i\hat{\beta} \right) \quad (2.B.13)$$

A partir de cette expression générale, qui traduit la modulation des petites vagues par les grandes, nous allons faire quelques hypothèses qui vont nous amener à une expression simplifiée de la fonction de transfert de modulation  $T_h$  associée aux interactions hydrodynamiques.

**hypothèse 1** On considère que la pulsation  $\Omega$  et le nombre d'onde  $K$  associés aux grandes vagues sont respectivement très petits devant la pulsation  $\omega$  et le nombre d'onde  $k$  des petites vagues. Dès lors, la vitesse de groupe des petites vagues est négligeable par rapport à la vitesse de phase des grandes vagues :

$$C_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \ll \frac{\Omega}{K} = C \quad (2.B.14)$$

**hypothèse 2** On suppose que le courant d'advection  $U(x,t)$  est simplement représenté par la composante horizontale des vitesses orbitales des grandes vagues, sans autre forme de courant de dérive.  $\hat{U}$  s'exprime donc simplement en fonction de  $Z$ , la transformée de Fourier des élévations de surface. Les termes de l'équation (2.B.9) vérifient donc :

$$U_0 = 0 \quad (2.B.15a)$$

$$\begin{aligned} \hat{U} &= \int \left( -i \frac{\Omega}{|K|} (iKZ) e^{i(Kx - \Omega t)} + c.c. \right) dK \\ &= \int \left( \Omega \frac{K}{|K|} Z e^{i(Kx - \Omega t)} + c.c. \right) dK \end{aligned} \quad (2.B.15b)$$

**hypothèse 3** A priori, il n'existe pas de relation simple entre  $\hat{\beta}$  et  $Z$ , la distribution des hauteurs dans l'espace  $(\Omega, K)$ . Nous ferons donc l'hypothèse que l'on peut toujours trouver  $\Gamma e^{i\Psi}$  tel que :

$$\hat{\beta} = \int \left( -\Gamma e^{i\Psi} \Omega \cos^2(K, k) i|K| Z e^{i(Kx - \Omega t)} + c.c. \right) dK \quad (2.B.16)$$

avec,

$$\cos^2(K, k) = \frac{(K \cdot k)^2}{|K|^2 \cdot |k|^2} \quad (2.B.17)$$

De ces hypothèses, nous déduisons l'expression de  $T_h$  :

$$T_h = \frac{\Omega - i\beta_0}{\Omega^2 + \beta_0^2} \Omega |K| \left( -\frac{(K \cdot k)}{|K|^2} \frac{K}{N_0} \frac{\partial N_0}{\partial k} - \Gamma e^{i\Psi} \cos^2(K, k) \right) \quad (2.B.18)$$

Cette expression dépend bien évidemment du choix du spectre des petites vagues. Nous allons donc calculer l'expression de  $T_h$  dans le cas d'un spectre  $S$  de la forme  $A k^{-\gamma}$  en remplaçant  $N_0$  par sa valeur, soit  $S_0/\omega_0$ . Nous avons donc :

$$\frac{K}{N_0} \frac{\partial N_0}{\partial k} = \frac{K}{S_0} \frac{\partial S_0}{\partial k} - \frac{K}{\omega_0} \frac{\partial \omega_0}{\partial k} \quad (2.B.19)$$

où,

$$\frac{K}{S_0} \frac{\partial S_0}{\partial k} = -\gamma \frac{K}{k} = -\gamma \frac{(K \cdot k)}{|k|^2} \quad (2.B.20)$$

et,

$$\frac{K}{\omega_0} \frac{\partial \omega_0}{\partial k} = \frac{C_g}{C_p} \frac{(K \cdot k)}{|k|^2} \quad (2.B.21)$$

$C_p$  étant la vitesse de phase des petites vagues, définie par  $\omega/k$ . Ce dernier rapport vaut  $1/2$  pour les vagues de gravité :

$$\frac{C_g}{C_p} = \frac{\partial \omega}{\partial k} \frac{k}{\omega} = \frac{1}{2} \frac{1 + 3\tau \frac{k^2}{g}}{1 + \tau \frac{k^2}{g}} \quad (2.B.22)$$

Finalement, la fonction de transfert de modulation  $T_h$  associée aux interactions hydrodynamique se simplifie de la façon suivante :

$$T_h = \frac{\Omega - i\beta_0}{\Omega^2 + \beta_0^2} \Omega |K| \cos^2(K, k) \left( \gamma + \frac{C_g}{C_p} - \Gamma e^{i\Psi} \right) \quad (2.B.23)$$

**remarque 1** Si l'on prend un spectre de Phillips (en  $k^{-4}$ ), et on néglige le terme  $\Gamma e^{i\Psi}$ , l'équation précédente devient celle formulée par *Alpers* [Alpers et Hasselmann 1978] :

$$T_h = 4.5 \frac{\Omega - i\beta_0}{\Omega^2 + \beta_0^2} \Omega |K| \cos^2(K, k) \quad (2.B.24)$$

**remarque 2** Le terme  $\Gamma e^{i\Psi}$  de l'équation (2.B.23) rappelle le terme de rétroaction empirique  $Y_r + iY_i$  rajouté par *Feindt* (*feedback effect*) [Hasselmann et Hasselmann 1991]. La présence de ce terme s'explique de la façon suivante :

- Si le taux de relaxation  $\beta_0$  est faible devant la pulsation des longues vagues  $\Omega$  ( $\beta_0 \ll \Omega$ ), la modulation ne dépend, dans ce cas, que de l'advection par les vitesses orbitales. Le maximum de modulation a lieu sur la crête des grandes vagues (cas des vagues de gravité intermédiaires) et son niveau ne dépend que de la pente  $\gamma$  du spectre  $S$ .

- Pour les vagues plus petites, qui ont un temps de relaxation beaucoup plus court que la période de pulsation des grandes vagues ( $\beta_0 \gg \Omega$ ), la modulation due aux vitesses orbitales devient faible, et sans la présence du terme  $\hat{\beta}$  caractérisant la modulation du taux de relaxation le long des grandes vagues, son maximum aurait lieu à une phase de  $\pi/2$  par rapport à la crête. Or, pour ces vagues plus petites, le forçage par le vent devient plus important et on observe expérimentalement que le maximum de modulation n'a pas lieu pour une phase de  $\pi/2$ , mais une phase inférieure, d'où l'importance du terme  $\hat{\beta}$ , donc de  $\Gamma e^{i\Psi}$ .

## 2.C Phénomène de superposition de facettes

Pendant la période d'intégration du ROS, les mouvements sur la surface de la mer sont perçus par le radar cohérent par effet Doppler. Ainsi, l'intensité  $I_\sigma$ , équivalente à celle obtenue par un radar à ouverture réelle, est-elle redistribuée d'une distance  $\xi$ , dans la direction azimutale, comme le montre l'équation suivante :

$$I_S(x) = \int_{x'} I_\sigma(x') \delta(x - x' - \xi(x')) dx' \quad (2.C.1a)$$

$$= \left\{ \sum_{x'} I_\sigma(x') \left| \frac{dx'}{dx} \right| \right\}_{x=x'+\xi(x')} \quad (2.C.1b)$$

où :

$$\xi(x) = \frac{R}{V} u_r(x) \quad (2.C.2)$$

avec  $R$  la distance radar-cible,  $V$  la vitesse de déplacement du radar et  $u_r$  la composante sur l'axe radar-cible de la vitesse du diffuseur. De plus, on a :

$$\left| \frac{dx'}{dx} \right| = \left| 1 + \frac{\partial \xi}{\partial x'}(x') \right|^{-1} = |1 + \xi'(x')|^{-1} \quad (2.C.3)$$

L'intensité ROS  $I_S$  à l'abscisse azimutale  $x$  résulte donc de la contribution de l'intensité en plusieurs points pondérée par le jacobien local  $|dx'/dx|$ . Ce dernier représente la variation de la densité des rétrodiffuseurs sur la surface.

Ajoutons que le déplacement azimutal  $\xi$  des facettes lors de la construction de l'image ROS peut s'écrire de la façon suivante :

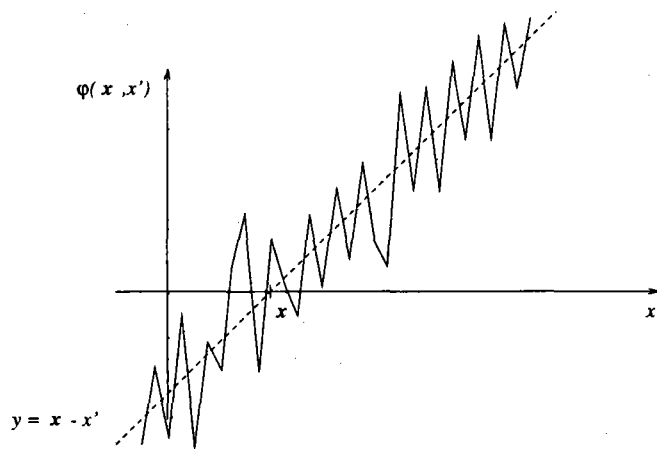
$$\xi(r) = \xi_L(r) + \xi_S(r) \quad (2.C.4)$$

où  $\xi_L$  et  $\xi_S$  désignent respectivement le déplacement causé par les vagues longues (houle) et celui créé par les vagues courtes de gravité générées par le vent. La contribution de la houle, pouvant être analysée de manière déterministe, nous n'allons nous intéresser qu'au phénomène de superposition de facettes relatif aux déplacements générés par la mer de vent. Pour simplifier, on notera par la suite  $\xi$  à la place de  $\xi_S$ . L'étude du nombre de facettes  $N_f(x)$  superposées se ramène à l'étude du nombre de passages à zéro (Fig. 2.C.1) de la variable  $\phi(x, x')$  définie par :

$$\phi(x, x') = x' + \xi(x') - x \quad (2.C.5)$$

Si l'on suppose la variable  $\xi$  stationnaire sur l'intervalle  $[x', x' + dx']$ , le nombre de passages à zéro  $dN_f(x, x', dx')$  de la variable  $\phi$  sur cet intervalle est donné par [BL 1963, p. 34, eq. (I-5-42)] :



FIG. 2.C.1 - Passages à zéro de la variable  $\phi(x, x')$ .

$$\begin{aligned}
 dN_f(x, x', dx') &= \int_{x'}^{x'+dx'} \left| \frac{\partial \phi}{\partial u}(x, u) \right| \delta(\phi(x, u)) du \\
 &= \int_{x'}^{x'+dx'} |1 + \xi'(u)| \delta(\xi(u) - (x - u)) du \\
 &= |1 + \xi'(x')| \delta(\xi(x') - (x - x')) dx' \quad (2.C.6)
 \end{aligned}$$

Le nombre de passages à zéro de  $\phi$  sur la totalité de l'axe azimutal devient donc :

$$N_f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} dN_f(x, x', dx') dx' = \int_{-\infty}^{+\infty} |1 + \xi'(x')| \delta(\xi(x') - (x - x')) dx' \quad (2.C.7)$$

### 2.C.1 Moyenne du nombre $N_f(x)$ de facettes superposées

D'après l'équation (2.C.7), la moyenne du nombre de facettes superposées  $E[N_f(x)]$  est :

$$E[N_f(x)] = \int_{\xi'} \int_{\xi} N_f(x) p_{\xi'(x'), \xi(x')}(\xi', \xi) d\xi' d\xi \quad (2.C.8)$$

$\xi$  est une variable réelle stationnaire différentiable de fonction d'autocorrélation  $\rho_{\xi\xi}$ , il vient donc :

$$E[\xi(x) \xi(x)] = \rho_{\xi\xi}(0) = \sigma_{\xi}^2 \quad (2.C.9)$$

et :

$$E[\xi(x) \xi'(x)] = \rho_{\xi\xi'}(0) = -\frac{\partial \rho_{\xi\xi}}{\partial x}(0) = 0 \quad (2.C.10)$$

car  $\rho_{\xi\xi}$  est paire.  $\xi$  et  $\xi'$  sont donc orthogonales. Si on suppose alors  $\xi$  gaussienne et centrée,  $\xi$  et  $\xi'$  sont *indépendantes*. De plus, nous avons :

$$E[\xi'(x) \xi'(x)] = \rho_{\xi'\xi'}(0) = -\frac{\partial^2 \rho_{\xi\xi}}{\partial x^2}(0) = \sigma_{\xi'}^2 \quad (2.C.11)$$

L'équation (2.C.8) devient donc :

$$\begin{aligned}
 E[N_f(x)] &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{\xi'} |1 + \xi'| p_{\xi'}(\xi') d\xi' \int_{\xi} \delta(\xi(x') - (x - x')) p_{\xi}(\xi) d\xi dx' \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} E[|1 + \xi'|] p_{\xi}(x - x') dx' \\
 &= E[|1 + \xi'|]
 \end{aligned} \tag{2.C.12}$$

L'espérance mathématique du nombre de facettes superposées est donc une fonction du gradient des déplacements azimutaux. Dans l'hypothèse où  $\xi'$  est gaussienne, le nombre moyen de facettes superposées est donné par :

$$E[N_f(x)] = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma_{\xi'} \exp\left[-\left(1/\sqrt{2}\sigma_{\xi'}\right)^2\right] + \operatorname{erf}\left(1/\sqrt{2}\sigma_{\xi'}\right) \tag{2.C.13}$$

où  $\operatorname{erf}()$  représente la fonction erreur définie par :

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du \tag{2.C.14}$$

On vérifie bien que le nombre moyen de facettes superposées tend vers 1 en l'absence de mouvements sur la surface. Lorsque le vent augmente,  $E[N_f(x)]$  peut être considéré comme proportionnel au gradient azimutal des déplacement sur la surface (eq. 2.C.15).

$$E[N_f(x)] \simeq \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma_{\xi'} \quad \text{quand } \sigma_{\xi'} \text{ devient important} \tag{2.C.15}$$

### Calcul de $\sigma_{\xi'}$

La variance  $\sigma_{\xi'}^2$  du gradient azimutal des déplacements dépend de celle du gradient azimutal de la composante sur l'axe radar-cible des vitesses orbitales :

$$\sigma_{\xi'}^2 = -\frac{\partial^2 \rho_{\xi\xi}}{\partial x^2}(0) = -\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} (ik \cos \phi)^2 S_{\xi}(k, \phi) \exp(-k^2/k_{azres}^2) k dk d\phi \tag{2.C.16}$$

où  $\phi$  représente l'angle avec la direction azimutale,  $k_{azres}$  le nombre d'onde associé à la résolution azimutale et  $S_{\xi}$  le spectre bi-dimensionnel des déplacements azimutaux défini comme suit :

$$S_{\xi}(k, \phi) = \frac{1}{k} S(k) \frac{1}{2\pi} [1 + \Delta(k) \cos 2(\phi - \phi_0)] |T_{vb}(k)|^2 \tag{2.C.17}$$

Ici, la fonction d'étalement du modèle spectral de mer de vent est représentée par le coefficient de Fourier  $\Delta(k)$  du deuxième ordre en cosinus et  $\phi_0$  est la direction moyenne du vent par rapport à l'axe azimutal. Enfin  $T_{vb}$  est la fonction de transfert de modulation associée aux composantes radiales des vitesses orbitales<sup>22</sup>. Finalement,  $\sigma_{\xi'}$  vérifie la relation suivante :

22. voir 2.1.4, p. 42: FTM associée au *Velocity Bunching*

$$\sigma_{\xi'}^2 = \int_0^{\infty} k^2 \omega^2 S(k) \left( \frac{\sin^2 \theta}{8} + \frac{\cos^2 \theta}{2} + \Delta(k) \frac{\cos^2 \theta}{4} \cos 2\phi_0 \right) \exp(-k^2/k_{azres}^2) dk \quad (2.C.18)$$

Cette expression est semblable à celles des équations (4) et (15) de [Kanevsky 1993] si l'on tient compte du fait que l'auteur a choisi d'exprimer la fonction d'étalement par la fonction Dirac. La figure 2.C.2 montre l'évolution du nombre moyen de facettes superposées pour une mer de vent en fonction des caractéristiques du vecteur vent.

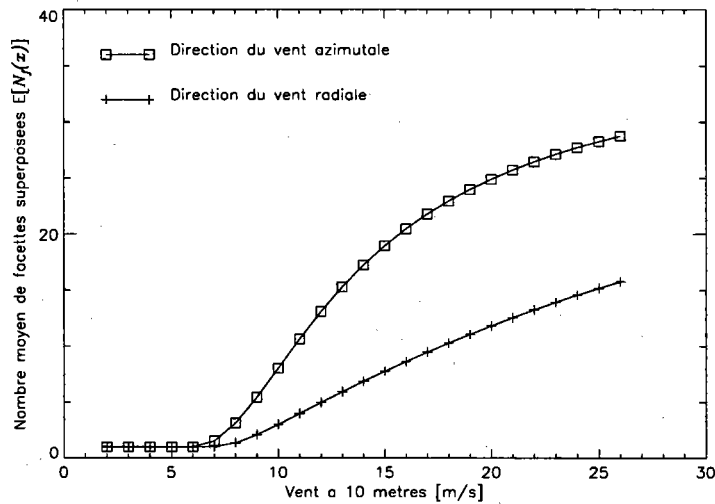


FIG. 2.C.2 - Moyenne du nombre de facettes superposées en fonction du vecteur vent.

On remarque  $E[N_f(x)]$  dépend fortement de la direction du vent dans la mesure où ce terme est fonction du gradient azimuthal des déplacements. Ce n'est pas le cas de la variance des déplacements azimuthaux qui est, quant à elle, pratiquement insensible à la direction du vent tant que l'incidence reste proche de la normale.

### Conservation de la moyenne ROS

Une des principales caractéristiques du phénomène de superposition de facettes, induit par les composantes radiales des vitesses orbitales sur la surface lors de la construction de l'imagerie haute résolution ROS, est que l'instrument conserve ses propriétés diffusiométriques. En d'autres termes, il y a conservation de la moyenne du signal lors du passage de l'image RAR à l'image ROS. En effet, l'intensité ROS à l'abscisse  $x$  peut s'écrire :

$$I_S(x) = \sum_{i=1}^{N_f(x)} \frac{I_\sigma(x'_i)}{|1 + \xi'(x'_i)|} \quad (2.C.19)$$

Si l'on suppose alors que les variables  $I_\sigma$ ,  $N_f$  et  $\xi'$  sont indépendantes, il vient :

$$\begin{aligned}
E[I_S(x)] &= E \left[ \sum_{i=1}^{N_f(x)} |1 + \xi'|^{-1} \right] E[I_R] \\
&= \frac{E[N_f(x)]}{E[|1 + \xi'|]} I_0 \\
&= I_0
\end{aligned} \tag{2.C.20}$$

Ainsi, une image ROS correctement étalonnée conservera-t-elle toutes ses propriétés diffusiométriques et peut, en particulier, être utilisée pour estimer le vecteur vent, à l'aide de modèles de rétrodiffusion (e.g. CMOD).

### 2.C.2 Fonction d'auto-corrélation du nombre $N_f(x)$ de facettes superposées

Compte tenu de l'hypothèse de stationnarité des variables  $\xi$  et  $\xi'$  associées à la mer de vent, entrant en compte dans le calcul de  $N_f(x)$ , cette dernière peut donc également être considérée comme stationnaire. La fonction de corrélation du nombre de facettes superposées est alors donnée par :

$$\rho_{N_f N_f}(x) = E[N_f(0)N_f(x)] - E[N_f]^2 \tag{2.C.21}$$

avec :

$$E[N_f(0)N_f(x)] = \iint_{-\infty}^{+\infty} p_{\xi, \xi'}(-u, x-v) \left[ \iint_{-\infty}^{+\infty} |1 + \xi'(u)| |1 + \xi'(v)| p_{\xi', \xi'}(\xi'(u), \xi'(v)) d\xi'(u) d\xi'(v) \right] du dv \tag{2.C.22}$$

Le calcul de cette fonction de corrélation, analogue à celui de la corrélation du nombre de passage à sa fréquence moyenne d'un signal à bande étroite [Steinberg et al. 1955], a déjà fait l'objet de précédentes études [Kerbaol 1993, Kanevsky 1993] et ne peut être complètement résolu que par calcul numérique. En particulier, *Kanevsky* montre que l'on retrouve dans le spectre de  $N_f$  la rapide atténuation azimutale que l'on observe traditionnellement sur les spectres des images ROS.

## Chapitre 3

# Analyse du coefficient de rétrodiffusion

La mesure commune, par essence, à tous les radars (ROS, altimètre, diffusiomètre, ...) est l'intensité du signal réfléchi par la surface observée. Cette mesure physique dépend, pour l'essentiel, des propriétés de la surface et de la configuration de l'instrument considéré. Elle reste donc liée à des paramètres qui lui sont propres tels que la puissance émise, le gain d'antenne ou encore la distance radar-cible. Mais la puissance du signal est aussi proportionnelle à  $\sigma^\circ$ , une grandeur intrinsèque de la cible diffuse scrutée par le radar. On appelle  $\sigma^\circ$ , exprimée en  $\text{m}^2/\text{m}^2$ , la densité de Surface Equivalente Radar (SER), la SER par unité de surface, la SER normalisée ou encore le coefficient de rétrodiffusion.  $\sigma^\circ$  est une signature locale et instantanée de la nature et de la texture de surface qui subit elle-même l'influence du vent. Pour chaque instrument,  $\sigma^\circ$  peut être une fonction de paramètres intégrés (e.g. pente quadratique filtrée pour l'altimètre) ou une mesure spécifique (e.g. densité spectrale à la longueur d'onde résonante pour le diffusiomètre). Il est donc essentiel que les données radar soient, dans un premier temps, étalonnées et que soient développés des modèles standards décrivant, pour une géométrie du système donnée, le comportement de  $\sigma^\circ$  en fonction du vecteur vent défini par sa vitesse et sa direction.

De telles analyses sont déjà réalisées de manière systématique par les diffusiomètres (ERS-1, ERS-2, NSCAT) mais la résolution effective des champs de vent fournis par ces instruments n'est que de 25 kilomètres. Cette résolution est parfois insuffisante, particulièrement si l'on souhaite étudier certains phénomènes à une échelle plus fine. Un ROS, fonctionnant en mode diffusiométrique, peut donc offrir de nouvelles perspectives. En effet, avec une résolution de l'ordre d'une dizaine de mètres et une couverture de  $100 \times 100 \text{ km}^2$ , dans le cas des images PRI des satellites ERS [European space agency 1992], une analyse méso-échelle du champ de vent deviendrait possible. Mais une telle utilisation du ROS implique deux conditions; tout d'abord, les données doivent être correctement étalonnées; ensuite, un des deux paramètres du champ de vent (vitesse ou direction) doit être connu.

L'étalonnage (*calibration* selon la terminologie anglaise) des données ROS des satel-

lites ERS n'a été faite que pour les données PRI<sup>1</sup> (dans la mesure où ce produit s'adresse plus directement aux utilisateurs) [Laur 1992, Laur et al. 1993, Laur et al. 1996]. Elle a permis de mettre en évidence le problème de saturation lié au Convertisseur Analogique-Numérique (CAN) particulièrement important pour des grandes valeurs de  $\sigma^\circ$  (i.e. pour les vents modérés à forts). Malheureusement, les images en mode Vague [European space agency 1992], ou imagerie<sup>2</sup>, destinées à générer des spectres ROS bi-dimensionnels qui seront, ensuite, utilisées pour forcer des modèles météorologiques n'ont pas fait l'objet d'une telle attention.

La mesure du  $\sigma^\circ$ , par un diffusiomètre, est généralement faite à l'aide de trois antennes (orientées à  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $-45^\circ$  par rapport à l'axe de visée de l'instrument dans le cas des satellites ERS), ce qui permet par la suite de déterminer à la fois la vitesse et la direction du vent à l'aide de modèles empiriques d'estimation du vent (comme CMOD4 [Stoffelen et Anderson 1993], ou CMOD-IFREMER [IFREMER 1996]). Le ROS, quant à lui, ne possède qu'une antenne, et les nombreuses études visant à démontrer les propriétés diffusiométriques du ROS s'appuient sur la connaissance de la direction du vent. Ainsi le modèle CMOD4 fut-il appliqué aux images ROS du satellite ERS-1 pour l'étude des rouleaux de convections [Alpers et Brümmer 1994, Johannessen et al. 1994], des ondes atmosphériques de Lee [Vachon et al. 1994] et des vagues de gravité atmosphériques [Vachon et al. 1995]. Plus récemment, il a été montré que l'estimation de la vitesse du vent connaissant sa direction était tout à fait réalisable à partir de modèles tels que CMOD4 [Scoon et al. 1996, Vachon et Dobson 1996, Lehner et al. 1996].

Dans un premier temps, nous présenterons les caractéristiques générales du coefficient de rétrodiffusion en fonction des différents paramètres d'observation (angle d'incidence, champ de vent, polarisation). Puis, on montrera que le phénomène de superposition de facettes inhérent au caractère cohérent du ROS, ne modifie pas l'intensité telle qu'elle pourrait être mesurée par un simple radar à ouverture réelle (RAR). Nous aborderons ensuite la question de l'étalonnage des images ROS. Une méthode originale d'étalonnage des imagerie sera présentée grâce à l'utilisation conjointe des données diffusiométriques co-localisées. Enfin, nous présenterons, à titre de démonstration, des exemples d'estimation de la direction et de la vitesse du vent sur des images ROS PRI des satellites ERS-1/2.

### 3.1 Mécanismes de rétrodiffusion - $\sigma^\circ$ de la mer

Le coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$  de la surface de la mer dépend de plusieurs paramètres: l'angle d'incidence, le champ de vent (qui modifie la forme de la surface), la fréquence d'émission, la polarisation, l'état de mer,.... Nous ne détaillerons pas, dans cette partie, les différentes méthodes qui permettent d'estimer le coefficient de rétrodiffusion (méthode des petites perturbations, approximation de Kirchhoff, modèle 2-échelles); le problème de la rétrodiffusion sur la surface de la mer a déjà été abordé dans la littérature [Wright 1968, Valenzuela 1978, Plant 1986, Donelan et Pierson 1987], ainsi que

1. voir Annexe A sur la description des différents produits ROS des satellites ERS-1/2

2. idem

les comparaisons entre les diverses théories [Elfouhaily 1996]. Le cas particulier du ROS embarqué sur satellite a également été traité pour l'angle d'incidence auquel il opère (aux environs de  $20^\circ$ ) [Vesecky et Stewart 1982, Hasselmann et al. 1985]. Nous rappellerons toutefois les caractéristiques essentielles de ces différents modèles, nécessaires à l'estimation des fonctions de transfert de modulation ROS<sup>3</sup>, ainsi que l'influence des divers paramètres sur le  $\sigma^\circ$ .

### 3.1.1 Dépendance de l'angle d'incidence

L'évolution de  $\sigma^\circ$  en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  est présentée à la figure 3.1. Les ROS embarqués sur satellite tels SEASAT, ERS-1/2, opèrent à des angles d'incidences compris entre  $19^\circ$  et  $26^\circ$ . Toutefois, RADARSAT et la future mission ENVISAT, ont des modes allant jusqu'à  $60^\circ$  d'incidence. En outre, une grande part de ce travail repose sur l'utilisation des données co-localisées des diffusiomètres ERS-1/2 qui opèrent entre  $18^\circ$  and  $59^\circ$  [IFREMER 1996]. Notre domaine d'observation se limitera donc aux angles d'incidence compris en 0 et  $60^\circ$ . Au-delà de  $60^\circ$  (incidences rasantes), la rétrodiffusion devient plus complexe (effet d'ombre, multi-trajets) et cette région n'entre pas dans le cadre de notre étude. On constate, sur cette figure, que deux types de rétrodiffusion coexistent : une réflexion de type *spéculaire* qui domine aux incidences proches de la normale et une rétrodiffusion dite de Bragg prépondérante lorsque l'incidence  $\theta$  devient supérieure à  $30^\circ$ .

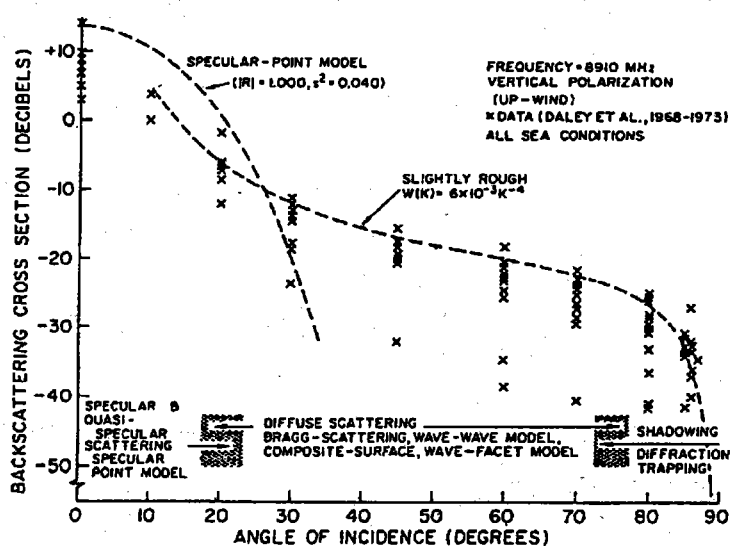


FIG. 3.1 - Comportement de  $\sigma^\circ$  en fonction de l'angle d'incidence (extrait de [Valenzuela 1978]).

#### 3.1.1.1 Réflexion spéculaire

Pour une incidence proche de la normale ( $\theta$  faible), le calcul de  $\sigma^\circ$  est généralement évalué par la méthode de *Kirchhoff*, qui suppose l'approximation des plans tangents. Le

3. voir 2.1, p. 35 (Fonctions de transfert de modulation) et annexe 2.A, p. 61 (Fonction de transfert de modulation associée à l'orientation)

calcul du champ s'exprime sous la forme d'une intégrale sur la surface qui, même simplifiée, reste toutefois difficilement calculable de façon analytique. Il est donc nécessaire de faire d'autres hypothèses. Si l'on suppose, ainsi, que la courbure moyenne sur la surface et la rugosité verticale sont grandes par rapport à la longueur d'onde  $\lambda_0$ , la solution de l'optique géométrique, obtenue par la méthode de la *phase stationnaire* [Ulaby et Elachi 1990], est alors applicable. La seconde hypothèse revient à considérer la surface très rugueuse (du point de vue de l'onde e.m.  $\lambda_0$ ), ce qui s'exprime plus simplement, à l'aide du critère de Rayleigh, de la façon suivante :

$$k_z \sigma_\eta = k_0 \cos \theta \sigma_\eta \gg 1 \quad (3.1)$$

où  $k_z (= k_0 \cos \theta)$  est la projection du vecteur d'onde sur la normale et  $\sigma_\eta^2 = \langle \eta^2(x, y) \rangle$  représente l'écart type des hauteurs sur la surface. Ces deux conditions traduisent le fait que la surface peut être décomposée en un ensemble de facettes planes. Le pouvoir réflecteur de la surface dépend donc exclusivement du nombre de facettes orientées perpendiculairement à la direction d'illumination et il n'y a plus d'effet de diffraction. L'expression de  $\sigma^\circ$ , évaluée par *Barrick* dans le cas d'une surface isotropique, est la suivante [Barrick 1968] :

$$\sigma^\circ = \frac{|R(0)|^2}{mss_L} \sec^4 \theta \exp\left(-\frac{\tan^2 \theta}{mss_L}\right) \quad (3.2)$$

où  $R(0)$  est le coefficient de réflexion de Fresnel à incidence normale et  $mss_L$  désigne la variance des pentes filtrée associée aux grandes vagues (de longueur d'onde supérieures à  $3 \lambda_0$  comme suggéré par *Brown* [Brown 1990]). Le coefficient de rétrodiffusion apparaît comme le produit de la valeur nominale au nadir ( $\theta = 0^\circ$ ), inversement proportionnelle à la variance des pentes, et d'une probabilité d'observation de ces facettes à l'incidence  $\theta$ . Pratiquement, lorsque l'incidence augmente, la probabilité d'existence de facettes en situation de réflexion spéculaire tend à diminuer. En effet, l'angle défini par la crête des vagues ne peut avoir une ouverture inférieure à  $120^\circ$ . En deçà de cette valeur, la vague devient instable et déferle. Enfin, il faut noter que l'effet de la polarisation n'intervient pas dans le mécanisme de réflexion spéculaire.

### 3.1.1.2 Résonance de Bragg

Pour des incidences plus obliques, à partir de  $30^\circ$ , la rétrodiffusion sur la surface obéit essentiellement à un mécanisme de résonance, appelé résonance de Bragg, que l'on obtient par la méthode des *petites perturbations*. Cette dernière suppose la surface faiblement *rugueuse*, c'est-à-dire satisfaisant au critère suivant :

$$k_z \sigma_\eta = k_0 \cos \theta \sigma_\eta \ll 1 \quad (3.3)$$

La relation précédente montre de façon évidente, que la validité de la méthode des petites perturbations n'est plus valable aux incidences normales. La condition de résonance s'exprime comme suit :



$$\lambda_B = \frac{\lambda_0}{2 \sin \theta} \quad (3.4a)$$

$$k_B = 2 k_0 \sin \theta \quad (3.4b)$$

Ainsi, dans le cas du ROS des satellites ERS-1 et ERS-2, la longueur d'onde résonante, pour la bande C (5.3 GHz,  $\lambda_0 = 5.6$  cm) et un angle d'incidence de  $23.5^\circ$ , est-elle de 7.1 cm. Ce sont donc les petites vagues de capillarité-gravité qui contribueront le plus à la rétrodiffusion. Le coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ(\theta, k_0)$  de la surface de la mer s'exprime comme suit [Plant 1990]:

$$\sigma_{pp}^\circ(\theta) = 16 \pi k_0^4 \cos^4 \theta |\alpha_{pp}(\theta)|^2 S(k_B, 0) \quad (3.5)$$

où  $S$  est le spectre bi-dimensionnel de la surface de la mer,  $\alpha_{pp}(\theta)$  représente le coefficient de réflexion à l'interface pour la méthode des petites perturbations et  $pp$  correspond aux polarisations émises et reçues.  $\alpha_{pp}(\theta)$  est donné par [Valenzuela 1978]:

$$\alpha_{HH}(\theta) = \frac{(\epsilon_r - 1)}{[\cos \theta + (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{1/2}]^2} \quad (3.6a)$$

$$\alpha_{VV}(\theta) = \frac{\epsilon_r(1 + \sin^2 \theta) - \sin^2 \theta}{[\epsilon_r \cos \theta + (\epsilon_r - \sin^2 \theta)^{1/2}]^2} (\epsilon_r - 1) \quad (3.6b)$$

où  $\epsilon_r$  est la permittivité complexe de la mer. Dans le cas d'une conductivité parfaite ( $\epsilon_r = -j\infty$ ), le paramètre  $\alpha_{pp}(\theta)$  devient:

$$\alpha_{HH}^\infty(\theta) = \frac{1 - \sin^2 \theta}{\cos^2 \theta} \quad (3.7a)$$

$$\alpha_{VV}^\infty(\theta) = \frac{1 + \sin^2 \theta}{\cos^2 \theta} \quad (3.7b)$$

Il faut rappeler que si la rétrodiffusion en polarisation verticale semble bien reproduite par cette méthode, il n'en est pas de même en polarisation horizontale. La mesure obtenue dans cette dernière configuration est souvent largement plus grande que prévue. Ainsi, des comparaisons avec les données récentes NSCAT du satellite ADEOS<sup>4</sup> en bande Ku montrent-elle une différence de l'ordre de 3 dB à  $40^\circ$  plutôt que 10 dB prévus par Bragg, suggérant que d'autres événements tels que les déferlements, les réflexions multiples doivent être pris en compte.

### 3.1.1.3 Modèle 2-échelles de rétrodiffusion

Différentes études ont donc souligné la faiblesse de ce dernier modèle. Comme rappelé précédemment, une rétrodiffusion exclusivement fondée sur la résonance de Bragg ne peut expliquer la diminution, observée aux angles d'incidences élevés, du rapport de

4. NSCAT est un instrument qui possède les 2 polarisations

polarisation  $\sigma_{VV}^{\circ}(\theta)/\sigma_{HH}^{\circ}(\theta)$  lorsque le vent augmente. Comment expliquer également les différences entre les rapports contre le vent/travers au vent  $\sigma_{up}^{\circ}/\sigma_{cross}^{\circ}$  relevés pour les deux polarisations [Quilfen et al. 1997]? Sans apporter véritablement une réponse à ces questions, le modèle 2-échelles, proposé par *Wright* en 1968, a permis, tout au moins, de faire la transition entre la solution de Kirchhoff aux incidences normales et l'approximation des petites perturbations aux incidences obliques. Dans cette approche, on suppose que l'on peut représenter la surface de mer par un ensemble de facettes faiblement rugueuses.  $\sigma^{\circ}$  est alors la moyenne d'ensemble de la rétrodiffusion issue des facettes, elles-même orientées par la pente des grandes vagues. Considérons donc la déviation d'une facette du plan horizontal. L'angle d'incidence local  $\theta_i$  est alors défini par (Fig. 3.2):

$$\cos \theta_i = \cos(\theta + \psi) \cos \delta \quad (3.8)$$

où  $\theta$  est l'angle d'incidence nominal,  $\psi$  l'angle de la normale  $\vec{n}$  avec la verticale dans le plan d'incidence et  $\delta$  celui dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence.

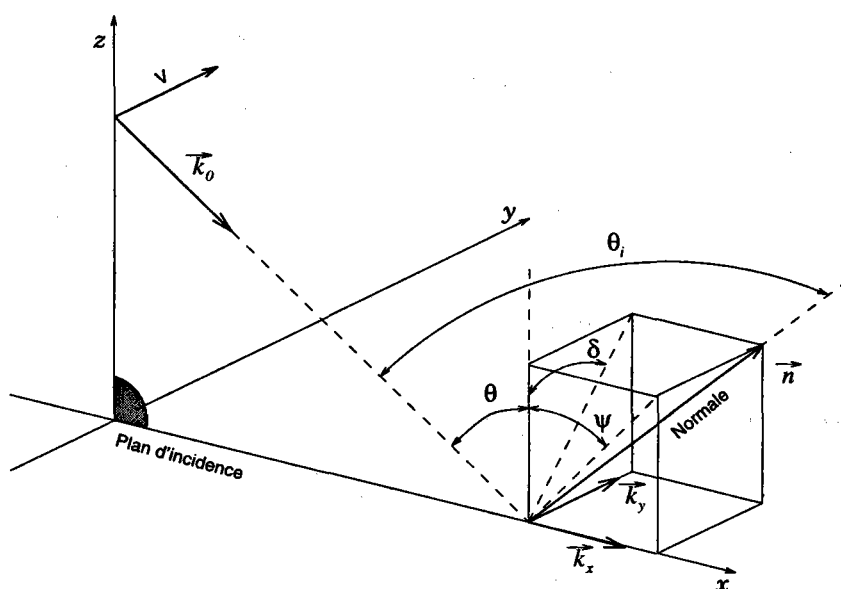


FIG. 3.2 - Orientation de la facette par rapport au plan horizontal :  $\theta$  est l'angle d'incidence nominal,  $\psi$  l'angle de la normale  $\vec{n}$  avec la verticale dans le plan d'incidence et  $\delta$  celui dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence.

L'expression du coefficient de rétrodiffusion devient alors [Valenzuela 1978, Kasilingam et Shemdin 1992]:

$$\begin{aligned} \sigma_{VV}^{\circ}(\theta, \psi, \delta) &= 16 \pi k_0^4 \cos^4 \theta_i \cdot \left| \left( \frac{\sin(\theta + \psi) \cos \delta}{\sin \theta_i} \right)^2 \alpha_{\parallel\parallel}(\theta) + \left( \frac{\sin \delta}{\sin \theta_i} \right)^2 \alpha_{\perp\perp}(\theta) \right|^2 \\ &\cdot S(2 k_0 \sin(\theta + \psi), 2 k_0 \cos(\theta + \psi) \sin \delta) \quad (3.9a) \\ \sigma_{HH}^{\circ}(\theta, \psi, \delta) &= 16 \pi k_0^4 \cos^4 \theta_i \cdot \left| \left( \frac{\sin(\theta + \psi) \cos \delta}{\sin \theta_i} \right)^2 \alpha_{\perp\perp}(\theta) + \left( \frac{\sin \delta}{\sin \theta_i} \right)^2 \alpha_{\parallel\parallel}(\theta) \right|^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \cdot S(2k_0 \sin(\theta + \phi), 2k_0 \cos(\theta + \phi) \sin \delta) \quad (3.9b) \\ \sigma_{VH}^\circ(\theta, \psi, \delta) &= 16 \pi k_0^2 \cos^4 \theta_i \cdot \left( \frac{\sin(\theta + \psi) \cos \delta \sin \delta}{\sin^2 \theta_i} \right)^2 \left| \alpha_{\parallel\parallel}(\theta) - \alpha_{\perp\perp}(\theta) \right|^2 \\ & \cdot S(2k_0 \sin(\theta + \phi), 2k_0 \cos(\theta + \phi) \sin \delta) \quad (3.9c) \end{aligned}$$

où  $\alpha_{\perp\perp}(\theta)$  et  $\alpha_{\parallel\parallel}(\theta)$  valent respectivement  $\alpha_{HH}(\theta)$  et  $\alpha_{VV}(\theta)$  et sont données par les équations (3.6a) et (3.6b).

On remarque que les équations (3.9a) et (3.9b) sont équivalentes à (3.5) en choisissant  $(\psi, \delta) = (0, 0)$ . Si l'on inclut l'effet d'orientation de la facette dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence, il apparaît donc dans l'expression du coefficient  $\sigma^\circ$ , outre la contribution traditionnelle au premier ordre du champ polarisé, une contribution du deuxième ordre causée par le champ dépolarisé. Bien que négligeable en polarisation verticale [Valenzuela 1978, Plant 1986], cet effet d'orientation est d'autant plus important, en polarisation horizontale, que l'angle d'incidence augmente [Plant 1986, Fig.A1, p.10747]. On peut également justifier *a posteriori* ce type de solution au deuxième ordre en observant simplement que les solutions de type Bragg simples ne peuvent prédire de rétrodiffusion en polarisation croisée VH alors que les mesures prises dans cette configuration prouvent le contraire. Finalement, le coefficient de rétrodiffusion du modèle 2-échelles s'exprime comme la convolution de  $\sigma_{pq}^\circ(\theta, \psi, \delta)$  avec la distribution de la pente des grandes vagues  $P_{SL}(\tan \phi, \tan \delta)$ , le terme grandes vagues indiquant des vagues d'environ 30 cm et plus :

$$\sigma_{pq}^\circ(\theta) = \sigma_{pq}^\circ(\theta, \psi, \delta) * P_{SL}(\tan \phi, \tan \delta) \quad (3.10)$$

Dans le cas des ROS de SEASAT ou ERS-1/2, il a été généralement admis que la rétrodiffusion est essentiellement dominée par la résonance de Bragg. Ainsi la fonction de transfert de modulation associée à l'effet de pente généralement employée dans le cadre de la transformation spectrale ROS repose-t-elle sur l'hypothèse d'un mécanisme purement résonant [Alpers et Hasselmann 1978]<sup>5</sup>. Pourtant, comme nous le verrons par la suite, nous avons mis en évidence l'existence d'événements spéculaires fortement brillants de courte durée de vie, qui peuvent être associés à des déferlements<sup>6</sup>. Il est donc fort probable qu'à des angles d'incidence d'environ 20°, la rétrodiffusion sur les images ROS soit sujette aux deux mécanismes précédemment décrits.

### 3.1.2 Influence du vent

Dans la région purement spéculaire ( $\theta = 0^\circ$ ), nous avons vu, d'après (3.2), que la rétrodiffusion est dominée par l'inverse de la variance des pentes filtrées jusqu'à une longueur d'onde limite (*slick ocean surface*). Ainsi, lorsque le vent augmente, la variance des pentes croît-elle et l'on observe une diminution de la rétrodiffusion. Lorsque l'angle d'incidence augmente, cette tendance avec le vent s'inverse, le point de croisement se situant aux environs de 12°. L'équation (3.2) révèle bien les rôles antagonistes joués par la variance des pentes filtrée  $m_{ssL}$  et la probabilité d'existence de facettes en état

5. voir 2.1.1, p. 36 : Effet d'orientation (*tilt*)

6. voir 5.3.1.2, p. 159 : Analyse Temps-Fréquence des images ROS complexes

de réflexion spéculaire. Lorsque le vent augmente, la probabilité d'existence de telles facettes croît et le domaine de rétrodiffusion quasi-spéculaire s'étend. Dans le cas du ROS, l'impact de la rétrodiffusion quasi-spéculaire est étroitement liée à l'apparition des premiers déferlements. Compte tenu des longueurs d'onde impliquées pour ce dernier mécanisme, l'occurrence des événements spéculaires ne sera significative que pour des vents relativement importants. Une étude menée sur le Golfe du Lion, à partir d'images complexes ROS du satellite ERS-1 a révélé l'apparition de tels événements pour un vent de 13 m/s [Kerbaol et al. 1996].

Lorsque la rétrodiffusion est dominée par la résonance de Bragg,  $\sigma^\circ$  est proportionnel à la densité spectrale des vagues de capillarité-gravité définies par  $k_B = 2k_0 \sin \theta$  (d'après (3.5)). Ainsi, de l'augmentation du niveau spectral  $S(2k_0 \sin \theta, 0)$  avec la vitesse du vent [Elfouhaily et al. 1997] résulte la croissance de  $\sigma^\circ$  avec cette même vitesse du vent. En outre, l'équation (3.5) reflète la dépendance du coefficient de rétrodiffusion avec la fonction de répartition angulaire du spectre de la surface et, naturellement, la direction du vent. Enfin, il est important de rappeler que le rapport de polarisation tend à diminuer lorsque le vent augmente.

