



HAL
open science

Etude de la surface océanique, de sa signature radar et de ses interactions avec les flux turbulents de quantité de mouvement dans le cadre de l'expérience FETCH

Céline Gwenaëlle Quentin

► **To cite this version:**

Céline Gwenaëlle Quentin. Etude de la surface océanique, de sa signature radar et de ses interactions avec les flux turbulents de quantité de mouvement dans le cadre de l'expérience FETCH. Physique [physics]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2002. Français. NNT: . tel-00010934

HAL Id: tel-00010934

<https://theses.hal.science/tel-00010934>

Submitted on 9 Nov 2005

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

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

Thèse de Doctorat de l'Université Paris 6

Spécialité: Méthodes Physiques en Télédétection
Ecole Doctorale: Sciences de L'Environnement d'Ile de France

Présentée par Céline QUENTIN
Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Paris VI

Etude de la surface océanique, de sa signature radar
et de ses interactions avec le flux turbulent de quantité
de mouvement dans le cadre de l'expérience FETCH

Soutenue le 26 Avril 2002 devant le jury composé de:

| | | |
|--------------------|---|------------|
| Mme M. LARCHEVEQUE | Professeur, UPMC (LMM, Paris) | Présidente |
| Mr J. MONBALIU | Professeur, KUL (Leuven, Belgique) | Rapporteur |
| Mr J. TOURNADRE | Chercheur, IFREMER (DROOS, Brest) | Rapporteur |
| Mr J. BIDLOT | Chercheur, ECMWF (Reading, UK) | Examineur |
| Mr W. DRENNAN | Professeur associé, RSMAS (Miami, USA) | Examineur |
| Mme H. DUPUIS | Chargée de recherche, CNRS (DGO, Bordeaux) | Examineur |
| Mme D. HAUSER | Directeur de recherche, CNRS (CETP, Vélizy) | Examineur |

Remerciements

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à ma directrice de thèse, Danièle HAUSER, qui m'a accueillie et m'a fait découvrir le monde de la recherche. Du DEA à la thèse durant les quatre années passées ensemble, elle a toujours su être présente pour m'orienter dans mes recherches et me fournir l'aide nécessaire à la bonne réalisation de mon travail.

Toute ma reconnaissance à mon parrain, Jean TOURNADRE, qui a suivi cette thèse du début à la fin en acceptant de tenir le rôle de rapporteur. Et pour ce rôle, si souvent ingrat, je remercie également Jaak MONBALIU qui a relu ce manuscrit malgré la barrière de la langue. Merci à tous deux pour leurs corrections, et l'intérêt porté à ce manuscrit.

Merci à Michèle LARCHEVEQUE pour sa présence dans ce jury de thèse, et ce malgré les difficultés d'accès à Vélizy.

Merci à Will DRENNAN pour son enthousiasme tout au long de ce parcours de thèse, ses discussions (souvent à longue distance) et ses conseils à propos des vagues et des flux turbulents.

Merci à Jean BIDLOT et Jean-Michel LEFEVRE pour les nombreux échanges d'informations et le temps consacré aux diverses investigations menées avec les modèles numériques de prévision d'état de la mer.

Merci à Hélène DUPUIS pour l'aide apportée sur les questions concernant les flux turbulents.

Mes sincères remerciements à toutes les personnes de la communauté FETCH (Pierre QUEFFEULOU, Bertrand CHAPRON, Jérôme GOURRION, Cyrille FLAMANT, Jacques PELON, Hubert BRANGER, Hans GRABER, Serge DESPIAU, ...) et du groupe de travail COST714 (Kimmo KAHMA, Heidi PETTERSSON, Lucy WYATT, Harald KROGSTAD, ...) qui m'ont beaucoup apporté lors des réunions et discussions, et qui m'ont encouragé.

Ce travail n'aurait pu se réaliser dans de bonnes conditions sans la contribution du personnel du CETP, notamment des départements administratif (Caroline, Béatrice, Catherine, Rose, Colette, et Marilyne), technique (Thierry, Philippe, Jean-Paul, et Georges) et informatique (Christine, Michel, Sophie, Edmond, Sandrine, Elisabeth et Francis).

Et un grand merci à tous ceux que je ne citerais pas, et qui m'ont permis de décompresser à l'heure du déjeuner ou au coin café ...

Enfin, merci à mes parents, ma sœur, et mes amis pour leur soutien inébranlable.