### 3.1.3 Modèles empiriques de rétrodiffusion

Cette dernière remarque justifie la représentation des modèles empiriques de rétrodiffusion sur la surface, par un développement en série de Fourier au deuxième ordre, telle que :

$$\sigma^\circ(U_{10}^N, \phi, \theta) = a_0(U_{10}^N, \theta) + a_1(U_{10}^N, \theta) \cos \phi + a_2(U_{10}^N, \theta) \cos 2\phi \quad (3.11)$$

où  $U_{10}^N$  est la vitesse du vent neutre à une hauteur de 10 mètres,  $\theta$  l'angle d'incidence et  $\phi$  la direction du vent par rapport à la direction radiale. Notons que les coefficients  $a_i$  dépendent également de la polarisation. Le coefficient  $a_1$  rend compte de l'asymétrie contre/sous le vent tandis que  $a_2$  décrit l'anisotropie azimutale, terme qui implique la répartition spectrale angulaire des petites vagues.

Une étude récente du comportement de ces deux paramètres en fonction de l'angle d'incidence, de la fréquence d'émission, de la polarisation et de la vitesse du vent a été réalisée à partir de données co-localisées du diffusiomètre de ERS-2 et de celui de la NASA (NSCAT) embarqué sur la plateforme ADEOS [Quilfen et al. 1997]. Ainsi ressort-il que l'asymétrie contre/sous le vent  $\sigma_{up}^\circ/\sigma_{down}^\circ$  augmente avec la vitesse du vent. Pour les vents les plus forts (supérieurs à 15 m/s), on observe, en bande C (5.3 GHz) une saturation, voire une diminution de  $a_1$  qui n'est pas confirmée sur les données NSCAT en bande Ku (14 GHz). Toutefois, l'ordre de grandeur de  $a_1$  reste le même pour les deux fréquences d'émission. Enfin, à  $30^\circ$ , on remarque que le coefficient d'asymétrie de la polarisation HH est sensiblement plus important que celui de la polarisation VV. De la même façon, l'étude de  $a_2$  montre que l'anisotropie azimutale augmente avec le vent et diminue avec l'angle d'incidence. A partir des vents plus importants, on observe que cette anisotropie diminue à nouveau. Cette diminution de  $a_2$  montre que les vagues résonantes perdent de la directivité lorsque le vent devient important. Enfin

cette étude montre que la modulation azimuthale semble plus prononcée en polarisation verticale qu'en polarisation horizontale, ce qui n'est pas reproduit par un mécanisme de rétrodiffusion de Bragg dont la modulation azimuthale ne dépend que de la fonction de répartition spectrale angulaire des petites vagues.

Nous allons présenter, à titre d'exemple, quelques caractéristiques du modèle CMOD-IFREMER, développé au laboratoire d'Océanographie Spatiale d'IFREMER et utilisé de façon opérationnelle dans les algorithmes d'inversion pour estimer le vecteur vent à partir des mesures des trois antennes des diffusiomètres ERS-1/2 [IFREMER 1996]. Ce modèle empirique sera d'ailleurs réutilisé pour vérifier la robustesse de notre méthode d'étalonnage des imageries ROS ERS-1/2. Toutes les caractéristiques présentées sont proches de la configuration du ROS des satellites ERS-1/2 (angle d'incidence de  $23^\circ$ ).

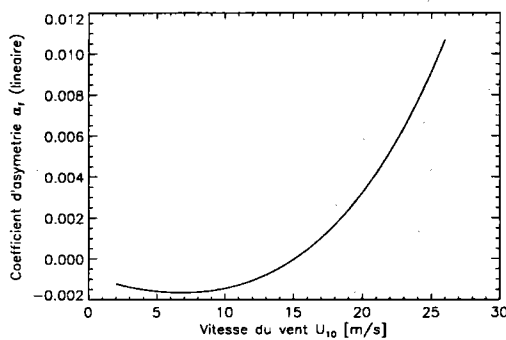
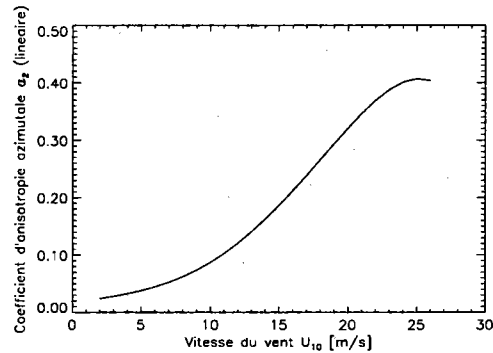
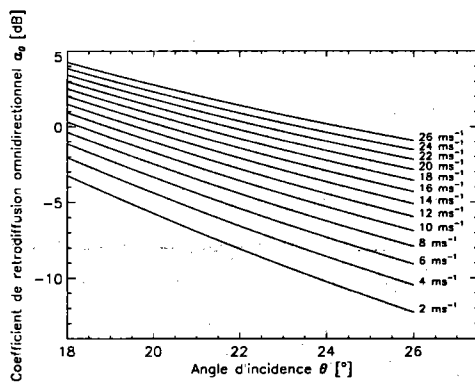
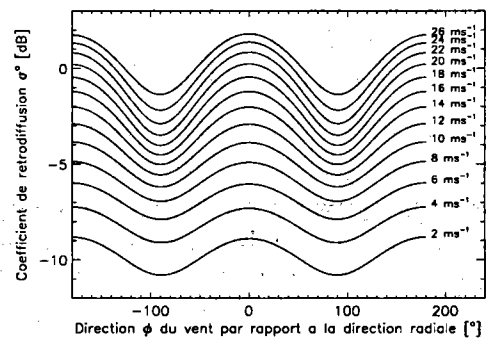
(a) coefficient  $\alpha_1$ (b) coefficient  $\alpha_2$ (c) coefficient  $\alpha_0$ (d) coefficient  $\sigma^\circ$ 

FIG. 3.3 - Caractéristiques du modèle empirique de rétrodiffusion CMOD-IFREMER : (a) Evolution du paramètre d'asymétrie contre/sous le vent en fonction du vent à 10 mètres  $U_{10}$ . (b) Evolution du paramètre d'anisotropie azimuthale  $\alpha_2$  en fonction du vent à 10 mètres  $U_{10}$ . (c) Coefficient de rétrodiffusion  $\alpha_0$  omni-directionnel pour  $18^\circ \leq \theta \leq 26^\circ$  et des vents allant de 2 à 26 m/s. (d) Variation azimuthale du coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$  par rapport à la direction radiale, pour des vents compris entre 2 et 26 m/s.

La figure 3.3(a) montre l'évolution du paramètre  $a_1$  avec la vitesse du vent. On remarque que le modèle CMOD ne reproduit pas la saturation de  $a_1$  aux vents forts, pourtant observée en bande C sur les données diffusiométriques. En effet, compte tenu de la difficulté de modélisation, ce modèle a été écrit de sorte que le rapport  $a_1/a_0$  est linéaire en fonction du vent. La diminution de l'anisotropie azimutale, représentée par le paramètre  $a_2$  sur la figure 3.3(b), n'apparaît que pour des vents supérieurs à 20 m/s alors que les observations, en bande C, annoncent cette diminution de  $a_2$  pour des vents plus faibles [Quilfen et al. 1997]. Les figures 3.3(c) et 3.3(d) montrent, respectivement, l'évolution du coefficient de rétrodiffusion omni-directionnel  $a_0$  en fonction de l'angle d'incidence et la variation azimutale de  $\sigma^\circ$  à  $23.5^\circ$ . On observe, sur cette dernière figure, que la différence des  $\sigma^\circ$  entre les vents de direction radiale et azimutale est maximale pour la gamme des vents intermédiaires à forts (10 à 20 m/s) et tend à diminuer aux vents faibles et aux vents forts (par augmentation de l'isotropie de surface). On remarque également que  $\sigma^\circ$  est plus faible contre que sous le vent pour les vents les plus faibles (comme en témoignent également les valeurs négatives prises par  $a_1$  pour la même gamme de vent sur la figure 3.3(a)). Il est intéressant de noter que c'est précisément entre 20 et 30° que l'on observe une inversion de signe du paramètre  $a_1$  [Elfouhaily 1996]. Autrement dit, l'asymétrie contre/sous le vent sera vraisemblablement faiblement perceptible sur les images ROS des satellites ERS-1/2.

### 3.2 Mécanisme de superposition des facettes

Avant d'étudier les éventuelles propriétés diffusiométriques d'un ROS, il est raisonnable de se demander dans quelle mesure le traitement associé à l'ouverture de synthèse, qui permet la transition entre l'imagerie par un radar à ouverture réelle et l'imagerie ROS, affecte la moyenne du signal. Ainsi a-t-on vu dans le chapitre précédent consacré à la transformation spectrale ROS, que le passage de l'intensité RAR  $I_\sigma$  à l'intensité ROS  $I_S$  procède d'une convolution stochastique qui traduit l'équation de superposition intrinsèque à la formation de l'image (équ.(2.20)). Les principales caractéristiques du phénomène de superposition de facettes qui découle de cette équation sont repris en annexe 2.C. Nous avons montré, en particulier, que le nombre moyen de facettes ainsi superposées est une fonction croissante de la variance du gradient azimutal des vitesses orbitales. Mais le résultat essentiel de cette étude montre que cette augmentation du nombre de facettes superposées n'affecte pas, pour autant, la moyenne de l'image ROS<sup>7</sup>. Il y a donc conservation de la moyenne par passage de l'intensité  $I_R(x)$ , relative à l'imagerie RAR, à l'intensité  $I_S(x)$  obtenue par un ROS :

$$E[I_S(x)] = E[I_R(x)] \quad (3.12)$$

Cette constatation démontre donc la capacité du radar à ouverture synthétique à opérer comme un diffusiomètre haute résolution. Le coefficient de rétrodiffusion, obtenu à partir de l'image ROS, pourra donc être avantageusement comparé à des modèles de rétrodiffusion (empiriques comme CMOD-IFREMER) afin d'estimer le vecteur vent.

<sup>7</sup> voir annexe 2.C, p. 74: Conservation de la moyenne ROS

### 3.3 Etalonnage des images ROS

A ce stade du problème, une fois que l'intérêt du coefficient de rétrodiffusion a été mis en évidence pour l'estimation du vent local sur la surface, il reste à extraire ce paramètre de façon fiable à partir de la mesure physique que constituent les images ROS. Cette étape s'appelle l'étalonnage (plus connue sous le nom de *calibration* selon la terminologie anglaise). Une version simplifiée de l'équation radar constitue la base de cette opération :

$$I = \frac{K \sigma^\circ g^2(\theta)}{R^3 \sin \theta} \text{Loss}(\text{CAN}, \dots) \quad (3.13)$$

où  $\theta$  représente l'angle d'incidence,  $R$  la distance radar-cible,  $g^2(\theta)$  le gain d'antenne en élévation (i.e. l'ouverture dans le plan d'incidence),  $\text{Loss}()$  une fonction qui rend compte des éventuelles pertes de puissance et  $K$  une constante multiplicative d'étalonnage qui permet de recalibrer artificiellement la dynamique des images.

Nous allons présenter les caractéristiques de chacun des termes impliqués dans cette équation radar dans le but de proposer une méthode d'estimation du coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$  pour les images ROS des satellites ERS-1/2. Nous nous attarderons plus particulièrement sur l'étude de la fonction  $\text{Loss}()$  qui traduit la perte de puissance relative à la conversion analogique-numérique (CAN) sur un nombre limité de niveaux de quantification du signal démodulé en bande de base sur les voies réelle et imaginaire. Auparavant, il est important de signaler que la perte de puissance peut être également causée par une éventuelle dérive de la puissance des impulsions émises par l'instrument<sup>8</sup>. Toutefois des études ayant montré que la puissance des impulsions des ROS des satellites ERS-1/2 était stable à  $\pm 0.1$  dB durant la période opérationnelle [Laur et al. 1993, Laur et al. 1996], nous laisserons de côté cet aspect du problème.

#### 3.3.1 Saturation du Convertisseur Analogique Numérique (CAN)

Les signaux complexes obtenus à l'aide de systèmes d'émission-réception cohérents sont ramenés en bande de base, puis récupérés sur des voies réelle  $P$  (en phase) et imaginaire  $Q$  (en quadrature de phase) sur lesquelles ils sont ensuite quantifiés sur  $N$  bits ( $2^N$  niveaux). Des travaux antérieurs ont montré que cette quantification sur un nombre limité de niveaux se traduit par une perte de puissance, ou effet de saturation, lorsque la puissance du signal reçu, proportionnelle au coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$ , est trop importante [Ulander 1990, Laur 1992]. Les images ROS Précision ERS-1/2 sont quantifiées sur 5 bits, cela dans le but de réduire de façon significative le taux de transmission de données entre le satellite et la base de réception. Les images, quant à elles, sont codées sur 4 bits ce qui implique, intuitivement, un impact de la saturation encore plus important. Ces dernières étant principalement destinées à fournir des spectres ROS de faible résolution (12 x 12), il était logique que l'on porte peu de considération à leur étalonnage.

La correction de la perte de puissance qui résulte de cette quantification s'effectue généralement à partir d'une table de correction qui nécessite, en entrée, l'écart type des

8. voir 1.1.2, p. 9: Résolution radiale

signaux saturés sur les voies réelle et imaginaire (jusqu'à ce que *Laur* et ses collaborateurs proposent, en 1996, de corriger les images ROS des satellites ERS-1/2 directement à partir de l'intensité saturée [Laur et al. 1996]). Cette table de correction est traditionnellement générée en simulant la quantification des signaux sur chacune des voies à l'aide des hypothèses suivantes : on supposera les signaux aléatoires, indépendants, gaussiens et centrés. Ces hypothèses contraignent naturellement les images radar à des statistiques gaussiennes<sup>9</sup>, mais restent satisfaisantes au premier ordre.

En annexe 3.A, nous proposons une expression analytique (éq. (3.A.11) et (3.A.16)) de la perte de puissance  $Loss_{dB}$  en fonction de l'écart type  $\sigma_{P/Q}$  des signaux quantifiés sur chacune des voies  $P$  et  $Q$ , à l'aide des hypothèses pré-citées. Cette formulation présente l'avantage d'être valable quelque soit le nombre  $N$  de bits de quantification : elle ne nécessite donc pas de répéter la simulation lorsque la dynamique de quantification est modifiée. La figure 3.4 présente la perte de puissance en fonction de  $\sigma_{P/Q}$  pour une quantification sur (a) 4 bits et (b) 5 bits.

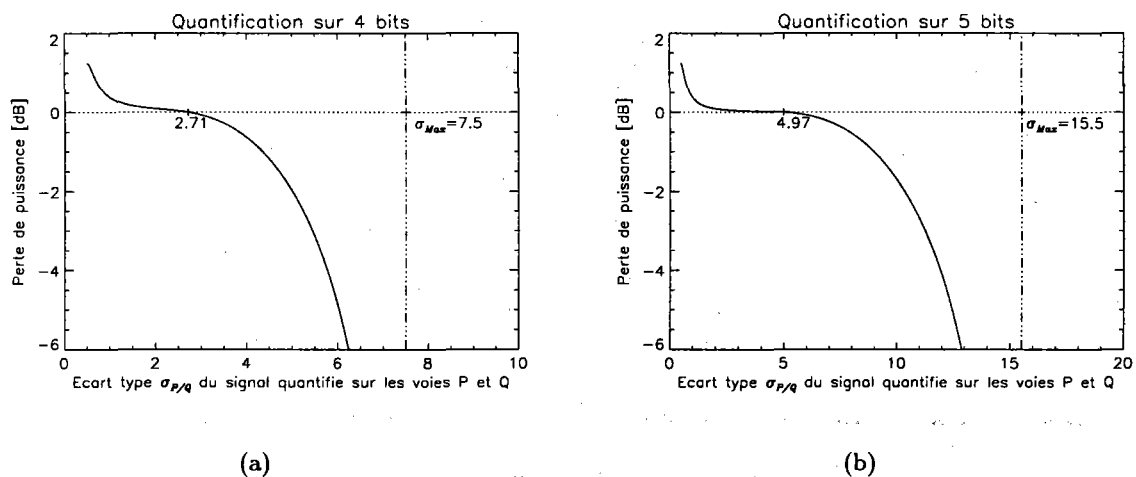


FIG. 3.4 - Perte de puissance à la sortie de la CAN en fonction de l'écart type  $\sigma_{I/Q}$  de la voie I/Q quantifiée sur 4 bits (a) 5 bits (b).

L'examen de ces deux courbes nous amène à faire les remarques suivantes :

- l'effet de saturation est d'autant plus important que le nombre de bits sur lequel s'effectue le processus de quantification est faible.
- on constate, d'après (3.A.14b) que l'écart type  $\sigma_{P/Q}$  des voies quantifiées atteint la valeur limite  $2^{N-1} - 1/2$  lorsque la puissance en entrée du signal non quantifié, proportionnelle au coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^0$ , devient trop important (cas de vent forts). Le comportement asymptotique de la perte de puissance au voisinage de cette valeur souligne, d'ores et déjà, la difficulté de corriger efficacement la perte de puissance.

9. voir 1.3, p. 13 (Le chatoiement (*Speckle*)), et chapitre 5, p. 149 (Analyse statistique)



- aux faibles valeurs de  $\sigma_{P/Q}$ , donc de  $\sigma^\circ$ , on observe un gain de puissance qui est indépendant du nombre de bits  $N$ . Il s'agit, dans ce cas, d'un *bruit de quantification* qui traduit le fait que le pas est trop important pour rendre la faible dynamique du signal. Nous verrons toutefois, par la suite, qu'aucune des imagerie que nous avons traitées n'est sensible à ce phénomène.
- on observe enfin un phénomène de *saturation* pour les valeurs élevées de  $\sigma_{P/Q}$  (i.e. forts  $\sigma^\circ$ ) qui traduit la perte de puissance généralement observée dans les cas de vents forts.

La présence systématique de la valeur de  $\sigma_{P/Q}$  dans l'en-tête des imagerie ERS rend donc possible la correction de la perte de puissance causée par le convertisseur analogique numérique. Compte tenu de leur petite taille (10 km dans la direction radiale et 5 km dans la direction azimutale), on pourra, sans trop de risque, supposer que les imagerie sont homogènes et considérer le paramètre  $\sigma_{P/Q}$  constant sur toute l'image pour appliquer notre correction.

### 3.3.2 Une méthode empirique d'étalonnage des imagerie ERS-1/2

Depuis le mois de novembre 1992, plusieurs travaux ont contribué à mettre au point une méthode d'estimation robuste du coefficient de rétrodiffusion des images Précision (100 km x 100 km), plus particulièrement destinées aux utilisateurs [Laur 1992, Laur et al. 1993, Laur et al. 1996]. En revanche, aucune référence n'existe à ce jour dans la littérature concernant la restitution du  $\sigma^\circ$  à partir des imagerie ROS ERS-1/2. Pourtant la connaissance de ce paramètre est tout aussi importante pour ce type de produit (e.g. estimation de la vitesse et direction du vent, définition de la FTM associée à l'effet d'orientation et fondée sur un modèle empirique de rétrodiffusion<sup>10</sup>, génération de la première ébauche de spectre de mer de vent dans les algorithmes d'inversion [Mastenbroek 1996]). Nous allons donc consacrer cette partie à la présentation d'une méthode originale d'étalonnage des imagerie [Kerbaol et al. 1997b, Kerbaol et al. 1997a]. Cette technique repose sur la comparaison de mesures co-localisées d'intensité obtenues à l'aide des imagerie et du diffusiomètre des satellites ERS.

La petite taille des imagerie nous permet de faire l'hypothèse suivante : étant donnée la faible variation de l'angle d'incidence d'une imagerie (environ  $0.8^\circ$ ), on supposera le gain d'antenne en élévation  $g^2(\theta)$  et l'étalement en distance ( $R^3 \sin \theta$ ) constants. Ainsi l'équation radar (3.13) se simplifie-t-elle (en dB) :

$$I_{dBROS} = \sigma^\circ_{dBROS} + K'_{dB} + \text{Loss}_{dB}(CAN) \quad (3.14)$$

où  $K'_{dB}$  désigne une constante d'étalonnage *modifiée* définie par :

$$K'_{dB} = K_{dB} + 10 \log_{10}(g^2(\theta)) - 10 \log_{10}(R^3 \sin \theta) \quad (3.15)$$

<sup>10</sup> voir 2.1.1.2, p. 38 : Evaluation de la FTM dérivée du modèle empirique de rétrodiffusion CMOD-IFREMER

Le problème de la perte de puissance par quantification étant résolu, il reste à estimer la valeur de  $K'_{dB}$ . Bien que disponibles dans les images ROS Précision ERS, ni la valeur de la constante d'étalonnage  $K$  ni le gain d'antenne  $g^2(\theta)$  ne sont connus dans le cas des imagettes. Notre approche consistera donc à soustraire une valeur estimée  $\widehat{K'_{dB}}$  à l'intensité ROS des imagettes corrigée de la perte de puissance [ $I_{dB_{ROS}} - \text{Loss}_{dB}(CAN)$ ] afin d'atteindre une valeur identique à la mesure co-localisée du  $\sigma^{\circ}_{dB_{SCAT}}$  fournie par l'antenne centrale du diffusiomètre ERS (l'antenne centrale du diffusiomètre et le ROS visent dans la même direction ce qui élimine toute correction azimutale du coefficient de rétrodiffusion). L'estimateur de  $K'_{dB}$  est présenté en annexe 3.B.

Cette méthode nous a notamment permis de mettre en évidence le changement d'angle d'incidence du ROS du satellite ERS-1 pendant sa phase opérationnelle. Il est apparu, en effet, que l'angle nominal d'incidence était de  $19.9^{\circ}$  jusqu'au mois de juin 1995, avant d'être rétabli à sa valeur initialement prévue de  $23.5^{\circ}$ . De ce mauvais positionnement résultent alors la modification de la constante  $K'$  et de la perte de puissance  $\text{Loss}(CAN)$ . En effet, le coefficient de rétrodiffusion étant plus important à  $19.9^{\circ}$ , il en sera de même de l'impact de la saturation relative à la conversion analogique-numérique. L'angle d'incidence du ROS d'ERS-2, quant à lui, est de  $23.5^{\circ}$ . Nous avons donc choisi trois bases de données distinctes (deux pour ERS-1 et une pour ERS-2), présentées en annexe 3.C, pour compléter notre étude.

### 3.3.2.1 Caractérisation du changement d'angle d'incidence du ROS d'ERS-1

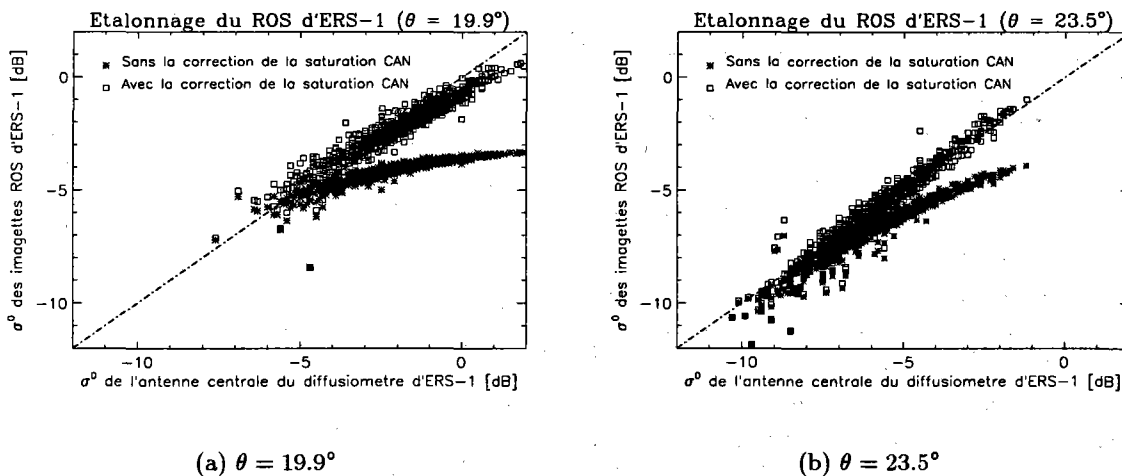


FIG. 3.5 - Comparaison entre les valeurs  $\sigma^{\circ}_{dB_{ROS}}$  et  $\sigma^{\circ}_{dB_{SCAT}}$  co-localisées du satellite ERS-1: avant correction de la saturation liée à la conversion analogique-numérique (\*) et après (□). Les valeurs de la constante d'étalonnage  $K'_{dB}$ , soustraite à  $I_{dB_{ROS}}$ , sont données en annexe 3.B (tableau 3.1, p. 107). (a) Imagettes acquises sur l'océan Pacifique Nord en novembre 1992 ( $\theta = 19.9^{\circ}$ ), (b) imagettes acquises sur l'océan Indien en juin 1995 ( $\theta = 23.5^{\circ}$ ).

La figure 3.5(a) montre le résultat de la comparaison entre le coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^{\circ}_{ROS}$ , avec ou sans correction de la saturation liée à la conversion analogique-

numérique, et la mesure co-localisée  $\sigma^{\circ}_{SCAT}$  donnée par l'antenne centrale du diffusiomètre pour le ROS d'ERS-1 à une incidence de  $19.9^{\circ}$ . La figure 3.5(b) présente le même résultat dans une configuration d'incidence de  $23.5^{\circ}$ . Les valeurs de la constante  $K'_{dB}$  estimées dans chaque cas sont données au tableau 3.1 en annexe 3.B.

La première signature évidente du changement d'angle d'incidence est la diminution globale de la valeur de  $\sigma^{\circ}$  lorsque l'angle d'incidence augmente. De cette diminution du coefficient de rétrodiffusion découle, comme nous l'avions annoncé, une diminution de l'impact de la saturation sur les données. Ainsi remarque-t-on que la presque totalité des mesures ROS à  $19.9^{\circ}$  est affectée par le phénomène de saturation tandis qu'à  $23.5^{\circ}$ , seules les valeurs élevées du  $\sigma^{\circ}$  sont saturées (i.e. vents modérés à forts). S'il semble, en outre, que le rapport théorique de 1 pour 1 soit atteint entre les mesures ROS étalonnées et celles du diffusiomètre à  $23.5^{\circ}$ , cette relation est tout juste vérifiée pour les plus faibles valeurs de  $\sigma^{\circ}$  à  $19.9^{\circ}$  et ne l'est plus du tout lorsque  $\sigma^{\circ}$  augmente. Cela peut venir du comportement asymptotique de la perte de puissance lorsque la puissance du signal en entrée est trop importante, ce qui rend imprécise la correction de la saturation<sup>11</sup>, ou d'une perte supplémentaire de puissance associée à la détection d'événements spéculaires de forte accélération (plus nombreux dans les cas de vents forts à une telle incidence) dont l'information spectrale Doppler sort de la bande passante de l'instrument [Winebrenner et Hasselmann 1988]. Enfin, on observe, dans les deux cas, une plus grande dispersion des faibles valeurs du coefficient de rétrodiffusion autour de la droite 1 pour 1. Cette caractéristique peut s'expliquer par la différence entre la résolution correspondant à la mesure ROS (10 km x 5 km) et celle d'une cellule du diffusiomètre (25 km x 25 km). En effet, la plus grande variabilité du vent est intégrée et lissée à l'intérieur de la cellule du diffusiomètre tandis que l'imagette ROS fournit une mesure plus locale du coefficient de rétrodiffusion.

### 3.3.2.2 Caractérisation du réajustement du gain du ROS d'ERS-2

La figure 3.6 montre le résultat de la comparaison entre le coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^{\circ}_{ROS}$ , avec ou sans correction de la saturation liée à la conversion analogique-numérique, et la mesure co-localisée  $\sigma^{\circ}_{SCAT}$  donnée par l'antenne centrale du diffusiomètre pour le ROS d'ERS-2 à une incidence de  $23.5^{\circ}$ .

La valeur de la constante  $K'_{dB}$  estimée est donnée au tableau 3.1 en annexe 3.B. Il apparaît clairement que l'impact de la correction de la perte de puissance, causée par la quantification, est négligeable sur les données ROS du satellite ERS-2. Cette amélioration significative fait suite à la réduction du gain du ROS d'ERS-2 le 13 juillet 1995 [Laur et al. 1996]. Laur et ses collaborateurs précisent en effet, que la correction n'est véritablement nécessaire que lorsque la valeur de  $\sigma^{\circ}$  dépasse -2 dB sur les images ROS Précision d'ERS-2. D'après la courbe 3.6, la correction de la saturation pour les imagettes ERS-2 ne paraît utile que lorsque  $\sigma^{\circ}$  est supérieur à -4 dB, ce qui corrobore l'observation de Laur si l'on tient compte du nombre différent de bits de quantification pour les deux produits.

11. voir figure 4(a), p. 88 : Perte de puissance à la sortie de la CAN en fonction de l'écart type de la voie I/Q quantifiée sur 4 bits

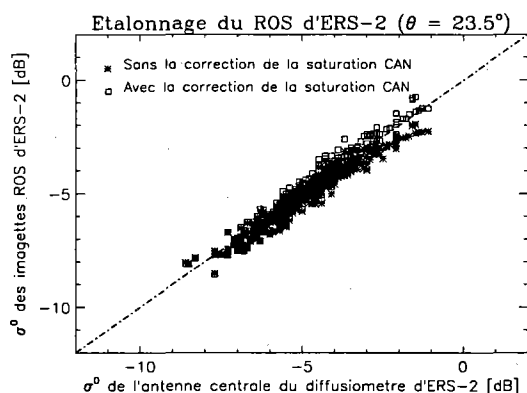


FIG. 3.6 - Comparaison entre les valeurs  $\sigma^\circ$  dB<sub>ROS</sub>, des imquettes acquises sur l'océan Indien en juin 1996 ( $\theta = 23.5^\circ$ ), et  $\sigma^\circ$  dB<sub>SCAT</sub> co-localisées du satellite ERS-2: avant correction de la saturation liée à la conversion analogique-numérique (\*) et après (□). La valeur de la constante d'étalonnage  $K'_{dB}$ , soustraite à  $I_{dB_{ROS}}$ , est donnée en annexe 3.B (tableau 3.1, p. 107).

### 3.3.2.3 Evaluation de l'étalonnage du $\sigma^\circ$ des imquettes ROS ERS-1/2

A ce stade de notre travail, il reste à vérifier la robustesse de notre méthode d'étalonnage. Cette étape est plus connue sous le nom de *validation* selon la terminologie anglaise. Nous proposons pour cela, de comparer les valeurs de  $\sigma^\circ_{ROS}$  étalonnées avec les valeurs données par le modèle CMOD-IFREMER. D'après l'équation (3.11), le modèle requiert la valeur de l'angle d'incidence ainsi que celle du vecteur vent (vitesse et direction). Nous prendrons donc les estimations du vecteur vent obtenues par inversion des mesures co-localisées des trois antennes du diffusiomètre ERS. Enfin, nous nous restreindrons au cas des vents de directions radiale et azimutale.

La figure 3.7(a) (resp. 3.7(b)) présente le résultat de cette comparaison pour les valeurs étalonnées de  $\sigma^\circ_{ROS}$  de ERS-1 dans une configuration d'incidence de  $19.9^\circ$  (resp.  $23.5^\circ$ ). On remarque que les valeurs étalonnées du coefficient de rétrodiffusion se superposent relativement bien au modèle lorsque l'angle d'incidence vaut  $23.5^\circ$ . Ce n'est, en revanche, pas le cas des imquettes acquises au dessus de l'océan Pacifique Nord ( $\theta = 19.9^\circ$ ) particulièrement pour les valeurs élevées de  $\sigma^\circ$ . Cela est dû à l'effet destructeur, pratiquement irréversible, de la saturation à  $19.9^\circ$ <sup>12</sup>. Il est également important de noter que les vents, plus particulièrement de direction radiale, semblent sous-estimés par le modèle CMOD-IFREMER: cela confirme ainsi la tendance naturelle du modèle aux vents forts. Ainsi la figure 3.7(b) montre-t-elle que les vents dans la direction perpendiculaire au déplacement du satellite semblent limités à 15 m/s tandis que les vents de direction azimutale atteignent des valeurs de 21 m/s (ce qui paraît surprenant dans cette région de l'océan Indien couvrant une partie des *Quarantièmes Rugissants* où l'on devrait rencontrer de très forts vents de direction radiale, compte tenu de l'orbite polaire orientée Nord-Sud, spécialement pendant le mois de juin, période de l'hiver austral). La sous-estimation des vents forts de direction radiale par le modèle CMOD (comme la sur-

12. voir figure 3.5(a), p. 90

estimation caractéristique du rapport contre le vent/travers au vent  $\sigma_{up}^0/\sigma_{cross}^0$ ) vient du poids trop important donné au coefficient  $a_2$ , également observé lors des mesures diffusiométriques comparées de ERS-2 et NSCAT [Quilfen et al. 1997].

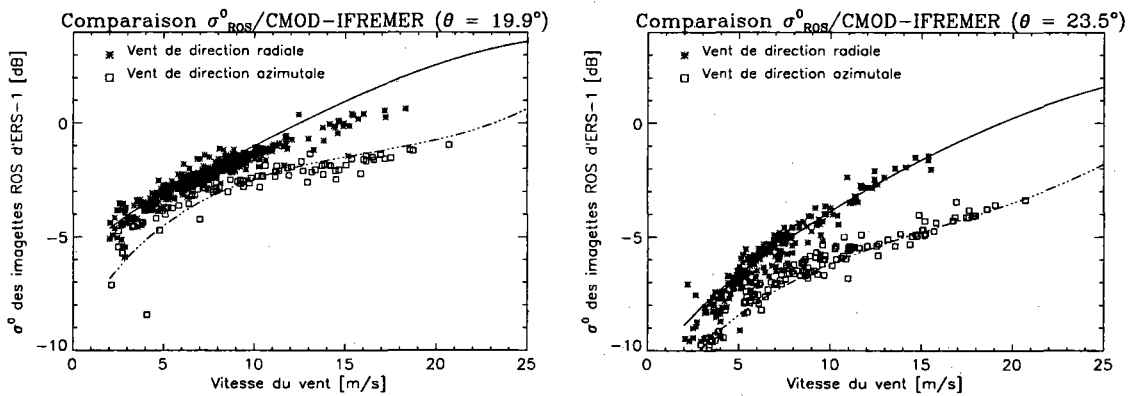
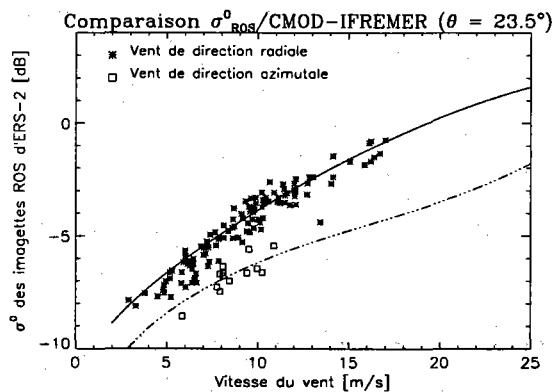
(a) ERS-1 :  $\theta = 19.9^\circ$ (b) ERS-1 :  $\theta = 23.5^\circ$ (c) ERS-2 :  $\theta = 23.5^\circ$ 

FIG. 3.7 - Comparaison entre la valeur étalonnée du  $\sigma^0_{dB_{ROS}}$  et la sortie du modèle CMOD-IFREMER utilisant en entrée le vecteur vent co-localisé donné par le diffusiomètre pour des vents de directions radiale (\*) et azimutale (□). La courbe pleine représente la sortie du modèle CMOD-IFREMER pour les vents de direction radiale et la courbe trait-point les vents de direction azimutale. Chaque classe comprend les vents sélectionnés à  $\pm 15^\circ$  des directions radiale et azimutale.

La figure 3.7(c) présente le résultat de cette comparaison pour les valeurs étalonnées de  $\sigma^0_{ROS}$  de ERS-2 dans une configuration d'incidence  $23.5^\circ$ . On observe une fois de plus que les mesures étalonnées à  $23.5^\circ$  se superposent bien au modèle. Notons qu'il y a, dans ce cas, peu de données de vents de direction azimutale, comme on pouvait s'y attendre dans cette zone des *Quarantièmes Rugissants*.

Cette évaluation de l'étalonnage des imagerie ERS-1/2 permet donc de mettre en évidence l'impuissance de la correction de la perte de puissance à  $19.9^\circ$  liée à la conversion

analogique-numérique. Elle démontre, en outre, la capacité du ROS à être utilisé comme un diffusiomètre haute-résolution et confirme les perspectives immanentes au coefficient de rétrodiffusion ROS en terme de restitution du vent. Le mécanisme de superposition, inhérent à la modulation par accumulation des vitesses (*velocity bunching*), ne semble donc pas modifier les propriétés du coefficient de rétrodiffusion. Le second enseignement que l'on peut tirer de cette méthode d'étalonnage des imagerie ROS des satellites ERS-1/2 concerne la faible sensibilité à la différence de résolution entre les imagerie ROS et le diffusiomètre. Seule une plus grande variabilité spatiale du vent à vent faible permet de distinguer les deux mesures.

### 3.3.3 Analyse diffusiométrique des images ROS Précision ERS-1/2

Le problème de l'étalonnage des images Précision ERS-1/2 étant désormais résolu depuis la dernière publication de Laur [Laur et al. 1996], nous étudierons donc plus particulièrement la technique d'estimation du vecteur vent à l'aide d'un modèle de type CMOD, en supposant les images déjà étalonnées. D'après l'équation (3.11), il apparaît que le coefficient de rétrodiffusion des modèles empiriques classiques dépend de la vitesse et de la direction du vent, à une incidence donnée. On ne pourra donc estimer un paramètre que si l'autre est connu. La méthode consiste, généralement, à comparer un profil radial du coefficient de rétrodiffusion d'une image ROS PRI avec celui donné par le modèle, connaissant la direction du vent.

#### 3.3.3.1 estimation de la direction du vent

Il existe deux méthodes d'estimation de la direction du vent directement à partir d'une image ROS :

- à partir d'une analyse spectrale basses fréquences, afin de détecter la signature éventuelle de rouleaux de convections, approximativement parallèles à la direction du vent (Fig. 3.8, [Kerbaol et al. 1996]). La longueur d'onde de l'empreinte des rouleaux sur la surface, causée par la variation locale du vent de surface, est généralement comprise entre 1.25 et 2.5 km [Alpers et Brümmer 1994, Johannessen et al. 1994]. Il faut éviter, toutefois, de confondre ces basses fréquences avec des ondes atmosphériques de Lee [Vachon et al. 1994] ou celles associées au passage d'un front [Vachon et al. 1995].
- en détectant, en zone côtière, des trainées sombres sur la surface de la mer (Fig. 3.9, [Forget et al. 1996]). Cette diminution locale de la rugosité de surface est liée à la topographie de la côte qui abrite ainsi localement la zone située sous son vent.

Dans les deux cas, il s'agit de signatures méso-échelles qui ne peuvent être détectées sur les imagerie ROS. Il sera donc souhaitable d'introduire un paramètre supplémentaire, également fonction du vecteur vent et indépendant du coefficient de rétrodiffusion, pour lever cette indétermination. Nous verrons, au chapitre suivant, que l'analyse de la coupure spectrale azimutale combinée à une analyse de type diffusiométrique offre une alternative nouvelle aux techniques de restitution du vecteur vent.



### 3.3.3.2 estimation de la vitesse du vent

Nous allons maintenant présenter deux exemples d'estimation de la vitesse du vent, à partir du profil dans la direction radiale du coefficient de rétrodiffusion d'une image Précision ROS, en supposant la direction du vent connue (soit à l'aide d'une des méthodes du paragraphe précédent, soit en utilisant des données météorologiques).

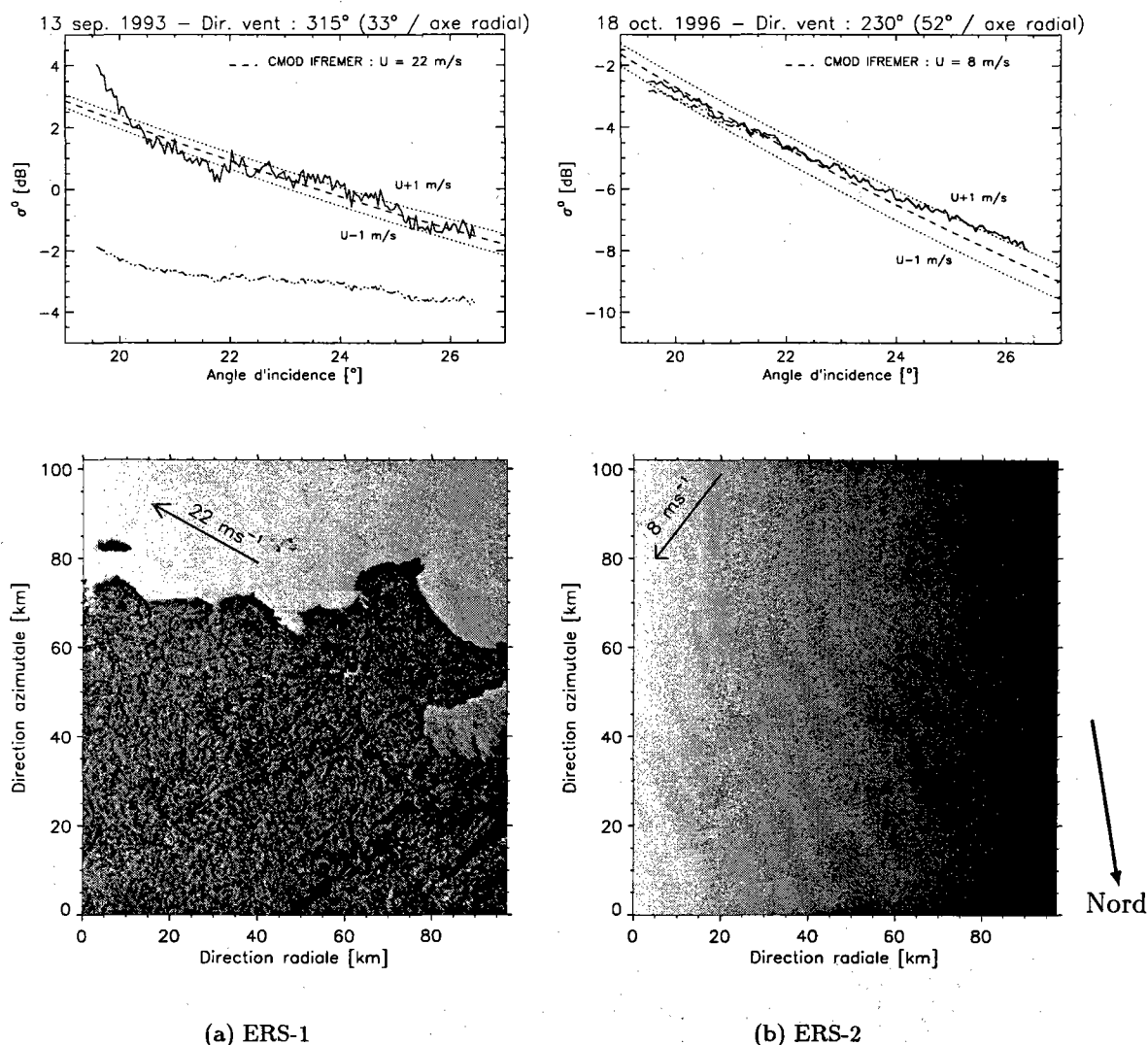


FIG. 3.10 - Estimation de la vitesse du vent à partir d'un profil radial de  $\sigma^0$  pour une image ROS (a) ERS-1, (b) ERS-2. La courbe pleine (resp. trait-point) représente le profil de  $\sigma^0$  avec (resp. sans) correction de la saturation liée à la quantification.

La figure 3.10(a) montre le cas précédent de l'image ROS ERS-1 acquise en mode Précision au-dessus de la Bretagne Sud. La comparaison du profil radial de  $\sigma^0$  avec le modèle CMOD-IFREMER donne une estimation de la vitesse du vent de 22 m/s. On remarquera que la saturation liée à la quantification, et représentée par la courbe trait-point, diminue le coefficient de rétrodiffusion de 2 à 6 dB. L'impact est d'autant plus important que le vent est, ici, particulièrement violent. L'augmentation du coefficient  $\sigma^0$



par rapport à la prédiction du modèle, entre 19 et 20° correspond à une croissance locale de la rugosité qui peut être due à un effet de fetch. En effet, les vagues se propageant dans la partie Sud-Est de la scène (en haut à gauche de l'image) sont certainement les plus limitées compte tenu de la direction du vent, du profil de la côte, et de la présence avancée de l'île de Groix.

La figure 3.10(b) présente une image ROS Précision ERS-2 acquise au large de l'île d'Ouessant (5° 50' W, 48° 55' N) le 18 novembre 1996 à 11:16 TU pour la campagne POLRAD [Chapron et al. 1997]. La vitesse du vent estimée est de 8 m/s. S'agissant d'une image ERS-2, on constate que l'effet de la saturation est négligeable.

### 3.4 Conclusion

L'introduction des modèles 2-échelles a permis d'exprimer la transition de la rétro-diffusion entre la contribution exclusive des pentes, aux faibles angles d'incidence et celle de la fine rugosité de surface, aux incidences plus ouvertes. Elle ne suffit cependant pas à expliquer d'autres problèmes, soulevés par la mesure, tels que la sous-estimation du coefficient de rétrodiffusion en polarisation horizontale ou l'impact de la modulation azimutale qui paraît supérieur en polarisation verticale à celui de la polarisation horizontale. Ainsi, en l'absence de modèle théorique, la mise en place de modèles empiriques de rétrodiffusion, de type CMOD ou SASS, autorise-t-elle l'exploitation des propriétés de dépendance du coefficient  $\sigma^\circ$  avec le vecteur vent. L'utilisation d'un modèle, tel que CMOD-IFREMER, à des fins opérationnelles a démontré les bonnes performances obtenues, en moyenne, dans la gamme des vents les plus fréquents de 6-7 m/s. On observe toutefois de moins bons résultats tant aux vents faibles qu'aux vents forts. Dans le dernier cas, en effet, le modèle présente une sous-estimation systématique des vents qui semble aller de pair avec la surestimation de l'anisotropie de surface (i.e. du coefficient  $a_2$ ).