Etude de la surface de l'océan, de sa signature radar et de ses interactions avec les flux turbulents de quantité de mouvement dans le cadre de l'expérience FETCH

RESUME:

L'objectif principal est l'étude de l'état de la mer et de ses relations avec les flux turbulents d'énergie et avec le signal radar rétrodiffusé. L'étude est basée sur les données de l'expérience FETCH (« Flux, Etat de la mer et Télédétection en Conditions de fetch limité ») qui s'est déroulée dans le golfe du Lion, Méditerranée Occidentale, en Mars-Avril 1998.

L'état de la mer a été étudié à partir de mesures in situ (bouées), et par télédétection aéroportée (radar RESSAC) et spatiale (altimètres TOPEX et ERS). Plusieurs états de mer (mer en développement, mer mixte et houle) associées à des situations météorologiques variées (Mistral, Tramontane, ou Marin) ont été analysés. La séparation du spectre des vagues en composantes de mer du vent (vagues générées par le vent local) ou houle a permis de classifier les états de mer. La loi de croissance des vagues a été établie pour les cas de pure mer observés localement par la bouée. Cette loi diffère sensiblement de celles citées dans la littérature.

Ce jeu de données a servi de base à une étude comparative entre modèles de prévision et observations, qui a montré la nécessité, pour cette région côtière, d'utiliser un champ de vent et un modèle d'état de mer de fine résolution spatiale.

Une analyse de l'influence de l'état de la mer sur les flux de quantité de mouvement a été menée à partir des données de turbulence acquises sur une bouée (ASIS) et du navire de recherche (Atalante). En condition de mer du vent, l'influence de l'âge des vagues sur les flux de quantité de mouvement a été montrée. Mais aucune relation entre la pente significative des vagues et les paramètres des flux turbulents n'a été mise en évidence sur les données de l'expérience FETCH.

L'analyse du signal radar à faible incidence (autour de 12°) a montré une dépendance très faible de la moyenne quadratique des pentes de la surface aux paramètres tels que la force du vent, l'âge ou la pente significative des vagues.

MOTS-CLEFS

physique, télédétection, météorologie marine, vagues océaniques et houle, turbulence dans la couche limite atmosphérique marine, modèle numérique de prévision atmosphérique et d'état de la mer, observation radar de la surface marine, Méditerranée

Study on the sea surface: its effects on radar backscatter and on the turbulent flux of momentum during the FETCH experiment

ABSTRACT :

This thesis deals with the study of the surface ocean waves and its relationships with the energy turbulent fluxes and radar backscatter. It was conducted in the frame of the FETCH (« Flux, Etat de la mer et Télédétection en Conditions de fetch limité ») experiment, which took place in the Gulf of Lion, West Mediterranean Sea, in March and April 1998.

The analysis of sea state is performed by using in situ measurements (buoys), and remote sensing from air (RESSAC radar) and space (TOPEX and ERS altimeters). Different sea-state conditions (developing sea, mixed sea, or swell) associated with various meteorological situations (Mistral, Tramontane or Marin winds) are detailed. The wave train decomposition in components recognised as wind-sea (waves generated by local wind) or swell, was used to classify different sea states. The growing law of the ocean waves was established for pure wind sea cases observed at the buoy location.. This law differs significantly from those proposed in the literature.

These data sets were used to compare sea state from measurements and from numerical prediction models. This study emphasizes the need, for this coastal region, of high spatial resolution of wind fields and sea-state models..

An analysis of the sea state influence on the turbulent flux of momentum was performed using data from the ASIS buoy, and the research vessel L'Atalante. For wind sea cases, exchange coefficients for momentum turbulent fluxes are shown to be dependent on wave age, but not on significant wave slope as it was suggested in other studies discussed in literature.

Analysis of radar backscatter at small incidence angle (less than 12°) showed that the sea surface mean square slope is not very sensitive to parameters as wind intensity, wave age or wave slope.

Table des Matières

| | |
|---|-----------|
| <u>Chapitre 1 - Introduction</u> | 13 |
|---|-----------|

| | |
|--|-----------|
| <u>Chapitre 2 - Description de la surface océanique: Rappels et Définitions</u> | 19 |
|--|-----------|

| | |
|---|----|
| <u>I. Introduction</u> | 19 |
| <u>II. Description et évolution en un point de la surface</u> | 20 |
| A. Description statistique de la surface de l'océan | 20 |
| B. Onde monochromatique | 21 |
| C. Propagation d'un train de vagues | 22 |
| D. Vagues de gravité | 22 |
| E. L'approche spectrale | 24 |
| <u>III. Evolution du spectre d'énergie</u> | 26 |
| A. Généralités | 26 |
| B. Equation de conservation de l'énergie | 26 |
| C. Age des vagues | 27 |
| D. Mer du vent / Houle | 28 |
| <u>IV. Grandeurs adimensionnelles</u> | 28 |
| A. Définitions | 28 |
| B. Formules empiriques vent-vagues | 29 |
| <u>V. Spectres Paramétrés</u> | 30 |
| A. Spectre limite: Phillips | 30 |
| B. Spectre de mer bien développée: Pierson-Moskowitz | 31 |
| C. Spectre à fetch limité | 32 |
| D. Spectres à hautes fréquences | 36 |
| <u>VI. Interaction avec l'atmosphère</u> | 36 |
| A. Génération des vagues par le vent | 36 |
| B. Rétroaction des vagues sur le vent | 37 |
| <u>VII. Retrodiffusion a la surface de l'océan</u> | 38 |
| A. Le coefficient de rétrodiffusion radar | 38 |
| B. Réflexion spéculaire | 39 |
| C. Diffusion de Bragg | 40 |
| D. Dépendance de l'angle d'incidence | 41 |
| <u>VIII. Conclusion</u> | 42 |

| | |
|--|-----------|
| <u>Chapitre 3 - Contexte expérimental</u> | 45 |
|--|-----------|

| | |
|--|----|
| <u>I. L'expérience FETCH</u> | 45 |
| A. Cadre Expérimental | 45 |
| B. Moyens mis en jeu et stratégie d'observation | 47 |
| <u>II. Données disponibles pour l'étude</u> | 47 |
| A. Mesures in situ | 47 |
| B. Les sorties de modèle de prévision météorologique | 50 |
| C. Mesures spatiales | 50 |
| D. Mesures aéroportées | 52 |
| <u>III. L'instrument RESSAC</u> | 53 |
| A. Caractéristiques du radar | 54 |
| B. Principe de la mesure | 55 |
| C. Traitement des données | 56 |
| <u>IV. Conclusions</u> | 60 |

Chapitre 4 - Etats de la mer à moyenne échelle 63

| | |
|--|-----|
| <u>I. Introduction</u> | 63 |
| <u>II. Situations météorologiques observées</u> | 64 |
| A. Situations générales | 64 |
| B. Périodes d'observations intensives | 64 |
| C. Résumé de l'analyse comparative bouées et radar | 79 |
| <u>III. Les modèles de prévision de l'état de la mer</u> | 79 |
| A. Introduction | 79 |
| B. Les modèles numériques de prévision de l'état de la mer | 80 |
| C. Description des modèles utilisés | 81 |
| <u>IV. Diagnostics des paramètres moyens des modèles</u> | 84 |
| A. Evolution temporelle au point de la bouée ASIS | 84 |
| B. Analyse statistique du vent | 87 |
| C. Analyse statistique de la hauteur significative des vagues | 89 |
| D. Conclusions | 91 |
| <u>V. Analyse spectrale</u> | 92 |
| A. Séparation en train de vagues | 93 |
| B. Détermination de la Mer du vent | 95 |
| C. Analyse statistique des hauteur significative des trains de vagues: | 96 |
| D. Lois de croissance | 98 |
| <u>VI. Etude de cas</u> | 104 |
| A. Cas du 24 Mars 1998 | 104 |
| B. Cas du 20 Mars 1998 | 108 |
| C. Cas du 03 Avril 1998 | 113 |
| D. Cas du 07 Avril 1998 | 117 |
| <u>VII. Conclusions</u> | 120 |

Chapitre 5 - Relation avec l'atmosphère - Flux turbulents..... 123

| | |
|--|-----|
| <u>I. Introduction</u> | 123 |
| <u>II. Théorie des flux turbulents</u> | 124 |
| A. Définition des flux turbulents | 124 |
| B. Equation de conservation de l'énergie cinétique | 126 |
| C. Théorie de la similitude de Monin-Obukhov | 127 |
| D. Formules et Paramètres bulk | 130 |
| <u>III. Mesures des flux turbulents</u> | 132 |
| A. Méthode de corrélation de la turbulence (ECM) | 132 |
| B. Méthode inertio-dissipative | 133 |
| <u>IV. Analyse</u> | 135 |
| A. Présentation des mesures | 135 |
| B. Paramétrisation en fonction du vent | 140 |
| C. Paramétrisation en fonction de l'état de la mer | 144 |
| D. Direction de la tension superficielle du vent | 150 |
| <u>V. Conclusions</u> | 155 |