L'étude du phénomène de superposition de facettes, causé par la modulation associée aux vitesses orbitales des vagues, montre, en outre, que la transition de l'imagerie radar à ouverture réelle à l'imagerie ROS n'affecte pas l'intensité moyenne du signal rétrodiffusé. Ainsi, l'utilisation du coefficient  $\sigma^\circ$  des images ROS s'impose-t-elle d'elle-même dans la perspective de restitution du vent local. C'est précisément en utilisant cette propriété de conservation de la moyenne avant et après l'ouverture de synthèse que nous avons présenté, dans cette partie, une méthode d'étalonnage des imagerie ROS qui repose sur la comparaison de l'intensité ROS avec des mesures co-localisées du diffusiomètre. Cette méthode a notamment permis de mettre en évidence la forte saturation des signaux liée à la conversion analogique-numérique (dont nous présentons, en annexe, une formulation analytique), le changement d'angle d'incidence d'acquisition des imagerie pendant la mission ERS-1 ou encore le réajustement du gain opéré sur le ROS du satellite ERS-2. Seule la forte variabilité du vent, observée dans quelques rares cas de vents très faibles et ressentie différemment par le ROS ou le diffusiomètre compte tenu de leur différente résolution, peut faire obstacle à la faisabilité d'une telle méthode.

Enfin, nous avons vu que les méthodes d'estimation de la direction du vent présentées pour des images ROS de grande taille (mode Précision) ne sont pas applicables, de

façon systématique, aux imageries ROS (mode Vague 5km x 10 km). Cette limitation requiert donc l'introduction d'un paramètre, indépendant du coefficient de rétrodiffusion et fonction du vecteur vent, afin de développer une méthode d'estimation de la vitesse du vent et de sa direction. Ces deux paramètres sont nécessaires, notamment à l'évaluation empirique de la FTM associée à l'effet d'orientation, comme nous l'avons vu au chapitre précédent. Le chapitre suivant, entièrement consacré à l'étude de la coupure spectrale azimutale, montre que ce dernier paramètre est susceptible d'apporter cette information complémentaire, comme le suggèrent les travaux récents menés par *Korsbakken* [Korsbakken 1996].

L'engouement pour l'analyse diffusiométrique ROS et la multiplication récente des publications dans ce domaine démontrent l'importance croissante de ce type d'études et met en valeur les applications qui en découlent. Cela laisse, en tout cas, augurer du large avenir des images ROS à résolution dégradée en zone côtière, telles que les produits LRI (Low Resolution (100 m) Image) générés à la Station Satellite de Tromsø et les produits temps-réel du prochain ENVISAT.

Références

- [Alpers et Brümmer 1994] ALPERS W. et BRÜMMER B. – Atmospheric boundary layer rolls observed by the synthetic aperture radar aboard the ERS-1 satellite. *J. Geophys. Res.*, vol. 99, n° C6, juin 1994, pp. 12613–12621.
- [Alpers et Hasselmann 1978] ALPERS W.R. et HASSELMANN K. – The two-frequency microwave technique for measuring ocean wave spectra from an airplane or satellite. *Bound. Layer Met.*, vol. 13, 1978, pp. 215–230.
- [Barrick 1968] BARRICK D.E. – Rough surface scattering based on the specular point theory. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-16, 1968, p. 449.
- [Brown 1990] BROWN G.S. – Quasi-specular scattering from the air-sea interface. *Surface waves and fluxes*, éd. par GEERNAERT et PLANT, pp. 1–40. – Kluwer Academic Publishers, 1990.
- [Chapron et al. 1997] CHAPRON B., KERBAOL V. et VANDEMARK. – A note on relationships between sea surface roughness and microwave polarimetric backscatter measurements: Results from POLRAD'96. *POLRAD'96 Experiment*. – Eur. Space Agency - Eur. Space Res. Technol. Centre, Noordwijk, The Netherlands, avril 1997.
- [Donelan et Pierson 1987] DONELAN M.A. et PIERSON W.J. – Radar scattering and equilibrium ranges in wind-generated waves with application to scatterometry. *J. Geophys. Res.*, vol. 92, n° C5, mai 1987, pp. 4971–5029.
- [Elfouhaily et al. 1997] ELFOUHAILY T., CHAPRON B., KATSAROS K. et VANDEMARK D. – A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. *J. Geophys. Res.*, vol. 102, n° C7, juillet 1997, pp. 15,781–15,796.
- [Elfouhaily 1996] ELFOUHAILY T. – *A Consistent Wind and Wave Model and its Application to Microwave remote Sensing of the ocean Surface*. – Thèse de doctorat, Dép. DRO/OS, Inst. Fr. de Rech. pour l'Exploit. de la Mer, Brest, France - Université de Denis Diderot (Paris-7), 1996.
- [European space agency 1992] European Space Agency. – *ERS-1 System*, septembre 1992. ESA SP-1146.
- [Forget et al. 1996] FORGET P., ROUSSEAU S., CAUNEAU F., CHAPRON B., KERBAOL V., CUQ F., BONNAFOUX G., BLÉRARD C., GARELLO R., GRASSIN S., BONICEL D. et HAJJI H. – *Expérimentation Radar GLOBESAR-93 en Baie d'Audierne*. – Rapport technique, Laboratoire de Sondages Electromagnétiques de l'Environnement Terrestre - Univ. de Toulon et du Var, décembre 1996. Contrat 94/CNES/0380.
- [Hasselmann et al. 1985] HASSELMANN K., RANEY R.K., PLANT W.J., ALPERS W., SHUCHMAN R.A., LYZENGA D.R., RUFENACH C.L. et TUCKER M.J. – Theory

- of synthetic aperture radar ocean imaging: a MARSSEN view. *J. Geophys. Res.*, vol. 90, n° C3, 1985, pp. 4659-4686.
- [IFREMER 1996] IFREMER. – *Off-line wind scatterometer ERS products - User Manual: version 2.0*, mars 1996. C2-MUT-W-01-IF.
- [Johannessen et al. 1994] JOHANNESSEN J.A., VACHON P.W. et JOHANNESSEN O.M. – ERS-1 SAR imaging of marine boundary layer process. *Earth Observation Quarterly*, vol. 46, 1994, pp. 1-5.
- [Kasilingam et Shemdin 1992] KASILINGAM D.P. et SHEMDIN O.H. – The validity of the composite surface model and its applications to the modulation of radar backscatter. *Int. J. Remote Sens.*, vol. 13, n° 11, 1992, pp. 2079-2104.
- [Kerbaol et al. 1996] KERBAOL V., CHAPRON B., ELFOUHAILY T. et GARELLO R. – Fetch and wind dependence of SAR azimuth cutoff and higher order statistics in a mistral wind case. *IGARSS'96*. pp. 621-624. – IEEE Press, Piscataway, N.J., 1996.
- [Kerbaol et al. 1997a] KERBAOL V., CHAPRON B. et GARELLO R. – A global ERS-1/2 SAR Wave Mode imager calibration method. *Electron. Engin. in Oceanography*. – Southampton, UK, juin 1997.
- [Kerbaol et al. 1997b] KERBAOL V., CHAPRON B. et VACHON P.W. – Analysis of ERS-1/2 SAR Wave Mode imager. *J. Geophys. Res.*, 1997. – To be published.
- [Korsbakken 1996] KORSBAKKEN E. – *Quantitative Wind Field retrievals from ERS SAR Images*. – Rapport technique, ESA, 1996.
- [Laur et al. 1993] LAUR H., MEADOWS P.J., SANCHEZ J.I. et DWYER E. – ERS-1 SAR radiometric calibration. *CEOS SAR Calibration Workshop*. pp. 257-281. – ESA Publications Division, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, septembre 1993.
- [Laur et al. 1996] LAUR H., BALLY P., MEADOWS P., SANCHEZ J., SCHAEFFLER B. et LOPINTO E. – *ERS SAR Calibration - Derivation of Backscattering coefficient in ESA ERS SAR PRI Products*. – Rapport technique n° ES-TN-RS-PM-HL09, Eur. Space Agency - Eur. Space Res. Inst., Frascati, Italy, juin 1996.
- [Laur 1992] LAUR H. – *ERS-1 SAR Calibration - Derivation of Backscattering coefficient in ERS-1.SAR.PRI Products*. – Rapport technique, Eur. Space Agency - Eur. Space Res. Inst., Frascati, Italy, octobre 1992.
- [Lehner et al. 1996] LEHNER S., HORSTMANN J., KOCH W. et ROSENTHAL W. – Mesoscale wind measurements using recalibrated ERS SAR images. (*to be published*), 1996.
- [Mastenbroek 1996] MASTENBROEK C. – Wave spectra from sar imager. – décembre 1996. To be published in proceedings of Calibration/Validation CEOS Meeting, ESA/ESTEC, June 97.

- [Plant 1986] PLANT W.J. – A two-scale model of short wind-generated waves and scatterometry. *J. Geophys. Res.*, vol. 91, n° C9, septembre 1986, pp. 10735–10749.
- [Plant 1990] PLANT W.J. – Bragg scattering of electromagnetic waves from the air/sea interface. *Surface waves and fluxes*, éd. par GEERNAERT et PLANT, pp. 41–108. – Kluwer Academic Publishers, 1990.
- [Quilfen et al. 1997] QUILFEN Y., CHAPRON B., BENTAMY A., GOURRION J., FOUHAILY T. Et VANDEMARK D. – Global ERS-1/2 and NSCAT observations: upwind/crosswind and upwind/downwind measurements. *CEOS Meeting*. – ESA/ESTEC, Noordwijk, Netherlands, 1997.
- [Scoon et al. 1996] SCOON A., ROBINSON I.S. et MEADOWS P.J. – Demonstration of an improved calibration scheme for ERS-1 SAR imagery using a scatterometer wind model. *Int. J. Remote Sens.*, vol. 17, n° 2, 1996, pp. 413–418.
- [Stoffelen et Anderson 1993] STOFFELEN A. et ANDERSON D.L.T. – ERS-1 scatterometer data characteristics and wind retrieval skill. *Adv. Space Res.*, vol. 13, 1993, pp. 553–560.
- [Ulaby et Elachi 1990] ULABY F.T. et ELACHI C. – *Radar Polarimetry for Geoscience Applications*. – Artech House, 1990.
- [Ulander 1990] ULANDER L.M.H. – *SAR Radiometric Calibration*. – Rapport technique n° 167, Department of Radio and Space Science with Onsala Space Observatory - Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, 1990.
- [Vachon et al. 1994] VACHON P.W., JOHANNESSEN O.M. et JOHANNESSEN J.A. – An ERS-1 synthetic aperture radar image of atmospheric lee waves. *J. Geophys. Res.*, vol. 99, n° C11, novembre 1994, pp. 22,483–22,490.
- [Vachon et al. 1995] VACHON P.W., JOHANNESSEN J.A. et BROWNE D.P. – ERS-1 SAR images of atmospheric gravity waves. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. 33, n° 4, juillet 1995, pp. 1014–1025.
- [Vachon et Dobson 1996] VACHON P.W. et DOBSON F.W. – Validation of wind vector retrieval from ERS-1 SAR images over the ocean. *Global Atmos. Ocean Syst.*, vol. 5, 1996, pp. 177–187.
- [Valenzuela 1978] VALENZUELA G.R. – Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves - a review. *Bound. Layer Met.*, vol. 13, 1978, pp. 61–85.
- [Vesecky et Stewart 1982] VESECKY J.F. et STEWART R.H. – The observation of ocean surface phenomena using imagery from the SEASAT synthetic aperture radar. *J. Geophys. Res.*, vol. 87, n° C5, avril 1982, pp. 3397–3430.
- [Winebrenner et Hasselmann 1988] WINEBRENNER D. P. et HASSELMANN K. – Specular point scattering contribution to the mean synthetic aperture radar image of the ocean surface. *J. Geophys. Res.*, vol. 93, n° C8, août 1988, pp. 9281–9294.

[Wright 1968] WRIGHT J.W. – A new model for sea clutter. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-16, 1968, pp. 217-223.

### 3.A Saturation liée à la conversion analogique-numérique

Dans le cas des systèmes d'émission-réception cohérents, le signal complexe rétrodiffusé sur la surface est récupéré sur la voie P réelle (signal en phase) et sur la voie Q imaginaire (signal en quadrature). Sur chacune de ces voies, on réalise alors une Conversion Analogique-Numérique (CAN) sur  $N$  bits.

#### 3.A.1 Conversion Analogique-Numérique

$X$  et  $Y$  désignent respectivement les composantes en phase et en quadrature du signal reçu. On supposera  $X$  et  $Y$  indépendantes, centrées et gaussiennes de variance  $\sigma^2$ . Après quantification sur chacune des voies P et Q,  $X$  et  $Y$  deviennent respectivement  $X_q$  et  $Y_q$  de moyenne  $m_{P/Q}$  et d'écart type  $\sigma_{P/Q}$ . On appellera  $I$  et  $I_q$  l'intensité du signal reçu avant et après quantification. La quantification est réalisée sur un nombre limité de  $2^N$  niveaux (de façon à restreindre la quantité de données). Le signal reçu est alors soumis à un phénomène de saturation lorsque la puissance de celui-ci devient trop importante. En effet, la dynamique du signal récupéré sur chacune des voies P et Q, est bornée par les valeurs  $-2^{N-1}$  et  $2^{N-1} - 1$ . Lorsque l'écart type sur chacune des voies atteint un seuil critique, les valeurs extérieures à l'intervalle  $[-2^{N-1}, 2^{N-1} - 1]$  sont donc quantifiées à la valeur de la borne de l'intervalle la plus proche (Fig. 3.A.1). La perte de puissance Loss est ainsi définie :

$$\text{Loss} = \frac{I_q}{I} = \frac{X_q^2 + Y_q^2}{X^2 + Y^2} \quad (3.A.1)$$

Loss peut être évaluée par simulation ou analytiquement. Dans les deux cas, l'hypothèse fondamentale est de considérer que les signaux  $X$  et  $Y$  sont indépendants, centrés et gaussiens. Dans ce cas il vient :

$$E[I] = E[X^2] + E[Y^2] = 2\sigma^2 \quad (3.A.2)$$

$$E[I_q] = E[X_q^2] + E[Y_q^2] = 2 \left[ m_{P/Q}(\sigma)^2 + \sigma_{P/Q}(\sigma)^2 \right] \quad (3.A.3)$$

Or,  $m_{P/Q}(\sigma)$  s'exprime comme suit :

$$\begin{aligned} m_{P/Q}(\sigma) = E[X_q] &= \sum_{i=0}^{2^N-1} a_i P[a_i - 1/2 \leq X < a_i + 1/2] \\ &+ a_0 P[X < a_0 - 1/2] \\ &+ a_{2^N-1} P[a_{2^N-1} + 1/2 < X] \end{aligned} \quad (3.A.4)$$

avec pour tout  $i \in \{0, 1, 2, \dots, 2^N - 1\}$ ,

$$a_i = -2^{N-1} + i \quad (3.A.5)$$

et :

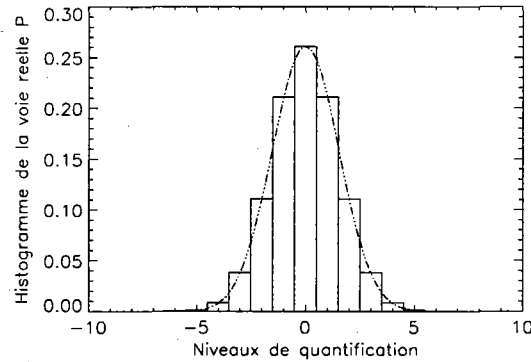
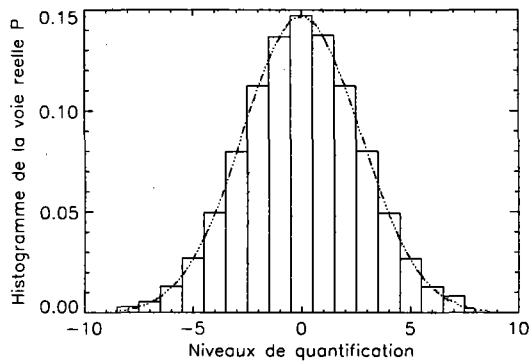
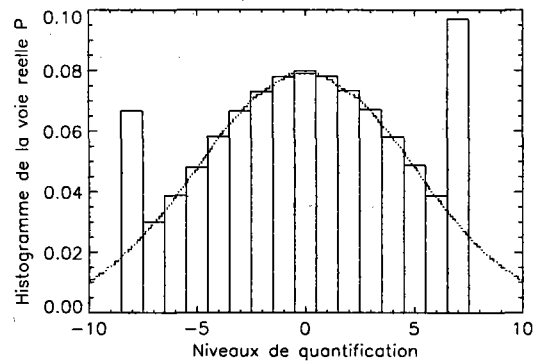
(a)  $\sigma = 1.5$ (b)  $\sigma = 2.7$ (c)  $\sigma = 5$ 

FIG. 3.A.1 - Simulation du signal sur la voie P (ou Q) avant CAN (courbe pointillée) et après CAN (bâtons) sur 4 bits pour différentes valeurs d'écart type  $\sigma$  du signal X (ou Y) non quantifié.

$$\begin{aligned}
 P[a_i - 1/2 \leq X < a_i + 1/2] &= \int_{a_i - 1/2}^{a_i + 1/2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx \\
 &= \frac{1}{2} \left[ \operatorname{erf}\left(\frac{a_i + 1/2}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{a_i - 1/2}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right] \quad (3.A.6)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 P[X < a_0 - 1/2] &= \int_{-\infty}^{a_0 - 1/2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx \\
 &= \frac{1}{2} \left[ \operatorname{erf}\left(\frac{a_0 - 1/2}{\sqrt{2}\sigma}\right) + 1 \right] \quad (3.A.7)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 P[a_{2N-1} + 1/2 < X] &= \int_{a_{2N-1} + 1/2}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx \\
 &= \frac{1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{a_{2N-1} + 1/2}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right] \quad (3.A.8)
 \end{aligned}$$



Il vient donc :

$$m_{P/Q}(\sigma) = -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{2^N-1} \operatorname{erf} \left( \frac{-2^{N-1} + i - 1/2}{\sqrt{2}\sigma} \right) \quad (3.A.9)$$

Ce dernier paramètre est une fonction décroissante sur  $]0, +\infty[$  et vérifie :

$$\lim_{\sigma \rightarrow 0^+} m_{P/Q} = 0^- \quad (3.A.10a)$$

$$\lim_{\sigma \rightarrow +\infty} m_{P/Q} = -\frac{1}{2} \quad (3.A.10b)$$

On remarquera que  $m_{P/Q}$  peut être prolongée par continuité en 0. De plus, la fonction  $f_N$ , définie telle que  $f_N(\sigma)^2 = E[X_q^2]$ , s'écrit de la façon suivante :

$$\begin{aligned} f_N(\sigma)^2 = E[X_q^2] &= \sum_{i=0}^{2^N-1} a_i^2 P[a_i - 1/2 \leq X < a_i + 1/2] \\ &+ a_0^2 P[X < a_0 - 1/2] \\ &+ a_{2^N-1}^2 P[a_{2^N-1} + 1/2 < X] \end{aligned} \quad (3.A.11)$$

soit :

$$f_N(\sigma)^2 = 2^{2N-2} - 2^{N-1} + \frac{1}{2} + \sum_{i=1}^{2^N-1} \frac{1}{2} (2^N - 2i + 1) \operatorname{erf} \left( \frac{-2^{N-1} + i - 1/2}{\sqrt{2}\sigma} \right) \quad (3.A.12)$$

La fonction  $f_N$  est une fonction croissante de  $]0, +\infty[$  sur  $]0, (2^{2N-2} - 2^{N-1} + 1/2)^{1/2}[$ .  
Il vient finalement :

$$\begin{aligned} \sigma_{P/Q}(\sigma)^2 &= f_N(\sigma)^2 - m_{P/Q}(\sigma)^2 \\ &= \left(2^{N-1} - \frac{1}{2}\right)^2 + \sum_{i=1}^{2^N-1} (2^N - 2i + 1) \operatorname{erf} \left( \frac{-2^{N-1} + i - 1/2}{\sqrt{2}\sigma} \right) \\ &+ \left[ \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{2^N-1} \operatorname{erf} \left( \frac{-2^{N-1} + i - 1/2}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right]^2 \end{aligned} \quad (3.A.13)$$

La variable  $\sigma_{P/Q}$  est croissante sur  $]0, +\infty[$  et vérifie :

$$\lim_{\sigma \rightarrow 0^+} \sigma_{P/Q} = 0^+ \quad (3.A.14a)$$

$$\lim_{\sigma \rightarrow +\infty} \sigma_{P/Q} = \sigma_{P/Q_{Max}} = 2^{N-1} - \frac{1}{2} \quad (3.A.14b)$$

On remarquera que  $\sigma_{P/Q}$  peut être prolongée par continuité en 0.

### 3.A.2 Correction de la saturation

Pratiquement, seule l'écart type  $\sigma_{P/Q}$  des voies P et Q quantifiées sur les données brutes, est à la disposition de l'utilisateur pour corriger de la distortion du signal induite par le processus de quantification. Or la perte de puissance est définie par :

$$\text{Loss}_{\text{dB}} = 10 \log_{10}(I_q) - 10 \log_{10}(I) \quad (3.A.15)$$

Etant donnée la monotonie de la fonction  $f_N$ , elle peut être inversée sur l'intervalle  $[0, \sigma_{P/Q_{\text{Max}}}]$  telle que l'expression de la perte de puissance devient :

$$\text{Loss}_{\text{dB}}(N, \sigma_{P/Q}) = 10 \log_{10} \left[ 2 \left\{ m_{P/Q}(f_N^{-1}(\sigma_{P/Q}))^2 + \sigma_{P/Q}^2 \right\} \right] - 10 \log_{10} \left[ 2 f_N^{-1}(\sigma_{P/Q})^2 \right] \quad (3.A.16)$$

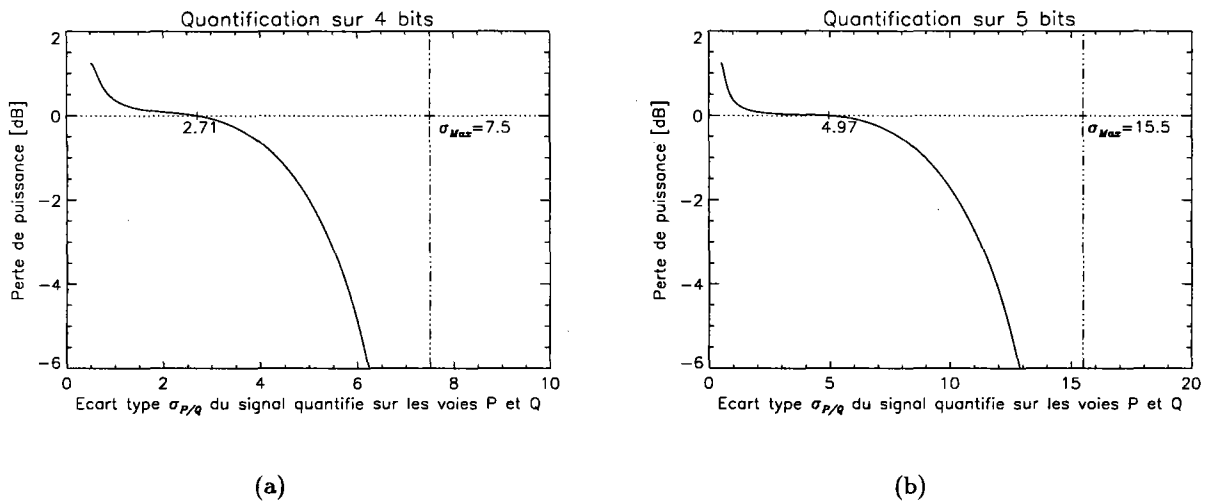


FIG. 3.A.2 - Perte de puissance à la sortie de la CAN en fonction de l'écart type de la voie P/Q quantifiée sur 4 bits (a) 5 bits (b).

Les équations (3.A.11) et (3.A.16) permettent ainsi de calculer la perte de puissance quelque soit le nombre de bits sur lequel on opère la quantification. Ainsi, la figure 3.A.2(a) présente-t-elle le résultat d'un codage sur 4 bit (e.g. Imagettes ROS de ERS-1/2) tandis qu'un codage sur 5 bits (e.g. images ROS PRI de ERS-1/2) est présenté à la figure 3.A.2(b). Notons enfin que l'on observe, sur ces deux courbes, deux régimes distincts :

- un *bruit de quantification*, aux faibles valeurs de  $\sigma_{P/Q}$ , qui se traduit par un gain de puissance.
- une *saturation*, aux valeurs élevées de  $\sigma_{P/Q}$ , liée à la limitation de la dynamique de quantification, qui se traduit par une perte significative de puissance.

### 3.B Estimation de la constante d'étalonnage *modifiée* $K'$

D'après l'équation (3.14), le coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^{\circ}_{\text{dBROS}}$  d'une imagerie ROS ERS peut se mettre sous la forme :

$$\sigma^{\circ}_{\text{dBROS}} = I_{\text{dBROS}} - \text{Loss}_{\text{dB}}(\text{CAN}) - K'_{\text{dB}} \quad (3.B.1)$$

Si l'on fait maintenant l'hypothèse d'un rapport 1 pour 1 entre le coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^{\circ}_{\text{dBROS}}$  et celui, co-localisé, de l'antenne centrale du diffusiomètre ERS  $\sigma^{\circ}_{\text{dBSCAT}}$ , l'estimateur des moindres carrés de la constante d'étalonnage *modifiée*  $K'_{\text{dB}}$  est alors le suivant :

$$\widehat{K'_{\text{dB}}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (I_{\text{dBROS}} - \text{Loss}_{\text{dB}}(\text{CAN}) - \sigma^{\circ}_{\text{dBSCAT}}) \quad (3.B.2)$$

où  $n$  désigne le nombre de données co-localisées disponibles pour l'estimation. Le choix d'un estimateur appliqué à la constante additive  $K'_{\text{dB}}$  plutôt qu'à la constante multiplicative  $K'$  s'explique par la simplicité de son expression. Nous verrons, par la suite, que la qualité des estimations obtenues justifie pleinement ce choix. Le tableau 3.1 présente les différentes estimations obtenues pour les deux configurations d'angle d'incidence du ROS d'ERS-1 et pour celui d'ERS-2<sup>13</sup>.

Satellite	Ang. d'inc.	Période	$\widehat{K'}$ [dB]
ERS-1	19.9°	avant juin 1995	76.21
ERS-1	23.5°	après juin 1995	77.55
ERS-2	23.5°	après avril 1995	73.78

TAB. 3.1 - Valeurs estimées de la constante d'étalonnage *modifiée*.

13. voir annexe 3.C, p. 108 : Présentation des différentes bases de données des imageries ERS-1/2

### 3.C Présentation des bases de données des imagettes ERS

Les caractéristiques des deux bases de données pour les imagettes du satellite ERS-1, dans chaque configuration d'angle d'incidence, ainsi que la base de données des imagettes ERS-2 sont détaillées dans le tableau 3.2.

Satellite	Ang. inc.	Période	Zone géogr.	Longitude	Latitude	Nb. Im.
ERS-1	19.9°	nov. 1992	Pacif. Nord	[160°, 240°]	[10°, 70°]	1092
ERS-1	23.5°	juin 1995	Océan Indien	[50°, 110°]	[-50°, 0°]	693
ERS-2	23.5°	juin 1996	Océan Indien	[50°, 110°]	[-50°, 0°]	342

TAB. 3.2 - Caractéristiques des bases de données des imagettes ERS-1/2 (les latitudes sont données en Latitude Est et les longitudes en Longitude Nord).

La figure 3.C.1 présente les différentes zones géographiques choisies.

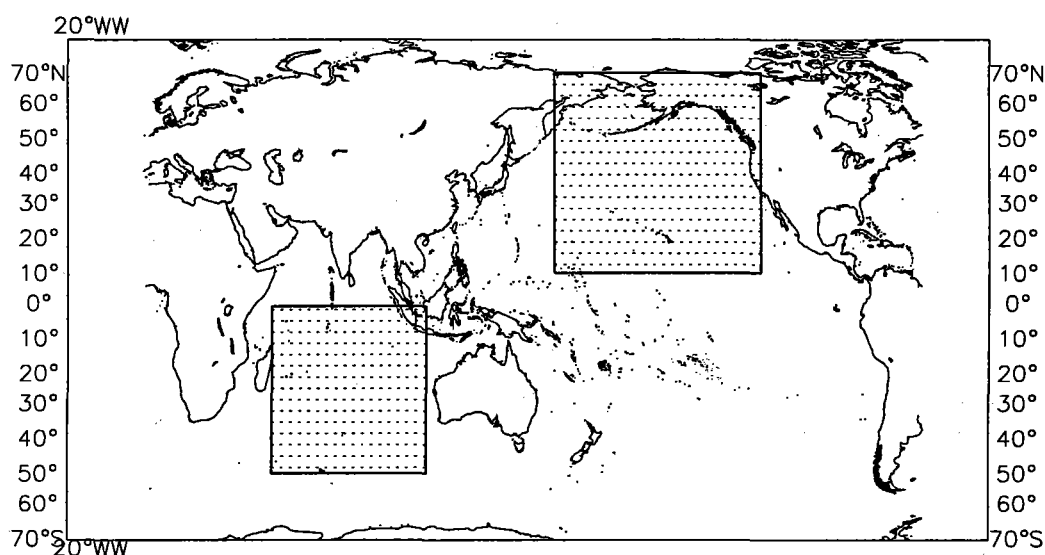


FIG. 3.C.1 - Zones géographiques choisies pour les imagettes ERS-1 : Pacifique Nord (novembre 1992) et océan Indien (juin 1995). Zone géographique choisie pour les imagettes ERS-2 : océan Indien (juin 1996).

## Chapitre 4

# Analyse de la coupure azimutale

### 4.1 Introduction

Le radar à ouverture synthétique se distingue des autres radars par l'utilisation de l'information Doppler, créée par le mouvement relatif de la plateforme par rapport à la scène observée, afin d'obtenir une résolution théorique dans la direction de déplacement voisine de la dimension  $L$  de l'antenne. Cette faculté de *synthétiser* une haute résolution nécessite, cependant, un temps  $\mathcal{T}$  d'observation ou d'*ouverture* de l'antenne suffisant (la résolution azimutale étant approximativement inversement proportionnelle à la durée d'intégration). Une telle opération comporte alors un risque considérable. Pour une surface balayée figée, la qualité de la synthèse d'ouverture, soit la haute résolution, est garantie par la stabilité de la scène. Mais pour une surface animée localement d'un mouvement, *a priori* inconnu, avec une composante cinématique sur l'axe de visée non-nulle, il sera très difficile de distinguer l'information spectrale Doppler relative au déplacement de l'instrument de celle causée par les mouvements sur la surface. De cette incertitude découlera notamment un mauvais positionnement des zones en mouvement sur l'image ROS finale.

Tout cela traduit la difficulté d'observer la surface de la mer à l'aide d'un radar à ouverture synthétique. Le principe de la redistribution de l'énergie rétrodiffusée dans l'image ROS, causée par les différentes sources de vitesses sur la surface, a déjà été abordé au cours du chapitre 2 consacré à l'étude de la transformation spectrale ROS. Nous avons vu, en particulier, que la contribution essentielle à la composante cinématique sur l'axe radar-cible des différents mouvements sur la surface (courants, vitesse de phase des vagues de Bragg,...) provient des vitesses orbitales des vagues. S'il s'agit de systèmes de vagues *grands et organisés*, les vitesses orbitales peuvent contribuer à la détection (principe imageur des houles azimutales [Alpers et Ruffenach 1979, Swift et Wilson 1979]). Dans le cas contraire, les vitesses orbitales génèrent un brouillage général de l'image (effet destructif associé aux vagues de gravité de la mer de vent [Tucker 1985]). Ce brouillage, dans la direction azimutale, se traduit par un filtrage passe-bas dans le domaine spectral.

Cette coupure spectrale dans la direction azimutale (*SAR azimuth cutoff* selon la terminologie anglaise) joue donc un rôle fondamental dans la transformation spectrale ROS :

elle provoque une distortion de l'information telle que, dans les cas de forte agitation sur la surface, la dégradation peut être considérée comme irréversible. Heureusement, en dehors des cas extrêmes, on peut considérer le processus imageur du ROS, décrit au chapitre 2, comme inversible. Il faut alors rappeler que la modification majeure apportée au premier algorithme d'inversion opérationnel [Hassermann et Hassermann 1991] tient en la mise en place d'une fonction de poids spécifique à la coupure spectrale azimutale [Hassermann et al. 1996]: cela souligne l'importance de la connaissance d'un tel paramètre. De plus, malgré un effet destructeur évident, il reste une interprétation géophysique possible (en terme de vent, hauteur significative, âge des vagues,...) qui pourrait compenser, en partie, la perte d'information spectrale dont il est lui-même la source.

Dans cette partie entièrement consacrée à l'étude de la coupure spectrale azimutale, nous allons, dans premier temps, présenter en détail la coupure azimutale, d'un point de vue historique et théorique. A ce titre, nous nous intéresserons au cas général des processus en mouvement évoluant au cours du temps avant de focaliser notre étude sur le cas particulier du ROS. Nous introduirons ensuite la méthode d'estimation de la coupure spectrale fondée sur l'utilisation de la fonction d'auto-corrélation azimutale (FAC). Au cours du chapitre 2, nous avons remarqué que l'utilisation de l'inter-spectre entre vues indépendantes permettait, notamment, d'éliminer la contribution non-cohérente de la rétrodiffusion, comme celle issue du bruit de *speckle*<sup>1</sup>. Nous verrons ici que l'utilisation de la fonction d'inter-corrélation (FIC) azimutale entre vues indépendantes permet également d'améliorer l'estimation de la coupure spectrale azimutale. Puis, nous présenterons un algorithme empirique de restitution de la vitesse du vent qui repose exclusivement sur l'analyse de la coupure spectrale. Enfin, nous discuterons des propriétés de cette coupure spectrale en fonction de différents paramètres physiques (directivité des vagues, degré de développement,...).

## 4.2 Présentation de la coupure azimutale

L'interprétation de la coupure spectrale azimutale, observée sur les spectres ROS, a déjà fait l'objet de nombreuses études. Dès 1983, la dépendance de la fréquence de coupure avec les déplacements azimutaux causés par la composante radiale des vitesses orbitales est mise en évidence [Beal et al. 1983]. En remarquant que le déplacement azimutal  $\xi_a(y)$  est proportionnel à la composante sur l'axe radar cible de la vitesse orbitale  $\vec{v}_{orb}(y)$  en  $y$ , tel que,

$$\xi_a(y) = \frac{R}{V} \vec{u} \cdot \vec{v}_{orb}(y) = \frac{R}{V} v(y) \quad (4.1)$$

où  $R$  représente la distance radar-cible, et  $V$  la vitesse de déplacement de l'instrument, les auteurs soulignent le rôle fondamental du paramètre  $R/V$  plus important dans le cas d'une plateforme satellitale qu'aéroportée. Cela explique notamment que les longueurs d'onde les plus courtes observées dans la direction azimutale par les satellites ERS ne soient jamais inférieures à 200 m (voir figure 2.6, p. 50). Ils suggèrent alors d'exprimer

1. voir 2.2.3.1, p.51: Elimination de la contribution non cohérente du signal

la coupure azimutale en fonction de la hauteur significative  $H_s$  des vagues (à partir de simulations effectuées sur un spectre de mer de vent de type Pierson-Moskowitz [Pierson et Moskowitz 1964]). Ainsi proposent-ils la forme suivante  $\lambda_c \propto R/V H_s^{1/2}$ . Cette dépendance en  $H_s^{1/2}$  sera également reprise par *Alpers et Brüning* [1986]. Toutefois, cette expression ne met pas suffisamment en valeur la dépendance linéaire, en moyenne, de la coupure azimutale avec la vitesse du vent, mise en évidence par l'algorithme de restitution de la vitesse du vent [Kerbaol et al. 1997]. Mais, avant de revenir sur cette relation linéaire empirique, il est important de noter que c'est en 1985, que *Jackson et Peng* insistent sur la dépendance de la coupure azimutale avec la vitesse de vent en relevant, à juste titre, que la coupure azimutale est proportionnelle à la variance des vitesses orbitales, paramètre fortement dépendant de la queue du spectre incluant la mer de vent. De cette constatation, ils soumettront même, pour la première fois, l'idée d'un algorithme de restitution de la vitesse du vent fondée sur l'étude de ce paramètre.

#### 4.2.1 Etude des processus discrets soumis à un champ déplacement

Le problème du brouillage des image ROS causé par les déplacements azimutaux, induits par les vitesses orbitales, se ramène au cas plus général de l'étude des processus en mouvement. L'analyse des processus discrets, animés d'un champ de déplacement aléatoire, a été motivé, en grande partie par l'étude du suivi d'espèces animales (baleines), ou d'objets volants (oiseaux, avions,...) [Brillinger 1993]. Si l'on considère une distribution de particules  $M$  à l'instant  $t_1$  et la distribution  $N$  de ces mêmes particules déplacées selon un champ aléatoire  $\xi$  à l'instant  $t_2$ , on montre que l'inter-spectre  $P_{NM}(k)$  et le spectre  $P_M(k)$ , à l'instant initial, vérifient la relation suivante :

$$P_{NM}(k) = \phi_\xi(k) P_M(k) \quad (4.2)$$

où  $\phi_\xi(k) = E[e^{-ik\xi}]$  désigne la fonction caractéristique des déplacements. Lorsque le champ  $\xi$  est un processus gaussien centré de variance  $\sigma_\xi^2$ , la fonction caractéristique est égale à  $e^{-k^2 \sigma_\xi^2 / 2}$ . Le spectre initial est donc soumis à un filtrage passe-bas dont la fréquence de coupure est inversement proportionnelle à l'écart-type des déplacements (analogie avec le flou de la photographie lorsque l'objet photographié est en mouvement pendant le temps d'exposition).

#### 4.2.2 Rappels sur la transformation spectrale ROS

Ce filtrage passe-bas, associé au champ des déplacements azimutaux, apparaît bien dans l'expression de la transformation spectrale intégrale du ROS [Hasselmann et Hasselmann 1991, Krogstad 1992]. Nous avons vu en effet, au cours du chapitre 2, que le spectre ROS  $P_S(k_a)$ , dans la direction azimutale, peut s'écrire comme la superposition du spectre du bruit granulaire, filtré par la réponse impulsionnelle de l'instrument, et du spectre associé à la modulation, tel que :

$$P_S(k_a) = \chi(k_a) \left[ \sigma_n^2 I_0^2 (1 + \rho_{II}(0)) + \int_y e^{-ik_a y} G(y, k_a) dy - I_0^2 \delta(k_a) \right] \quad (4.3)$$

où  $k_a$  représente le nombre d'onde azimutal et  $\chi(k_a)$  désigne le module, élevé au carré, de la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle de l'instrument,  $\sigma_n^2$  représente la variance du bruit de *speckle*, fonction du mode de détection et du nombre de vues<sup>2</sup>,  $I_0$  figure la moyenne de l'image et  $I$  la modulation relative associée à l'image  $I_R$  obtenue par un radar à ouverture réelle telle que  $I = I_R/I_0 - 1$ . Enfin, la fonction  $G(y, k_a)$  vérifie :

$$G(y, k_a) = E \left[ I_R(y) I_R(0) e^{-i k_a \xi_a(y)} e^{-i k_a \xi_a(0)} \right] \quad (4.4)$$

Si l'on fait maintenant l'hypothèse que les variables  $I_R$  et  $\xi_a$  sont gaussiennes, il vient :

$$G(y, k_a) = I_0^2 e^{-k_a^2 (\rho_{\xi_a \xi_a}(0) - \rho_{\xi_a \xi_a}(y))} \cdot \{1 + \rho_{II}(y) + i k_a [\rho_{I \xi_a}(y) - \rho_{I \xi_a}(-y)] + k_a^2 [(\rho_{I \xi_a}(0) - \rho_{I \xi_a}(y))(\rho_{I \xi_a}(0) - \rho_{I \xi_a}(-y))]\} \quad (4.5)$$

Une approximation quasi-linéaire de cette transformation intégrale, telle qu'exprimée dans l'équation (2.32), illustrera plus simplement le fait que le terme  $e^{-k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a}(0)}$  caractérise le filtrage passe-bas azimutal régi par la variance des déplacements tandis que le terme  $e^{k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a}(x)}$  contribue à l'imagerie cohérente des grandes longueurs d'ondes azimutales par leurs vitesses orbitales. D'après la figure 2.6 (p. 50), seules les longueurs d'onde supérieures à 200 mètres peuvent être détectées dans la direction azimutale. De telles échelles correspondent généralement à des états de mers non locaux. Les longueurs d'ondes plus petites, associées à des mers de vent et susceptibles d'être imagées par leurs vitesses orbitales, subissent, lors du filtrage passe-bas, une distortion dans le domaine spectral qui se caractérise par une rotation et un décalage du pic détecté (Fig. 4.1), quand ce dernier n'est pas simplement éliminé.

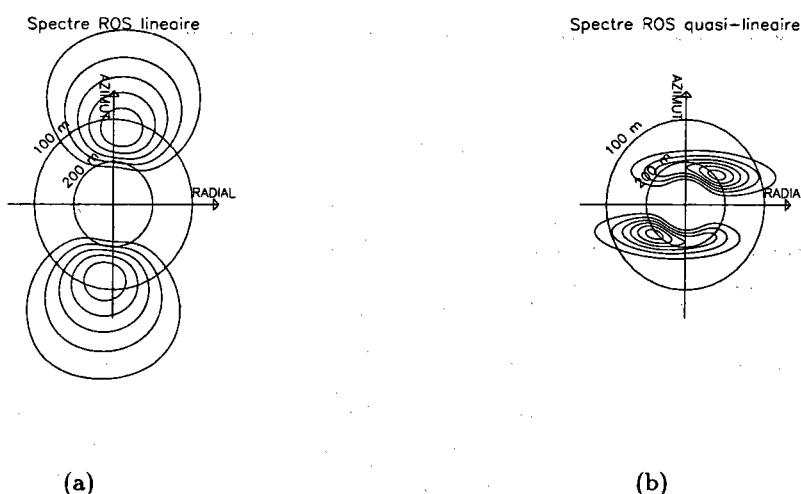


FIG. 4.1 - Distortion du spectre ROS. (a) Transformation linéaire d'une mer de vent azimutale ( $80^\circ$  de l'axe radial) pleinement développée ( $U_{10} = 15$  m/s). La longueur d'onde détectée est de 112 m à  $82^\circ$  de l'axe radial. (b) Transformation quasi-linéaire appliquée sur la même mer de vent ( $[\rho_{\xi_a \xi_a}(0)]^{1/2} = 111$  m). La longueur d'onde détectée est de 192 m à  $41^\circ$  de l'axe radial.



### 4.2.3 Evaluation de $\rho_{\xi_a \xi_a}(0)$ dans l'approximation quasi-linéaire

La détermination de la coupure azimutale constitue un problème essentiel dans la mise au point des algorithmes d'inversion spectrale. Il est donc important de bien évaluer la variance des déplacements azimutaux :

$$\rho_{\xi_a \xi_a}(0) = \int_{k_1}^{k_2} |T_{vb}(k)|^2 S(k) dk \quad (4.6)$$

où  $S(k)$  représente le spectre de la surface,  $T_{vb}$  désigne la fonction de transfert de modulation associée à l'accumulation par les vitesses orbitales décrite à l'équation (2.11), et  $k_1$  et  $k_2$  des limites d'intégration qu'il reste à définir. L'angle d'incidence des images ROS ERS-1/2 est de l'ordre de  $20^\circ$ , de telle sorte que, suivant l'expression de  $T_{vb}(k)$ , le paramètre  $\rho_{\xi_a \xi_a}(0)$  peut alors être approché par :

$$\rho_{\xi_a \xi_a}(0) \simeq \left(\frac{R}{V}\right)^2 \int_{k_1}^{k_2} \omega^2 S(k) dk \quad (4.7)$$

Dans le cas d'un cas aéroporté, aux incidences faibles, il sera plus juste de remplacer  $R$  par l'altitude  $H$  de l'avion ( $H = R \cos \theta$ ). Autrement dit, lorsque l'angle d'incidence diminue, la composante radiale des vitesses orbitales tend vers la composante verticale. Si l'on se réfère à la transformation intégrale non-linéaire développée par *Hasselmann et Hasselmann* [1991], l'intégration porte sur toutes les échelles de la surface. Ainsi, la borne inférieure d'intégration  $k_1$  vaut-elle 0 ( $\lambda_1 = \infty$ ), tandis que la borne supérieure  $k_2$  représente la plus petite longueur d'onde visible par l'instrument. Nous avons vu que cette longueur d'onde dépend du mécanisme de rétrodiffusion<sup>3</sup>. Elle peut être égale à la longueur d'onde de Bragg (soit  $\lambda_1 = 7-8$  cm, en bande C aux environs de  $20^\circ$ ), lorsque la rétrodiffusion obéit à la résonance de Bragg, ou à trois fois la longueur d'onde (soit  $\lambda_1 = 17$  cm, en bande C) dans un régime quasi-spéculaire [Brown 1990]. En pratique, la rapide décroissance du spectre de la mer, aux grands nombres d'onde, entraîne une dépendance négligeable de l'intégration sur les plus petites échelles. Ainsi, l'erreur introduite en poussant l'intégration jusqu'à une longueur d'onde nulle ( $k_2 = \infty$ ), ne peut-elle dépasser 5% [Tucker 1985].