Chapitre 6 - Distribution des pentes à petite échelle..... 159

I. Introduction 159
II. Définition et historique 160
 A. Définition 160
 B. Historique 160
III. Mesure de la MSS 162
 A. Théorie 162
 B. Estimation de la MSS radar 165
IV. Résultats des mesures RESSAC 172
 A. Présentation des situations 172
 B. MSS totale 173
 C. MSS directionnelle 176
V. Cas du 24 Mars: données RESSAC, TOPEX et LIDAR 178
VI. Conclusions 181

Chapitre 7 - Conclusions et Perspectives..... 185

Annexe 1:..... 191
 Mât Instrumenté de l'Atalante

Annexe 2:..... 193
 Plate-Forme instrumentale ASIS

Annexe 3:..... 195
 Analyse d'erreurs des données RESSAC

Annexe 4:..... 205
 Heidi Pettersson, Hans C. Graber, Danièle Hauser, Céline Quentin,
 Kimmo K. Kahma, William M. Drennan, and M. Donelan

“Directional wave measurements from three wave sensors during Fetch experiment”

Annexe 5:..... 231
 William M. Drennan, Hans C. Graber, Danièle Hauser, and Céline Quentin

“On the wave age dependence of wind stress over pure wind seas”

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES..... 253

Chapitre 1 - Introduction

La connaissance de l'état de mer est depuis longtemps un enjeu important pour les applications maritimes. Depuis les années 1950, les moyens instrumentaux de mesure des vagues, et les modèles numériques de prévision se sont largement développés afin de documenter l'état de la mer: hauteur significative, direction et vitesse de propagation, spectre directionnel des vagues. Les données fournies de façon opérationnelle permettent d'assurer la sécurité maritime, d'optimiser le routage des navires, et d'assister les activités off-shore, telles que la pêche ou l'exploitation pétrolière. Ces informations sont également utilisées dans le cadre de la surveillance et de la protection de l'environnement marin pour l'aménagement côtier. Leur étude permet de suivre également l'évolution naturelle du milieu côtier sous l'influence des changements climatiques.

Le développement de la théorie de la dynamique des vagues et le bond technologique réalisé en informatique, ainsi que la sophistication des moyens d'observation des vagues ont contribué à l'amélioration de la modélisation. Les mesures *in situ* (bouées) peuvent restituer aujourd'hui un spectre directionnel de bonne qualité. De plus, le lancement de plusieurs satellites qui assurent l'observation des vagues, nous offre à présent une couverture globale de la planète. Ainsi toutes ces avancées permettent d'obtenir aujourd'hui une prévision marine en temps réel qui ne cesse d'être améliorée.

La surveillance des vagues et l'enregistrement des mesures est nécessaire pour l'amélioration des modèles, d'une part, afin de valider la prévision, et d'autre part, en vue d'assimiler ces observations dans les modèles de prévision. Or les vagues sont rarement estimées en mer. Les principaux moyens d'observation *in situ* des vagues sont déployés par des agences nationales de la marine ou de la météorologie, ainsi que par les opérateurs pétroliers. Ces observations sont malheureusement très proches des côtes et ne sont pas bien réparties sur toute la planète, de plus, elles demeurent en nombre limité. La couverture globale de l'observation des vagues ne peut se faire que par la télédétection. Les moyens d'observation spatiale sont, d'une part, en mode opérationnel les altimètres qui fournissent la hauteur significative et le vent de surface, d'autre part, en mode recherche les imageurs RAS (*Radars à Ouverture Synthétique*) qui peuvent fournir un spectre directionnel lorsqu'ils sont couplés à un modèle de prévision vagues. D'autres projets d'observation des vagues depuis l'espace sont à l'étude, par exemple SWIMSAT qui restituera un spectre directionnel.

Par ailleurs, certains paramètres restitués par la télédétection, comme le vent de surface qui joue un rôle dans l'amélioration du champ de vent utilisé pour le forçage des modèles de prévision des vagues, se sont révélés être sensibles à l'état de la mer. Il est apparu que dans certaines conditions et particulièrement en zone côtière, l'inversion des mesures radar pose problème notamment à cause du comportement particulier de la surface de la mer [Queffeuilou et al, 1996], et conduit à une sous-estimation du vent. De plus, lors de l'étude de la topographie des océans, on utilise une estimation de la hauteur de la mer à partir des données des altimètres. Or cette estimation est entachée d'un biais, le biais altimétrique qui est relié à l'état de la mer, soit la répartition des vagues à la surface de la mer. D'où la nécessité de bien identifier comment les vagues ou l'état de la mer perturbent l'estimation des paramètres géophysiques à partir des données altimétriques.

Les vagues sont aussi un point important en climatologie. En effet, l'état de la mer est un élément essentiel pour le couplage océan/atmosphère. On suppose que l'état de la mer affecte les échanges d'énergie entre l'air et la mer. Notamment, les vagues interviennent dans le transfert de quantité de mouvement de l'atmosphère vers l'océan: d'une part, la force de frottement exercée par le vent à la surface de l'eau entraîne la croissance des vagues, et d'autre part, ces vagues modifient l'écoulement de l'air. Malgré les avancées réalisées, des progrès sont encore nécessaires pour comprendre exactement le rôle qu'exercent les vagues sur les flux. Ce rôle est encore connu de façon rudimentaire et soulève encore de nombreuses controverses et contradictions dans la littérature [Smith *et al*, 1990; Donelan *et al*, 1993; Janssen, 1999; Taylor & Yelland, 2000; Drennan *et al*, 2002].

L'étude présentée dans cette thèse s'appuie sur les mesures acquises durant l'expérience FETCH (Golfe du Lion, Méditerranée Occidentale, 1998) et répond à de nombreux objectifs fixés pour cette campagne. Ces objectifs étaient d'étudier les échanges entre l'océan et l'atmosphère, la circulation océanique à moyenne échelle et d'améliorer l'apport de la télédétection pour les mesures de vent, de vagues, et de flux à la surface de l'océan. Le travail de cette thèse est plus particulièrement axé sur la connaissance de l'état de la mer et son incidence sur les échanges d'énergie air-mer et la télédétection compte tenu des observations effectuées durant la campagne FETCH. Les questions scientifiques abordées, ainsi que les mesures effectuées, peuvent être séparées en trois thèmes: le premier concerne l'état de la mer et ses particularités dans la zone côtière, le second concerne les relations entre l'état de la mer et les flux turbulents d'énergie, et le troisième la relation entre l'état de la mer et les paramètres géophysiques issus de la télédétection à la surface de la mer en particulier en zone côtière.

Le premier objectif est relatif aux vagues, ou état de la mer. Il concerne l'étude du comportement des vagues de gravité en condition de développement (fetch limité), et vise à l'amélioration des modèles de prévision des vagues. Il s'agit dans un premier temps de caractériser l'évolution du champ de vagues (énergie totale, fréquence pic, direction) en condition de fetch court (lié aux situations de Mistral ou Tramontane), et/ou de mer complexe. Les données d'état de mer recueillies permettent également de valider les sorties de prévision d'état de mer des modèles numériques. Ces études sont conduites afin d'améliorer les prévisions d'état de mer, et les paramétrisations utilisés dans les modèles pour représenter la génération, la croissance et la dissipation des vagues.

Le deuxième objectif est l'étude des flux turbulents d'énergie à l'interface océan/atmosphère. Sachant qu'une bonne estimation de ces flux est essentielle pour la connaissance du système climatique atmosphère-océan, on comprend alors l'importance de cet apport pour la prévision météorologique. Suite aux nombreuses controverses qui portent sur les relations entre ces flux et les caractéristiques de la couche limite atmosphérique marine, il s'est avéré important d'approfondir les investigations sur la relation entre le flux de quantité de mouvement et l'état de la mer ou les paramètres issus de la télédétection. De plus, s'il est possible de caractériser les échanges, en particulier de quantité de mouvement, entre l'air et la mer à partir de variables issues de la télédétection, alors nous pourrions estimer les flux par satellites.