Lors de l'application de l'approximation quasi-linéaire de la transformation intégrale, l'important n'est pas la détermination de la variance totale des déplacements azimutaux, mais la variance des déplacements azimutaux causés par les vitesses orbitales des vagues qui contribuent *effectivement* au brouillage azimutal. En effet, les analyses montrent que la bande spectrale passante du brouillage azimutal paraît plus large que celle donnée par la forme  $e^{-k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a}(0)}$ , lorsque  $\rho_{\xi_a \xi_a}(0)$  est calculé par intégration du spectre des vitesses orbitales sur toutes les longueurs d'onde, comme suggéré par *Hasselmann et Hasselmann* [1991]. Ainsi, l'expression du filtrage passe-bas semble-t-elle être plus proche de  $e^{-0.25k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a}(0)}$  comme imposé par l'algorithme de restitution de la vitesse du vent à partir de la coupure azimutale [Kerbaol et al. 1997], ou  $e^{-0.51k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a}(0)}$  [Vachon et al. 1994a]. De leur côté, *Zurk et Plant* font remarquer que l'approximation quasi-linéaire, décrite par *Hasselmann* n'est valable que pour des faibles valeurs de  $R/V$  [Zurk et Plant

3. voir 3.1, p. 78 : Mécanismes de rétrodiffusion -  $\sigma^\circ$  de la mer

1996]. Dans le cas contraire, ils se voient pratiquement contraints d'utiliser un écart type des déplacements environ deux fois inférieur à l'écart type total (voir fig. 6 de leur article). Il est probable que la variance des déplacements est également trop élevée dans les cas de faibles  $R/V$ , mais l'impact de la coupure azimutale est, de toutes façons, bien moins important dans ce cas de figure. D'autres travaux ont également conclu que la bande spectrale azimutale, obtenue lors de l'utilisation de la transformation intégrale non-linéaire est plus large que celle résultant de l'approximation quasi-linéaire [Brüning et al. 1990, Høgda et al. 1993]. De son côté, Krogstad démontre que l'atténuation plus douce aux nombres d'ondes élevés résulte des non-linéarités mises en évidence par le développement en série du terme exponentiel de la fonction  $G$  (eq. (4.5)) [Krogstad et Vachon 1994]. Notre idée est que la forme du filtrage passe-bas en  $e^{-k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a}(0)}$ , lors de l'application de l'approximation quasi-linéaire, est tout à fait valide à condition de ne considérer que les longueurs d'ondes qui participent réellement au calcul du paramètre  $\rho_{\xi_a \xi_a}(0)$ , au lieu d'intégrer le spectre des vitesses orbitales sur toutes les longueurs d'onde.

La contribution des petites échelles au brouillage azimutal (i.e. les vagues de gravité courtes générées par le vent) est un fait généralement admis dans la littérature [Hasselmann et al. 1985, Tucker 1985, Alpers et Brüning 1986]. Plusieurs facteurs accréditent cette hypothèse. La relation linéaire obtenue entre la l'écart type des vitesses orbitales et la vitesse du vent d'après l'algorithme empirique de restitution du vent [Kerbaol et al. 1997] est cohérente avec les relations généralement observées dans le cas d'une mer de vent<sup>4</sup>. Une autre étude montre, en outre, que la bande spectrale azimutale, estimée sur une zone de glaces flottantes (*floes* en anglais) est beaucoup plus large que celle estimée en eau libre (toutes choses étant égales par ailleurs en termes de vent, de houle, ...) [Lyzenega et al. 1985, Vachon et al. 1993]. En effet, une houle azimutale, bien détectée par le mécanisme de *velocity bunching* dans une zone de *floes*, où les vagues courtes de gravité sont atténuées par la présence de la glace, deviendra à peine visible, en eau libre, lorsque ces mêmes vagues génèrent, cette fois, un brouillage intense. Enfin, les comparaisons entre des données ROS ERS-1 et des mesures co-localisées de type diffusiométrique montrent que l'augmentation de la longueur de coupure azimutale  $\lambda_c$  est fortement corrélée avec une diminution de la directivité des vagues sur la surface [Kerbaol et Chapron 1997]: cette perte d'anisotropie étant caractéristique des vagues courtes de gravité (métriques) générées par le vent.

La plus grande difficulté réside plutôt dans la détermination de la limite d'intégration  $k_1$ . Rien n'indique, en effet, que le terme  $\rho_{\xi_a \xi_a}(0)$  qui apparaît dans l'approximation quasi-linéaire doit intégrer toutes les vagues jusqu'aux plus grandes [Høgda et al. 1993]. De façon schématique, une même vague ne peut contribuer, en même temps, au brouillage azimutal et à la détection cohérente. Bien sûr, la contribution de la houle à la variance des vitesses orbitales est relativement faible [Tucker 1985] et la véritable question est

4. Dans le cas d'une mer de vent pleinement développée, la hauteur significative  $H_s$  est une fonction de  $U_{10}^2$  [Alpers et Brüning 1986, eq. (13)], l'écart type des vitesses orbitales est approximativement proportionnel à  $U_{10}$  [Jackson et Peng 1985, Tucker 1985, Alpers et Brüning 1986], tandis que la moyenne quadratique des pente (ou *mean square slope* (mss) selon la terminologie anglaise), intégrée sur toutes les fréquences (i.e. en absence de *slick*), varie en  $U_{10}$  [Cox et Munk 1956].

la suivante : où se situe la limite d'intégration dans le domaine des vagues de gravité intermédiaires (10-100 m) générées par le vent ?

La littérature fournit de nombreux exemples pour lesquels la limite d'intégration ( $\lambda_1 = 2\pi/k_1$ ) est fixée à une longueur d'onde dépendante de la résolution du ROS, telle que  $\lambda_1 = 2\rho = 2\sqrt{\rho_{az}\rho_{ra}}$  [Tucker 1985, Alpers et Brüning 1986, Brüning et al. 1990, Johnsen et al. 1991]. L'existence de cette limite s'apparente au modèle ROS 2-échelles [Haselmann et al. 1985] et fait la distinction entre, d'une part, l'advection par les vitesses orbitales des grandes vagues, à *variations lentes*, qui entraîne un déplacement moyen de la cellule de résolution (*velocity bunching*) et, d'autre part, l'étalement azimutal de cette cellule causé par les vagues, à *fluctuations rapides*, non résolues par la réponse impulsionnelle de l'instrument (*azimuth smearing*) [Lyzenga 1986]. Ce dernier phénomène est souvent interprété en terme de temps de cohérence de la scène observée [Lyzenga et al. 1985, Alpers et Brüning 1986, Vachon et al. 1994b]. Comme le fait remarquer Tucker [1985], dans la mesure où le domaine d'intégration, ainsi défini ( $\lambda \in [0, 2\rho]$ ), contient les vagues de gravité courtes jusqu'à une longueur de  $2\rho$ , le paramètre  $\rho_{\xi_a\xi_a}(0)$  est donc une fonction croissante de la vitesse du vent. Cependant, il est inévitable que cette limite d'intégration fixe conduit à une saturation de  $\rho_{\xi_a\xi_a}(0)$ , donc de la coupure azimutale, lorsque le vent continue d'augmenter [Tucker 1985, Fig. 3]. Or cette saturation est démentie par toutes les estimations de la longueur  $\lambda_c$  de coupure azimutale, ainsi que nous le verrons par la suite<sup>5</sup>. Nous nous trouvons donc face au problème suivant en ce qui concerne le calcul de la variance des déplacements  $\rho_{\xi_a\xi_a}(0)$  applicable à l'approximation quasi-linéaire :

- si l'intégration du spectre des vitesses orbitales est limitée au domaine des longueurs d'onde azimutales comprises entre 0 et  $2\rho$ ,  $\lambda_c$  doit logiquement saturer à partir d'une certaine vitesse de vent (environ 10 m/s pour SEASAT [Alpers et Brüning 1986, Fig. 2]).
- si l'on effectue l'intégration jusqu'aux plus grandes longueurs d'onde [Høgda et al. 1993], la bande spectrale passante azimutale mesurée est alors plus large (i.e.  $\lambda_c$  moins long) que celle prédite par la forme  $e^{-k_a^2 \rho_{\xi_a\xi_a}(0)}$

Il semble donc logique de définir une limite supérieure d'intégration des petites vagues  $\lambda_1$  relativement limitée mais fonction du vent, afin d'éviter une saturation. Dans un premier temps, nous allons réécrire la fonction d'auto-corrélation azimutale des déplacements azimutaux suivant un modèle 2-échelles :

$$\rho_{\xi_a\xi_a}(y) = \rho_{\xi_a\xi_a S}(y) + \rho_{\xi_a\xi_a L}(y) \quad (4.8)$$

avec :

$$\rho_{\xi_a\xi_a S}(y) = \int_{k_1}^{\infty} |T_{vb}(k)|^2 S(k) e^{ik_a y} dk \quad (4.9a)$$

$$\rho_{\xi_a\xi_a L}(y) = \int_0^{k_1} |T_{vb}(k)|^2 S(k) e^{ik_a y} dk \quad (4.9b)$$

5. voir 4.4, p. 123 : Définition d'un algorithme de vent empirique

où  $\rho_{\xi_a \xi_a S}(0)$  représente la contribution des petites vagues et  $\rho_{\xi_a \xi_a L}(0)$  désigne celle des grandes vagues. Afin de déterminer une limite d'intégration  $\lambda_1$ , notre idée est de définir comme vagues courtes celles qui, du point de vue de la fonction  $G$  (éq. (4.5)), ne contribuent qu'au brouillage azimutal, c'est-à-dire satisfaisant à la condition suivante:

$$\rho_{\xi_a \xi_a S}(0) \gg \rho_{\xi_a \xi_a S}(y) \quad (4.10)$$

Si l'on développe  $\rho_{\xi_a \xi_a S}(y)$  au voisinage de 0, il vient :

$$\begin{aligned} \rho_{\xi_a \xi_a S}(y) &= \rho_{\xi_a \xi_a S}(0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \rho_{\xi_a \xi_a S}}{\partial y^2}(0) y^2 + O(y^4) \\ &= \rho_{\xi_a \xi_a S}(0) - \frac{\sigma_{\xi'_S}^2}{2} y^2 + O(y^4) \end{aligned} \quad (4.11)$$

où  $\sigma_{\xi'_S}^2$  désigne la variance de la dérivée azimutale des vitesses orbitales associées aux petites vagues. On rappellera, pour mémoire, que le mécanisme imageur du *velocity bunching* devient non-linéaire lorsque la dérivée azimutale des vitesses orbitales  $\partial v / \partial y$  est trop élevée [Alpers et Ruffenach 1979, Kanevsky 1993]. Ainsi, la condition (4.10) implique-t-elle la condition suivante pour  $\sigma_{\xi'_S}^2$ :

$$\sigma_{\xi'_S}^2 \gg 1 \quad (4.12)$$

Il est important de préciser que l'interprétation du terme  $\sigma_{\xi'_S}^2$  diffère selon la direction de propagation des vagues considérées. Ainsi, ce paramètre varie-t-il en  $A^2 \omega^2 k^2$  ( $\sim A^2 k^3$ ) pour une onde sinusoïdale pure de direction azimutale. Autrement dit,  $\sigma_{\xi'_S}^2$  sera d'autant plus grand que la pente des vagues considérées est importante (cas des vagues courtes). Dans le cas des vagues de direction radiale, la dérivée azimutale des vitesses orbitales dépend indirectement de la longueur des crêtes, c'est-à-dire de l'étalement spectral dans la direction azimutale.

De façon pratique, nous nous sommes contentés d'un critère d'estimation de  $\lambda_1$  plus simple, permettant toutefois d'assurer une rapide décorrélation azimutale des vitesses orbitales des petites vagues ainsi que de faibles oscillations de la fonction  $\rho_{\xi_a \xi_a S}(y)$ . Aussi, avons-nous choisi  $\lambda_1$  tel que le premier minimum négatif de la fonction  $\rho_{\xi_a \xi_a S}(y)$  vérifie la relation suivante :

$$|\min(\rho_{\xi_a \xi_a S}(y))| < \frac{1}{10} \rho_{\xi_a \xi_a S}(0) \quad (4.13)$$

La figure 4.2 présente deux exemples de la fonction  $\rho_{\xi_a \xi_a S}(y)$  calculés pour des mers de vents azimutales pleinement développées, générées par des vents de 10 et 20 m/s. Contrairement à la fonction d'auto-corrélation des déplacements azimutaux associée à la houle, qui présenterait de longues oscillations lentement atténuées, on vérifie aisément que la FAC  $\rho_{\xi_a \xi_a S}(y)$  associée aux vagues courtes de gravité tend rapidement vers 0.

Le résultat de la détermination de la limite  $\lambda_1$  entre les petites et les grandes vagues est présenté à la figure 4.3. On remarque que cette limite est supérieure pour les mers de vent de direction radiale. Suivant l'approximation  $k_{pic} = g/U_{10}^2$  [Phillips 1977], où  $k_{pic}$

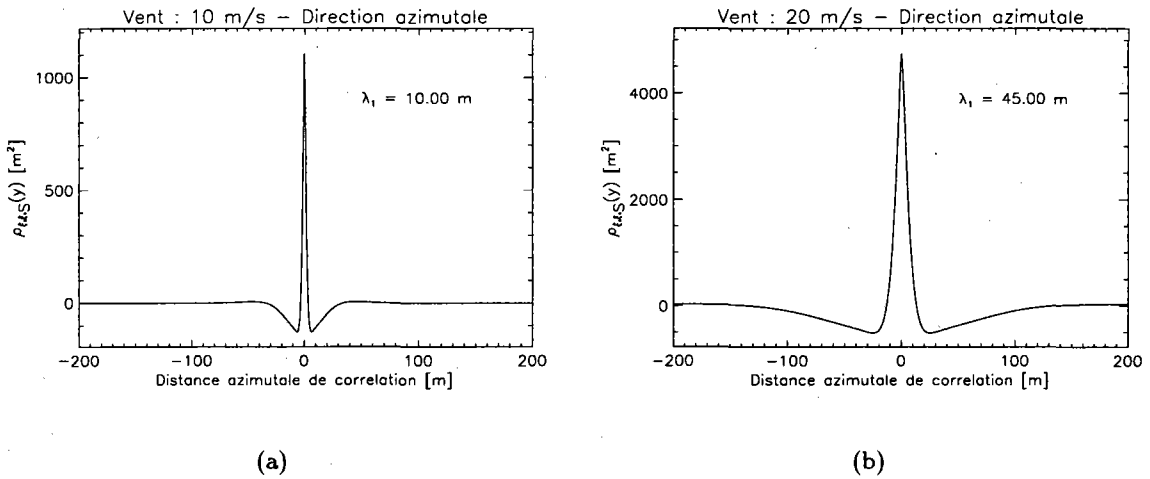


FIG. 4.2 - Fonction d'auto-correlation azimuthale des déplacements causés par les vitesses orbitales des petites vagues comprises entre 0 et  $\lambda_1$  d'une mer de vent pleinement développée soulevée par un vent de (a) 10 m/s et (b) 20 m/s.

représente le nombre d'onde principal de la mer de vent et  $g$  la constante de gravitation, on observe (Fig. 4.3) que les systèmes azimuthaux qui ne participent qu'au brouillage azimuthal, selon notre critère, sont approximativement inférieurs à  $1/6^e$  de la longueur d'onde  $\lambda_{pic}$  associée à  $k_{pic}$ . Dans le cas d'une propagation radiale, notre limite d'intégration  $\lambda_1$  est environ 3.5 fois inférieure à  $\lambda_{pic}$ . Les valeurs différentes de  $\lambda_1$  selon la direction de propagation signifie simplement qu'il est moins gênant de brouiller l'image parallèlement à la direction des crêtes (propagation radiale) que dans la direction perpendiculaire (propagation azimuthale). Pour simplifier, on choisira par la suite la limite d'intégration des petites vagues telle que  $\lambda_1 = \lambda_{pic}/6$  (quelque soit la direction de propagation des vagues). On reviendra toutefois sur la variation de  $\lambda_1$  avec la direction de propagation, pour expliquer la directivité observée de la coupure azimuthale<sup>6</sup>.

Une fois la longueur d'onde de séparation  $\lambda_1$  entre les petites et les grandes vagues définie, nous pouvons donc réécrire la fonction  $G$  de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
 G(y, k_a) &\simeq G_L(y, k_a) \cdot e^{-k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a S}(0)} & (4.14) \\
 &\simeq I_0^2 e^{-k_a^2 (\rho_{\xi_a \xi_a L}(0) - \rho_{\xi_a \xi_a L}(y))} \{1 + \rho_{II L}(y) + ik_a [\rho_{I \xi_a L}(y) - \rho_{I \xi_a L}(-y)] \\
 &\quad + k_a^2 [(\rho_{I \xi_a L}(0) - \rho_{I \xi_a L}(y))(\rho_{I \xi_a L}(0) - \rho_{I \xi_a L}(-y))]\} \cdot e^{-k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a S}(0)}
 \end{aligned}$$

où la modulation relative à l'imagerie des petites vagues par un radar à ouverture réelle a été négligée. Tout se passe donc comme si le spectre ROS final est obtenu en filtrant la transformation non-linéaire des grandes vagues par la fonction d'atténuation associée aux déplacements azimuthaux des petites vagues. Lors de l'étude de l'algorithme de vent ROS, reliant de façon linéaire la longueur de coupure azimuthale  $\lambda_c$  au vent local, nous

6. voir 4.5.2, p. 132 : Impact de la directivité

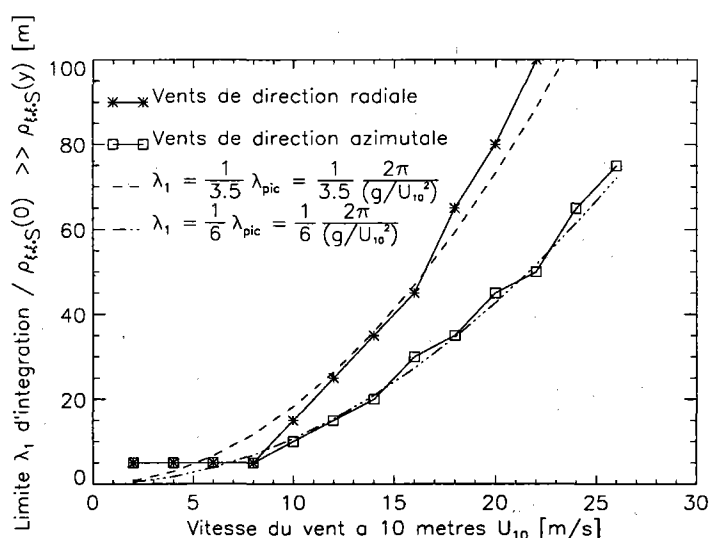


FIG. 4.3 - Evaluation de la limite d'intégration  $\lambda_1$ , pour une mer de vent pleinement développée, en fonction du vent  $U_{10}$  de direction (\*) radiale et (□) azimuthale. La courbe (tirets) représente la longueur d'onde 3.5 fois inférieure à  $\lambda_{pic}$  (longueur d'onde principale de la mer de vent). La courbe (tirets-points) représentent l'évolution du  $1/6^e$  de  $\lambda_{pic}$ .

verrons que la définition du filtrage passe-bas du type  $e^{-k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a S}(0)}$  que nous venons de donner, reproduit correctement l'évolution moyenne de  $\lambda_c$  avec le vent. Il reste important, toutefois, de bien comprendre le rôle joué par la contribution des grandes vagues (terme  $G_L(y, k_a)$ ), ou d'autres paramètres tels que l'âge des vagues, la directivité ou les effets de relaxation, pour analyser la dispersion observée autour de cette croissance linéaire de la longueur de coupure azimuthale  $\lambda_c$  avec le vent. Mais auparavant, nous allons rappeler les différentes définitions et méthodes d'estimation de  $\lambda_c$  existant dans la littérature, ainsi que notre technique d'estimation fondée sur l'analyse de la fonction d'auto-corrélation azimuthale de l'image ROS.

### 4.3 Estimation de la coupure azimuthale

Compte tenu des différentes composantes spectrales (houle, mer de vent) et paramètres physiques (direction de propagation, hauteur significative, âge des vagues) qui entrent en jeu dans la modulation associée aux vitesses orbitales, l'estimation de la coupure azimuthale devient un problème relativement complexe. Différentes méthodes d'estimation de la longueur de coupure azimuthale ont été développées. Pour certaines, le domaine d'application se situe dans l'espace fréquentiel [Vachon et al. 1994a, Hasselmann et al. 1996], tandis que notre méthode d'estimation repose sur l'utilisation de la fonction de corrélation azimuthale de l'image ROS [Kerbaol et al. 1997]. Afin de comparer, par la suite, les caractéristiques de ces diverses techniques, chacune d'elles est décrite en annexe 4.A. Dans cette partie, nous aborderons plus en détail notre méthode d'estimation. Nous verrons, notamment, que l'exploitation de la fonction de corrélation azimuthale permet également d'estimer le paramètre  $\rho_{II}(0)$  en analysant la fonction d'auto-corrélation

de la rétrodiffusion non-cohérente associée au bruit de *speckle*. De plus, on montrera que l'estimation de la longueur de coupure azimuthale, biaisée aux vents faibles par la présence du pic de corrélation du bruit granulaire, peut être améliorée par l'utilisation de la fonction d'inter-corrélation azimuthale entre vues indépendantes de la même scène.

### 4.3.1 Technique utilisant de la fonction d'auto-corrélation

Les différentes étapes de cette estimation sont détaillées en annexe 4.A.1. D'après les équations (4.3) et (4.14), on constate que la fonction d'auto-corrélation de l'image ROS  $\rho_{I_S I_S}(y)$ , s'exprime comme la somme de deux termes :

$$\rho_{I_S I_S}(y) = TF^{-1}\{\chi(k_a)\} \cdot [\sigma_n^2 I_0^2 (1 + \rho_{II}(0))] + \quad (4.15)$$

$$TF^{-1}\{\chi(k_a)\} * [TF^{-1}\{e^{-k_a^2 \rho_{\epsilon_a \epsilon_a S}(0)}\} * TF^{-1}\{G_L(y, k_a)\} - I_0^2]$$

où le premier terme représente la FAC azimuthale du bruit de *speckle* et le deuxième terme désigne la FAC azimuthale de la modulation. Un exemple d'application de cette technique d'estimation est présenté à la figure 4.4.

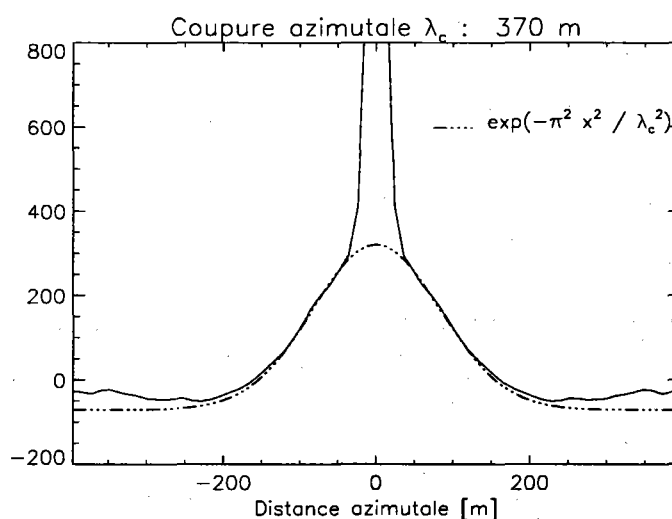


FIG. 4.4 - Estimation de la longueur de coupure azimuthale  $\lambda_c$  à l'aide de la fonction d'auto-corrélation azimuthale de l'image ROS.

#### 4.3.1.1 Ajustement de la FAC de la modulation

Comme indiqué en annexe 4.A, notre méthode d'estimation de la longueur de coupure azimuthale consiste à ajuster la fonction d'auto-corrélation azimuthale associée à la modulation par une fonction gaussienne de la forme :

$$C(x) = \exp\left(-\pi^2 \frac{x^2}{\lambda_c^2}\right) \quad (4.16)$$

D'après l'équation (4.15), deux termes contribuent au biais de l'estimation de la longueur de coupure exclusivement liée au brouillage azimutal causé par les vagues courtes qui ne peuvent être détectées de manière cohérente par l'instrument : la fonction d'auto-corrélation associée au bruit granulaire et celle relative au processus imageur constructif des grandes vagues.

Si l'on fait abstraction, dans un premier temps, de la corrélation due à la détection cohérente de la houle, la longueur de coupure azimutale  $\lambda_c$  s'exprime simplement en choisissant  $\chi(k_a)$  sous la forme de l'équation (1.22a) :

$$\lambda_c = 2\pi \sqrt{\rho_{\xi_a \xi_a S}(0) + \left(\frac{\Lambda_{azres}}{2\pi}\right)^2} \quad (4.17)$$

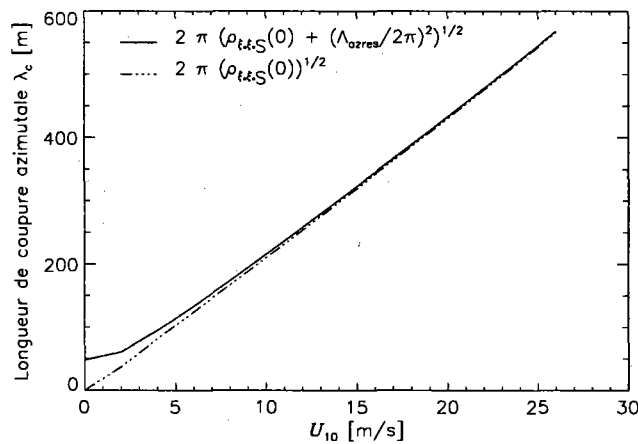


FIG. 4.5 - Biais introduit par la longueur de coupure azimutale associée à la réponse impulsionnelle de l'instrument sur  $\lambda_c$  pour une mer de vent pleinement développée (limite d'intégration des vagues courtes de gravité  $k_1 = (g/U_{10}^2)/6$ ,  $\Lambda_{azres} = 48$  m).

Cette dernière équation illustre le fait qu'en l'absence des vagues courtes de gravité à l'origine du brouillage azimutal (soit dans le cas d'un vent très faible, soit dans le cas d'une mer peu développée), la longueur de coupure azimutale tendra naturellement vers celle de la réponse impulsionnelle de l'instrument au lieu de tendre vers 0. L'impact de ce biais n'est sensible que lorsque que  $\rho_{\xi_a \xi_a S}(0)$  est faible, comme le montre la figure 4.5.

Si l'on considère maintenant le rôle de la houle, l'équation (4.15) montre que la détection cohérente agit comme une convolution dans l'expression de la fonction d'auto-corrélation azimutale. La valeur  $\lambda_c$  effectivement estimée sera donc toujours supérieure à la limite donnée par l'équation (4.17). L'impact de la détection des grandes vagues sera abordé plus en détail au paragraphe 4.5.

#### 4.3.1.2 Estimation du paramètre $\rho_{II}(0)$

Parallèlement à l'estimation de la longueur de coupure azimutale, cette méthode permet d'estimer facilement le paramètre  $\rho_{II}(0)$  en analysant simplement le pic central



de la fonction d'auto-corrélation azimuthale associé au bruit granulaire. L'amplitude  $\mathcal{A}$  de ce pic est donnée par la valeur du premier terme en 0 de l'équation (4.15):

$$\mathcal{A} = \sigma_n^2 I_0^2 (1 + \rho_{II}(0)) \quad (4.18)$$

La valeur de  $\mathcal{A}$  est mesurée directement sur la FAC azimuthale de l'image ROS,  $\sigma_n^2$  est donnée par le tableau 1.1 (p. 18) en fonction du nombre de vues et du mode de détection, et  $I_0$  désigne la moyenne de l'image. A titre d'illustration, nous avons estimé la valeur du paramètre  $\rho_{II}(0)$  sur des imagettes ROS ERS-1 en fonction d'une pseudo-pente dans la direction radiale de la forme  $(H_s/\lambda_{pic}) \cos(\phi_{pic})$ . Ces trois paramètres (hauteur significative des vagues, longueur d'onde principale et angle entre la direction de propagation de cette onde et la direction radiale) sont obtenus à partir de spectres WAM co-localisés [Hasselmann et al. 1988]. Le résultat de cette estimation est présenté à la figure 4.6. Comme annoncé p. 51, la valeur de  $\rho_{II}(0)$  est de l'ordre de 0.1 et augmente logiquement avec la pseudo-pente.

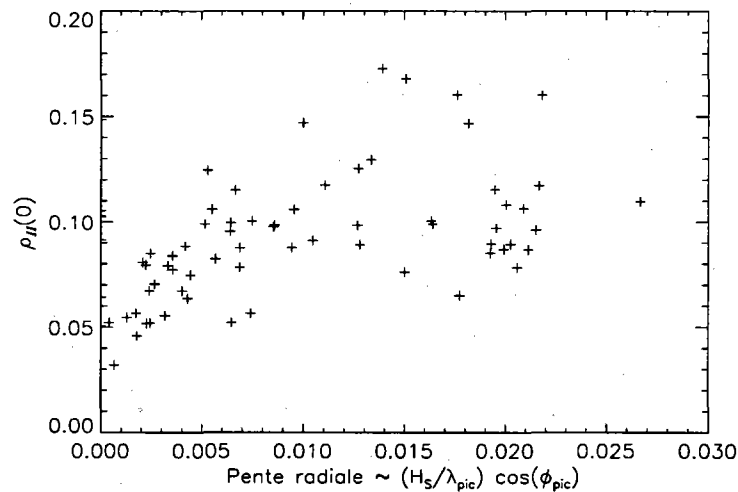


FIG. 4.6 - Estimation du paramètre  $\rho_{II}(0)$  en fonction d'une pseudo-pente radiale définie par  $(H_s/\lambda_{pic}) \cos(\phi_{pic})$ .

#### 4.3.2 Technique utilisant de la fonction d'inter-corrélation entre vues indépendantes

Bien que permettant d'estimer le paramètre  $\rho_{II}(0)$ , nous avons vu précédemment que la fonction d'auto-corrélation azimuthale relative à la réponse impulsionnelle de l'instrument biaise l'estimation de  $\lambda_c$  lorsque la variance  $\rho_{\xi_a \xi_a_S}(0)$  des déplacements azimuthaux, causés par les vagues courtes de gravité, est faible. Avant de poursuivre, il est important de préciser que l'impact de ce biais, à vent faible, ne porte pas trop à conséquence lors de l'utilisation de la valeur estimée dans une transformation spectrale ROS de type quasi-linéaire. En effet, la distortion spectrale induite dans ce cas sera minime dans la mesure où la bande passante du filtrage passe-bas est généralement suffisante pour

contenir l'information spectrale des vagues susceptibles d'être imagées de manière cohérente. Toutefois, il est possible de s'affranchir de cette corrélation supplémentaire en exploitant le caractère non-cohérent du bruit granulaire, comme il l'a été montré lors de l'étude de l'inter-spectre<sup>7</sup>. Il s'agit pour cela, d'estimer  $\lambda_c$  à partir de la fonction d'inter-corrélation entre vues indépendantes de la même scène. Notons qu'il est alors nécessaire d'avoir à sa disposition l'image complexe initiale mono-vue afin de générer des vues indépendantes par partition du spectre Doppler<sup>8</sup>. L'expression de la fonction d'auto-corrélation azimuthale  $\rho_{I_S I_S}(y)$  de l'équation (4.15) devient alors :

$$\rho_{I_S I_S}^{(i,j)}(y) = TF^{-1}\{\chi(k_a)\} * \left[ TF^{-1}\{e^{-k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a}^{(i,j)} s^{(0)}}\} * TF^{-1}\{G_L^{(i,j)}(y, k_a)\} - I_0^2 \right] \quad (4.19)$$

où  $(i, j)$  désigne le couple des vues  $i$  et  $j$ . Un exemple d'application de cette méthode, correspondant à la scène de la figure 4.4, est présenté à la figure 4.7.

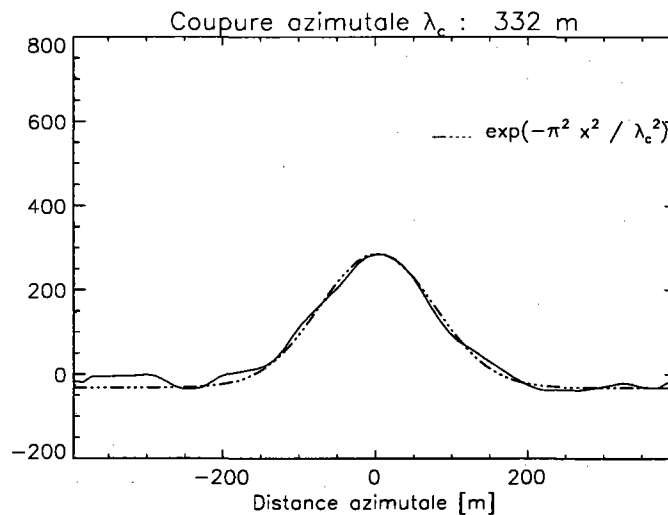


FIG. 4.7 - Estimation de la longueur de coupure azimuthale  $\lambda_c$  à l'aide de la fonction d'inter-corrélation azimuthale de l'image ROS.

La longueur de coupure azimuthale  $\lambda_c$  estimée dans ce cas est relativement proche, quoique inférieure, de celle estimée sur la figure 4.4. Il est toutefois fort peu probable que la suppression totale du pic central associé à la réponse impulsionnelle de l'instrument suffise à expliquer cette valeur légèrement inférieure. En effet, le biais devrait être pratiquement négligeable pour une telle valeur de  $\lambda_c$  d'après la figure 4.5. Cet écart peut donc provenir, soit d'un biais lié à la procédure d'ajustement (fonction *Gaussfit* du logiciel PV-WAVE 6.0 [Precision Visuals, Inc.]), soit de la disparition d'événements non-cohérents susceptibles d'augmenter la longueur de coupure azimuthale. Il est tentant d'avancer ici l'hypothèse que l'élimination des événements déferlants à forte accélération et faible durée de vie contribue dans une certaine mesure à la diminution de  $\lambda_c$ .

7. voir chapitres 1 et 2

8. voir 1.3.1.1, p. 15: Moyennage incohérent multi-vues

Lors de l'expérience GLOBESAR [Forget et al. 1996], nous avons pu constater, de façon analogue, que la détection des déferlements, plus importante en polarisation HH que VV [Wetzel 1990, Apel 1994], se traduit par une augmentation significative de la coupure azimutale en polarisation HH par rapport à VV. De leur côté, *Ouchi et Cordey* ont observé que la présence de fortes striations azimutales sur l'image, signatures caractéristiques des déferlements, se traduit par un élargissement important de la fonction d'auto-corrélation azimutale [Ouchi et Cordey 1991]. Il convient toutefois de rester très prudent sur l'interprétation de tels résultats dans la mesure où les mécanismes de rétrodiffusion en polarisation horizontale sont assez mal connus. De plus, il n'a pas été possible d'approfondir les recherches dans cette direction par manque de mesures *in-situ* des déferlements (photographies) et d'images complexes ROS.

#### 4.4 Définition d'un algorithme de vent empirique

Nous avons tenté, jusque là, de mettre en évidence la nécessité d'estimer correctement la longueur de coupure azimutale afin d'améliorer les algorithmes d'inversion dont le processus itératif de convergence, par minimisation de coût, repose sur l'application de l'approximation quasi-linéaire [Hasselmann et al. 1996, Heimbach et al. 1997]. Nous avons vu, en particulier, que la variance des déplacements azimutaux, utilisée dans le cas de cette approximation, ne doit être calculée que sur le domaine des vagues courtes de gravité et ce, jusqu'à une limite d'intégration supérieure fraction de la longueur d'onde maximale levée par le vent.

Avant de présenter l'algorithme de restitution de la vitesse du vent fondé sur l'estimation de la longueur de coupure azimutale  $\lambda_c$ , il est important de bien comprendre la fonction de ce dernier paramètre:  $\lambda_c$  doit être vu comme une mesure *cinématique* de la surface qui rend compte, en moyenne, de la variance des vitesses orbitales des vagues courtes de gravité associée à la mer de vent. Quoique modulée, dans chaque cas, par la présence des longues vagues, la longueur de coupure azimutale reste très liée à la vitesse locale du vent [Jackson et Peng 1985, Tucker 1985]. On peut rappeler que le module du vent est étroitement lié à la mesure de la moyenne quadratique des pentes (*mss*) en altimétrie, tandis que les données diffusiométriques dépendent du vecteur vent (module et direction) par le biais du niveau spectral des vaguelettes de Bragg. La mise en place d'un algorithme pour  $\lambda_c$  permettrait d'améliorer, de manière significative, l'interprétation des images ROS. En effet, la combinaison de deux mesures indépendantes fonction du vent, telles que le coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^0$  et la longueur de coupure azimutale  $\lambda_c$ , ouvre de nouvelles perspectives en ce qui concerne l'estimation locale du vecteur vent [Korsbakken 1996]. Outre le bénéfice que l'on peut en tirer dans l'étude fine des champs de vents à partir d'une image ROS, il devient également possible d'affiner la définition de la FTM associée à l'effet d'orientation et fondée sur un modèle empirique de rétrodiffusion<sup>9</sup> ou encore de générer une première ébauche de spectre de mer de vent dans les algorithmes d'inversion, sans avoir recours à un modèle de propagation tel que

9. voir 2.1.1.2, p. 38: Evaluation de la FTM dérivée du modèle empirique de rétrodiffusion CMOD-IFREMER

WAM [Mastenbroek 1996].

Cependant, il est très difficile de développer un tel algorithme, d'un point de vue théorique, compte tenu des différents paramètres entrant en compte dans la valeur estimée de la longueur de coupure (développement de la mer de vent, impact des états de mers non-locaux, ...). La solution consiste généralement à aborder le problème d'une façon empirique, en comparant les mesures satellitales à des données de références qui peuvent être, soit des mesures *in situ* délivrées par des bouées (e.g. calibration du modèle CMOD-IFREMER [Bentamy et al. 1994]), soit des sorties de modèles météorologiques ou de vagues (e.g. algorithme de restitution du vent dépendant du  $H_s$  en altimétrie [Lefevre et al. 1994]). Dans ce travail, l'algorithme de vent ROS a pu être développé grâce à la configuration unique des imagettes ROS des satellites ERS-1/2<sup>10</sup> et à la base de données du CERSAT. Comme dans le cas de l'étalonnage des imagettes ROS ERS-1/2, le principe réside dans la comparaison des données ROS avec les mesures co-localisées du diffusiomètre. La figure 4.8 montre le résultat de la comparaison entre la longueur de coupure azimutale  $\lambda_c$ , estimée à l'aide de la fonction d'auto-corrélation de l'imagette ROS, et la vitesse du vent, estimée à partir des mesures diffusiométriques co-localisées. Les imagettes ERS-1 utilisées sont celles acquises au-dessus de l'océan Indien au mois de juin 1995<sup>11</sup>.

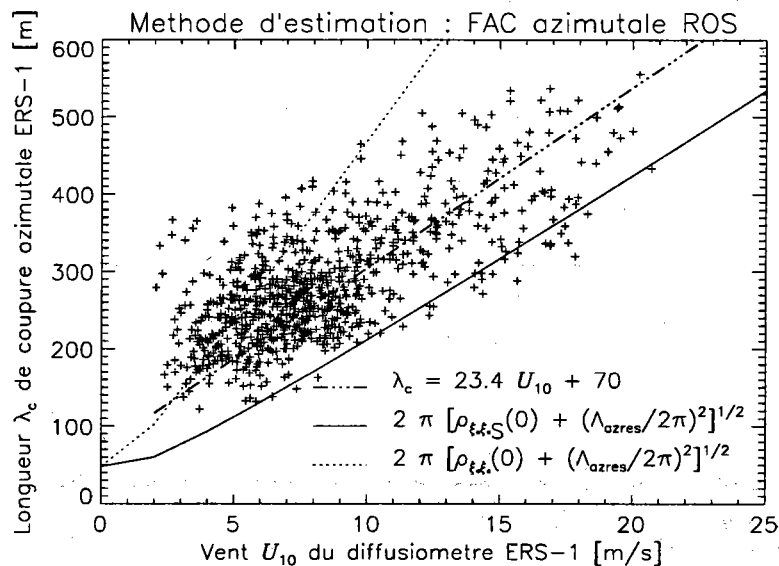


FIG. 4.8 - Longueur de coupure azimutale  $\lambda_c$  estimée à partir de la FAC azimutale des imagettes ERS-1 en fonction du vent déduit des mesures diffusiométriques co-localisées. La courbe pleine représente la valeur de  $\lambda_c$  donnée par l'équation (4.17) ( $\Lambda_{azres} = 48m$ ). La courbe en pointillés figure  $\lambda_c$  calculé à partir de la variance totale des déplacements  $\rho_{\delta_a \delta_a}(0)$ . La courbe en trait-point caractérise l'algorithme ROS d'estimation de la vitesse du vent de l'équation (4.20).

Cette figure met en évidence la relation linéaire globale entre la longueur de cou-

10. voir annexe A, p. 183 : Description des images ROS des satellites ERS-1/2

11. voir annexe 3.C, p. 108 : Présentation des différentes bases de données des imagettes ERS-1/2

pure azimutale  $\lambda_c$  et le vent local  $U_{10}$ . Une simple régression linéaire donne la relation suivante [Kerbaol et al. 1997]:

$$\lambda_c \simeq 23.4 U_{10} + 70 \quad (4.20)$$

De plus, on observe que la courbe pleine, qui représente l'expression de  $\lambda_c$  non affectée par la détection des grandes vagues (éq. (4.17)), se comporte pratiquement comme une droite ( $\lambda_c \simeq 2\pi [\rho_{\xi_a \xi_a S}(0)]^{1/2}$ ) dont la pente est très voisine de celle du nuage de points. On observe également que la pente de la longueur de coupure azimutale, calculée à partir de la variance totale des déplacements  $\rho_{\xi_a \xi_a}(0)$  (courbe en pointillé,  $\lambda_c \simeq 2\pi [\rho_{\xi_a \xi_a}(0)]^{1/2}$ ), est approximativement deux fois supérieure à celle de la courbe pleine (ce qui implique un filtrage passe-bas azimutal de la forme  $e^{-0.25 k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a}(0)}$ ).

Cette dernière indication, nous fournit d'ailleurs une information intéressante sur la décroissance du spectre directionnel en  $k_a^{-\gamma}$ . En effet, l'intégration des petites vagues de gravité jusqu'au  $1/6^e$  de la longueur d'onde principale de la mer de vent conduit à une variance des déplacements 4 fois plus faible que la variance totale. Cela impose donc la relation :

$$\int_0^{2\pi} \int_{6k_{pic}}^{\infty} \omega^2 k_a^{-\gamma} dk kd\theta = \frac{1}{4} \int_0^{2\pi} \int_{k_{pic}}^{\infty} \omega^2 k_a^{-\gamma} dk kd\theta \quad \Rightarrow \quad \gamma = 3 + \frac{\ln 4}{\ln 6} \simeq 3.77 \quad (4.21)$$

La valeur 3.77 obtenue est proche de la forme du spectre des vagues de gravité en  $k_a^{-3.5}$  donnée par de précédentes études [Kitaigorodskii et al. 1975, Kahma 1981]. Enfin, la dispersion autour de la croissance de  $\lambda_c$  globalement linéaire avec le vent doit être interprétée en termes d'âge des vagues, impact de la houle, effets de relaxation, ...). Tous ces aspects, qui nécessitent une analyse géophysique plus fine, propre à chaque scène, font l'objet du paragraphe 4.5.

Avant d'étudier, plus en détail, les propriétés physiques de la longueur de coupure estimée à partir de la FAC azimutale des images ROS, nous allons, maintenant, montrer brièvement le résultat de la comparaison entre la longueur de coupure azimutale, telle qu'estimée à partir de deux méthodes différentes décrites en annexe 4.A [Vachon et al. 1994a, Hasselmann et al. 1996]. Puis, un exemple d'analyse conjointe de  $\lambda_c$  et du coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$  sera présenté.

#### 4.4.1 Evaluation des autres méthodes d'estimation de $\lambda_c$

La comparaison entre la longueur de coupure azimutale, estimée par la méthode de Vachon et al. [1994], et le vent co-localisé du diffusiomètre est présentée à la figure 4.9(a). Comme nous l'avions annoncé en annexe 4.A, les valeurs estimées de la coupure azimutale sont nettement plus élevées. Nous avons montré, toutefois, qu'un modèle de spectre de mer en  $k_a^{-\alpha}$ , en place d'un spectre uniforme, conduirait à des valeurs plus faibles. Le résultat de la méthode d'estimation développée par Hasselmann et al. [1996] est présenté à la figure 4.9(b).

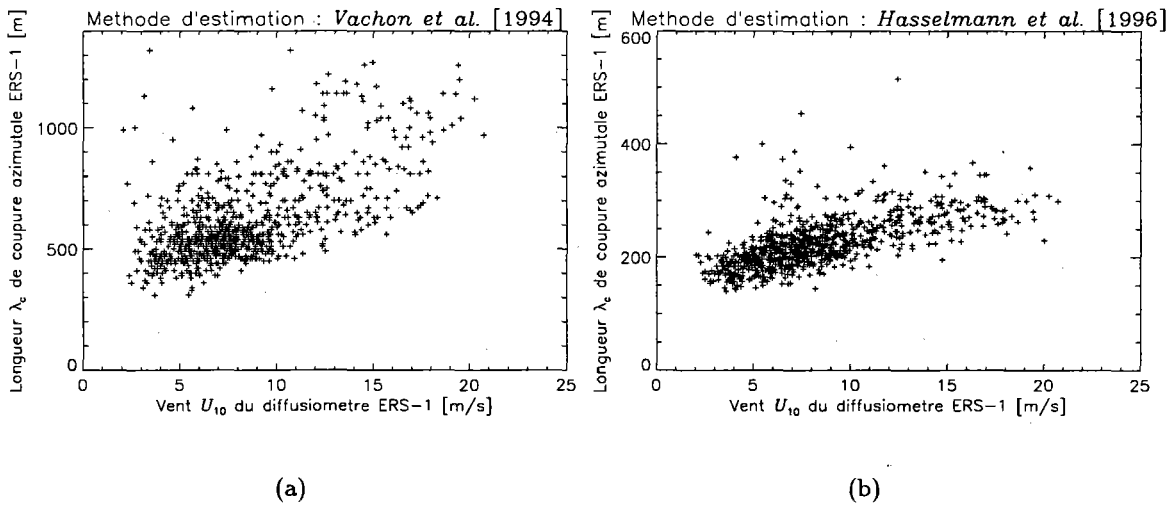


FIG. 4.9 - Longueur de coupure azimutale  $\lambda_c$  estimée (a) par la méthode de *Vachon et al.* [1994] et (b) par la méthode de *Hasselmann et al.* [1996] en fonction du vent déduit des mesures diffusiométriques co-localisées.