Le dernier aspect concerne les vagues courtes dont la longueur d'onde varie de quelques centimètres à quelques mètres. Ces vagues interviennent fortement sur les paramètres de la télédétection et dans le couplage entre le vent et les vagues par rétroaction des vagues sur l'écoulement d'air. Cet aspect a été abordé de manière indirecte par l'étude du signal de télédétection hyperfréquence (radar, radiomètre) et optique (lidar), et ses relations avec les paramètres relatifs à la surface de l'océan. Malgré l'essor de la télédétection au cours des dix dernières années, certaines relations entre les mesures de télédétection et les paramètres géophysiques (vent, vagues) ne sont pas encore bien établies notamment dans des conditions particulières telles que les mesures proches des côtes.

Le but de cette thèse est d'étudier l'état de la mer en zone côtière et son influence les flux turbulents, en particulier le flux de quantité de mouvement, et sur les signaux électromagnétiques radar. Le chapitre 2 de ce rapport est dédié à la description de la surface océanique. On y retrouve quelques définitions, comme la hauteur significative, la vitesse de phase, et on y introduit la notion de spectre directionnel. Le chapitre 3 décrit le contexte expérimental dans lequel s'inscrit ce travail de thèse, avec les instruments de mesures

déployés: bouées (ASIS, FIMR, SPEAR), altimètres (ERS-2, TOPEX), radar (RESSAC), ainsi que leurs principes de fonctionnement.

Les chapitres suivants présentent les résultats obtenus lors de la campagne FETCH. Le chapitre 4 est consacré à l'étude de l'état de la mer: dans une première partie la mesure, et dans une seconde partie la modélisation. L'intercomparaison entre instruments met en évidence les avantages et défauts de chaque technique instrumentale. Grâce aux données du radar RESSAC, j'ai étudié l'évolution à moyenne échelle du champ de vagues. Les évolutions spatiales et temporelles remarquées grâce aux instruments ont été comparées aux sorties des modèles de prévision de l'état de la mer. Les performances des modèles en fonction de la résolution et du forçage en vent ont été évaluées, afin de déterminer quel modèle donnait la meilleure information. Le chapitre 5 est consacré à la relation entre l'état de la mer et le flux turbulent de quantité de mouvement. L'étude a été menée grâce à une combinaison d'observations *in situ* des flux (navires et bouée) et des sorties des modèles, préalablement analysés et validés au chapitre 4. L'étude a été centrée sur les cas de pure mer du vent (mer en développement en absence de houle), et sur les relations entre les paramètres qui régissent le flux de quantité de mouvement et ceux qui caractérisent la surface océanique. Dans le chapitre 6, j'ai analysé les mesures de télédétection du radar RESSAC en terme de moyenne quadratique des pentes de la surface de l'océan. Cette analyse permet d'atteindre les petites pentes, celles qui se créent grâce à la force du vent. Je discuterai également du choix de la distribution gaussienne des pentes utilisée jusqu'à présent pour simuler la surface dans les modèles électromagnétique simulant la signature de la surface océanique en télédétection (radar, ou lidar). Enfin le dernier chapitre présente le bilan de ces études sur l'état de la mer et son influence sur les paramètres de la télédétection et les flux turbulents

Chapitre 2 - Description de la surface océanique: Rappels et Définitions

I. INTRODUCTION

Depuis plusieurs dizaines d'années les vagues qui couvrent la surface de l'océan ont intrigué nombres de scientifiques, mathématiciens et physiciens à la fois théoriciens et expérimentateurs. A première vue, comme le dit Lord Rayleigh: "The basic law of the seaway is the apparent lack of any law", car l'observation visuelle de la surface océanique suffit pour juger sa complexité.

L'état de la mer est continuellement modifié et dépend de plusieurs paramètres: d'une part, ceux qui caractérisent les échanges turbulents à l'interface air-mer comme la force et direction du vent, sa variabilité, la température de l'air, de l'eau, la viscosité, et d'autre part, de ceux de la mécanique des vagues, le degré de développement des vagues, les couplages non-linéaires entre vagues, et le déferlement. Les processus physiques qui interviennent dans la formation des vagues sont nombreux, et même s'ils sont bien identifiés, ils ne sont pas encore bien maîtrisés.

Dans ce chapitre, nous présentons les bases théoriques de la description de la surface océanique, ainsi que de la mécanique des vagues. Nous évoquerons également le couplage des vagues avec l'atmosphère, et enfin leur influence sur les mécanismes de rétrodiffusion radar. Ces notions seront utilisées dans l'analyse présentée dans les chapitres IV, V et VI .