Comme notre technique, ces deux méthodes montrent une apparente dépendance linéaire entre la longueur de coupure azimutale et la vitesse du vent. Cependant les valeurs de  $\lambda_c$  sont assez différentes. De plus, on constate de fortes excursions de  $\lambda_c$ , tout particulièrement aux vents faibles. Les valeurs extrêmes observées sur ce jeu de données (2483 m par la méthode de *Vachon* et 2048 m par celle d'*Hasselmann*) ne sont pas représentées sur les deux figures. Si l'on observe attentivement, la figure 4.8 aux vents faibles, on remarque également une dispersion plus importante et de fortes valeurs de  $\lambda_c$ . Nous verrons plus tard le rôle prédominant joué, dans ce cas, par la houle. Toutefois, il apparaît clairement que notre estimation est beaucoup plus stable dans la gamme des vents faibles. Cela s'explique simplement par le fait que les deux autres méthodes proposées se concentrent étroitement autour de la densité spectrale des pics associés à la détection cohérente des grandes vagues. En d'autres termes, au lieu d'estimer la coupure spectrale relative au brouillage azimutal, elles privilégient plutôt la mesure de la bande passante spectrale associée à la détection cohérente, que l'on imagine pratiquement épargnée par le filtrage passe-bas.

#### 4.4.2 Exemple d'application de l'analyse conjointe de $\lambda_c$ et $\sigma^\circ$

Le comportement global du coefficient de rétrodiffusion, en fonction des paramètres propres à l'instrument (angle d'incidence, fréquence d'émission, polarisation) et du vecteur vent qui vient modifier la texture locale de la surface, a été largement étudié au chapitre 3. Ainsi a-t-on pu voir que le paramètre  $\sigma^\circ$  dépend de la densité spectrale de la longueur résonante, définie par l'équation (3.4), dans le cadre d'une rétrodiffusion dominée par la résonance de Bragg. En cela,  $\sigma^\circ$  dépend à la fois du module et de la direction du vent. La longueur de coupure azimutale, quant à elle, rend approximativement compte des mouvements verticaux sur la surface causés par des vagues plus longues

que les vaguelettes de Bragg.  $\lambda_c$  est donc indépendant de  $\sigma^\circ$ , puisque subordonnée à des échelles différentes. L'interprétation simultanée des deux facteurs doit donc permettre de mieux estimer le vecteur vitesse (module et direction). Un exemple d'étude combinée de la longueur de coupure azimutale  $\lambda_c$  et du coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$  est présenté à la figure 4.10. Il est extrait des données ROS de la campagne POLRAD'96 [Chapron et al. 1997]. La démarche de ce type d'analyse est la suivante :

1. la longueur de coupure azimutale  $\lambda_c$  est estimée à partir de la fonction d'auto-corrélation d'une image ROS (dans ce cas, une sous-image 256 x 256 de l'image ERS-1 PRI)
2. la vitesse du vent est alors déduite de  $\lambda_c$  à l'aide de la relation empirique de l'équation (4.20)
3. la direction du vent est ensuite estimée en comparant la sortie du modèle CMOD-IFREMER, utilisant en entrée la vitesse du vent précédemment calculée, à la valeur étalonnée du coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$ .

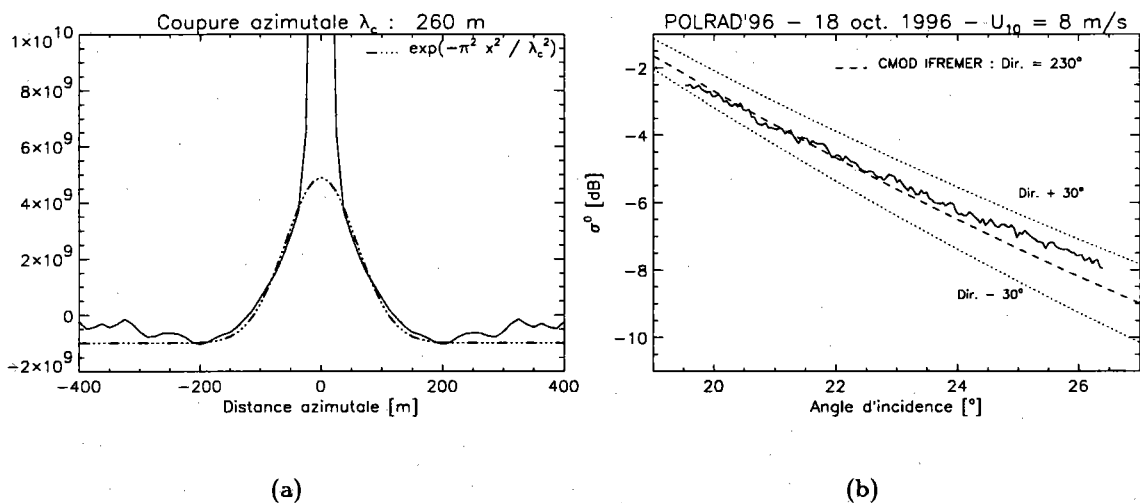


FIG. 4.10 - (a) Estimation de la vitesse du vent relié à la longueur de coupure azimutale à l'aide de l'équation (4.20). (b) Estimation de la direction du vent à partir du paramètre  $\sigma^\circ$  et du modèle CMOD-IFREMER utilisant en entrée la vitesse du vent déduite de l'estimation de  $\lambda_c$ .

Il s'agit naturellement d'un cas favorable, pour lequel l'application de l'équation (4.20) ne délivre pas une valeur trop biaisée de la vitesse du vent. Dans le cas contraire, l'erreur sur  $U_{10}$  se répercuterait inévitablement sur l'estimation de la direction du vent. L'analyse conjointe des deux paramètres prédit dans ce cas un vent de 8 m/s orienté au 230°, estimation relativement proche des mesures *in-situ* (Bateau : 10 m/s au 220°; Ouesant : 8 m/s au 270°). *Korsbakken* a montré la complémentarité de ces deux paramètres et la faisabilité d'une analyse conjointe dans de nombreux cas. Il reste évident que le biais, éventuellement introduit par la houle, demeure un obstacle majeur à l'utilisation

de la relation empirique (4.20) de l'algorithme de restitution du vecteur vent. Aussi, allons-nous maintenant nous intéresser de plus près aux diverses propriétés physiques et dépendances de la longueur de coupure azimutale, telle qu'estimée à l'aide de notre méthode. Nous verrons d'ailleurs que la comparaison entre les mesures de  $\lambda_c$  et  $\sigma^\circ$  est très précieuse dans les cas de limitation du développement de la mer de vent; ou les cas inverses de relaxation à la limite d'un front, par exemple.

## 4.5 Propriétés physiques de la coupure azimutale

Un des principaux objectifs de cette partie a été de démontrer que l'approximation quasi-linéaire définie par *Hasselmann et Hasselmann* [1991] ne semble pas suffisante pour reproduire la transformation spectrale ROS, principalement lorsque l'instrument est embarqué sur satellite (cas des forts R/V). Les deux faiblesses de cette approximation sont bien résumés par *Høgda et al.* [1993, Fig.1]. Tout d'abord, la coupure azimutale, calculée par intégration totale du spectre des vitesses orbitales, est plus importante que celle effectivement observée sur les spectres ROS [Vachon et al. 1994a, Zurk et Plant 1996, Kerbaol et al. 1997]. Ensuite, le niveau spectral de l'approximation quasi-linéaire est plus faible que celle de la transformation intégrale non-linéaire dans la mesure où les non-linéarités s'ajoutent au premier ordre (i.e. l'approximation quasi-linéaire) : ces mêmes non-linéarités tendant à élargir la coupure azimutale [Krogstad 1992]. Aussi avons-nous suggéré de réécrire la transformation spectrale sous une nouvelle forme, en se plaçant dans un modèle 2-échelles dont la limite n'est pas définie par la résolution du ROS [Tucker 1985, Hasselmann et al. 1985], mais fonction de la vitesse du vent :

$$P_S(k_a) = e^{-k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a S}(0)} \int_y e^{-i k_a y} G_L(y, k_a) dy - I_0^2 \delta(k_a) \quad (4.22)$$

où le bruit de *speckle* et la réponse impulsionnelle de l'instrument ont été délibérément écartés. La comparaison entre les mesures du ROS et celles du diffusiomètre ont permis de montrer que la longueur de coupure azimutale est bien reproduite en ne considérant que les déplacements azimutaux associés aux vagues courtes (Fig. 4.8). La décroissance de la fonction de corrélation des déplacements azimutaux  $\rho_{\xi_a \xi_a S}(0)$  de ces dernières est en effet telle qu'elles ne peuvent que contribuer au brouillage azimutal. Cette approche met donc en valeur le rôle fondamental de la fonction  $[\rho_{\xi_a \xi_a L}(0) - \rho_{\xi_a \xi_a L}(y)]$  dans la contribution des grandes vagues. Après l'étude spécifique de l'impact des grandes vagues dans l'estimation de la longueur de coupure azimutale, nous nous intéresserons à l'influence de la directivité, de l'âge des vagues ou encore le biais induit par les effets de relaxation des vagues (e.g. à la limite d'un front).

### 4.5.1 Contribution des grandes vagues à la coupure azimutale

Nous n'avons considéré, jusqu'à présent, que la contribution des vagues courtes de gravité à la coupure spectrale azimutale. Afin d'étudier maintenant le rôle des grandes vagues de longueur d'onde supérieure à  $\lambda_1$  (soit approximativement  $1/6^e$  de la longueur



d'onde principale de la mer de vent), il importe de faire la distinction entre :

- les vagues *intermédiaires*, plus longues que  $\lambda_1$  mais générées par le vent. Cela concerne donc les vagues de gravité comprises entre  $\lambda_1$  et au maximum 150 m (il est, en effet, peu probable d'observer une mer de vent plus longue ; cela supposerait un vent très fort soufflant pendant une très longue période).
- la houle. Il s'agit, dans ce cas, d'un vieil état de mer très organisé qui n'est pas généré par le vent local.

Ainsi la fonction d'auto-corrélation azimutale des déplacements associée aux grandes vagues  $\rho_{\xi_a \xi_a L}(y)$  peut-elle s'écrire de la façon suivante :

$$\rho_{\xi_a \xi_a L}(y) = \rho_{\xi_a \xi_a I}(y) + \rho_{\xi_a \xi_a H}(y) \quad (4.23)$$

où les indices  $I$  et  $H$  désignent respectivement les vagues intermédiaires et la houle. La contribution de chacune de ces échelles va être étudiée séparément. On montrera ainsi que l'influence sur la valeur estimée de la longueur de coupure  $\lambda_c$  dépend principalement de la vitesse du vent et de l'interaction de la transformation spectrale de ces longueurs d'onde avec la fonction d'atténuation associée au brouillage azimutal.

#### 4.5.1.1 Influence des vagues intermédiaires

Le domaine fréquentiel des vagues intermédiaires ne concerne que les nombres d'onde approximativement compris entre la coupure spectrale causée par le brouillage azimutal des petites vagues de gravités ( $k_a > 2\pi/150 \text{ rad.m}^{-1}$ ) et celles résolues par l'instrument. Dans ce cas, le terme exponentiel de la fonction  $G_L(y, k_a)$  est non nul seulement au voisinage de  $y = 0$ . Ainsi, peut-on simplifier ce terme sous la forme :

$$\begin{aligned} \exp \left[ -k_a^2 (\rho_{\xi_a \xi_a I}(0) - \rho_{\xi_a \xi_a I}(y)) \right] &\simeq \exp \left[ \frac{1}{2} k_a^2 \frac{\partial^2 \rho_{\xi_a \xi_a I}(0)}{\partial y^2} \cdot y^2 \right] \\ &\simeq \exp \left[ -\frac{1}{2} k_a^2 \sigma_{\xi'_I}^2 \cdot y^2 \right] \end{aligned} \quad (4.24)$$

Il vient alors, par transformation de Fourier :

$$TF \left\{ \exp \left[ -k_a^2 (\rho_{\xi_a \xi_a I}(0) - \rho_{\xi_a \xi_a I}(y)) \right] \right\} \simeq \frac{\sqrt{2\pi}}{|k_a| \sigma_{\xi'_I}} \exp \left( \frac{-1}{2 \sigma_{\xi'_I}^2} \right) \quad (4.25)$$

De cette dernière équation, on remarque que la contribution des vagues intermédiaires est telle que la coupure spectrale azimutale est maintenant proportionnelle à  $e^{-k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a I}(0) / |k_a|}$ . Cette atténuation supplémentaire devrait donc conduire à une augmentation de la longueur de coupure azimutale. Il faut cependant garder à l'esprit que cette forme d'atténuation n'est valide que dans le domaine des nombres d'onde  $k_a$  pour lesquels l'approximation de l'équation (4.24) est vérifiée : si  $\sigma_{\xi'_I}$  est faible (i.e. faible courbure en 0 de la fonction  $\rho_{\xi_a \xi_a I}(y)$ ), l'atténuation supplémentaire en  $|k_a|^{-1}$  sera applicable des grands nombres d'onde à des nombres d'onde plus faibles, si  $\sigma_{\xi'_I}$  est grand

( $\rho_{\xi_a \xi_a I}(y)$  anguleuse), l'atténuation en  $|k_a|^{-1}$  ne sera valable que pour les grands nombres d'onde. La variance de la dérivée azimutale des vitesses orbitales étant plus faible pour les systèmes de vagues se propageant dans la direction radiale plutôt que dans la direction azimutale (voir p. 74), l'atténuation en  $e^{-k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a S}(0)} / |k_a|$  s'appliquera donc sur un plus grand domaine de nombres d'onde azimutaux dans le cas d'une propagation radiale. Toutefois, il est vraisemblable que cela n'influe que de façon minimale sur l'estimation de  $\lambda_c$  dans la mesure où l'atténuation en  $|k_a|^{-1}$  n'est effective que dans un domaine spectral proche de la résolution radar.

#### 4.5.1.2 Influence de la houle

On désignera, par le terme Houle, tout état de mer non-local de longueur d'onde au moins supérieure à 200 m. Ces systèmes, très directifs, c'est-à-dire présentant une fonction de répartition angulaire s'atténuant rapidement, se sont généralement propagés, en vieillissant, sur de longues distances. Si on simplifie la houle à l'extrême en une onde sinusoïdale d'amplitude  $A$  et de fréquence  $\omega_0$ , on vérifie aisément que la variance des déplacements azimutaux associés est très faible par rapport à la variance totale des déplacements, et contribue très peu à la longueur de coupure azimutale  $\lambda_c$ :

$$\rho_{\xi_a \xi_a H}(0) = \left(\frac{R}{V}\right)^2 \frac{A^2 \omega_0^2}{8} \ll \rho_{\xi_a \xi_a S}(0) \quad (4.26)$$

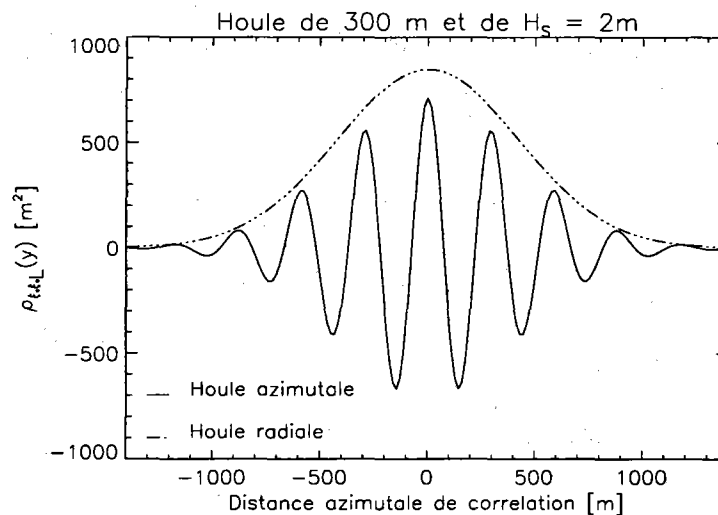


FIG. 4.11 - Simulation de la fonction  $\rho_{\xi_a \xi_a L}(y)$  d'une houle [Glazman et al. 1996] de 200 m et de hauteur significative de 2 m dans les cas d'une propagation radiale et azimutale.

La figure 4.11 présente la fonction  $\rho_{\xi_a \xi_a H}(y)$  d'une houle de 300 mètres et de hauteur significative 2 m (soit  $A = 1.41$  m). A titre de comparaison, la hauteur significative d'une houle de 300 m doit être égale à environ 3 m pour atteindre  $\rho_{\xi_a \xi_a S}(0)$  à un vent de 10 m/s et 5-6 m à 20 m/s, cas marginaux si l'on se souvient que la hauteur significative moyenne de la houle sur le globe est d'environ 2 m. On considérera donc par la suite que, dans le domaine spectral préservé par la réponse impulsionnelle de l'instrument, l'approximation

$e^{-k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a H}(0)} \simeq 1$  est vérifiée. Si l'on s'intéresse maintenant à l'information spectrale ROS dans le domaine de la détection cohérente ( $k_a < 2\pi/200$ ), on peut alors faire l'hypothèse que  $k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a H}(y) \ll 1$ . Il est donc possible de linéariser le terme exponentiel de la fonction  $G_H(y, k_a)$ , de telle sorte que :

$$e^{k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a H}(y)} = 1 + k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a H}(y) + O((k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a H}(y))^2) \quad (4.27)$$

Cela revient à considérer la transformation spectrale  $P_{SH}(k_a)$  de la houle seule comme linéaire, telle que :

$$\begin{aligned} P_{SH}(k_a) &= \int_y e^{-i k_a y} G_H(y, k_a) dy - I_0^2 \delta(k_a) \\ &\simeq \frac{1}{2} \left( |T_{Lin}|^2(k_a) S_H(k_a) + |T_{Lin}(-k_a)|^2 S_H(-k_a) \right) \end{aligned} \quad (4.28)$$

où  $T_{Lin}$  représente la forme linéaire de la transformation définie par l'équation (2.31) et  $S_H$  désigne le spectre de la houle.

Il ressort de cette étude que l'on peut approcher la transformation spectrale ROS par une transformation de type quasi-linéaire où la fonction d'atténuation spectrale azimuthale est essentiellement définie par la variance des déplacements azimuthaux des petites vagues, intégrées approximativement jusqu'à  $1/6^\circ$  de la longueur d'onde générée par le vent (i.e. toutes les vagues si rapidement décorréliées qu'elles ne peuvent, en aucun cas, participer à la détection cohérente). Cela implique le comportement suivant pour la longueur de coupure azimuthale  $\lambda_c$  estimée directement à partir des images ROS :

1.  $\lambda_c$  résulte de la convolution dans le domaine spatial entre  $e^{k_a^2 \rho_{\xi_a \xi_a S}(y)}$  et la fonction d'auto-corrélation azimuthale associée à la détection des grandes vagues qui ne peut que contribuer à accroître la valeur de  $\lambda_c$  comme le montre la figure 4.8 (p. 124), sur laquelle la quasi-totalité des points se situent au-dessus de la courbe pleine.
2. Corollairement, la longueur de coupure azimuthale ne peut être détectée en l'absence de modulation cohérente (non-existence de houle), même s'il existe réellement un brouillage azimuthal généré par les plus petites vagues de gravité.
3. A *vent faible*, la coupure spectrale azimuthale causée par les petites vagues étant vraisemblablement négligeable, la fréquence de coupure azimuthale effectivement mesurée est essentiellement dominée par la bande spectrale de la modulation associée à la détection cohérente de la houle. Cela explique les fortes valeurs de longueurs de coupure obtenues, dans cette gamme de vents, par la méthode de *Vachon et al.* [1994] (Fig. 4.9(a), p. 126) et *Hasselmann et al.* [1996] (Fig. 4.9(b), p. 126). On observe également, sur la figure 4.12 une plus grande dispersion des valeurs de  $\lambda_c$  pour des vents inférieurs à 5 m/s.
4. La présence des vagues intermédiaires tend à augmenter la valeur de  $\lambda_c$  par une atténuation supplémentaire en  $|k_a|^{-1}$ . Cette atténuation s'applique sur un domaine

spectral plus grand pour les vents de direction radiale que pour ceux de direction azimutale. Cependant, elle n'est effective que dans un domaine proche de la résolution de l'instrument et n'agit probablement que de façon marginale.

5. L'analyse fine de la longueur de séparation  $\lambda_1$  entre les petites et les grandes vagues (Fig. 4.3, p. 118), montre que  $\lambda_1$  est systématiquement plus grand pour les mers de vent de direction radiale que pour celles de direction azimutale (bien que, par simplicité, nous ayons choisi une limite commune égale à  $1/6^e$  de la longueur d'onde principale générée par le vent). Dans le premier cas  $\lambda_1$  dépend de la longueur des crêtes (i.e. largeur azimutale de la fonction de répartition angulaire), dans le second cas cela dépend de la représentation spectrale en  $k_a^{-\alpha}$ . Ainsi, peut-on conclure que la longueur de coupure azimutale  $\lambda_c$  sera systématiquement plus grande pour les vents de direction radiale en raison du plus grand domaine d'intégration des vitesses orbitales des petites vagues de gravité. Cela explique donc la position relative des vents de direction radiale (\*), situés en moyenne au-dessus des vents de direction azimutale ( $\square$ ) (Fig. 4.12). Cette différence de la valeur de  $\lambda_1$ , fonction de la rapidité de la décorrélation azimutale de la fonction  $[\rho_{\xi_a \xi_a S}(0) - \rho_{\xi_a \xi_a S}(y)]$ , confère à la longueur de coupure azimutale un effet de directivité que nous allons étudier maintenant.

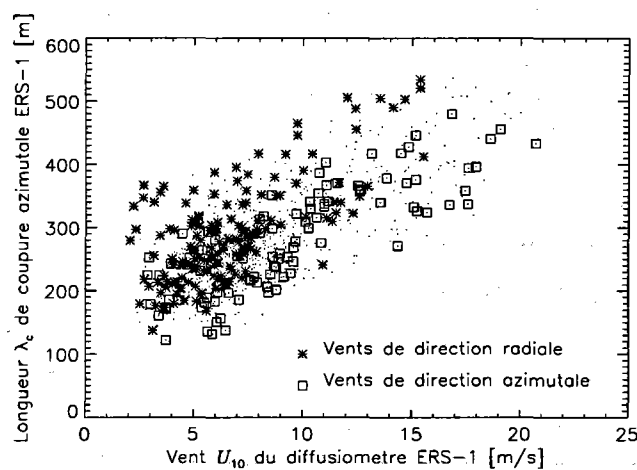


FIG. 4.12 - Longueur de coupure azimutale  $\lambda_c$  estimée à partir de la FAC azimutale des imagettes ERS-1 en fonction du vent déduit des mesures diffusiométriques co-localisées. Les vents de direction radiale sont représentés par (\*) et les vents de direction azimutale par ( $\square$ ).

#### 4.5.2 Impact de la directivité

Au paragraphe 4.2.3, nous avons introduit succinctement le fait que la variance des déplacements azimutaux est pratiquement proportionnelle à la variance de la composante verticale des vitesses orbitales. Nous allons démontrer, maintenant, la validité de cette assertion. Supposons que le spectre bi-dimensionnel  $S(k, \phi)$  puisse s'écrire sous la forme suivante :

$$S(k, \phi) = \frac{1}{k} \Psi(k) \frac{1}{2\pi} \{1 + \Delta(k) \cos[2(\phi - \phi_0)]\} \quad (4.29)$$

où  $\Psi(k)$  désigne le spectre omni-directionnel,  $\Delta(k)$  le coefficient de Fourier du deuxième ordre en cosinus, et  $\phi_0$  l'angle de propagation par rapport à l'axe radial. A l'aide des équations (4.9) et (2.11),  $\rho_{\xi_a \xi_a S}(y)$  devient :

$$\rho_{\xi_a \xi_a S}(0) = \left(\frac{R}{V}\right)^2 \int_{k_1}^{\infty} \omega^2 \Psi(k) \left( \cos^2 \theta + \frac{\sin^2 \theta}{2} + \Delta(k) \frac{\sin^2 \theta}{4} \cos 2\phi_0 \right) dk \quad (4.30)$$

Dans le cas des images ROS des satellites ERS-1 et ERS-2, l'angle d'incidence est approximativement compris entre  $20^\circ$  et  $26^\circ$ , ainsi le terme  $\cos^2 \theta + \frac{1}{2} \sin^2 \theta$  est-il au moins supérieur à 0.92. De plus, étant donné que la valeur absolue de  $\Delta(k)$  est bornée par 1, le rapport entre les valeurs estimées de  $\lambda_c$  pour les cas de vents de direction radiale et ceux de direction azimuthale est le suivant :

$$r = \sqrt{\left(\cos^2 \theta + \frac{3}{4} \sin^2 \theta\right) / \left(\cos^2 \theta + \frac{1}{4} \sin^2 \theta\right)} = 1 + \varepsilon \quad (4.31)$$

où  $\varepsilon$  n'excède pas 5%. La variance de la composante radiale des vitesses orbitales peut donc être raisonnablement approchée, dans cette gamme d'angles d'incidence, par la variance des composantes verticales des vitesses. Dans une configuration plus oblique, telle que certains modes d'acquisition du satellite canadien RADARSAT ou de la future mission européenne ENVISAT, cette approximation n'est plus valable. A titre d'exemple, la différence entre la direction radiale et azimuthale sur le paramètre  $\lambda_c$  est de 20% pour une incidence de  $45^\circ$ .

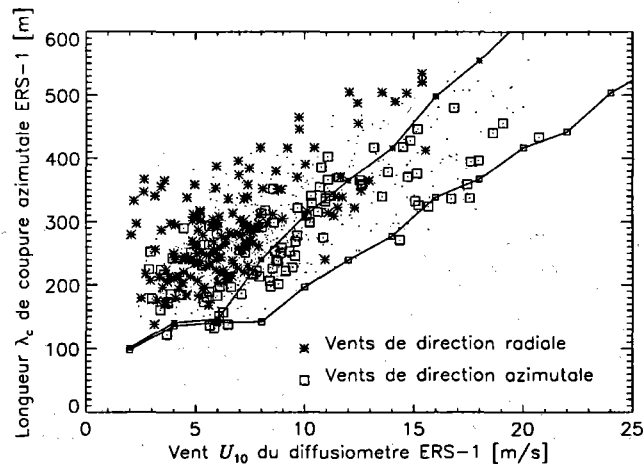


FIG. 4.13 - Longueur de coupure azimuthale  $\lambda_c$  estimée à partir de la FAC azimuthale des imagerie ERS-1 en fonction du vent déduit des mesures diffusiométriques co-localisées. Les vents de direction radiale sont représentés par (\*) et les vents de direction azimuthale par (□). Les courbes pleines représentent les valeurs de  $\lambda_c$  donnée par l'équation (4.17) ( $\Lambda_{azres} = 48m$ ) et la limite d'intégration  $\lambda_1$  de  $\rho_{\xi_a \xi_a S}(0)$  est définie dans le cas radial (\*) et azimuthal (□) par la figure 4.3 (p. 118).

Mais si la fonction de transfert de modulation associée au phénomène d'accumulation par les vitesses orbitales ne permet pas de discerner, au premier ordre, un effet de directivité pour des incidences d'environ  $20^\circ$ , nous avons vu, d'après la remarque (5) du paragraphe précédent (p. 131), que l'impact de cette directivité existe bel et bien dans les faits en raison de la différence de la limite d'intégration  $\lambda_1$  des vagues courtes de gravité selon la direction de propagation. Si on simule à nouveau la valeur de  $\lambda_c$  donnée par l'équation (4.17) en utilisant, cette fois, les valeurs de  $\lambda_1$  de la figure 4.3, au lieu simplement du  $1/6^e$  de la longueur d'onde principale de la mer de vent, on observe que cet effet de directivité est bien mieux reproduit (Fig. 4.13).

### 4.5.3 Dépendance de l'âge des vagues

La caractéristique essentielle de la longueur de coupure azimutale est d'être, avant tout, un paramètre cinématique qui rend compte des mouvements verticaux sur la surface, principalement associés aux vitesses orbitales. En cela,  $\lambda_c$  est un paramètre qui dépend fortement du spectre des vagues de gravité comprises entre 1 et 50-100 m. Or cette partie du spectre, qui varie avec le vent, est également fortement dépendante de l'état de développement de la surface de la mer. La variance des vitesses orbitales observée sur une mer jeune sera plus faible que pour une mer pleinement développée. Cette diminution des mouvements verticaux sur la surface se répercute alors sur la longueur de coupure azimutale [Kerbaol et al. 1996]. Mais la limitation de l'âge des vagues ne diminue pas seulement l'énergie des vagues de gravité sur la surface, elle modifie également la limite d'intégration  $k_1$  entre les petites et les grandes vagues. Dans ce cas, la longueur de coupure azimutale exclusivement associée au brouillage azimutal causé par les petites vagues devient d'après (4.17) :

$$\lambda_c(\Omega) = 2\pi \sqrt{\left(\frac{R}{V}\right)^2 \int_{k_1(\Omega)}^{\infty} \omega^2 S(k, \Omega) dk + \left(\frac{\Lambda_{azres}}{2\pi}\right)^2} \quad (4.32)$$

où  $\Omega$  est un facteur qui caractérise l'âge des vagues [Elfouhaily et al. 1997] défini par :

$$\Omega = 0.84 \tanh \left[ \left( \frac{\mathcal{K} x}{2.2 \cdot 10^4} \right)^{0.4} \right]^{-0.75} \quad (4.33)$$

et  $x$  et  $\mathcal{K}$  désignent respectivement la longueur de fetch en mètres et le nombre d'onde  $g/U_{10}^2$ . La valeur du paramètre  $\Omega$  est typiquement 0.84-1 pour une mer pleinement développée et augmente pour une mer plus jeune. La figure 4.14(a) présente le résultat de la détermination de  $\lambda_1(\Omega)$  dans le cas d'une surface de mer limitée par un fetch de 200 km. Une fois de plus, on observe que cette longueur de séparation est différente selon la direction du vent. L'approximation de cette limite par  $1/6^e$  de la longueur d'onde principale générée par le vent ( $k_{pic} = \Omega^2 \mathcal{K}$  [Elfouhaily et al. 1997]) reste vraie pour les mers de vent azimutales comme le montre la courbe (tirets-points).

De la détermination de  $k_1(\Omega)$ , que l'on approchera par  $1/6^e$  de la longueur principale générée par le vent, il est ensuite possible d'estimer la longueur de coupure associée aux petites vagues de gravité (courbe trait-point de la figure 4.14(b)). Une étude globale

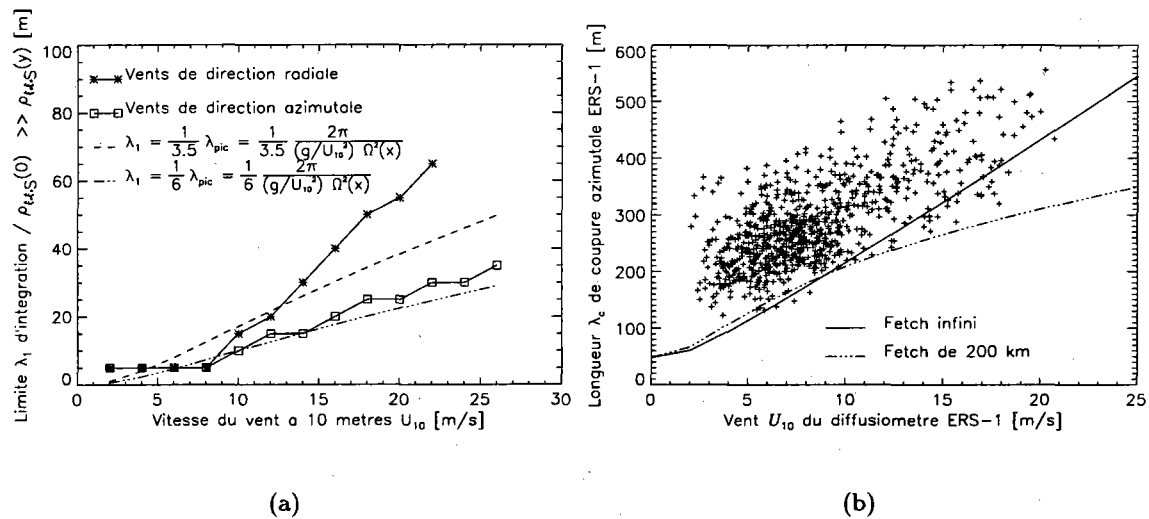


FIG. 4.14 - (a) Evaluation de la limite d'intégration  $\lambda_1(\Omega)$ , pour une longueur de fetch de 200 km, en fonction du vent  $U_{10}$  de direction (\*) radiale et (□) azimuthale. La courbe (tirets) représente la longueur d'onde 3.5 fois inférieure à  $\lambda_{pic}$  (longueur d'onde principale de la mer de vent). La courbe (tirets-points) représentent l'évolution du  $1/6^e$  de  $\lambda_{pic}$ . (b) Longueur de coupure azimuthale  $\lambda_c$  estimée à partir de la FAC azimuthale des imagettes ERS-1 en fonction du vent déduit des mesures diffusiométriques co-localisées. La valeur de  $\lambda_c$  pour une mer pleinement développée est donnée par la courbe pleine et la courbe (trait-point) caractérise un fetch de 200 km.

du fetch révèle une distance moyenne de 200 km sur la surface du globe [Tournadre et Blanquet 1994]. Cette distance paraît sous-estimée sur notre figure. Il faut toutefois rappeler que notre estimation est étroitement liée au choix du modèle spectral dépendant du fetch de la surface de la mer (de type JONSWAP [Elfouhaily et al. 1997]), mais également de l'estimation du vent par le diffusiomètre.

A titre d'exemple, la figure 4.15(a) présente le cas intéressant d'une surface de mer très peu développée. Le vent local, estimé, par le diffusiomètre, est de 15 m/s dans une direction située environ à  $20^\circ$  de l'axe azimuthal (4.15(c)). Le spectre WAM co-localisé montre que la longueur principale générée par la mer de vent et de 64 m (4.15(b)), ce qui correspond à un fetch de 70 km pour un tel vent. Ainsi, la longueur de coupure azimuthale estimée est-elle beaucoup plus faible que celle que l'on obtiendrait pour une mer pleinement développée(4.15(d)). Enfin, l'absence de système de houle contribue également à expliquer cette très faible longueur de coupure azimuthale. L'analyse simultanée du coefficient  $\sigma^\circ$  et de la longueur de coupure azimuthale montre de manière évidente de quelle façon la limitation du développement de la surface se traduit par un filtrage passe-haut du spectre de la mer. En effet, le coefficient de rétrodiffusion est principalement régi par le niveau spectral des vaguelettes de Bragg tandis que l'atténuation de l'énergie des vagues de gravité conduit à une saturation de la longueur de coupure azimuthale.

On comprend alors aisément, sur ce simple exemple, que l'utilisation de la relation empirique (4.20) de l'algorithme de restitution de la vitesse du vent fondée sur la valeur estimée de la longueur de coupure azimuthale se traduira par une sous-estimation du

module de la vitesse du vent. Dans certains cas, il reste possible de retrouver la vitesse du vent en comparant la valeur de  $\lambda_c$  à une valeur théorique calculée à partir du modèle spectral de la mer de vent dépendant de l'âge des vagues ou de la longueur de fetch. Ce type d'application est réalisable en zone côtière. En effet, lorsque le vent souffle de la côte, la distance de fetch peut être estimée par la distance, dans la direction du vent, du point d'observation à la côte [Kerbaol et al. 1996].

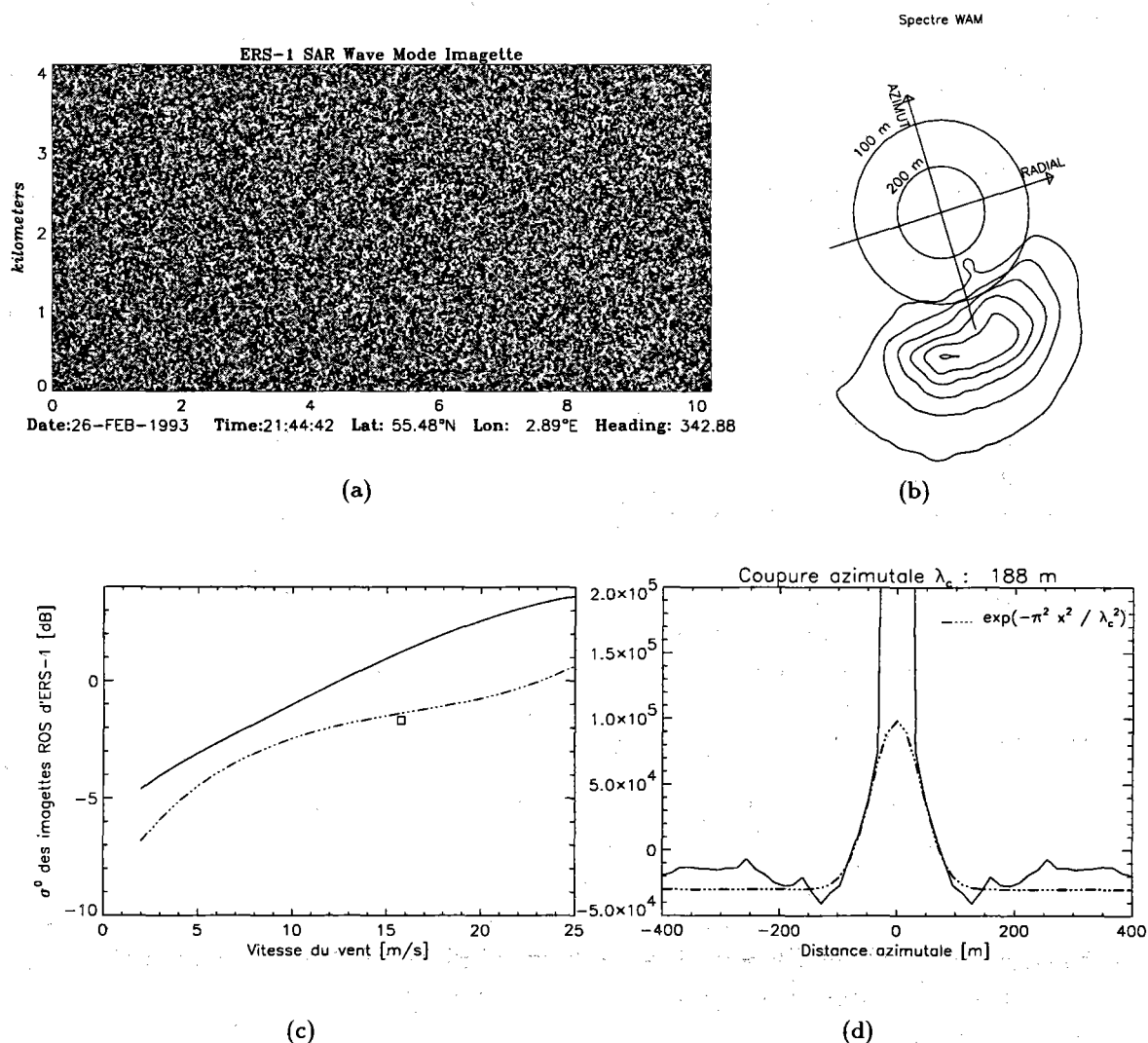


FIG. 4.15 - (a) Imagerie ROS ERS-1 présentant le cas d'une surface de mer très peu développée. (b) Spectre WAM co-localisé dans la configuration du ROS. (c) Coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^0$  dans le modèle CMOD-IFREMER. (d) Estimation de la longueur de coupure azimuthale  $\lambda_c$  par la fonction d'auto-corrélation de l'image.

#### 4.5.4 Biais lié à la relaxation des vagues

Le phénomène de relaxation est intéressant en ce sens que, contrairement aux effets de limitation du développement par le fetch, il se traduit dans le domaine spectral par



un filtrage passe-bas du spectre de la mer [Chapron et al. 1994], comme nous allons le caractériser. Les régions frontales en sont traditionnellement la source. Elles sont facilement identifiables sur des images ROS et se caractérisent généralement par une zone de fort gradient et un contraste important de l'intensité. Elles peuvent être associées à des phénomènes océanographiques ou atmosphériques. La figure 4.16 montre un exemple de ce type de phénomène.

A environ 50 km du bord de la fauchée, il apparaît, le long du profil radial, une diminution du coefficient de rétrodiffusion causée par l'atténuation des vaguelettes de Bragg. En revanche les mouvements sur la surface, perceptibles par effet Doppler, impliquent de plus grandes échelles dont le temps de réponse est plus important. Ainsi remarque-t-on, à la même distance, que la longueur de coupure ne souffre d'aucune modification significative. On relèvera que la forte excursion de  $\lambda_c$  aux environs de 85 km de la fauchée proche est totalement artificielle. Elle est, en effet, due à l'inhomogénéité locale de l'image, zone sur laquelle la fonction d'auto-corrélation n'est pas représentative de la modulation azimuthale.

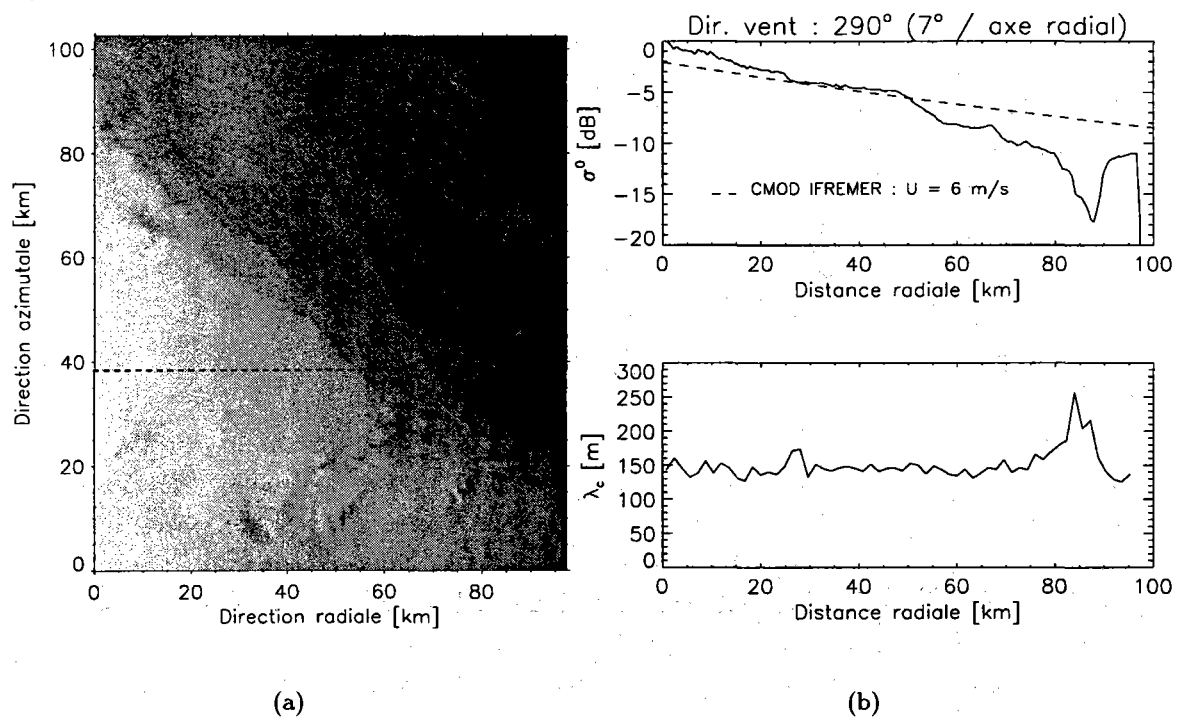


FIG. 4.16 - (a) Image ROS Précision acquise le 16 octobre 1993 au large des Açores ( $24^{\circ} 36' W$ ,  $30^{\circ} 27'$ ). Le profil radial d'étude est représenté sur l'image par une droite (traits). (b) Profils radiaux du coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^0$  et de la longueur de coupure  $\lambda_c$ .

De cette différence de relaxation entre les diverses échelles sur la surface résultera donc une estimation biaisée de la vitesse du vent lors de l'utilisation de l'algorithme de restitution du vent fondée sur la relation empirique (4.20).

## 4.6 Conclusion

L'impact des déplacements azimutaux, dans les cas de grande agitation sur la surface, est un obstacle important tant du point de vue de l'interprétation visuelle des images ROS que de celui de la mise en place d'algorithmes opérationnels fiables de restitution du spectre de la mer à partir d'un spectre ROS. La théorie d'*Hasselmann et Hasselmann*, décrivant la transformation spectrale intégrale non-linéaire représente, certes, une avancée considérable dans ce domaine mais les algorithmes traditionnels reposent généralement sur l'approximation quasi-linéaire de cette transformation, plus souple à manipuler et à mettre en œuvre. Or plusieurs travaux ont montré que le filtrage passe-bas régi par la variance totale des vitesses orbitales sur la surface, ainsi que le suppose cette approximation, tend à prédire une coupure spectrale azimutale beaucoup plus sévère que celle observée. Il est donc nécessaire de définir précisément le domaine des longueurs d'onde sur la surface qui contribuent effectivement au brouillage azimutal.

A l'instar de *Tucker* [1985], *Hasselmann et al.* [1985], nous avons montré qu'un modèle 2-échelles, définissant des longueurs d'ondes qui ne participent qu'au brouillage azimutal et d'autres, plus longues, qui contribuent activement à la détection cohérente, permet de mieux expliquer le comportement observé de la longueur de coupure azimutale. A la différence des deux premiers auteurs qui suggéraient de définir la séparation entre ces deux échelles par la résolution fixe de l'instrument, nous avons proposé que cette limite soit une fonction du vent. Nos simulations ont montré, en particulier, que les vagues de longueur approximativement inférieure au  $1/6^e$  de la longueur d'onde principale générée par le vent, sont si rapidement décorrélées qu'elles ne peuvent, en aucun cas, être détectées de manière cohérente. Le choix de cette limite et de la dépendance de la longueur de coupure  $\lambda_c$  sur les petites vagues de gravité, assure ainsi de façon théorique, une croissance linéaire de  $\lambda_c$ , sans saturation brusque, tout en limitant la pente de cette croissance.