Le paragraphe II décrit l'approche statistique de la surface de l'océan et le mouvement d'un train de vagues soumis aux lois de la mécanique des fluides. Dans le paragraphe suivant, nous décrirons l'approche spectrale qui permet de décrire et de modéliser la surface. Le quatrième paragraphe explique les processus qui régissent l'évolution des vagues. Par la suite, nous ne décrirons que la mer du vent. Nous citerons dans le paragraphe V certaines relations empiriques entre les paramètres moyens de l'état de la mer et du vent, et dans le paragraphe VI les formes de spectres les plus courantes. Dans les paragraphes VII et VIII, nous établirons comment et de quelle manière la surface océanique perturbe l'atmosphère et la rétrodiffusion des ondes électromagnétiques.

II. DESCRIPTION ET EVOLUTION EN UN POINT DE LA SURFACE

A. Description statistique de la surface de l'océan

La surface de la mer est constituée d'une superposition de vagues (ou ondes) caractérisées par leur longueur d'onde, leur direction de propagation et leur amplitude. Ces vagues interagissent entre elles et la surface ainsi obtenue, étant irrégulière à la fois dans l'espace et dans le temps, peut-être assimilée à une surface aléatoire. En pratique, il n'est pas possible de déterminer toutes les ondes monochromatiques qui composent les vagues naturelles. Aussi comme dans de nombreux autres phénomènes physiques, on choisit d'analyser la surface océanique par une approche statistique.

Dans la description statistique des vagues, l'élévation de la surface en un point local en fonction du temps $\eta(\vec{x}, t)$ est représentée par un nombre élevé d'harmoniques de phase aléatoire α_i , d'amplitude a_i et de pulsation ω_i :

$$\eta(\vec{x}, t) = \sum_i a_i \cos(\omega_i t + \alpha_i) \quad (2-II-1)$$

Si les phases sont statistiquement indépendantes et si les amplitudes, les vecteurs d'onde et les pulsations varient lentement dans le temps, alors les élévations $\eta(\vec{x}, t)$ sont distribuées selon une loi gaussienne et l'information sur l'état de la surface est entièrement contenue dans la fonction de corrélation spatio-temporelle des élévations donnée par:

$$C(\vec{x}, \vec{r}, t, \tau) = \langle \eta(\vec{x}, t) \cdot \eta(\vec{x} + \vec{r}, t + \tau) \rangle \quad (2-II-2)$$

où $\langle \dots \rangle$ désigne la moyenne statistique

En pratique, le théorème central limite et le caractère dispersif des vagues leur confère effectivement une distribution gaussienne [Janssen, 1995]. Cependant peu d'expérimentateurs ont vérifié que la distribution des hauteurs suit exactement une loi gaussienne.

De même, les pentes sont fréquemment supposées être distribuées suivant une loi gaussienne. Il est alors possible de caractériser la distribution des pentes de la surface uniquement par leur moyenne quadratique mss (mean square slope). Cette définition sera détaillée dans le chapitre 5. Soient ξ_x et ξ_y les pentes dans les directions respectives x et y. La distribution des pentes s'écrit alors sous la forme :

$$pdf(\xi_x, \xi_y) = \frac{1}{\pi \cdot mss} \exp\left(-\frac{\xi_x^2 + \xi_y^2}{mss}\right) \quad (2-II-3)$$

Dans le cas général où la distribution ne suit pas une loi gaussienne, il est alors nécessaire d'examiner non seulement la variance (moment d'ordre 2), mais encore les facteurs

d'asymétrie ou skewness (moments centrés d'ordre 3), et les facteurs d'aplatissement et kurtosis (moments centrés d'ordre 4). Ce problème sera repris ultérieurement dans le chapitre 5.

B. Onde monochromatique

Les vagues sont souvent traitées comme des ondes qui se déplacent à la surface de l'océan. Leurs caractéristiques sont stationnaires et homogènes, car les propriétés de l'océan varient lentement avec l'espace et le temps, et les échelles d'espace et de temps sont très grandes devant la longueur de l'onde et la période de l'onde. Une propriété locale quelconque η d'une onde monochromatique pourra alors s'écrire [Phillips, 1977]:

$$\eta = a \cdot e^{i\chi} \quad (2-II-4)$$

avec a l'amplitude de l'onde et χ sa phase.