Avant de démontrer que le choix de notre longueur de séparation  $\lambda_1$  reproduit correctement l'évolution de  $\lambda_c$  avec le vent, nous avons décrit notre méthode d'estimation de la longueur de coupure azimutale fondée sur l'utilisation de la fonction d'auto-corrélation azimutale de l'image. Il apparaît ainsi que la longueur de corrélation associée à la résolution nominale de l'instrument peut contribuer à biaiser l'estimation de  $\lambda_c$  aux vents faibles. Cet obstacle peut être surmonté par l'utilisation de la fonction d'inter-corrélation entre vues indépendantes (cas des futurs produits d'ENVISAT) afin de supprimer la rétrodiffusion non-cohérente du signal. Rappelons, tout de même que le pic de corrélation du bruit de *speckle* permet d'estimer le paramètre  $\rho_{II}(0)$  censé contenir une information concernant la pente radiale moyenne des vagues sur la surface. De plus, en décrivant d'autres méthodes d'estimation [Vachon et al. 1994a, Hasselmann et al. 1996], il ressort que celles-ci privilégient davantage, particulièrement aux vents faibles, l'estimation de la bande spectrale occupée par la détection cohérente de la houle que la coupure azimutale exclusivement dominée par le brouillage azimutal.

Comme lors de la procédure d'étalonnage des images ROS ERS-1 en mode Vague, une comparaisons systématique entre les images ROS et les mesures co-localisées du

diffusiomètre a été effectuée afin de visualiser le comportement statistique de la longueur de coupure azimutale. La croissance linéaire de  $\lambda_c$  avec le vent, qui ressort de cette comparaison, et la stabilité en moyenne de cette relation incitent naturellement à développer un algorithme empirique de restitution de la vitesse du vent fondé sur l'estimation de la longueur de coupure azimutale par notre méthode (en accordant trop d'importance à la modulation azimutale par les grandes vagues, les deux autres techniques d'estimation, précédemment décrites, ne soulignent pas suffisamment cette relation linéaire). Il est surtout important de noter que la longueur de coupure théorique, issue de notre modèle 2-échelles et définie par la variance de petites vagues de gravité de longueur inférieure à une fraction de la longueur d'onde principale de la mer de vent (environ  $1/6^e$  pour les mers de vent azimutales et  $1/3.5^e$  pour les mers de vent radiales), semble désormais reproduire correctement la variation observée de  $\lambda_c$  avec le vent.

Une forme nouvelle de l'approximation quasi-linéaire a donc été proposée dans laquelle le filtrage passe-bas azimutal est désormais régi par la variance de la composante verticale des vitesses orbitales des petites vagues inférieures à une fraction de la longueur d'onde maximale de la mer de vent. Il découle de cette approximation que la détection cohérente de la houle conduira inévitablement à augmenter la longueur de coupure azimutale. Sa contribution agit, en effet, comme une convolution entre la fonction d'auto-corrélation associée au brouillage azimutal et celle associée à la modulation azimutale de la houle. On observe alors deux régimes distincts. Par vents faibles, l'étalement de FAC azimutale des déplacements de la houle domine généralement la longueur de coupure azimutale associée au brouillage par les petites vagues :  $\lambda_c$  dépend donc fortement de la houle et peut prendre de fortes valeurs. Lorsque le vent augmente,  $\lambda_c$  est étroitement liée à la présence des petites vagues de la mer de vent : la différence de longueur de séparation  $\lambda_1$  entre petites et grandes échelles selon la direction de propagation des vagues entraîne un effet de directivité.

Enfin, certains travaux ont démontré l'opportunité d'analyser conjointement la longueur de coupure azimutale et le coefficient de rétrodiffusion, deux paramètres subordonnés à l'existence d'échelles différentes sur la surface, que l'on peut supposer indépendantes. Dans les cas de figures les plus *statistiquement* probables sur le globe (vents moyens, houle de  $H_s$  d'environ 2 m), l'application de notre relation empirique entre  $\lambda_c$  et le vent est tout à fait appropriée. Ainsi devient-il possible d'estimer la direction du vent en combinant le module, estimé par l'intermédiaire de la coupure azimutale, à l'analyse de la valeur du  $\sigma^\circ$ . Dans le pire des cas, l'étude simultanée des deux paramètres peut mettre en évidence des cas de limitation du développement de la mer ( $\sigma^\circ$  fort,  $\lambda_c$  faible) ou la signature d'un front ( $\sigma^\circ$  faible,  $\lambda_c$  fort).

## Références

- [Alpers et Brüning 1986] ALPERS W.R. et BRÜNING C. – On the relative importance of motion-related contributions to the SAR imaging mechanism of ocean surface waves. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. GE-24, n° 6, novembre 1986, pp. 873–885.
- [Alpers et Ruffenach 1979] ALPERS W.R. et RUFFENACH C.L. – The effect of orbital motions on synthetic aperture radar imagery of ocean waves. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-27, n° 5, septembre 1979, pp. 685–690.
- [Apel 1994] APEL J.R. – An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effect on radar backscatter. *J. Geophys. Res.*, vol. 99, n° C8, 1994, pp. 16269–16291.
- [Beal et al. 1983] BEAL R.C., TILLEY D.G. et MONALDO F.M. – Large and small-scale spatial evolution of digitally processed ocean wave spectra from Seasat synthetic aperture radar. *J. Geophys. Res.*, vol. 88, n° C3, 1983, pp. 1761–1778.
- [Bentamy et al. 1994] BENTAMY A., QUILFEN Y., QUEFFEULOU P. et CAVANIÉ A. – *Calibration of the ERS-1 scatterometer C-Band model*. – Rapport technique n° DRO-OS/OS-94-01, Inst. Fr. de Rech. pour l'Exploit. de la Mer, Brest, France, 1994.
- [Brillinger 1993] BRILLINGER D.R. – Distributions of particle displacements via higher-order moment functions. *IEE Proc.-F*, vol. 140, n° 6, décembre 1993, pp. 390–394.
- [Brown 1990] BROWN G.S. – Quasi-specular scattering from the air-sea interface. *Surface waves and fluxes*, éd. par GEERNAERT et PLANT, pp. 1–40. – Kluwer Academic Publishers, 1990.
- [Brüning et al. 1990] BRÜNING C., ALPERS W. et HASSELMANN K. – Monte-Carlo simulations studies of the non-linear imaging of a two-dimensional surface wave field by a synthetic aperture radar. *Int. J. Remote Sens.*, vol. 11, n° 10, 1990, pp. 1695–1727.
- [Chapron et al. 1994] CHAPRON B., VANDEMARK D. et JACKSON F.C. – Airborne measurements of the ocean's Ku-band radar cross-section at low incidence angle. *Atmos. Ocean*, vol. 32, n° 1, mars 1994, pp. 179–193.
- [Chapron et al. 1997] CHAPRON B., KERBAOL V. et VANDEMARK. – A note on relationships between sea surface roughness and microwave polarimetric backscatter measurements: Results from POLRAD'96. *POLRAD'96 Experiment*. – Eur. Space Agency - Eur. Space Res. Technol. Centre, Noordwijk, The Netherlands, avril 1997.

- [Cox et Munk 1956] COX C.S. et MUNK W.H. – *Slopes of the sea surface deduced from photographs of sun glitter*, pp. 401–488. – University of California Press Berkeley and Los Angeles, 1956.
- [Elfouhaily et al. 1997] ELFOUHAILY T., CHAPRON B., KATSAROS K. et VANDEMARK D. – A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. *J. Geophys. Res.*, vol. 102, n° C7, juillet 1997, pp. 15,781–15,796.
- [Forget et al. 1996] FORGET P., ROUSSEAU S., CAUNEAU F., CHAPRON B., KERBAOL V., CUQ F., BONNAFOUX G., BLÉRARD C., GARELLO R., GRASSIN S., BONICEL D. et HAJJI H. – *Expérimentation Radar GLOBESAR-93 en Baie d’Audierne*. – Rapport technique, Laboratoire de Sondages Electromagnétiques de l’Environnement Terrestre - Univ. de Toulon et du Var, décembre 1996. Contrat 94/CNES/0380.
- [Glazman et al. 1996] GLAZMAN R.E., FABRIKANT A. et SROKOSZ M.A. – Numerical analysis of the sea state bias for satellite altimetry. *J. Geophys. Res.*, vol. 101, n° C2, février 1996, pp. 3789–3799.
- [Hasselmann et al. 1985] HASSELMANN K., RANEY R.K., PLANT W.J., ALPERS W., SHUCHMAN R.A., LYZENGA D.R., RUFENACH C.L. et TUCKER M.J. – Theory of synthetic aperture radar ocean imaging: a MARSSEN view. *J. Geophys. Res.*, vol. 90, n° C3, 1985, pp. 4659–4686.
- [Hasselmann et al. 1988] HASSELMANN S., HASSELMANN K., BAUER E., BERTOTTI L., CARDONE C.V., EWING J.A., GREENWOOD J.A., GUILLAUME A., JANSSEN P., KOMEN G.J., LIONELLO P., REISTAD M. et ZAMBRESKY L. – The WAM model - a third generation ocean wave prediction model. *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 18, n° 12, 1988, pp. 1775–1810.
- [Hasselmann et al. 1996] HASSELMANN S., BRÜNING C., HASSELMANN K. et HEIMBACH P. – An improved algorithm for the retrieval of ocean wave spectra from synthetic aperture radar image spectra. *J. Geophys. Res.*, vol. 101, juillet 1996, pp. 16,615–16,629.
- [Hasselmann et Hasselmann 1991] HASSELMANN K. et HASSELMANN S. – On the nonlinear mapping of an ocean wave spectrum into a synthetic aperture radar image spectrum and its inversion. *J. Geophys. Res.*, vol. 96, n° C6, juin 1991, pp. 10713–10729.
- [Heimbach et al. 1997] HEIMBACH P., HASSELMANN S. et HASSELMANN K. – Statistical analysis and intercomparison with wam model data of three years of global ERS-1 SAR wave mode spectral retrievals. *J. Geophys. Res.*, 1997. – submitted.
- [Høgda et al. 1993] HØGDA K.A., JACOBSEN S., KROGSTAD H.E., et ENGEN G. – Azimuth smearing in ocean-synthetic aperture radar spectra: A study of Hasselmann’s closed-form transformation based on norwegian continental shelf experiment 1988 synthetic aperture radar. *Radio Sci.*, vol. 28, n° 4, 1993, pp. 501–512.

- [Jackson et Peng 1985] JACKSON F.C. et PENG C.Y. – Comment on "Imaging radar observations of directional properties of ocean waves" by W. McLeish and D.B. Ross. *J. Geophys. Res.*, vol. 90, n° C4, juillet 1985, pp. 7367–7370.
- [Johnsen et al. 1991] JOHNSEN H., HØGDA K.A., GUNERIUSSEN T., et PEDERSEN J.P. – Azimuth smearing in synthetic aperture radar ocean image spectra from the norwegian continental shelf experiment of 1988. *J. Geophys. Res.*, vol. 96, n° C6, 1991, pp. 10443–10452.
- [Kahma 1981] KAHMA K. – A study of the growth of the wave spectrum with fetch. *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 11, n° 11, 1981, pp. 1503–1515.
- [Kanevsky 1993] KANEVSKY M.B. – On the theory of SAR ocean wave imaging. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. 31, n° 5, septembre 1993, pp. 1031–1035.
- [Kerbaol et al. 1996] KERBAOL V., CHAPRON B., ELFOUHAILY T. et GARELLO R. – Fetch and wind dependence of SAR azimuth cutoff and higher order statistics in a mistral wind case. *IGARSS'96*. pp. 621–624. – IEEE Press, Piscataway, N.J., 1996.
- [Kerbaol et al. 1997] KERBAOL V., CHAPRON B. et VACHON P.W. – Analysis of ERS-1/2 SAR Wave Mode imagettes. *J. Geophys. Res.*, 1997. – To be published.
- [Kerbaol et Chapron 1997] KERBAOL V. et CHAPRON B. – Comparison between AMI scatterometer and SAR ERS Wave Mode products: Directivity effects. *Calibration/Validation CEOS Meeting*. – ESA/ESTEC, Noordwijk, Netherlands, juin 1997.
- [Kitaigorodskii et al. 1975] KITAIGORODSKII S.A., KRASITSKII V.P. et ZASLAVSKII M. – On Phillips' theory of equilibrium range in the spectra of wind-generated gravity wave. *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 5, 1975, pp. 410–420.
- [Korsbakken 1996] KORSBAKKEN E. – *Quantitative Wind Field retrievals from ERS SAR Images*. – Rapport technique, ESA, 1996.
- [Krogstad et Vachon 1994] KROGSTAD H. E. et VACHON P.W. – Generalizations of the non-linear ocean-sar transform and a simplified sar inversion algorithm. *Atmos. Ocean*, vol. 32, n° 1, mars 1994, pp. 61–82.
- [Krogstad 1992] KROGSTAD H. E. – A simple derivation of Hasselmann's nonlinear ocean-synthetic aperture radar transform. *J. Geophys. Res.*, vol. 97, n° C2, février 1992, pp. 2,421–2,425.
- [Lefevre et al. 1994] LEFEVRE J.M., BARCKICKE J. et MÉNARD Y. – A significant wave height dependent function for TOPEX/POSEIDON wind speed retrieval. *J. Geophys. Res.*, vol. 99, 1994, pp. 25035–25049.

- [Lyzenga et al. 1985] LYZENGA D.R., SHUCHMAN R.A., LYDEN J.D. et RUFFENACH C.L. – SAR imaging of waves in water and ice: evidence for velocity bunching. *J. Geophys. Res.*, vol. 90, n° C1, janvier 1985, pp. 1031–1036.
- [Lyzenga 1986] LYZENGA D.R. – Numerical simulation of synthetic aperture radar image spectra for ocean waves. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. GE-24, n° 6, novembre 1986, pp. 863–872.
- [Mastenbroek 1996] MASTENBROEK C. – Wave spectra from sar imagerettes. – décembre 1996. To be published in proceedings of Calibration/Validation CEOS Meeting, ESA/ESTEC, June 97.
- [Ouchi et Cordey 1991] OUCHI K. et CORDEY R.A. – Statistical analysis of azimuth streaks observed in digitally processed CASSIE imagery of sea surface. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. 29, n° 5, septembre 1991, pp. 727–735.
- [Phillips 1977] PHILLIPS O.M. – *The dynamics of the upper ocean*. – Cambridge University Press, 2<sup>nd</sup> edn., 1977.
- [Pierson et Moskowitz 1964] PIERSON W.J. et MOSKOWITZ L.A. – A proposed spectral form for fully developed wind-sea based on the similarity theory of s.a. kitaigorodskii. *J. Geophys. Res.*, vol. 69, 1964, pp. 5181–5190.
- [Precision Visuals, Inc. ] Precision Visuals, Inc. – *PV-WAVE Commande Language, technical reference manual, version 3.1*.
- [Swift et Wilson 1979] SWIFT C.T. et WILSON L.R. – Synthetic aperture radar imaging of moving ocean waves. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-27, n° 6, novembre 1979, pp. 725–729.
- [Tournadre et Blanquet 1994] TOURNADRE J. et BLANQUET S. – Wind and wave mesoscale variability from in-situ and altimeter data. *Global Atmos. Ocean Syst.*, vol. 2, 1994, pp. 221–247.
- [Tucker 1985] TUCKER M.J. – The imaging of waves by satellite borne synthetic aperture radar: the effect of sea-surface motion. *Int. J. Remote Sens.*, vol. 6, n° 7, 1985, pp. 1059–1074.
- [Vachon et al. 1993] VACHON P.W., OLSEN R.B., KROGSTAD H.E. et LIU A.K. – Airborne synthetic aperture radar observations and simulations for waves in ice. *J. Geophys. Res.*, vol. 98, n° C9, septembre 1993, pp. 16411–16425.
- [Vachon et al. 1994a] VACHON P.W., KROGSTAD H.E. et PATERSON J. Scott. – Airborne and spaceborne synthetic aperture radar observations of ocean waves. *Atmos. Ocean*, vol. 32, n° 1, mars 1994, pp. 83–112.
- [Vachon et al. 1994b] VACHON P.W., LIU A.K. et JACKSON F.C. – Near-shore wave evolution observed by airborne SAR during SWADE. *Global Atmos. Ocean Syst.*, 1994, pp. 363–381.

[Wetzel 1990] WETZEL L.B. – Electromagnetic scattering from the sea at low grazing angles. *Surface waves and fluxes*, éd. par GEERNAERT et PLANT, pp. 109–171. – Kluwer Academic Publishers, 1990.

[Zurk et Plant 1996] ZURK L.M. et PLANT W.J. – Comparison of actual and simulated synthetic aperture radar image spectra of ocean waves. *J. Geophys. Res.*, vol. 101, n° C4, avril 1996, pp. 8913–8931.



## 4.A Techniques d'estimation de la coupure azimutale $\lambda_c$

### 4.A.1 Estimation à l'aide la fonction d'auto-corrélation (FAC) azimutale

La méthode d'estimation de la coupure azimutale d'une image ROS, à partir de sa FAC azimutale, est décrite sur le schéma de la figure 4.A.1. Les termes TF et  $TF^{-1}$  désignent respectivement la transformée de Fourier directe et inverse.

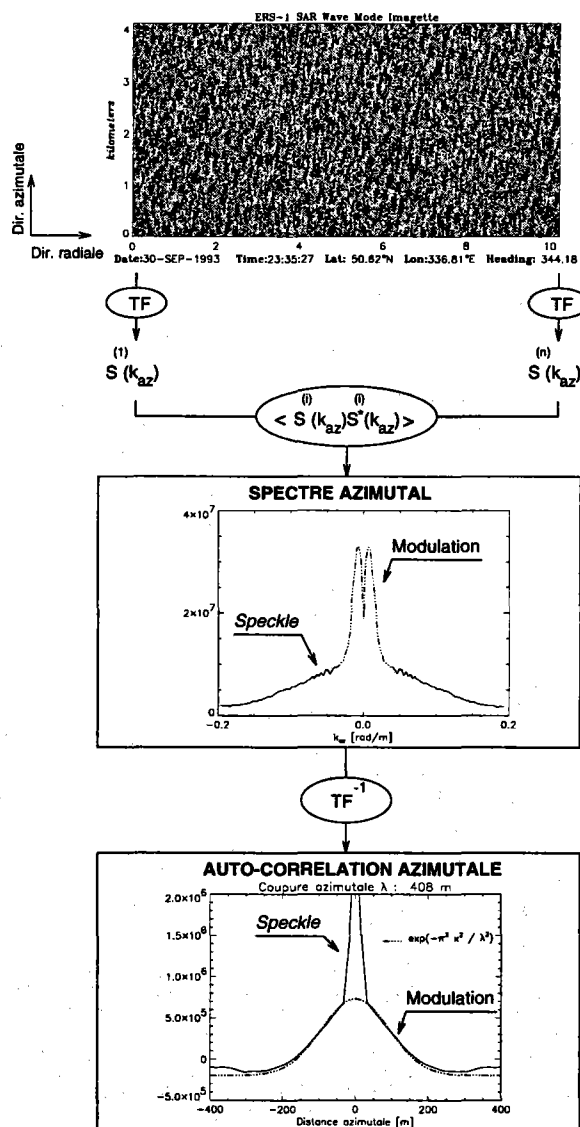


FIG. 4.A.1 - Description de la méthode d'estimation de la coupure azimutale fondée sur l'utilisation de la fonction d'auto-corrélation azimutale de l'image ROS.

Les différentes étapes de cette méthode d'estimation de la coupure azimutale sont les suivantes:

1. la transformée de Fourier  $S^{(i)}(k_{az})$ , puis le spectre  $|S^{(i)}(k_{az})|^2$ , sont calculés sur chaque ligne azimutale  $i$ .

2. le spectre azimutal  $S(k_{az})$  de l'image ROS est estimé à partir de la moyenne d'ensemble des spectres  $S^{(i)}(k_{az})$ .
3. la FAC azimutale de l'image est obtenue par TF inverse du spectre azimutal  $S(k_{az})$ .
4. la coupure azimutale  $\lambda$  est estimée en ajustant la FAC azimutale de l'image, relative à la modulation, avec la fonction  $\exp(-\pi^2 x^2 / \lambda^2)$ .

#### 4.A.2 Estimation à l'aide la fonction d'inter-corrélation (FIC) azimutale

La méthode d'estimation de la coupure azimutale d'une image ROS, à partir de la fonction d'inter-corrélation azimutale entre deux vues indépendantes, est décrite sur le schéma de la figure 4.A.2.

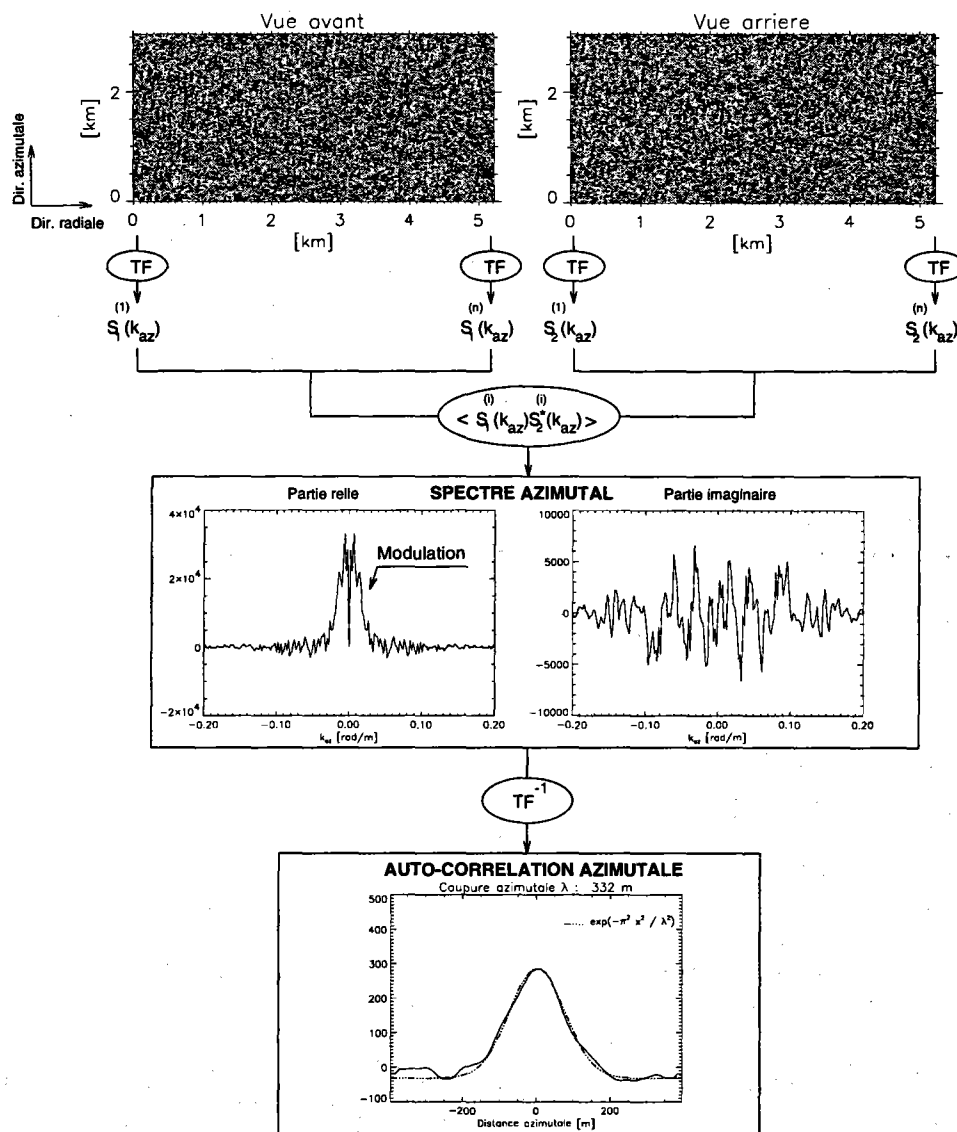


FIG. 4.A.2 - Description de la méthode d'estimation de la coupure azimutale fondée sur l'utilisation de la fonction d'inter-corrélation azimutale entre deux vues indépendantes.

Par rapport à la méthode précédente, seule l'étape 2 est modifiée: l'inter-spectre azimutal  $S_1(k_{az}) S_2^*(k_{az})$  de l'image ROS est estimé à partir de la moyenne d'ensemble des inter-spectres  $S_1^{(i)}(k_{az}) S_2^{(i)*}(k_{az})$ .

#### 4.A.3 Technique développée par *Vachon et al.* [1994]

Cette technique consiste à simuler un spectre ROS azimutal en appliquant la transformation quasi-linéaire à un spectre initial de la mer supposé blanc. Si l'on néglige la contribution azimutale de la modulation relative à un radar à ouverture réelle, le modèle de spectre azimutal  $P_M(k_a)$  de la modulation est de la forme:

$$P_M(k_a) \propto k_a^3 \exp \left[ -\pi \left( \frac{k_a}{K_c} \right)^2 \right] \quad (4.A.1)$$

Du nombre d'onde  $K_c$ , pour lequel le meilleur ajustement au spectre ROS observé est obtenu, sera déduite la longueur caractéristique  $\widehat{\Lambda}_c = 2(2\pi/K_c)$ . Ce paramètre est appelé la coupure azimutale ROS (*SAR azimuth cutoff* selon la terminologie anglaise). La figure 4.A.3 présente le résultat de cette méthode appliquée à une imagerie ROS du satellite ERS-1.

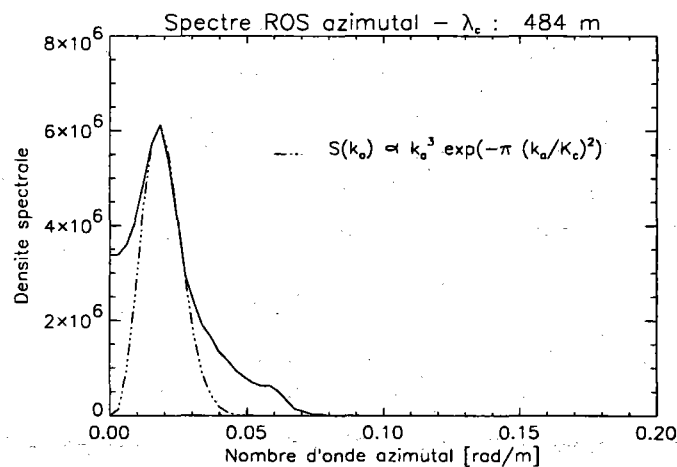


FIG. 4.A.3 - Ajustement du spectre ROS azimutal observé (courbe pleine) par un modèle en  $k_a^3 \exp[-\pi (k_a/K_c)^2]$ . La valeur estimée de  $\Lambda_c = 2(2\pi/K_c)$  est, ici, de 484 m.

Il est cependant probable que la représentation spectrale de la mer (en l'occurrence de la houle puisque, bien souvent, seules ces longueurs d'onde sont vues par le radar) par un bruit blanc, au lieu d'une atténuation en  $k_a^{-\alpha}$  biaise l'estimation de la coupure azimutale  $\Lambda_c$ . Ainsi, une représentation plus réaliste de la forme  $k_a^{-\alpha}$  tendrait à diminuer l'estimation de la valeur  $\Lambda_c$ . Dans le cas particulier de la figure 4.A.4, on observe un meilleur ajustement ainsi qu'une estimation plus faible de la longueur de coupure azimutale.

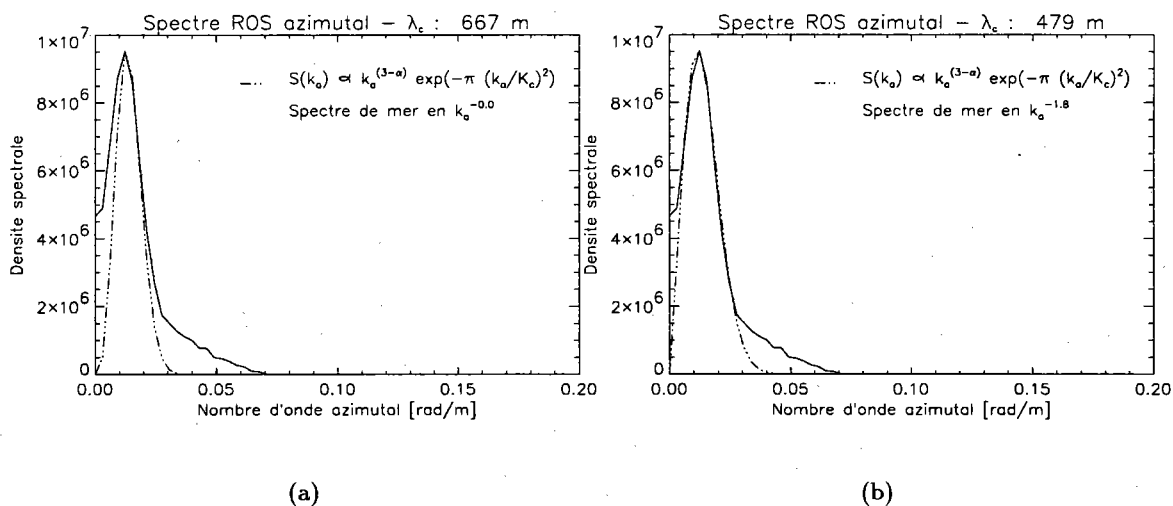


FIG. 4.A.4 - Estimation de la longueur de coupure  $\Lambda_c = 2(2\pi/K_c)$  en représentant le spectre de la mer par (a) un bruit blanc [Vachon et al. 1994a] et (b) un décroissance en  $k_a^{-\alpha}$ .

#### 4.A.4 Technique développée par Hasselmann et al. [1996]

La première étape de cette méthode consiste à estimer le spectre ROS azimuthal. Au lieu, toutefois, d'intégrer le spectre bi-dimensionnel sur tous les nombres d'onde dans la direction radiale, comme précédemment, cette technique se limite au voisinage du pic (soit 7 lignes azimuthales autour du pic). Puis le niveau du bruit est estimé pour le nombre d'onde  $2\pi/100$ . Il est important, en effet, de signaler que cette méthode a été appliquée aux spectres  $12 \times 12$  des imageries ERS, dont les nombres d'onde s'échelonnent entre  $2\pi/100$  et  $2\pi/1000$ . La coupure azimuthale sera enfin estimée pour le nombre d'onde  $2\pi/\lambda_c$  dont la densité spectrale est à 3 dB au dessus du niveau du bruit (Fig. 4.A.5).

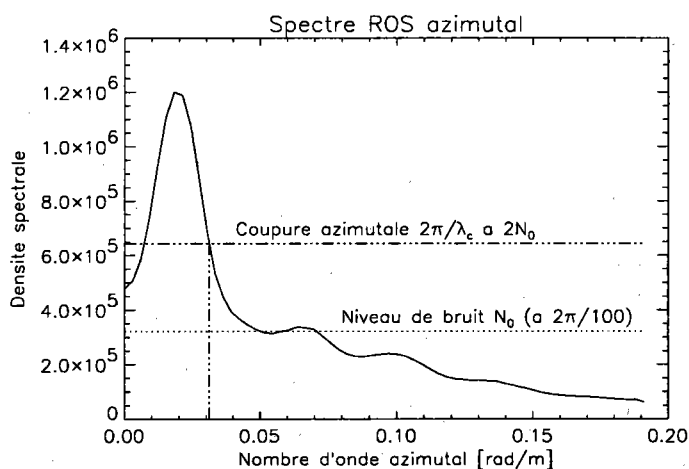


FIG. 4.A.5 - Détermination de la coupure spectrale azimuthale à 3 dB au dessus du niveau de bruit estimé pour le nombre d'onde  $2\pi/100$ .

## Chapitre 5

# Analyse statistique

### 5.1 Introduction

Ce dernier chapitre est entièrement consacré à l'étude des propriétés statistiques des images ROS. Une partie de ce travail a été initiée au chapitre 1, consacré au chatonnement (*speckle*). Nous nous sommes toutefois restreints, jusque là, au cas des statistiques gaussiennes, c'est-à-dire aux images ROS purement bruitées qui n'ont donc pas détecté de signal cohérent associé aux grandes vagues durant l'ouverture de synthèse.

Nous allons désormais nous placer dans un cas plus général de la détection et considérer l'étude des moments d'ordres supérieurs des images ROS. Au delà de cette étude, c'est le problème plus général de la détermination de la densité de probabilité (DDP) des images ROS qui est posé. Dans le domaine des images radar à ouverture synthétique acquises sur la terre, la connaissance de la distribution des images ROS importe notamment dans les travaux de segmentation ou de filtrage. Des études plus récentes ont permis de mettre en valeur les possibles applications dans le domaine de l'observation de la surface de la mer. Ainsi *Delignon* a-t-il proposé une classification qualitative des états de mer qui repose sur l'analyse des paramètres de forme en supposant les images ROS distribuées selon une loi K [Delignon et al. 1992]. Bien qu'empirique, cette méthode souligne de façon évidente le rôle essentiel de la modulation associée à la détection des grandes vagues, dans la contribution non-gaussienne des statistiques des images ROS. D'autres travaux ont également démontré que la détection de navires sur la surface de la mer était réalisable (sur des images RADARSAT) en modélisant le signal rétrodiffusé par une loi K [Vachon et al. 1997]. A partir de l'analyse du couple  $(\beta_1, \beta_2)$  des imagerie ROS, déjà introduit au premier chapitre lors de l'analyse du bruit de *speckle* (*skewness* au carré et *kurtosis*), nous verrons que la modélisation des images ROS ERS par une loi K paraît justifiée, du moins tant que l'écart avec les statistiques gaussiennes n'est pas trop important.

Nous analyserons, dans un premier temps, le caractère non-gaussien des statistiques des images du point de vue de la contribution de la rétrodiffusion spéculaire. Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre consacré à la rétrodiffusion<sup>1</sup>, la coexistence de ce type de rétrodiffusion avec la diffraction est hautement probable à des angles

---

1. voir chapitre 3, p. 77 : Analyse du coefficient de rétrodiffusion

d'incidence d'environ  $20^\circ$ . Ainsi verrons-nous qu'il est possible de mettre en évidence l'existence d'événements fortement brillants (*spikes* selon la terminologie anglaise) de très courte durée de vie (inférieure à 0.1s) en filtrant de manière adéquate le spectre Doppler d'une image complexe [Kerbaol et al. 1996]. Ces échos de forte rétrodiffusion, éventuellement associés à des déferlements survenus pendant la durée d'intégration du système, peuvent alors être isolés. Cette méthode, relativement proche de la technique multi-vues, quoique coûteuse en terme de temps de calcul, permet de recenser ces pics d'intensité et d'estimer leur durée de vie.

Nous verrons ensuite que l'analyse de la variance des images ROS, fondée sur une analyse rigoureuse du spectre des images ROS, permet de souligner la contribution essentielle des propriétés haute résolution de l'instrument comme source de l'écart généralement observé avec les statistiques gaussiennes. Ainsi, les fluctuations du nombre de diffuseurs sur la surface, associées à la modulation sous-jacente du coefficient de rétrodiffusion par les fonctions de transfert décrites au chapitre 2, interdisent-elles l'application du théorème de la *Limite Centrale*. Enfin, nous avons pu, grâce à cette méthode, démontrer la sous-estimation caractéristique de la fonction de transfert de modulation associée à l'effet d'orientation (ou de pente) dans des conditions de vents faibles. Ce biais d'estimation de la FTM se traduira de façon inévitable par une surestimation de la hauteur significative des systèmes de houles. Une expression empirique de la FTM, dépendant du vent et dérivée du modèle empirique de rétrodiffusion CMOD-IFREMER, sera alors proposée comme alternative.

Nous allons donc rappeler brièvement les différentes distributions proposées dans la littérature pour la modélisations des signaux radar, puis nous présenterons plus en détail la loi K multi-vues selon les différents modes de détection précédemment décrits. Nous montrerons, grâce à l'analyse des moments supérieurs, que cette loi représente au mieux la distribution des images ROS tant que les statistiques ne s'écartent pas trop des statistiques gaussiennes. Puis, nous discuterons du rôle joué par la rétrodiffusion spéculaire et nous décrirons, à cette occasion, l'analyse temps-fréquence qui repose sur le filtrage du spectre Doppler et permet d'isoler et recenser les événements fortement brillants pendant la période d'intégration. Enfin, la fin de ce chapitre sera entièrement consacrée à l'étude de la variance des imagerie ROS.

## 5.2 Distribution des imagerie des satellites ERS-1/2

La détermination de la distribution, suivie par les signaux radars, a fait l'objet de nombreux travaux par le passé. L'optimisation des performances de l'instrument en terme de probabilité de détection constitue généralement la principale source de motivation de ce type d'études. Mais ce n'est pas la seule application. L'ajustement d'une distribution, dérivée d'un modèle théorique de rétrodiffusion, à la densité de probabilité empirique des signaux peut être par exemple envisagé pour éprouver le modèle. Ainsi Long relève-t-il qu'une partie de la queue des histogrammes des signaux pour les fortes valeurs d'amplitude peut être simulée à partir d'un modèle 2-échelles de rétrodiffusion en supposant une dépendance non-linéaire du coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$  avec la pente [Long et

al. 1996]. Cette queue observée est toutefois trop importante à une incidence de  $20^\circ$  pour être ainsi expliquée, suggérant alors la contribution probable d'une rétrodiffusion quasi-spéculaire.

Dans le chapitre 1, l'approche statistique de la rétrodiffusion sur la surface reposa sur le problème de la marche aléatoire. Si l'on suppose vérifiées les hypothèses d'applicabilité du théorème de la *Limite Centrale*, la distribution  $p(x)$  des signaux radars correspond alors à celle des statistiques gaussiennes (e.g. Rayleigh pour l'amplitude mono-vue)<sup>2</sup>. Il est généralement admis que cette modélisation n'est valable que lorsque la taille de la cellule de résolution est importante. En réalité, plus que la taille d'une cellule, c'est le rapport de cette dernière à la longueur d'onde principale se propageant sur la surface qui importe. Si ce rapport est grand, les statistiques seront gaussiennes, dans le cas contraire il est nécessaire de considérer la distribution conditionnelle  $p(x|\sigma^\circ)$ . Cette dernière traduit la capacité de l'instrument à détecter une modulation associée aux longueurs d'onde supérieures à sa résolution. A  $\sigma^\circ$  fixé,  $p(x|\sigma^\circ)$  suit des statistiques gaussiennes moyennant l'applicabilité du théorème de la *Limite Centrale* au sein de la cellule de résolution, mais les fluctuations lentes de  $\sigma^\circ$  sont désormais prises en compte (analogie avec le modèle 2-échelles de rétrodiffusion). L'introduction de la distribution conditionnelle est à la source du développement de plusieurs distributions théoriques  $p(x)$ :

$$p(x) = \int_0^\infty p(x|\sigma^\circ) p(\sigma^\circ) d\sigma^\circ \quad (5.1)$$

De cette représentation découle, entre autres, la loi de Weibull [Fay et al. 1977]. Toutefois, cette distribution ne peut être utilisée pour des signaux multi-vues [Delignon 1993]. La loi K est sans doute la plus communément admise depuis son introduction en 1976 [Jakeman et Pusey 1976]. Nous allons donc présenter plus en détail cette loi avant d'estimer la distribution suivie par les imagettes ROS à partir de l'étude du couple  $(\beta_1, \beta_2)$ .

### 5.2.1 Introduction à la loi K multi-vues

En considérant les statistiques des diffuseurs élémentaires sur la surface, *Jakeman* fait, en 1976, les observations suivantes, à l'aide de l'équation (1.4) qui traduit le problème de marche aléatoire [Jakeman et Pusey 1976]:

- la distribution s'écarte des statistiques gaussiennes lorsque la directionalité des diffuseurs sur la surface augmente.
- les signaux non-gaussiens sont caractérisés par deux échelles de fluctuations (temporelle ou spatiale).

Ces remarques illustrent parfaitement la contribution de la rétrodiffusion de type spéculaire et celle de la modulation associée aux grandes échelles, deux aspects qui seront détaillés par la suite. Il s'agit de la première introduction de la loi K qui sera proposée pour satisfaire à ces deux observations. Deux ans plus tard, le même auteur montrera que

<sup>2</sup> voir 1.3.2.1, p. 17 : Distribution du bruit granulaire

la loi K est une distribution limite du problème de marche aléatoire si l'on fait l'hypothèse d'un nombre moyen de diffuseurs sur la surface infiniment grand mais fluctuant selon une loi binomiale négative. L'adoption d'une loi binomiale négative équivaut à représenter la population des diffuseurs par un processus de *naissance-décès-immigration*. Cette modélisation doit permettre de caractériser le phénomène de concentration des diffuseurs sous l'action de la modulation associée aux différents mécanismes imageurs décrits au chapitre 2 [Jakeman et Pusey 1978]<sup>3</sup>). Une autre approche de la loi K s'inspire de l'utilisation de la distribution conditionnelle  $p(x|\sigma^\circ)$  et décrit les lentes fluctuations du coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$  par une loi Gamma [Ward 1981]. Notons que ces deux méthodes sont, en réalité, équivalentes puisque la loi Gamma est la limite continue d'une loi binomiale négative [Jakeman 1980].

### 5.2.2 Expression de la loi K multi-vues

Nous allons rappeler maintenant l'expression de la loi K en fonction du nombre de vues et selon les différents modes de détection<sup>4</sup>.

**Mode I** Moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en intensité :

$$f_I(u) = \frac{b/\sqrt{u}}{\Gamma(\alpha)\Gamma(N_l)} \left(\frac{b\sqrt{u}}{2}\right)^{\alpha+N_l-1} K_{\alpha-N_l}(b\sqrt{u}) \quad (5.2)$$

avec, 
$$b = 2\sqrt{\frac{\alpha N_l}{E[I]}}$$

**Mode II** Racine carrée de la moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en intensité :

$$f_A(u) = \frac{2b}{\Gamma(\alpha)\Gamma(N_l)} \left(\frac{bu}{2}\right)^{\alpha+N_l-1} K_{\alpha-N_l}(bu) \quad (5.3)$$

avec, 
$$b = 2\sqrt{\frac{\alpha N_l}{E[A]}}$$

**Mode III** Moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en amplitude :

$$f_A(u) = f_{A_1}(u) * f_{A_2}(u) * \dots * f_{A_{N_l}}(u) \quad (5.4)$$

où chaque  $f_{A_i}(\cdot)$  est une loi K en amplitude mono-vue obtenue à l'aide de l'équation (5.3) pour  $N_l = 1$ .

Dans les équations (5.2) et (5.3),  $\alpha$  représente un paramètre de forme,  $b$  un paramètre d'échelle et  $K_\nu$  désigne la fonction de Bessel modifiée de seconde espèce d'ordre  $\nu$ .

3. voir 2.1, p. 35 : Fonctions de transfert de modulation

4. La description des différents modes de description est donnée au 1.3.2, p. 17



### 5.2.3 Calcul du couple $(\beta_1, \beta_2)$ de la loi K multi-vues

Comme au chapitre 1 dans le cas du bruit granulaire de *speckle* pour des statistiques gaussiennes, nous avons évalué, cette fois, la valeur du couple  $(\beta_1, \beta_2)$  pour une loi K. Le calcul du couple est détaillé pour les trois premiers modes de détection (I, II, III) en annexe 5.A. L'ensemble des valeurs est résumé au tableau 5.1.

Mode	$\Upsilon(m)$	$\beta_1$	$\beta_2$
I	$\prod \frac{\Gamma(j+m)}{j^m \Gamma(j)}  _{\alpha, N_t}$	$\frac{[\Upsilon(3)-3\Upsilon(2)+2]^2}{[\Upsilon(2)-1]^3}$	$\frac{[\Upsilon(4)-4\Upsilon(3)+6\Upsilon(2)-3]}{[\Upsilon(2)-1]^2}$
II	$\prod \frac{\Gamma(j+m/2)\Gamma(j)^{m-1}}{\Gamma(j+1/2)^m}  _{\alpha, N_t}$	$\frac{[\Upsilon(3)-3\Upsilon(2)+2]^2}{[\Upsilon(2)-1]^3}$	$\frac{[\Upsilon(4)-4\Upsilon(3)+6\Upsilon(2)-3]}{[\Upsilon(2)-1]^2}$
III	$\prod \frac{\Gamma(j+m/2)\Gamma(j)^{m-1}}{\Gamma(j+1/2)^m}  _{\alpha, 1}$	$\frac{[\Upsilon(3)-3\Upsilon(2)+2]^2}{N_t [\Upsilon(2)-1]^3}$	$\frac{\Upsilon(4)-4\Upsilon(3)+3(N_t-1)\Upsilon(2)^2-6(N_t-2)\Upsilon(2)+3N_t-6}{N_t [\Upsilon(2)-1]^2}$

TAB. 5.1 - Valeurs du couple  $(\beta_1, \beta_2)$  pour la loi K selon le paramètre de forme  $\alpha$  et le nombre de vues  $N_t$ .

### 5.2.4 Représentation des imagettes ROS ERS dans le diagramme de Pearson

Le couple  $(\beta_1, \beta_2)$  des imagettes ROS ERS-1/2 acquises sur l'océan Indien<sup>5</sup> est représenté dans le diagramme de Pearson à la figure 5.1 (a : ERS-1, b : ERS-2). Ce diagramme permet d'estimer visuellement la densité de probabilité d'une variable aléatoire en comparant ses moments d'ordres supérieurs (ici *skewness* et *kurtosis*) à ceux de distributions standards (e.g. Loi K, Gamma, lognormale, ...) [Johnson et Kotz 1969].

On constate que le couple se trouve tout proche de la courbe (trait-point) désignant la convolution de 3 lois K mono-vue en amplitude (Mode III) pour les faibles valeurs de  $\beta_1$  et  $\beta_2$ , c'est-à-dire dans la zone de convergence vers le couple des statistiques gaussiennes qui correspond à la convolution de 3 lois de Rayleigh. Lorsque les valeurs de  $\beta_1$  et  $\beta_2$  augmentent, le couple s'écarte alors de la loi K et se stabilise entre cette dernière et la loi lognormale. Notons que l'effet de saturation relatif à la quantification sur 4 bits ne semble pas être responsable de cette déviation de la loi K. En effet, le couple  $(\beta_1, \beta_2)$  des images ROS ERS-2, que nous savons pratiquement épargnées par la saturation, présente la même tendance. Tout au plus remarque-t-on que  $\beta_1$  et  $\beta_2$  atteignent des valeurs plus importantes pour les données ERS-2. Autrement dit, l'effet de saturation ne modifie pas le type de distribution suivie par les images ROS ERS.

Les conclusions tirées de la position relative du couple  $(\beta_1, \beta_2)$  dans le diagramme de Pearson rejoignent celles de *Delignon*. Ce dernier ajoute, en outre, qu'il obtient de meilleurs ajustements à la DDP empirique des images ROS en modélisant les variations lentes du coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^0$ , causées par les grandes vagues, par une loi Bêta de seconde espèce plutôt qu'une loi Gamma qui conduit à la loi K. La distribution,

5. voir 3.C, p. 108 : Présentation des différentes bases de données des imagettes ERS-1/2

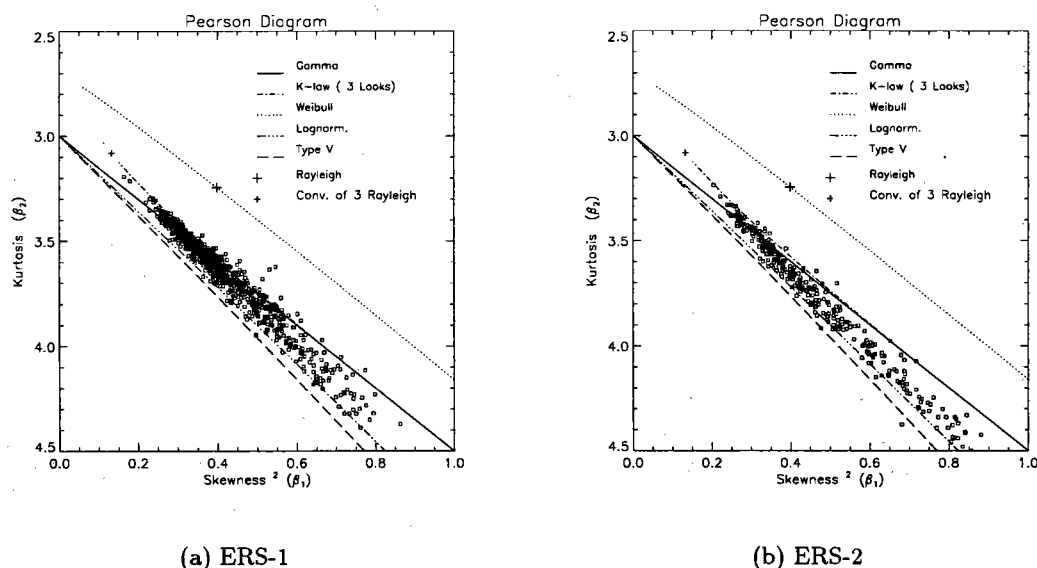


FIG. 5.1 -  $\beta_2$  (Kurtosis) en fonction de  $\beta_1$  (skewness élevé au carré) des imagerie ERS des satellites (a) ERS-1 et (b) ERS-2.

ainsi obtenue, loi U, est également comprise entre la loi K et la loi lognormale. Dans la mesure où la loi Bêta s'exprime comme une fonction de deux variables aléatoires Gamma, l'introduction d'un paramètre de forme supplémentaire dans la distribution de la réflectivité permet d'ajouter un degré de liberté à la modélisation des variations associées à la modulation.

### 5.3 Analyse des statistiques non-gaussiennes

Nous allons tenter d'analyser maintenant les différentes raisons qui contribuent à éloigner les statistiques des images ROS des statistiques gaussiennes étudiées au chapitre 1. Rappelons, à cet effet, l'équation du problème de marche aléatoire :

$$Y_c(r, t) = \sum_{j=1}^{N(r, t)} a_j(r, t) e^{i(\omega_0 t + \phi_j(r, t))} \quad (5.5)$$

Nous avons vu que l'émergence de statistiques non-gaussiennes dépend de l'applicabilité ou non du théorème de la *Limite Centrale* à l'équation (5.5). Les principaux obstacles à l'utilisation de ce théorème sont les suivants :

1. le nombre  $N$  de diffuseurs élémentaires à l'intérieur d'une cellule de résolution ne peut être considéré infini à cause du faible rapport de la taille de la cellule de résolution à celle d'un diffuseur élémentaire, inhérent au caractère haute-résolution de l'instrument.
2. les diffuseurs  $a_j$  ne sont pas identiquement distribués en raison de la coexistence probable des mécanismes de rétrodiffusion de Bragg et de type spéculaire sur la

surface à des incidences de l'ordre de  $20^\circ$ .

3. la faible valeur du rapport de la taille de la cellule de résolution à la longueur d'onde, détectée par l'instrument, nécessite de rendre compte de la modulation à grande échelle du signal par l'introduction des fluctuations du nombre de diffuseurs  $N$  (ou des corrélations entre  $a_j$ ).

Avant d'aborder les deux dernières éventualités dans les paragraphes suivants, revenons préalablement sur le premier point.

La figure 5.1 montre clairement l'existence d'images ROS dont le couple  $(\beta_1, \beta_2)$  est très proche du point désignant la convolution de 3 lois de Rayleigh, associé aux statistiques gaussiennes. De plus, nous avons étudié, dans la partie du chapitre 1 consacrée au bruit granulaire de *speckle*, le cas d'une imagerie ERS<sup>6</sup> présentant pratiquement toutes les caractéristiques des statistiques gaussiennes en termes de variance normalisée et de moments d'ordres supérieurs. Enfin, dans l'hypothèse d'une rétrodiffusion exclusivement dominée par la résonance de Bragg, nous avons vu au chapitre 3, que la longueur d'onde résonante en bande C à  $23.5^\circ$ , est de 7.1 cm. On peut donc raisonnablement conjecturer que le nombre de tels diffuseurs élémentaires, à l'intérieur d'une cellule de résolution de 20 m dans la direction radiale pour 4 m dans la direction azimutale (avant traitement multi-vues), est suffisamment grand pour garantir l'applicabilité du théorème de la *Limite Centrale*. Par la suite, on supposera donc que le nombre de diffuseurs est infiniment grand.

### 5.3.1 Contribution de la rétrodiffusion de type spéculaire

La queue exagérément longue, généralement observée sur la distribution des images ROS, est souvent interprétée par la contribution d'une rétrodiffusion différente de la résonance de Bragg. De fait, plusieurs études ont montré que l'émergence de statistiques non-gaussiennes est corrélée avec l'apparition de signaux fortement brillants de source spéculaire susceptibles d'être associés à des déferlements [Apel 1994]. Ainsi, Ouchi a-t-il démontré que les statistiques des images ROS, qui présentent de fortes striations azimutales, s'éloignent considérablement des statistiques gaussiennes [Ouchi et Cordey 1991]. Nous avons pu faire les mêmes observations sur les données de l'expérience GLOBESAR-93 acquises en baie d'Audierne [Forget et al. 1996]. L'étalement azimutal résulte d'une défocalisation causée par la forte accélération, l'étalement du spectre Doppler caractéristique des déferlements [Jessup et al. 1991], et la faible cohérence temporelle de ces événements de courte durée de vie au regard du temps d'intégration  $\mathcal{T}$ .

A titre d'exemple, la figure 5.2 présente quatre images d'un ROS aéroporté acquises sur la même zone de la baie d'Audierne. Les images en bande X (9 GHz) et C (5.3 GHz) et polarisées verticalement ont été acquises un peu moins d'une heure après celles polarisées horizontalement. La première constatation est que la signature des déferlements dépend relativement peu de la fréquence d'émission. On remarque, ensuite, que les striations sont beaucoup plus nombreuses en polarisation HH. Cela confirme, comme nous

---

6. voir Fig. 1.9(a), p. 22

l'avions mentionné au chapitre 3 consacré à l'étude du  $\sigma^0$ , que les déferlements doivent être pris en compte dans les mécanismes de rétrodiffusion en polarisation HH [Wetzel 1990]. Nous verrons, par la suite, que la détection de ces déferlements est susceptible d'éloigner les statistiques des images ROS des statistiques gaussiennes, comme le suggère les valeurs systématiquement supérieures prises par le couple  $(\beta_1, \beta_2)$  en polarisation HH par rapport à la polarisation VV (Fig. 5.3).

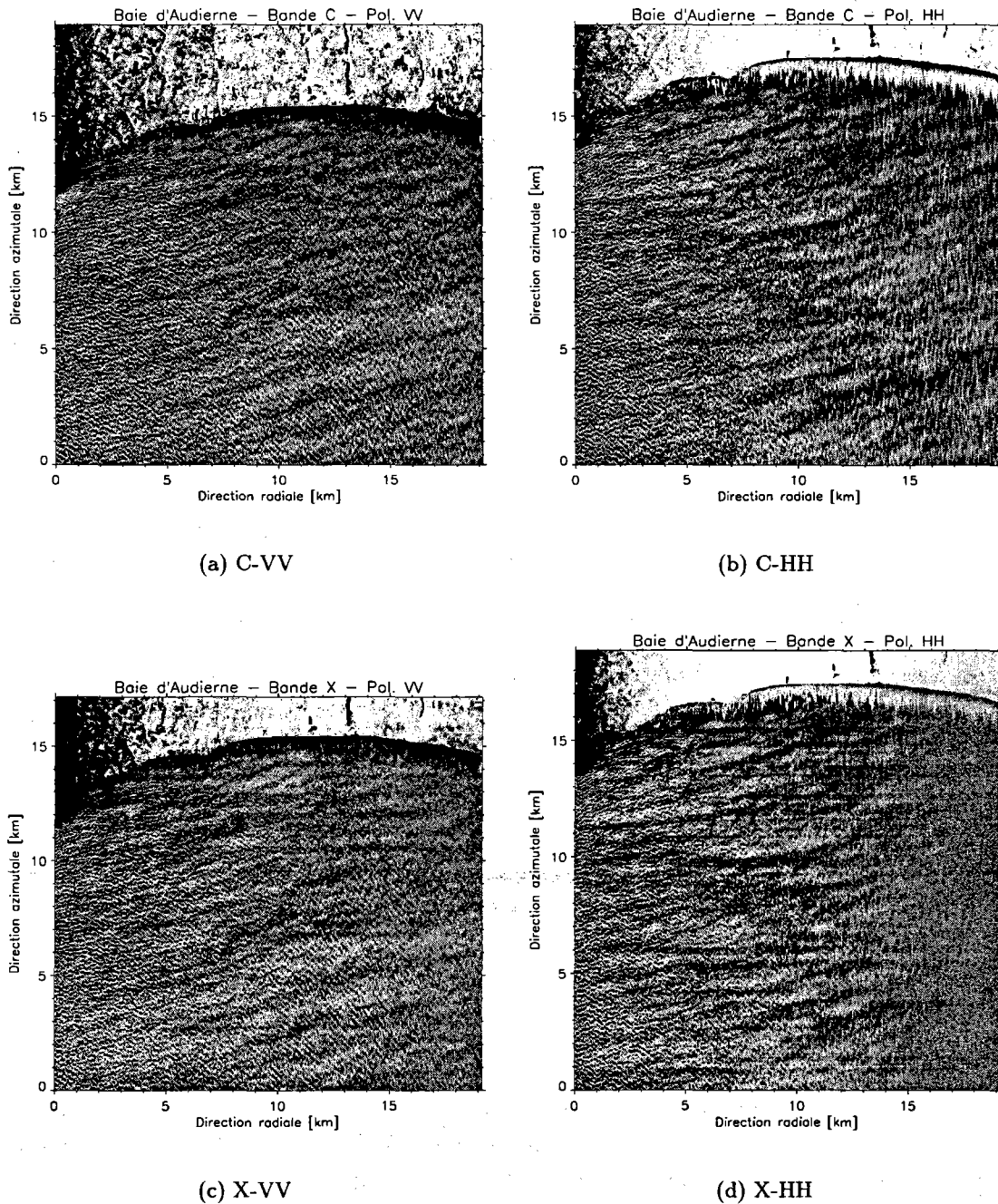


FIG. 5.2 - Images d'un ROS aéroporté acquises lors l'expérience GLOBESAR-93 du 13 septembre 1993 [Forget et al. 1996].

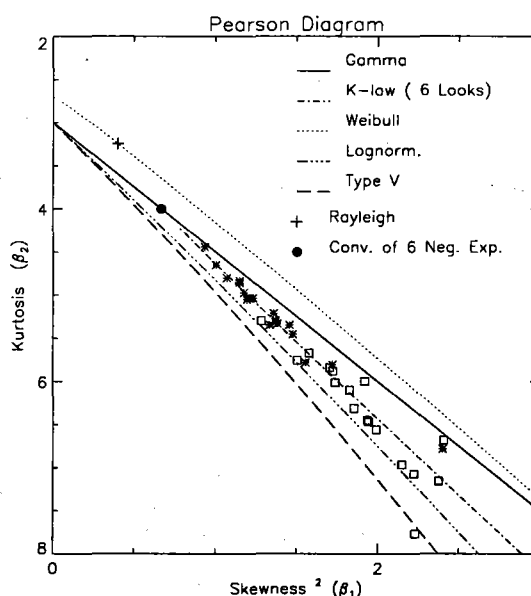


FIG. 5.3 - Positionnement du couple  $(\beta_1, \beta_2)$  dans le diagramme de Pearson correspondant à des scènes co-localisées des images aéroportées ROS de l'expérience GLOBESAR-93 acquises en polarisation HH ( $\square$ ) et VV (\*).

De plus, la longueur du brouillage azimutal augmente avec l'incidence (vers la droite des images de la figure 5.2, c'est-à-dire proportionnellement à l'augmentation du paramètre  $R/V$ , où  $R$  désigne la distance radar-cible et  $V$  la vitesse de déplacement de la plateforme). Il est intéressant d'ajouter que l'étalement azimutal augmente également lorsque les vagues vues, par le ROS, sont telles qu'elles se propagent dans/contre le sens de visée de l'antenne [Forget et al. 1996], configuration qui n'est pas représentée ici. Ce dernier point souligne la contribution essentielle de la composante radiale des vitesses des diffuseurs. En revanche, les raisons pour lesquelles la zone de déferlement sur la plage apparaît sombre en polarisation VV et brillante en polarisation HH ne sont pas expliquées.

Nous proposons, sur ce point, une explication fondée sur la probabilité de détection des déferlements. Il est généralement admis qu'en moyenne sur la surface de la mer, la rétrodiffusion est supérieure en polarisation VV à celle en polarisation HH. Dans le cas précis de la zone des déferlements sur la plage, on remarque que la rétrodiffusion en polarisation VV diminue localement de façon sensible. Il est probable que le signal diminue également en polarisation HH. Toutefois, la détection importante des déferlements sur la plage en polarisation HH, sur une cellule de résolution de faible taille, tend à augmenter artificiellement le signal. Nous pensons donc que, dans ce cas particulier, la modélisation du signal par une loi de Poisson, comme suggérée par Tilley, peut être appliquée [Tilley et Sarma 1993]. En effet, contrairement au radar à ouverture réelle, la mesure de l'amplitude du signal ROS n'est pas instantanée mais intégrée sur le temps nécessaire à la synthèse d'ouverture, supérieur à la durée de vie de ces événements transitoires. Ainsi l'auteur suggère-t-il que, lorsque le coefficient de rétrodiffusion est dominé

par des échos spéculaires saturés en amplitude (par le processus de quantification sur les voies réelles et imaginaires), le mécanisme de rétrodiffusion se réduit à la probabilité qu'un tel événement soit détecté, ou non, par les  $N_i = \mathcal{T} \cdot PRF$  impulsions requises pour la synthèse d'ouverture. La distribution suivie dégénère alors en une loi de Poisson dont le paramètre dépend de la probabilité de détection que l'on sait, par expérience, supérieure en polarisation HH.

Bien que nous ayons concentré nos efforts sur la détection d'événements spéculaires en polarisation HH, nous verrons plus tard qu'il est aussi possible de mettre en évidence l'existence de brefs échos fortement brillants sur des images ERS complexes (i.e. Bande C, pol. VV, à environ 23°) en analysant le spectre Doppler.

### 5.3.1.1 Analyse de la variance normalisée $\text{var}(I)/E[I]^2$

Nous allons voir, maintenant, que l'écart aux statistiques gaussiennes, s'exprime simplement à l'aide de la variance normalisée de l'image ROS en intensité (Mode I ou IV). Dans le chapitre 1, nous avons vu que ce paramètre traduit la valeur relative des fluctuations autour de la moyenne. Dans le cas gaussien, il prend une valeur  $\alpha$  qui ne dépend que du mode de détection et du nombre  $N_l$  de vues<sup>7</sup>. Dans le cas général, on peut écrire la variance normalisée de l'intensité à l'aide de l'équation (5.5) du problème marche aléatoire, sous la forme suivante :

$$\frac{\text{var}(I)}{E[I]^2} = f(N, N_l) + \frac{1}{N_{eff}} \quad (5.6)$$

avec,

$$\lim_{N \rightarrow +\infty} f(N, N_l) = \alpha$$

et  $N_{eff}$  désigne le nombre *effectif* de diffuseurs qui participent à la rétrodiffusion pour reprendre la notation de *Jakeman* [Jakeman et Tough 1988]. A titre d'exemple, les expressions de  $f(N, N_l)$  et  $N_{eff}$  dans le cas d'une détection de type I (somme des intensités) sont les suivantes :

$$f(N, N_l) = \alpha - \frac{2}{N N_l} \quad (5.7a)$$

$$N_{eff} = N N_l \frac{\langle a_j^2 \rangle^2}{\langle a_j^4 \rangle} \quad (5.7b)$$

On remarquera que l'équation (5.6) est analogue à [Jakeman et Tough 1988, eq. (2.3)] en choisissant  $N_l = 1$  dans les équations (5.7a) et (5.7b). Dans le cas gaussien, on vérifie aisément que la variance normalisée tend vers la valeur nominale  $\alpha$  puisque le nombre de diffuseurs  $N_{eff}$ , qui contribuent *effectivement* à la rétrodiffusion, tend vers l'infini.

Supposons maintenant que les deux mécanismes de rétrodiffusion, de Bragg et spéculaire, coexistent. L'amplitude des diffuseurs élémentaires sera sujette à de larges fluctuations. De plus, le nombre de diffuseurs spéculaires, dont la puissance mesurée est

7. voir 1.3.2.2, p. 18: Etude de la variance normalisée  $\sigma^2/\mu^2$

généralement deux à trois fois supérieure à celles des événements non-spéculaires [Kwoh et Lake 1986], peut être très grand mais le nombre de diffuseurs qui contribuent *effectivement* à la rétrodiffusion reste faible en raison de la forte directivité de ce type de diffuseurs. La représentation du problème de marche aléatoire se résume alors à la figure 1.4(b) (p. 14). On comprend facilement que le nombre total de diffuseurs, réellement impliqués dans le mécanisme de rétrodiffusion, ne peut plus être considéré comme infini. Ainsi, la valeur de la variance normalisée s'écarte-t-elle de la valeur nominale associée aux statistiques gaussiennes lorsque le nombre effectif de diffuseurs diminue. Dans le cas où seul un nombre limité de diffuseurs génère de fortes amplitudes dans le problème de marche aléatoire, l'approximation de Rice peut être utilisée [Rice 1945, Tilley 1986].

Outre les applications *industrielles* qu'impliquent la connaissance de la distribution des images ROS dans la détection selon une probabilité de fausse alarme donnée, l'étude de la contribution spéculaire à la rétrodiffusion ROS est tout aussi intéressante d'un point de vue géophysique. Ainsi la perspective d'analyser les phénomènes de déferlement qui constituent une partie de la composante spéculaire des images ROS offrirait-elle de nouveaux horizons dans l'étude des échanges gazeux à l'interface air-mer. Cela permettrait d'estimer, en outre, le taux de dissipation ou la friction due au vent (la fréquence  $\nu$  d'apparition des déferlements sur la surface varie en  $u_*^3$  [Phillips 1988]). Le problème posé est alors de développer une méthode d'estimation de la probabilité d'occurrence des déferlements mesurée à l'aide d'un ROS qui puisse être, par la suite, confrontée aux développements théoriques [Srokosz 1986, Glazman 1986].

### 5.3.1.2 Analyse Temps-Fréquence des images ROS complexes

Il n'existe pas, à ce jour, de méthode permettant de dissocier les contributions spéculaire et cohérente de la rétrodiffusion ce qui rend délicat l'estimation du nombre des échos fortement brillants enregistrés au cours de la période d'intégration. Nous avons montré, toutefois, lors d'une étude de l'impact du fetch dans le golfe de Lion, qu'il est possible d'isoler ces événements de courte durée de vie et de les situer temporellement au cours du temps d'intégration [Kerbaol et al. 1996]. La technique utilisée est semblable au traitement mis en œuvre pour générer des vues indépendantes à partir des données ROS complexes. Il s'agit de faire glisser un filtre passe-bande le long de l'axe des fréquences Doppler (Fig. 5.4) de manière à représenter la ligne azimutale correspondant à différents instants pendant l'ouverture de synthèse [Kerbaol et Chapron 1996].

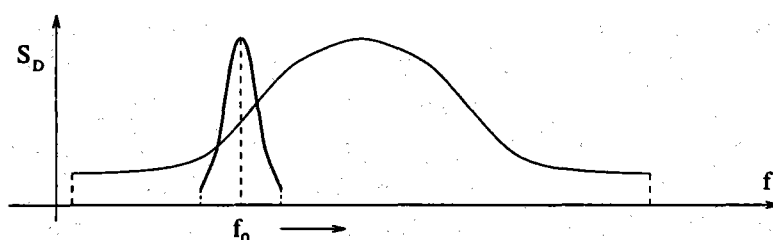


FIG. 5.4 - Filtrage passe-bande du spectre Doppler par une fenêtre glissante.

Pour ce type de traitement, le filtrage doit être adapté au type d'information recherchée. Nous avons donc choisi la taille de la fenêtre glissante telle que l'ouverture temporelle corresponde à 30 ms, soit approximativement la durée de vie effective d'un déferlement [Hwang et al. 1989]. La figure 5.5 présente le résultat de l'analyse du spectre Doppler de deux signaux complexes différents.

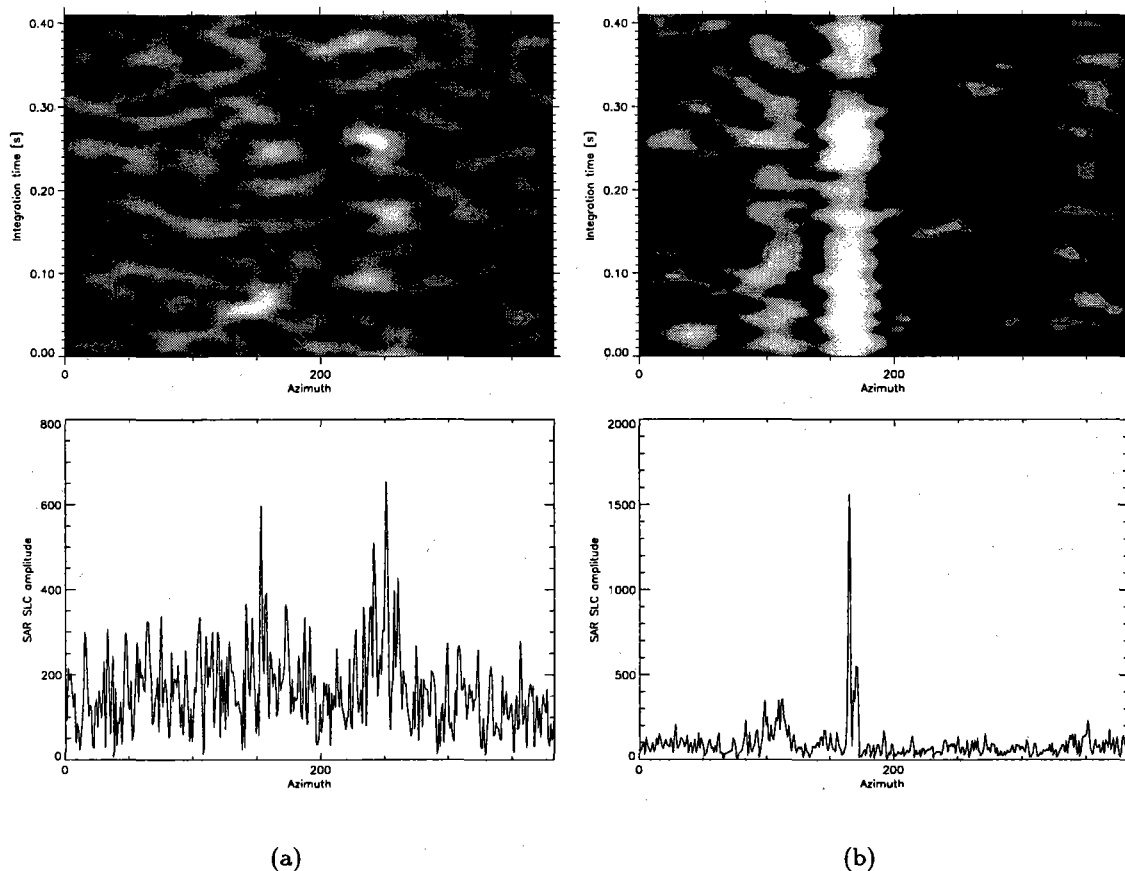


FIG. 5.5 - En bas : Ligne azimutale extraite d'une image ROS SLC (*Single Look Complex*). En haut : Distribution de l'intensité du signal ROS pendant le temps d'intégration  $\mathcal{T}$ . (a) Exemples de brefs événements fortement brillants détectés sur la surface de la mer. (b) Exemple d'un écho détecté en zone urbaine.

On remarque deux échos dominants sur la ligne azimutale de gauche (Fig. 5.5(a)), approximativement aux abscisses 150 et 250. Après filtrage du spectre Doppler, il est alors possible de dire à quel instant les pics de forte intensité ont été détectés pendant la période d'intégration. Ainsi, le pic à l'abscisse 150 est-il apparu au début de la période d'intégration, tandis que le deuxième pic d'intensité semble s'être produit au milieu de l'ouverture de synthèse. Autrement dit, le premier pic aurait été observé sur la première vue d'une image ERS puis se serait évanoui alors que le second aurait été principalement imagé sur la vue centrale. Le pic d'intensité détecté sur la ligne azimutale de droite (Fig. 5.5(b)) paraît avoir été observé durant toute la durée d'intégration.



Cette technique permet donc, d'une part, d'isoler dans le temps les événements de forte intensité pendant l'intégration, et d'autre part, d'obtenir une estimation de la durée de vie de ce type d'écho. Ainsi, le premier pic d'intensité de la ligne azimutale de gauche a-t-il été vu par l'instrument pendant environ 20 ms tandis que le pic d'intensité détecté en zone urbaine (à droite) persiste durant toute la durée d'ouverture et ne peut être associé à un événement transitoire. Cette méthode présente toutefois l'inconvénient d'être extrêmement coûteuse en temps de calcul et n'a été développée qu'à titre expérimental. L'utilisation de cette technique sur des unités de calculs plus performantes devrait cependant fournir des renseignements précieux sur les caractéristiques de ces signaux fortement brillants.

### 5.3.2 Contribution de la modulation

Nous avons annoncé au début de cette partie 5.3, consacrée à l'analyse des statistiques non-gaussiennes des images ROS, qu'une des limitations possibles à l'applicabilité du théorème de la *Limite Centrale* est la faible taille de la cellule de résolution par rapport aux grandes vagues sur la surface susceptibles de moduler le signal. Dans ce cas, en effet, les amplitudes  $a_i$  des diffuseurs élémentaires ne peuvent plus être considérées comme indépendantes et les vagues de gravité générées par le vent ou la houle tendent à modifier la distribution des images ROS. Cette notion d'oscillations grandes échelles modulant la distribution spatiale des diffuseurs a été introduite de diverses façons dans la littérature. *Jakeman* et *Ward* proposèrent tous deux la loi K en modélisant respectivement, les fluctuations du nombre  $N$  de diffuseurs élémentaires par une loi Binomiale Négative [Jakeman et Tough 1988], et la modulation sous-jacente du coefficient de rétro-diffusion par les grandes vagues par une loi Gamma [Ward 1981]. De leur côté, *Gotwols et Thompson* obtinrent une loi lognormale (resp. lognormale modifiée) en décrivant la dépendance du  $\sigma^\circ$  d'un radar à ouverture réelle avec la pente  $s$  de manière exponentielle par  $\exp(-a_1 s)$  (resp.  $\exp(-a_1 s - a_2 s^2)$ ).

De la même façon que nous avons utilisé la variance normalisée du signal pour mettre en évidence l'écart des statistiques gaussiennes lorsque des événements spéculaires sont détectés par l'instrument, nous allons exprimer maintenant la contribution, à ce paramètre, de la modulation associée aux grandes vagues. Il est intéressant pour cela de rappeler l'expression du spectre d'une image ROS, exprimée au chapitre 1<sup>8</sup>, lorsque la variable aléatoire  $Y$  représentant l'image ROS s'écrit comme le produit d'un signal utile  $X$ , associé à la modulation, avec un bruit granulaire  $S$ , supposé gaussien [Kerbaol et al. 1997]:

$$\Phi_Y(k) = \alpha E[Y]^2 \chi(k) + E[Y]^2 [\Phi_m(k) + \alpha \text{var}(m) \chi(k)] \quad (5.8)$$

où  $\alpha$  est la variance normalisée relative aux statistiques gaussiennes,  $\chi(k)$  le spectre de la réponse impulsionnelle  $h$  de l'instrument et  $m$  la modulation relative. Le premier terme du membre de droite de l'équation (5.8) représente le spectre du bruit tandis que le deuxième terme figure la contribution spectrale de la modulation. Si l'on intègre les

8. voir 1.3.3, p. 20 : Analyse spectrale

deux membres de l'équation (5.8) puis l'on divise par la moyenne élevée au carré, la variance normalisée de  $Y$  devient :

$$\frac{\text{var}(Y)}{E[Y]^2} = \alpha + (1 + \alpha) \cdot \text{var}(m) \quad (5.9)$$

Cette dernière équation est une parfaite illustration de la convergence de la variance normalisée de l'image ROS vers la valeur  $\alpha$  des statistiques gaussiennes lorsque la contribution spectrale  $m$  de la modulation disparaît. Inversement, plus la contribution spectrale de la modulation relative sera importante, plus l'écart des statistiques des images ROS par rapport aux statistiques gaussiennes sera significatif.

### 5.3.2.1 Etude de la variance normalisée des imagerie ROS ERS

Nous avons estimé la valeur de la variance normalisée de 693 imagerie ROS ERS-1 acquises sur l'océan Indien au mois de juin 1995<sup>9</sup> (en prenant soin de corriger la moyenne et la variance de l'effet de saturation lié à la quantification des données). De cet ensemble d'imagerie, nous n'avons sélectionné que les cas de vents de directions radiale (+) et azimutale ( $\square$ ), et représenté la variance normalisée en fonction de la vitesse du vent estimée par les mesures co-localisées du diffusiomètre ERS-1 (Fig. 5.6).

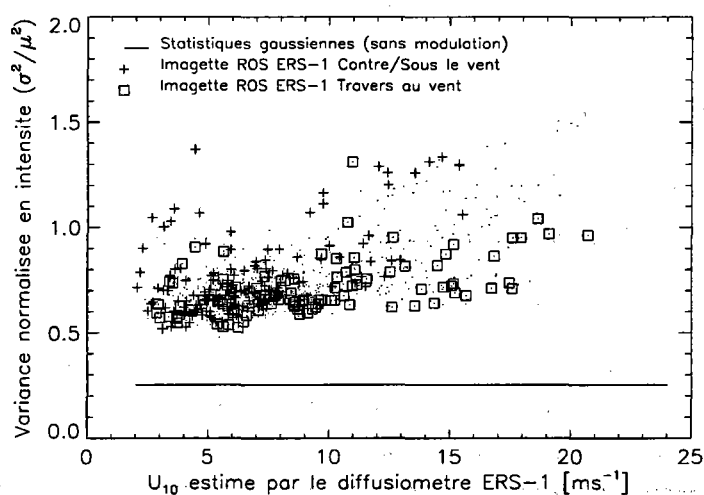


FIG. 5.6 - Variance normalisée des imagerie ROS ERS-1 en intensité (Mode IV) en fonction du vent estimé par les mesures co-localisées du diffusiomètre ERS-1. Le signe (+) représente les imagerie acquises sous/contre le vent (vents de direction radiale). Le signe ( $\square$ ) désigne les cas de vents de direction azimutale. La droite pleine caractérise la valeur de la variance normalisée des statistiques gaussiennes relative à ce mode de détection ( $\alpha = 0.253$ ).

On remarque, tout d'abord, qu'aucune des imagerie considérées n'a une variance normalisée dont la valeur est proche de celle des statistiques gaussiennes (représentée par la droite pleine sur la figure). Cela signifie donc que de la modulation a été détectée

9. voir annexe 3.C, p. 3.C : Présentation des différentes bases de données des imagerie ERS-1/2

pour toutes ces images ROS. Dans les cas de vents faibles, où il ne peut raisonnablement y avoir détection cohérente de la mer de vent, la modulation est implicitement associée à de la houle résiduelle. De plus, peu de différences apparaissent entre les cas de vents de direction radiale et azimutale pour les des vents inférieurs à 8-9 m/s. En effet, la contribution essentielle à la modulation, dans cette gamme de vents, provient de la détection des états de mers non locaux (houle). Au-delà de cette limite, on constate que la variance normalisée des images ROS, pour les vents de direction radiale, augmente sensiblement, et reste nettement supérieure à celle des cas de vents de direction azimutale. Les faibles valeurs de la variance normalisée pour les cas de vents de direction azimutale s'explique par l'augmentation de la coupure spectrale azimutale, associée à la variance des vitesses orbitales, qui atténue considérablement la modulation relative à la détection de la mer de vent. Lorsque le vent souffle dans la direction radiale, la mer de vent que l'on peut supposer approximativement alignée avec la direction du vent, subit beaucoup moins l'atténuation de la coupure spectrale azimutale si bien que la variance normalisée prend des valeurs plus importantes. Cette étude permet donc de mettre clairement en évidence la détection de la mer de vent, et sa contribution à la modulation, pour des vents supérieurs à environ 10 m/s.

### 5.3.2.2 Evaluation de la FTM d'orientation

A partir de l'étude précédente de la variance des imagettes ROS ERS-1, nous avons tenté de simuler le comportement de la variance normalisée avec la vitesse du vent en utilisant, d'une part, un spectre de mer de vent de type JONSWAP [Elfouhaily et al. 1997], et d'autre part, l'approximation quasi-linéaire<sup>10</sup> afin de reproduire la transformation spectrale ROS. En outre, notre intention était également de tester la fonction de transfert de modulation associée à l'effet d'orientation [Kerbaol et Chapron 1997]. Nous avons donc effectué cette simulation dans un premier temps, à partir l'expression de la FTM associée à l'effet d'orientation, telle qu'exprimée dans l'équation (2.2) pour une incidence de 23.5° [Monaldo et Lyzenga 1986]:

$$T_t(k) = -\frac{4 \cot \theta}{1 \pm \sin^2 \theta} i k_r \simeq -7.9 i k_r \quad (5.10)$$

Nous avons ensuite renouvelé l'opération en développant, à partir de la définition première de la FTM d'orientation, une expression de cette dernière, fonction du vecteur vent et dérivée du modèle empirique de rétrodiffusion CMOD-IFREMER (voir éq. (2.1))<sup>11</sup>:

$$T_t(k) = \frac{1}{\sigma(\theta)} \frac{\partial \sigma}{\partial \theta_i} \Big|_{\theta_i=23.5} i k_r \quad (5.11)$$

La comparaison du module des deux FTM d'orientation ainsi définies, est présentée au paragraphe 2.1.1.2 (p. 38) du deuxième chapitre consacré à la transformation spectrale ROS. Enfin, une houle moyenne [Glazman et al. 1996, eq. (8)] d'une hauteur significative

10. voir 2.2.2, p. 49: Transformation quasi-linéaire

11. voir 2.1.1.2, p. 38: Evaluation de la FTM dérivée du modèle empirique de rétrodiffusion CMOD-IFREMER

de 3 m a été rajoutée à la mer de vent, afin de tenir compte de la détection systématique de la modulation sur toutes les imagerie. Il est important de relever que le choix d'une telle hauteur significative est cohérent avec la mesure moyenne de la hauteur significative, en fonction du vent, donnée par *Yelland et Taylor* [Yelland et Taylor 1996]. D'après cette étude, en effet, la hauteur significative moyenne mesurée est de 3m. Une autre étude, portant sur la mesure comparée des hauteurs significatives obtenues par Geosat et TOPEX/POSEIDON, fait état d'une hauteur significative moyenne de 2.7 m [Callahan et al. 1994]. Le résultat de la simulation est présenté à la figure 5.7(a) pour l'expression de la FTM d'orientation donnée par *Monaldo et Lyzenga* [1986] et 5.7(b) pour la FTM dérivée du modèle CMOD-IFREMER.

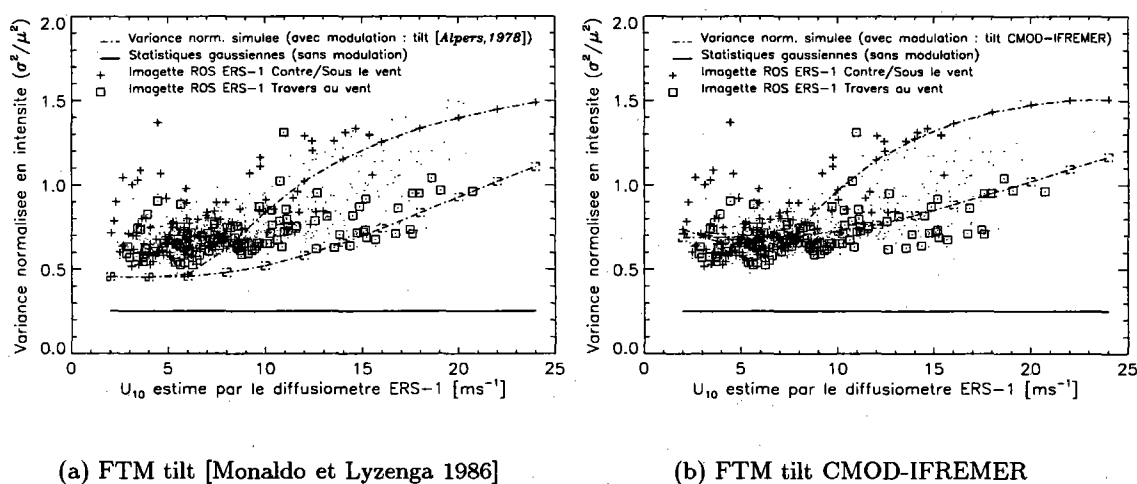


FIG. 5.7 - La courbe trait-point avec les signes (+) (resp. (□)) représente notre simulation de la variance normalisée pour les vents de direction radiale (resp. azimutale) en choisissant la FTM associée à l'effet de pente (a) définie par l'équation (5.10) [Monaldo et Lyzenga 1986], (b) dérivée de CMOD-IFREMER.

On constate, tout d'abord, que notre simulation reproduit de façon satisfaisante les caractéristiques essentielles du comportement de la variance normalisée en fonction de la vitesse et de la direction du vent :

- la faible différence pour les faibles vents de directions radiale ou azimutale. Dans ce cas, la mer de vent n'est pas suffisamment développée pour être détectée par l'instrument.
- la limitation de la variance normalisée pour les forts vents azimutaux. La mer de vent, susceptible d'être observée par le ROS, est immédiatement *brouillée* par le filtrage passe-bas azimutal causé par les fluctuations du spectre Doppler induites par les composantes, sur l'axe radar-cible, des vitesses orbitales (de cette même mer de vent pour l'essentiel).
- l'augmentation de la variance normalisée pour les forts vents de direction radiale.

La mer de vent, dont les composantes spectrales sont essentiellement situées sur l'axe radial, reste *visible* par l'instrument.

Si ces résultats permettent d'illustrer l'impact de la coupure spectrale azimutale dans la transformation spectrale ROS pour la gamme des vents modérés à forts, ils démontrent également que le spectre de la mer se réduit principalement à celui de la houle, du point de vue du ROS, pour les vents faibles. Ainsi, du module de la FTM associée à l'effet de pente dépendra directement la hauteur significative estimée des systèmes de houle se propageant dans la direction radiale.

Cette dernière remarque fait suite à la discussion que nous avons déjà entamée lors de l'étude de la FTM associée à l'effet d'orientation au chapitre 2. Elle soulève le problème de l'inversion spectrale des systèmes de houle, donc de l'estimation de la hauteur significative à partir des images ROS. En effet, des travaux récents menés en Allemagne (par le Max Planck Institut für Meteorologie et le Potsdam Institut für Klimafolgenforschung), pas encore publiés mais présentés à deux reprises par *Heimbach* (au 3ème symposium ERS à Florence, avril 1997, et au Calibration/Validation Meeting à l'ESA/ESTEC, juin 1997), tendent à démontrer la sous-estimation des systèmes de houles par le modèle de vagues WAM à partir des résultats d'inversion spectrale ROS sur des spectres 12 x 12 [European space agency 1992] des imagerie ERS-1. Toutefois, si les erreurs sur la propagation de la houle ont déjà été mises en évidence sur le modèle WAM, il est important de préciser que la FTM d'orientation, utilisée pour cette étude, repose sur l'expression de l'équation (5.10), c'est-à-dire qu'elle suppose une rétrodiffusion exclusivement de Bragg et un spectre saturé. Or, nous avons vu qu'aux vents les plus faibles, le module de la FTM ainsi estimée est deux fois plus faible que celui dérivé du modèle empirique CMOD-IFREMER. Ainsi, est-il probable que la conclusion de cette étude aurait été différente si les auteurs avaient fait le choix d'une autre expression de la FTM.

Si l'hypothèse d'un spectre saturé paraît justifiée pour les vents modérés à forts, elle semble, en revanche, assez peu réaliste aux vents faibles inférieurs à la limite d'apparition des premiers déferlements (environ 7 m/s). Nous pouvons donc raisonnablement conclure que la FTM associée à l'effet de pente, traditionnellement utilisée, se traduit par une surestimation, aux vents faibles, de la hauteur significative des systèmes de houle se propageant dans la direction radiale. Ainsi, la figure 5.7(a) montre-t-elle que la variance normalisée simulée est inférieure, aux vents faibles, à celle des imagerie lorsqu'on utilise la formulation de *Monaldo et Lyzenga*. En revanche, l'expression dérivée du modèle CMOD-IFREMER (Fig. 5.7(b)) adhère beaucoup mieux aux observations.

## 5.4 Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, consacré à l'analyse des statistiques des images ROS, nous avons concentré nos efforts sur la détermination de la loi de probabilité des données ROS. En particulier, il est apparu que la complexité du mécanisme de rétrodiffusion, mêlant aux incidences de 20° les contributions spéculaire et cohérente de la rétrodiffusion rend hasardeuse, et forcément réductrice, toute hypothèse simple dans

l'étude théorique de la distribution suivie par les images ROS. Il nous a donc semblé que la méthode la mieux adaptée consiste à comparer les moments d'ordres supérieurs, ou plutôt le couple  $(\beta_1, \beta_2)$ , des images ROS ERS à notre disposition aux valeurs théoriques des distributions standard les plus fréquemment citées dans la littérature. Une attention particulière a été apportée à la loi K et au calcul de son couple  $(\beta_1, \beta_2)$ , en fonction du nombre de vues et selon le mode de détection choisi. Il ressort de cette comparaison des couples  $(\beta_1, \beta_2)$  dans le diagramme de Pearson que la loi K est une bonne approximation de la distribution des images ROS tant que l'écart avec les statistiques gaussiennes n'est pas trop important. Pour les grandes valeurs de  $\beta_1$  et  $\beta_2$  la distribution des images se situe, du point de vue du couple  $(\beta_1, \beta_2)$ , entre la loi K et la loi lognormale. Aussi avons-nous suggéré que la description des fluctuations lentes associées à la modulation par les grandes vagues, nécessite sans doute l'introduction d'un deuxième paramètre de forme. Au vu des derniers résultats sur la contribution à la modulation de la houle, d'une part, et de la mer de vent, d'autre part, nous pouvons avancer l'hypothèse que l'introduction de plusieurs paramètres de formes est nécessaire lorsque plusieurs systèmes de vagues (houle/mer de vent, houle croisée,...) sont détectés par l'instrument.

Après avoir, ensuite, énuméré les possibles raisons qui confèrent aux images ROS leur caractère non-gaussien et écarté l'hypothèse d'un trop faible nombre de diffuseurs dans une cellule de résolution, nous avons étudié l'impact de la rétrodiffusion spéculaire. Nous avons montré, à partir de l'expérience GLOBESAR-93, que les déferlements sont généralement beaucoup plus visibles sur les images ROS en polarisation HH qu'en polarisation VV. En s'inspirant des travaux initiés en 1976 par *Jakeman et Pusey*, nous avons caractérisé l'écart des statistiques gaussiennes lorsqu'il y a détection des déferlements. Il apparaît, en effet, que la réflexion spéculaire tend à diminuer le nombre de diffuseurs qui contribuent effectivement à la rétrodiffusion ce qui interdit l'application du théorème de la *Limite Centrale* par convergence. Une méthode originale de localisation des événements fortement brillants de courte durée de vie pendant la période d'intégration a également été présentée. Cette technique, qui fonctionne comme un filtrage passe-bande glissant du spectre Doppler, pourrait être utilisée, à l'avenir pour estimer sur les images ROS complexes une probabilité d'occurrence des déferlements moyennant, naturellement, l'existence d'observations in-situ (photographies) de ces déferlements.

Enfin, nous avons pu constater que les statistiques non-gaussiennes des images ROS peuvent être expliquées, pour l'essentiel, par la simple analyse du spectre ROS. Ce dernier peut être modélisé comme la superposition des composantes spectrales du bruit granulaire (filtré par la réponse impulsionnelle de l'instrument) et de celles de la modulation associées aux vagues de longueur d'onde supérieure à la résolution nominale de l'image. Nous avons pu voir que les statistiques restent gaussiennes tant que la modulation n'est pas détectée. En analysant la variance normalisée de l'instrument, il nous a été possible de reproduire les principales caractéristiques du comportement de ce paramètre en fonction du vecteur vent. Cette étude nous a notamment permis de mettre en évidence l'importance de la définition de la FTM associée à l'effet d'orientation, tout particulièrement dans la gamme des vents faibles. Une mauvaise prédiction de cette FTM, dans cette gamme de vents, peut entraîner une surestimation de la hauteur significative des

systèmes de vagues détectés, en l'occurrence de la houle puisque la mer de vent n'est pas assez développée pour être vue par l'instrument dans ces conditions.

Tant que demeurent les questions concernant la description de la surface de la mer (distribution des pentes, interactions vague-vague, vent-vague,...), la rétrodiffusion sur la surface, la transformation spectrale ROS (non-linéarités issues de la transformation elle-même ou des fonctions de transfert de modulation), l'approche des statistiques des images ROS ne peut être qu'empirique. La complexité de ce problème ne doit toutefois pas occulter les perspectives intéressantes qu'impliquent l'étude des déferlements sur les images ROS dans le domaine des échanges gazeux (estimation du taux de dissipation, de la vitesse de friction, interférences causées par les bulles sur les sonars,...). La technique de filtrage passe-bande du spectre Doppler ou une analyse de type interférométrique pour générer un champ de déplacements ou de vitesses devrait permettre à l'avenir de mieux caractériser ce type d'événements.

## Références

- [Alpers et Hasselmann 1978] ALPERS W.R. et HASSELMANN K. – The two-frequency microwave technique for measuring ocean wave spectra from an airplane or satellite. *Bound. Layer Met.*, vol. 13, 1978, pp. 215–230.
- [Apel 1994] APEL J.R. – An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effect on radar backscatter. *J. Geophys. Res.*, vol. 99, n° C8, 1994, pp. 16269–16291.
- [Callahan et al. 1994] CALLAHAN P.S., MORRIS C.S. et HSIAO S.V. – Comparison of topex/poseidon  $\sigma^\circ$  and significant wave height distributions to geosat. *J. Geophys. Res.*, vol. 99, n° C12, décembre 1994, pp. 25015–25024.
- [Delignon et al. 1992] DELIGNON Y., GARELLO R. et HILLION A. – Parametrisation of sea-state from sar images. *Proceedings ICASSP Symp., San Francisco*. Proceedings of the symposium measuring ocean waves from space, pp. 23–26. – mars 1992.
- [Delignon 1993] DELIGNON Y. – *Etude Statistique d'Images Radar de la Surface de la Mer*. – Thèse de doctorat, Université de Rennes I, 1993.
- [Ditkine et Proudnikov 1974] DITKINE V. et PROUDNIKOV A. – *Transformations intégrales et calcul opérationnel*. – Editions Mir - Moscou, 1974. Traduction française Editions Mir 1978.
- [Elfouhaily et al. 1997] ELFOUHAILY T., CHAPRON B., KATSAROS K. et VANDEMARK D. – A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. *J. Geophys. Res.*, vol. 102, n° C7, juillet 1997, pp. 15,781–15,796.
- [European space agency 1992] European Space Agency. – *ESA ERS-1 Product Specification*, 1992. ESA SP-1149.
- [Fay et al. 1977] FAY F.S., CLARKE J. et PETERS R.S. – Weibull distribution applied to sea clutter. *IEE Conf. Publ.*, vol. 105, 1977, pp. 101–104.
- [Forget et al. 1996] FORGET P., ROUSSEAU S., CAUNEAU F., CHAPRON B., KERBAOL V., CUQ F., BONNAFOUX G., BLÉRARD C., GARELLO R., GRASSIN S., BONICEL D. et HAJJI H. – *Expérimentation Radar GLOBESAR-93 en Baie d'Audierne*. – Rapport technique, Laboratoire de Sondages Electromagnétiques de l'Environnement Terrestre - Univ. de Toulon et du Var, décembre 1996. Contrat 94/CNES/0380.
- [Glazman et al. 1996] GLAZMAN R.E., FABRIKANT A. et SROKOSZ M.A. – Numerical analysis of the sea state bias for satellite altimetry. *J. Geophys. Res.*, vol. 101, n° C2, février 1996, pp. 3789–3799.



- [Glazman 1986] GLAZMAN R.E. – Statistical characterization of sea surface geometry for a wave slope field discontinuous in the mean square. *J. Geophys. Res.*, vol. 91, n° C5, mai 1986, pp. 6629–6641.
- [Hwang et al. 1989] HWANG P.A., XU D. et WU J. – Breaking of wind-generated waves. *J. Fluid Mech.*, vol. 202, 1989, pp. 177–200.
- [Jakeman et al. 1976] JAKEMAN E., WHIRTER J.G. et PUSEY P.N. – Enhanced fluctuations in radiation scattered by a moving random phase screen. *J. Opt. Soc. America*, vol. 66, n° 11, novembre 1976, pp. 1175–1182.
- [Jakeman et Pusey 1976] JAKEMAN E. et PUSEY P.N. – A model for non-rayleigh sea echo. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-24, n° 6, novembre 1976, pp. 806–814.
- [Jakeman et Pusey 1978] JAKEMAN E. et PUSEY P.N. – Significance of k distributions in scattering experiments. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 40, n° 9, février 1978, pp. 546–550.
- [Jakeman et Tough 1988] JAKEMAN E. et TOUGH R.J.A. – Non-gaussian models for the statistics of scattered waves. *Adv. Phys.*, vol. 37, n° 5, 1988, pp. 471–529.
- [Jakeman 1980] JAKEMAN E. – Statistics of integrated gamma-lorentzian intensity fluctuations. *Optica Acta*, vol. 27, n° 6, 1980, pp. 735–741.
- [Jessup et al. 1991] JESSUP A. T., MELVILLE W. K. et KELLER W. C. – Breaking waves affecting microwave backscatter, 1., detection and verification. *J. Geophys. Res.*, vol. 96, n° C11, 1991, pp. 20547–20559.
- [Johnson et Kotz 1969] JOHNSON N.L. et KOTZ S. – *Distribution in statistics: Continuous Univariate Distributions I*. – Wiley, 1969.
- [Kerbaol et al. 1996] KERBAOL V., CHAPRON B., ELFOUHAILY T. et GARELLO R. – Fetch and wind dependence of SAR azimuth cutoff and higher order statistics in a mistral wind case. *IGARSS'96*. pp. 621–624. – IEEE Press, Piscataway, N.J., 1996.
- [Kerbaol et al. 1997] KERBAOL V., CHAPRON B. et VACHON P.W. – Analysis of ERS-1/2 SAR Wave Mode imageries. *J. Geophys. Res.*, 1997. – To be published.
- [Kerbaol et Chapron 1996] KERBAOL V. et CHAPRON B. – *Calibration and Validation of ERS-1/2 Wave Mode Products*. – European Space Agency Contract Report n° PO NO 160709, Inst. Fr. de Rech. pour l'Exploit. de la Mer, Brest, France, octobre 1996.
- [Kerbaol et Chapron 1997] KERBAOL V. et CHAPRON B. – A global comparison between AMI scatterometer data and SAR ERS-1/2 Wave Mode products. *Proceedings Third ERS Symposium*. – Firenze, Italia, mars 1997.

- [Kwoh et Lake 1986] KWOH D.S.W. et LAKE B.M. – Microwave scattering from short gravity waves: Deterministic, coherent, dual-polarized study of the relationship between backscatter and water wave properties. *Wave Dynamics and Radio Probing of the Ocean Surface*, éd. par PHILLIPS O.M. et HASSELMANN K., pp. 443–447. – Plenum Press, 1986.
- [Long et al. 1996] LONG D.G., REED R. et ARNOLD D.V. – Statistics of radar backscatter from wind waves. *IGARSS'96*. pp. 1475–1477. – IEEE Press, Piscataway, N.J., 1996.
- [Monaldo et Lyzenga 1986] MONALDO F.M. et LYZENGA D.R. – On the estimation of wave slope- and height-variance spectra from SAR imagery. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. GE-24, n° 4, juillet 1986, pp. 543–551.
- [Oliver 1993] OLIVER C.J. – Optimum texture estimators for SAR clutter. *J. Physics: D*, 1993, pp. 1823–1835.
- [Ouchi et Cordey 1991] OUCHI K. et CORDEY R.A. – Statistical analysis of azimuth streaks observed in digitally processed CASSIE imagery of sea surface. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, vol. 29, n° 5, septembre 1991, pp. 727–735.
- [Phillips 1988] PHILLIPS O.M. – Radar returns from the sea surface – bragg scattering and breaking waves. *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 18, août 1988, pp. 1065–1074.
- [Rice 1945] RICE S.O. – Mathematical analysis on random noise. *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 24, 1945, pp. 46–156.
- [Srokosz 1986] SROKOSZ M.A. – On the probability of wave breaking in deep water. *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 16, février 1986, pp. 382–385.
- [Tilley et Sarma 1993] TILLEY D.G. et SARMA Y.V. – A comparison of synthetic aperture radars applied for satellite remote sensing of the ocean surface. *Trends Geophys. Res.*, vol. 2, 1993, pp. 467–486.
- [Tilley 1986] TILLEY D.G. – Use of speckle for determining the response characteristics of doppler imaging radars. *Opt. Engin.*, vol. 25, n° 6, juin 1986, pp. 772–779.
- [Vachon et al. 1997] VACHON P.W., CAMPBELL J.W.M., BJERKELUND C., DOBSON F.W. et REY M.T. – Ship detection by the RADARSAT SAR: Validation of detection model predictions. *Canadian J. Rem. Sens.*, vol. 23, n° 1, mars 1997, pp. 48–59.
- [Ward 1981] WARD K.D. – Compound representation of high resolution sea clutter. *Electron. Lett.*, 1981, pp. 561–563.
- [Wetzel 1990] WETZEL L.B. – Electromagnetic scattering from the sea at low grazing angles. *Surface waves and fluxes*, éd. par GEERNAERT et PLANT, pp. 109–171. – Kluwer Academic Publishers, 1990.

- [Yelland et Taylor 1996] YELLAND M. et TAYLOR P. – Wind stress measurements from the open ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 26, avril 1996, pp. 541–558.

## 5.A $(\beta_1, \beta_2)$ de la loi K pour différents modes de détection

On rappelle que le couple  $(\beta_1, \beta_2)$  associé à la variable aléatoire  $x$  est défini par :

$$\beta_1 = \frac{E[(x - E[x])^3]^2}{E[(x - E[x])^2]^3} \quad (5.A.1a)$$

$$\beta_2 = \frac{E[(x - E[x])^4]}{E[(x - E[x])^2]^2} \quad (5.A.1b)$$

Le paramètre  $\beta_1$  correspond au *skewness* élevé au carré, et  $\beta_2$  représente le *kurtosis*. Dans l'hypothèse de statistiques gaussiennes (pur speckle), nous allons expliciter les différentes valeurs prises par le couple  $(\beta_1, \beta_2)$ , en fonction du nombre de vues  $N_l$ , pour les trois principaux modes de détection :

- moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en intensité
- racine carrée de la moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en intensité
- moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en amplitude

### 5.A.1 Moyenne incohérente de $N_l$ vues détectées en intensité

L'image ROS est détectée en intensité après avoir réalisé la moyenne incohérente de  $N_l$  vues détectées en intensité, supposées indépendantes. L'intensité en  $(x, y)$  vérifie donc :

$$I(x, y) = \frac{1}{N_l} \sum_{i=1}^{N_l} I_i(x, y) \quad (5.A.2)$$

La loi K en intensité qui correspond à ce mode de détection est donnée par [Jakeman et al. 1976, Oliver 1993] :

$$f_I(u) = \frac{b/\sqrt{u}}{\Gamma(\alpha) \Gamma(N_l)} \left( \frac{b\sqrt{u}}{2} \right)^{\alpha+N_l-1} K_{\alpha-N_l}(b\sqrt{u}) \quad (5.A.3)$$

avec :

$$b = 2 \sqrt{\frac{\alpha N_l}{E[I]}}$$

où  $\alpha$  représente le paramètre de forme de la loi K,  $b$  un paramètre d'échelle et  $K_\nu$  est la fonction de Bessel modifiée de seconde espèce d'ordre  $\nu$ .

L'expression des moments non centrés de l'intensité  $I$  est :

$$E[I^m] = \left( \frac{E[I]}{\alpha N_l} \right)^m \frac{\Gamma(\alpha + m)}{\Gamma(\alpha)} \frac{\Gamma(N_l + m)}{\Gamma(N_l)} \quad (5.A.4)$$

On remarquera que ces moments peuvent être directement obtenus à partir de ceux de l'amplitude  $A$ , donnés par l'équation (5.A.10), en remarquant que  $E[I^m] = E[A^{2m}]$ . De plus, on vérifie aisément que les moments de  $I$  convergent vers ceux des statistiques gaussiennes<sup>12</sup> lorsque le paramètre de forme  $\alpha$  tend vers l'infini :

$$\lim_{\alpha \rightarrow \infty} E[I^m] = \left( \frac{E[I]}{N_l} \right)^m \frac{\Gamma(N_l + m)}{\Gamma(N_l)} \quad (5.A.5)$$

On définit alors la fonction  $\Upsilon(\cdot)$  telle que :

$$\Upsilon(m) = \frac{\Gamma(\alpha + m)}{\alpha^m \Gamma(\alpha)} \cdot \frac{\Gamma(N_l + m)}{N_l^m \Gamma(N_l)} \quad (5.A.6)$$

En remarquant que  $\Upsilon(1) = 1$ , le couple  $(\beta_1, \beta_2)$  est alors donné par :

$$\beta_1 = \frac{[\Upsilon(3) - 3\Upsilon(2) + 2]^2}{[\Upsilon(2) - 1]^3} \quad (5.A.7a)$$

$$\beta_2 = \frac{[\Upsilon(4) - 4\Upsilon(3) + 6\Upsilon(2) - 3]}{[\Upsilon(2) - 1]^2} \quad (5.A.7b)$$

La figure 5.A.1 présente l'évolution du couple  $(\beta_1, \beta_2)$ , correspondant à ce mode de détection, dans le diagramme de Pearson ( $N_l = 1, 2, 3$ ).

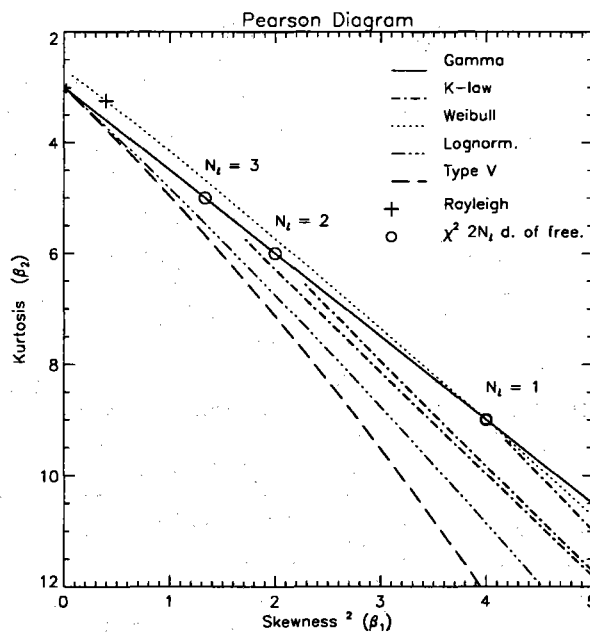


FIG. 5.A.1 - Evolution du couple  $(\beta_1, \beta_2)$  selon le nombre de vues  $N_l$  ( $1 \leq N_l \leq 3$ ) pour une détection de type Mode I (courbe trait-point-trait associée à la loi K sur le diagramme)

12. voir éq. (1.B.5), p. 31

### 5.A.2 Racine carrée de la moyenne incohérente de $N_l$ vues détectées en intensité

Dans ce type de détection, chaque vue individuelle est détectée en intensité. On réalise ensuite la moyenne incohérente des  $N_l$  vues indépendantes. Finalement, on ne garde que l'amplitude du signal ainsi formé. L'amplitude en  $(x, y)$  vérifie donc :

$$A(x, y) = \sqrt{\frac{1}{N_l} \sum_{i=1}^{N_l} I_i(x, y)} \quad (5.A.8)$$

La loi K en amplitude relative à cette détection est donnée par [Jakeman et Pusey 1976, Delignon 1993]:

$$f_A(u) = \frac{2b}{\Gamma(\alpha)\Gamma(N_l)} \left(\frac{bu}{2}\right)^{\alpha+N_l-1} K_{\alpha-N_l}(bu) \quad (5.A.9)$$

avec :

$$b = 2 \sqrt{\frac{\alpha N_l}{E[A]}}$$

où  $\alpha$  représente le paramètre de forme de la loi K,  $b$  un paramètre d'échelle et  $K_\nu$  est la fonction de Bessel modifiée de seconde espèce d'ordre  $\nu$ .

En utilisant les relations des transformations intégrales associées aux fonctions de Bessel [Ditkine et Proudnikov 1974, eq. (11.137), p. 385], l'expression des moments non centrés de l'amplitude  $A$  est :

$$\begin{aligned} E[A^m] &= \left(\frac{2}{b}\right)^m \frac{\Gamma(\alpha + m/2)}{\Gamma(\alpha)} \frac{\Gamma(N_l + m/2)}{\Gamma(N_l)} \\ &= \left(\frac{E[A]}{\alpha N_l}\right)^{m/2} \frac{\Gamma(\alpha + m/2)}{\Gamma(\alpha)} \frac{\Gamma(N_l + m/2)}{\Gamma(N_l)} \end{aligned} \quad (5.A.10)$$

On vérifie d'ailleurs aisément que les moments de  $A$  convergent vers ceux des statistiques gaussiennes<sup>13</sup> lorsque le paramètre de forme  $\alpha$  tend vers l'infini.

$$\lim_{\alpha \rightarrow \infty} E[A^m] = \left(\frac{E[A]}{N_l}\right)^{m/2} \frac{\Gamma(N_l + m/2)}{\Gamma(N_l)} \quad (5.A.11)$$

L'équation (5.A.10) impose toutefois la relation suivante au premier ordre ( $m = 1$ ) :

$$\sqrt{E[A]} = \frac{\Gamma(\alpha + 1/2)}{\sqrt{\alpha}\Gamma(\alpha)} \frac{\Gamma(N_l + 1/2)}{\sqrt{N_l}\Gamma(N_l)} \quad (5.A.12)$$

Soit la fonction  $\Upsilon(\cdot)$  définie telle que :

$$\Upsilon(m) = \frac{\Gamma(\alpha + m/2)\Gamma(\alpha)^{m-1}}{\Gamma(\alpha + 1/2)^m} \cdot \frac{\Gamma(N_l + m/2)\Gamma(N_l)^{m-1}}{\Gamma(N_l + 1/2)^m} \quad (5.A.13)$$

En remarquant que  $\Upsilon(1) = 1$ , le couple  $(\beta_1, \beta_2)$  est alors donné par les équations (5.A.7a) et (5.A.7b). Le diagramme de Pearson représenté à la figure 5.A.2 montre l'évolution du couple  $(\beta_1, \beta_2)$  correspondant à ce type de détection ( $N_l = 1, 2, 3$ ).

13. voir éq. (1.B.11), p. 32

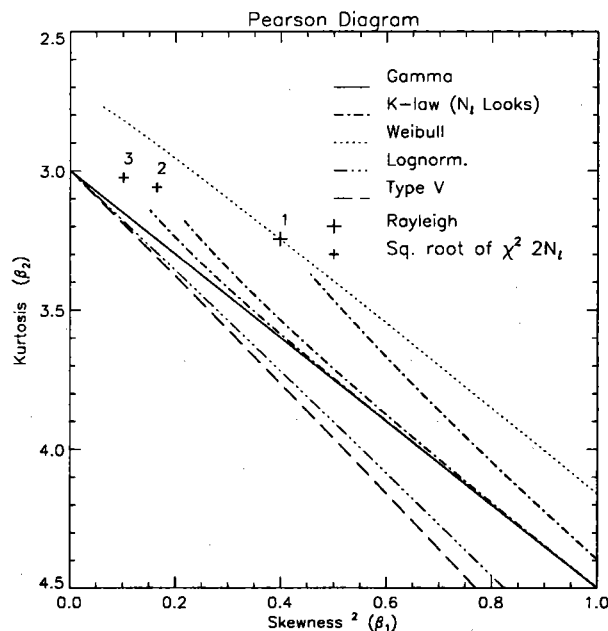


FIG. 5.A.2 - Evolution du couple  $(\beta_1, \beta_2)$  selon le nombre de vues  $N_i$  ( $1 \leq N_i \leq 3$ ) pour une détection de type Mode II (courbe trait-point-trait associée à la loi K sur le diagramme).

### 5.A.3 Moyenne incohérente de $N_i$ vues détectées en amplitude

Chaque vue individuelle est détectée en amplitude. On réalise ensuite la moyenne incohérente des  $N_i$  vues indépendantes. L'amplitude en  $(x, y)$  vérifie donc :

$$A(x, y) = \frac{1}{N_i} \sum_{i=1}^{N_i} A_i(x, y) \tag{5.A.14}$$

Chaque vue en amplitude suit une loi K mono-vue en amplitude. La loi suivie par  $A$  sera donc la convolution de  $N_i$  lois K mono-vue. A défaut d'une expression analytique pour ce type de distribution, le calcul du couple  $(\beta_1, \beta_2)$  sera donc mené pas à pas. Les moments non-centrés de chaque vue individuelle en amplitude sont tels que :

$$E[A^m] = \left( \frac{E[A_i]}{\alpha} \right)^{m/2} \frac{\Gamma(\alpha + m/2)}{\Gamma(\alpha)} \Gamma(1 + m/2) \tag{5.A.15}$$

Soit la fonction  $\Upsilon(\cdot)$  choisie telle que :

$$\Upsilon(m) = \frac{\Gamma(\alpha + m/2) \Gamma(\alpha)^{m-1}}{\Gamma(\alpha + 1/2)^m} \cdot \frac{\Gamma(1 + m/2)}{\Gamma(3/2)^m} \tag{5.A.16}$$

En remarquant que  $\Upsilon(1) = 1$ , les moments non centrés de  $A$  deviennent donc :

$$E[A] = E[A_i] \tag{5.A.17a}$$

$$E[A^2] = \left( \frac{E[A_i]}{N_i} \right)^2 [N_i \Upsilon(2) + N_i(N_i - 1)] \tag{5.A.17b}$$

$$E[A^3] = \left(\frac{E[A_i]}{N_l}\right)^3 [N_l \Upsilon(3) + 3 N_l (N_l - 1) \Upsilon(2) + N_l (N_l - 1) (N_l - 2)] \quad (5.A.17c)$$

$$E[A^4] = \left(\frac{E[A_i]}{N_l}\right)^4 [N_l \Upsilon(4) + 4 N_l (N_l - 1) \Upsilon(3) + 6 N_l (N_l - 1) (N_l - 2) \Upsilon(2) + 3 N_l (N_l - 1) \Upsilon(2)^2 + N_l (N_l - 1) (N_l - 2) (N_l - 3)] \quad (5.A.17d)$$

Finalement, le couple  $(\beta_1, \beta_2)$  est donné par :

$$\beta_1 = \frac{[\Upsilon(3) - 3 \Upsilon(2) + 2]^2}{N_l [\Upsilon(2) - 1]^3} \quad (5.A.18a)$$

$$\beta_2 = \frac{\Upsilon(4) - 4 \Upsilon(3) + 3(N_l - 1) \Upsilon(2)^2 - 6(N_l - 2) \Upsilon(2) + 3N_l - 6}{N_l [\Upsilon(2) - 1]^2} \quad (5.A.18b)$$

La figure 5.A.3 présente l'évolution du couple  $(\beta_1, \beta_2)$ , correspondant à ce mode de détection, dans le diagramme de Pearson pour différents nombre de vues.

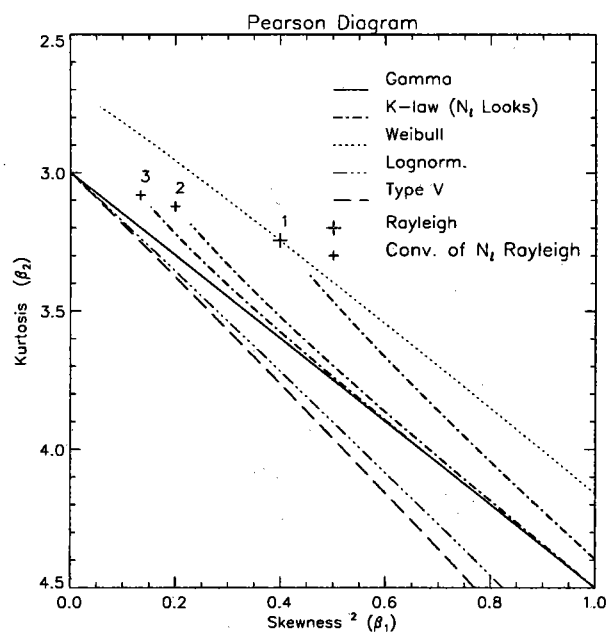


FIG. 5.A.3 - Evolution du couple  $(\beta_1, \beta_2)$  selon le nombre de vues  $N_l$  ( $1 \leq N_l \leq 3$ ) pour une détection de type Mode III (courbe trait-point-trait associée à la loi K sur le diagramme).



# Conclusion

L'objectif de ce travail était d'approfondir les méthodes actuelles d'analyse des images ROS sur la surface de la mer et d'apporter une contribution nouvelle à l'interprétation vent-vagues de ces données. Arrivés au terme de ce mémoire, nous allons résumer tout d'abord les principaux résultats de cette étude.

Dans la mesure où le phénomène de superposition de facettes intrinsèque à l'effet d'accumulation par les vitesses orbitales n'affecte pas la moyenne du signal lors de la formation de l'image, le radar à ouverture synthétique hérite des propriétés diffusiométriques d'un simple radar à ouverture réelle. En particulier, le coefficient de rétrodiffusion  $\sigma^\circ$  est une signature importante du vent local sur la surface. La procédure d'étalonnage des images visant à restituer  $\sigma^\circ$  devient dès lors une étape essentielle du traitement des données ROS. Notre contribution à ce travail est double. Nous avons proposé une solution analytique au calcul de la perte de puissance inhérente à la saturation causée par la conversion analogique-numérique lors de la réception des signaux. De plus, nous avons démontré la possibilité d'étalonner les images ROS en procédant à des comparaisons entre la moyenne des images ROS en intensité et des mesures co-localisées de  $\sigma^\circ$  d'un diffusiomètre. La différence de résolution entre les deux instruments ne présente pas d'obstacle majeur à l'utilisation de cette technique sauf dans quelques rares cas, à vent très faible, où la forte variabilité du vent affecte différemment le ROS et le diffusiomètre. Ce travail a notamment permis de mettre en évidence le changement d'angle d'incidence (non signalé) pendant la mission du ROS d'ERS-1.

Concernant la transformation spectrale ROS, nous avons, dans un premier temps, concentré nos efforts vers l'évaluation d'une expression plus réaliste de la FTM associée à l'imagerie par un radar à ouverture réelle. Une expression, fonction du vecteur vent local, est obtenue à partir du modèle empirique de rétrodiffusion CMOD-IFREMER. Elle permet de s'affranchir des contraintes d'une hypothèse de rétrodiffusion dominée exclusivement par la résonance de Bragg, peu probable aux environs de  $20^\circ$ , et de l'hypothèse stricte, à vent faible, de la représentation de la surface de la mer par un spectre saturé. De plus, la résolution du modèle considéré étant de 50 kilomètres, cette représentation de la FTM présente l'avantage d'intégrer les fluctuations de la pente quadratique des vagues intermédiaires (non résolues par l'instrument) sur la pente des grandes vagues. Cette modulation des vagues intermédiaires par les vitesses orbitales des vagues plus grandes n'est pas prise en compte par l'expression de la FTM dérivée d'un modèle 2-échelles traditionnel [Alpers et Hasselmann 1978]. Le résultat principal réside alors dans une expression de la FTM dépendante du vent. La modification ainsi apportée à l'ampli-

tude de la FTM est particulièrement importante à vent faible : cela permettra de mieux évaluer la hauteur significative de la houle dans ces conditions.

L'essentiel de notre contribution à l'analyse spectrale des images ROS sur la surface de la mer a été consacré à l'étude de la longueur de coupure azimutale causée par la composante radiale des mouvements sur la surface libre. Après avoir présenté notre méthode d'estimation de la longueur de coupure azimutale  $\lambda_c$  fondée sur l'observation de la FAC azimutale des images ROS, nous avons procédé à une comparaison systématique entre les longueurs de coupure azimutale ainsi estimées sur un grand nombre d'images ROS ERS et des estimations locales de vent issues de mesures diffusiométriques co-localisées. Cette comparaison a abouti à plusieurs résultats remarquables. Elle démontre, tout d'abord, une évolution statistiquement linéaire de la longueur de coupure avec le vent confirmant ainsi la dépendance au premier ordre de  $\lambda_c$  avec la mer de vent. Il apparaît en outre que le biais de cette estimation, induit par la longueur de corrélation de la modulation azimutale cohérente des grandes vagues, est moins important que pour les autres méthodes d'estimation existant dans la littérature [Vachon et al. 1994, Hasselmann et al. 1996]. Cette plus grande stabilité nous a donc encouragé à développer un algorithme empirique de restitution de la vitesse du vent fondée sur l'estimation de la longueur de coupure qui doit être considérée comme une mesure cinématique des mouvements sur la surface [Kerbaol et al. 1997]. Enfin, l'approximation quasi-linéaire de la transformation spectrale ROS généralement utilisée pour les inversions [Hasselmann et Hasselmann 1991], se fonde sur la définition de  $\lambda_c$  fonction de la variance des vitesses orbitales intégrées sur tout le spectre des vagues. Notre comparaison exhibe en réalité une pente deux fois inférieure à celle prédite par la théorie d'*Hasselmann et Hasselmann* révélant ainsi que seule une partie des vagues sur la surface participe effectivement au brouillage azimutal. A partir de l'étude de l'allure de la fonction d'auto-corrélation des déplacements azimutaux  $\rho_{\xi_{\alpha}\xi_{\alpha}}(y)$ , nous proposons un modèle 2-échelles : la longueur de séparation est fonction du vent local et permet de distinguer les longueurs d'onde qui participent exclusivement au brouillage azimutal de celles détectées de façon cohérente par leurs vitesses orbitales. D'après nos simulations, seules les vagues inférieures à  $1/6^e$  de la longueur d'onde principale de la mer de vent contribuent activement au filtrage passe-bas azimutal dans les cas de vents azimutaux. Le rapport tombe à environ  $1/3.5$  lorsque le vent souffle perpendiculairement à la trajectoire du satellite. Les longueurs de coupure ainsi calculées, en n'intégrant les vitesses orbitales que sur les petites échelles, reproduisent correctement la dépendance linéaire observée sur notre comparaison entre les valeurs estimées de  $\lambda_c$  sur les images ROS ERS-1 et les estimations co-localisées du vent. De plus, un effet sensible de la directivité de la mer de vent apparaît aux vents forts : cela vient du fait que des vagues plus longues semblent contribuer au filtrage azimutal pour les vents de direction perpendiculaire à la trajectoire du satellite.

Du point de vue des propriétés statistiques des images ROS, les moments des statistiques gaussiennes (cas des images purement bruitées) et de la loi K ont été développés jusqu'à l'ordre 4 en fonction du mode de détection et du nombre de vues. Le calcul de la variance du bruit de *speckle* est important en ce qui concerne l'identification de sa contribution spectrale. De plus, l'estimation des moments empiriques d'ordres supérieurs

des images ROS révèle, par comparaison avec les moments théoriques de lois standards, que la loi K est une bonne approximation de la distribution suivie par les images tant que l'écart avec les statistiques gaussiennes n'est pas trop important. Lors de l'étude de l'influence de la rétrodiffusion de type spéculaire sur les statistiques des images ROS, nous avons présenté une méthode originale d'analyse du spectre Doppler des images complexes permettant d'isoler pendant le temps d'intégration les événements de forte intensité, pouvant être associés à des déferlements, et d'estimer leur durée de vie. Enfin, en analysant la variance normalisée des images ROS, il a été explicitement démontré que le caractère non-gaussien des images s'explique pour l'essentiel par la présence de la modulation associée à la détection cohérente. Cette méthode d'analyse de la variance normalisée se révèle également être un outil précieux du point de vue de l'évaluation de la fonction de transfert de modulation associée à l'effet d'orientation. A ce titre, la FTM dérivée du modèle CMOD-IFREMER s'avère très robuste.

Les différents travaux exposés dans ce mémoire ont été principalement appliqués aux images ROS des satellites ERS-1/2. Dans la mesure du possible, nous avons toutefois essayé d'aborder le problème de l'imagerie ROS de la surface océanique de la façon la plus générale. Certains problèmes méritent cependant d'être étendus à des configurations différentes de celles des ROS ERS-1/2 afin d'exploiter au mieux les produits du futur ROS d'ENVISAT. Par exemple, l'évaluation de notre FTM RAR fonction du vent peut être effectuée en procédant à des comparaisons intensives entre les variances normalisées des images ROS et des simulations obtenues par transformation spectrale (non-linéaire ou quasi-linéaire) de mesures spectrales *in-situ* ou de spectres de mer fournies par des modèles numériques de prévision (WAM). Dans le cas de résultats probants, la définition de la FTM d'orientation adaptée serait à envisager pour des instruments fonctionnant avec d'autres caractéristiques (longueur d'onde, polarisation, angle d'incidence). Nous avons vu également que la longueur de coupure azimutale dépend essentiellement, aux environs de 20°, d'une fraction de la variance totale de la composante verticale des vitesses orbitales. La validation d'un tel résultat à partir de données *in-situ* est envisageable et justifierait *a posteriori* une simplification pour la transformation intégrale ROS et la mise au point d'algorithmes d'inversion. Il serait aussi souhaitable d'étudier le comportement de la longueur de coupure à des incidences plus obliques sur des images RADARSAT ou provenant de la future mission européenne ENVISAT. En particulier, il peut être intéressant de regarder précisément l'impact de la directivité de la mer de vent à ces incidences. Enfin, l'analyse de la longueur de coupure azimutale peut également faire l'objet d'une attention particulière pour une configuration utilisant la polarisation horizontale. Cela permettrait notamment d'étudier l'impact des événements brillants non-cohérents, souvent assimilés à des déferlements, sur le comportement de la coupure azimutale. On sait en effet cette polarisation plus sensible à ce type d'événements [Wetzel 1990]. Il sera judicieux, pour cela, de comparer les estimations obtenues à partir de la fonction d'auto-corrélation azimutale de l'image à celles dérivées de l'inter-corrélation entre vues indépendantes afin de dégager la contribution non-cohérente du signal.

Nous concluons finalement ce mémoire en rappelant la perspective principale de ce travail de thèse : l'analyse conjointe de la longueur de coupure azimutale et du coefficient

de rétrodiffusion, deux paramètres indépendants subordonnés à des échelles différentes de la surface. Bien compris, cela doit permettre d'améliorer les futurs algorithmes de restitution du vecteur vent à partir de l'image ROS uniquement. Des travaux préliminaires ont d'ores et déjà conclu à l'intérêt d'une telle combinaison [Korsbakken 1996]. Nous avons clairement mis en évidence la nécessité de contraindre la définition de l'approximation quasi-linéaire de la transformation spectrale ROS à l'intégration partielle du spectre des vitesses orbitales. Contrairement à la forme d'*Hasselmann et Hasselmann*, la longueur de coupure azimutale estimée à l'aide de la FAC azimutale des images ROS semble reproduire de façon réaliste le filtrage passe-bas associé au brouillage azimutal. Avec la perspective d'obtenir une estimation locale du vecteur vent par analyse conjointe de  $\lambda_c$  et  $\sigma^\circ$ , cela doit permettre, à l'avenir, d'appliquer à chaque image ROS individuelle une fonction de transfert de modulation RAR fonction du vent mieux adaptée à l'état de la surface : l'analyse de la FTM alors définie localement pouvant servir à mieux quantifier les effets hydrodynamique et aérodynamique jusqu'à présent difficiles à isoler.

Le radar à ouverture synthétique opérant sur la surface océanique n'est donc pas seulement un instrument destiné à restituer le spectre de mer. Le considérer comme tel serait réducteur de sa capacité à délivrer une information sur le vent local. Bien qu'incapable d'observer les petites vagues se propageant dans la direction azimutale, il fournit cependant une information géophysique sur ces mêmes petites vagues sous la forme d'un paramètre intégré représenté par la longueur de coupure azimutale. Nous espérons que ce travail aura contribué à illustrer ce propos.

## Références

- [Alpers et Hasselmann 1978] ALPERS W.R. et HASSELMANN K. – The two-frequency microwave technique for measuring ocean wave spectra from an airplane or satellite. *Bound. Layer Met.*, vol. 13, 1978, pp. 215–230.
- [Hasselmann et al. 1996] HASSELMANN S., BRÜNING C., HASSELMANN K. et HEIMBACH P. – An improved algorithm for the retrieval of ocean wave spectra from synthetic aperture radar image spectra. *J. Geophys. Res.*, vol. 101, juillet 1996, pp. 16,615–16,629.
- [Hasselmann et Hasselmann 1991] HASSELMANN K. et HASSELMANN S. – On the nonlinear mapping of an ocean wave spectrum into a synthetic aperture radar image spectrum and its inversion. *J. Geophys. Res.*, vol. 96, n° C6, juin 1991, pp. 10713–10729.
- [Kerbaol et al. 1997] KERBAOL V., CHAPRON B. et VACHON P.W. – Analysis of ERS-1/2 SAR Wave Mode images. *J. Geophys. Res.*, 1997. – To be published.
- [Korsbakken 1996] KORSBAKKEN E. – *Quantitative Wind Field retrievals from ERS SAR Images*. – Rapport technique, ESA, 1996.
- [Vachon et al. 1994] VACHON P.W., KROGSTAD H.E. et PATERSON J. Scott. – Airborne and spaceborne synthetic aperture radar observations of ocean waves. *Atmos. Ocean*, vol. 32, n° 1, mars 1994, pp. 83–112.
- [Wetzel 1990] WETZEL L.B. – Electromagnetic scattering from the sea at low grazing angles. *Surface waves and fluxes*, éd. par GEERNAERT et PLANT, pp. 109–171. – Kluwer Academic Publishers, 1990.

## Annexe A

# Description des images ROS des satellites ERS-1/2

Le satellite ERS-1 a été lancé en juillet 1991 par l'Agence Spatiale Européenne (ASE). C'est un satellite d'orbite polaire, quasi-circulaire et synchrone avec le soleil. Son inclinaison est de  $98.52^\circ$  et sa période de révolution d'environ 100 minutes. Son successeur ERS-2 est un satellite *jumeau* lancé en avril 1995. Chacun d'eux dispose à son bord, d'une panoplie d'instruments actifs (ROS, diffusiomètre, altimètre) et passifs (radiomètre) [European space agency 1992a]. Les caractéristiques utiles à la compréhension du fonctionnement du ROS embarqué, sont résumées dans le tableau A.1.

Altitude (R):	782 à 785 km
Vitesse (V):	6.5 à 7 km/s
R/V:	115 s

TAB. A.1 - Caractéristiques des satellites ERS-1/2.

Le laboratoire d'océanographie spatiale d'IFREMER, par l'intermédiaire du CER-SAT (Centre ERS d'Archivage et de Traitement), est chargé par l'ASE de traiter, d'archiver et de diffuser les produits des satellites ERS-1/2 (altimètre, champs de vents du diffusiomètre, imagettes).

### A.1 Imagettes ROS de ERS-1/2 (mode Vague)

Les imagettes ROS en mode Vague ont été initialement conçues pour fournir des spectres bi-dimensionnels de la surface de la mer. Elles sont acquises tous les 200 kilomètres à l'intérieur de la fauchée du diffusiomètre (Fig. A.1). Cette configuration particulière autorise donc l'acquisition de données ROS et diffusiométriques co-localisées en temps et en espace. La taille des imagettes est de 10 km x 5 km respectivement dans la direction radiale et azimutale. Les principales caractéristiques d'acquisition sont résumées dans le tableau A.2 [European space agency 1992b].

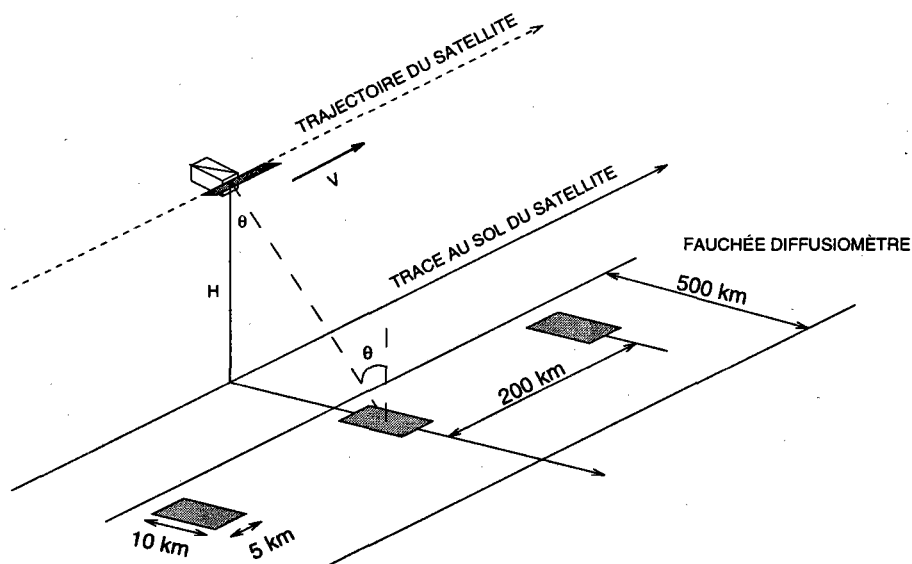


FIG. A.1 - Géométrie des imagettes ROS des satellites ERS-1/2 (mode Vague).

Fréquence :	5.3 GHz (Bande C)
Polarisation :	VV
Fréquence de répétition :	1640-1720 Hz
Angle d'incidence :	19.9° (ERS-1 avant Juin 1995) 23.5° (ERS-1 après Juin 1995) 23.5° (ERS-2)
Taille de la fauchée :	10 km (direction radiale) 5 km (direction azimutale)
Taille du pixel :	20 m (direction radiale) 16 m (direction azimutale)
Quantification :	4 bits
Nombre de vues :	3
Mode de détection :	Moyenne incohérente des vues en amplitude (mode III) <sup>1</sup>

TAB. A.2 - Caractéristiques des images ROS ERS-1/2 en mode Vague.

## A.2 Images PRI ROS de ERS-1/2 (mode Précision)

Les images ROS des satellites ERS-1/2 en mode Précision sont identiques aux imagettes en terme de fréquence, polarisation, PRF,.... Toutefois, compte tenu de la puissance nécessaire à l'acquisition d'une telle quantité de données (100 km x 100 km), tous les autres instruments à bord sont éteints pendant le temps de fonctionnement du ROS. La géométrie du ROS en mode Précision est présentée figure A.2 [European space agency 1992b].

1. Voir 1.3.2: description des modes de détection

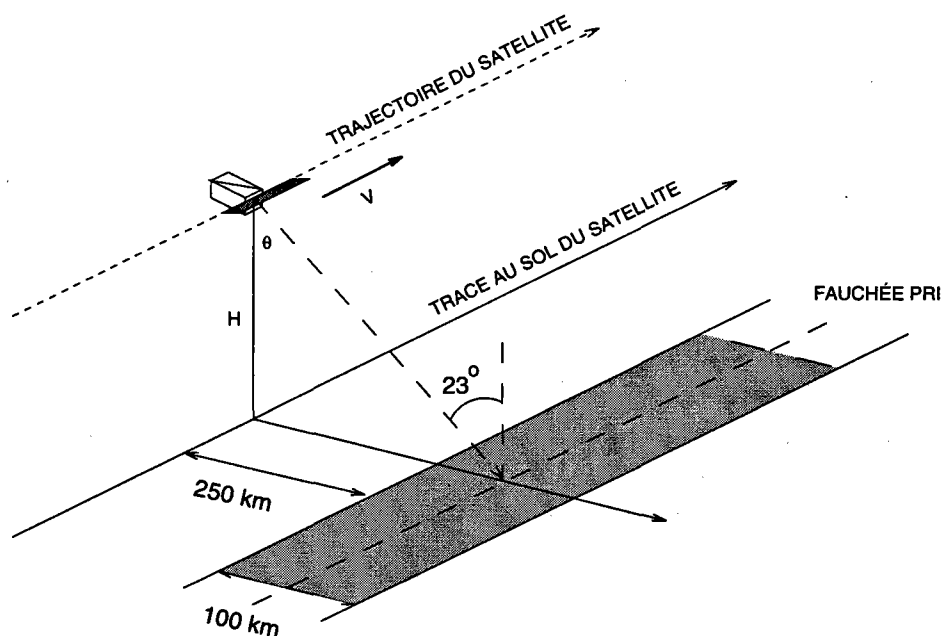


FIG. A.2 - Géométrie des images PRI des satellites ERS-1/2 (mode Précision).

Les caractéristiques d'acquisition de ces images sont résumées dans le tableau A.3.

Fréquence :	5.3 GHz (Bande C)
Polarisation :	VV
Fréquence de répétition :	1640-1720 Hz
Angle d'incidence :	20.1° (incidence proche) 23.0° (incidence intermédiaire) 25.9° (incidence éloignée)
Taille de la fauchée :	100 km (direction radiale) 100 km (direction azimutale)
Taille du pixel :	12.5 m (direction radiale) 12.5 m (direction azimutale)
Quantification :	5 bits
Nombre de vues :	3
Mode de détection :	Racine carrée de la moyenne incohérente des vues détectées en intensité (mode II) <sup>2</sup>

TAB. A.3 - Caractéristiques des images ROS ERS-1/2 en mode Précision.

## Références

- [European space agency 1992a] European Space Agency. - *ERS-1 System*, septembre 1992. ESA SP-1146.
- [European space agency 1992b] European Space Agency. - *ESA ERS-1 Product Specification*, 1992. ESA SP-1149.

2. Voir 1.3.2: description des modes de détection