Le vecteur d'onde $\vec{k} = (k_x, k_y)$ et la pulsation de l'onde ω sont définis par :

$$\vec{k} = \vec{\nabla}\chi \quad \text{et} \quad \omega = -\frac{\partial\chi}{\partial t} \quad (2-II-5 \text{ a, b})$$

La vitesse de phase \vec{c}_p de l'onde est la vitesse des points de phase χ constante. Elle est donc donnée par :

$$\frac{d\chi}{dt} = \frac{\partial\chi}{\partial t} + \vec{c}_p \cdot \vec{\nabla}\chi = 0 \quad (2-II-6)$$

D'après les équations (2-II-5 a, b) cette relation se met sous la forme:

$$-\omega + \vec{c}_p \cdot \vec{k} = 0 \quad (2-II-7)$$

Or \vec{c}_p et \vec{k} sont parallèles et de même sens, la vitesse de phase est donc égale à :

$$|\vec{c}_p| = \frac{\omega}{k} \quad (2-II-8)$$

L'onde considérée peut s'écrire sous la forme d'une onde monochromatique progressive:

$$\zeta = a \cos(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t) \quad (2-II-9)$$

C. Propagation d'un train de vagues

Ces ondes doivent répondre aux lois de la mécanique des fluides, notamment les équations de transport de Navier-Stokes. Avec les observations de la surface de l'océan, il apparaît que l'on peut considérer les mouvements à la surface de l'océan comme l'écoulement d'un fluide incompressible et irrotationnel [Donelan & Hui, 1990].

En tenant compte des conditions limites, soit une pression équilibrée à l'interface air-mer égale à la pression atmosphérique modifiée par la tension superficielle T_s et une profondeur constante D , on arrive à la relation de dispersion reliant la pulsation de l'onde ω au nombre d'onde k [Landau & Lifschitz, 1971]:

$$\omega^2 = gk \left[1 + \frac{\gamma_w k^2}{g} \right] \tanh(k \cdot D) \quad (2-II-10)$$

où $\tanh(k \cdot D)$ décrit l'effet de la profondeur sur la relation de dispersion

et où le terme $\gamma_w k^2/g$ est lié à la tension superficielle

avec $\gamma_w = \frac{T_s}{\rho}$ avec ρ la densité de l'eau de mer

En eau profonde, soit à partir de $k \cdot D > \pi/2$, l'équation (2-II-10) se simplifie :

$$\omega^2 = gk \left[1 + \frac{\gamma_w k^2}{g} \right] \quad (2-II-11)$$

D. Vagues de gravité

D'après la relation précédente de dispersion en eau profonde (2-II-10), la vitesse de phase des vagues c_p varie en fonction de leur longueur d'onde, suivant la loi:

$$c_p = \sqrt{\frac{g}{2\pi} \cdot \lambda + \frac{2\pi \cdot T_s}{\rho} \cdot \frac{1}{\lambda}} \quad (2-II-12)$$

En prenant les valeurs numériques suivantes:

- $\rho = 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$ pour la masse volumique de l'eau
- $T_s = 74 \cdot 10^{-3} \text{ N.m}^{-1}$ pour la tension superficielle de l'eau de mer à la température de 20°C
- $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$ pour la constante gravitationnelle

on montre que la vitesse de phase passe par un minimum lorsque la longueur d'onde augmente (Figure 2-II-1). Ce minimum est atteint pour une longueur d'onde égale à :

$$\lambda_{\min} = 2\pi \sqrt{\frac{T_s}{\rho \cdot g}} \quad (2-II-13)$$

soit $\lambda_{min}=1.725\text{cm}$, ce qui correspond à une vitesse de phase égale à 23.2 cm.s^{-1} .

En fonction des processus physiques qui régissent l' évolution des vagues on différencie trois catégories de vagues en fonction de leur longueur d' onde λ et de ce minimum qui correspond à l' égalité entre le terme lié à la gravité et celui lié à la tension superficielle ::

- les vagues capillaires: $\lambda < \lambda_{min} / 3$ soit inférieure à 0.57 cm
- les vagues de transition capillarité-gravité: $\lambda_{min} / 3 < \lambda < 3 * \lambda_{min}$
- les vagues de gravité: $3 * \lambda_{min} < \lambda$ soit supérieure à 5.19 cm

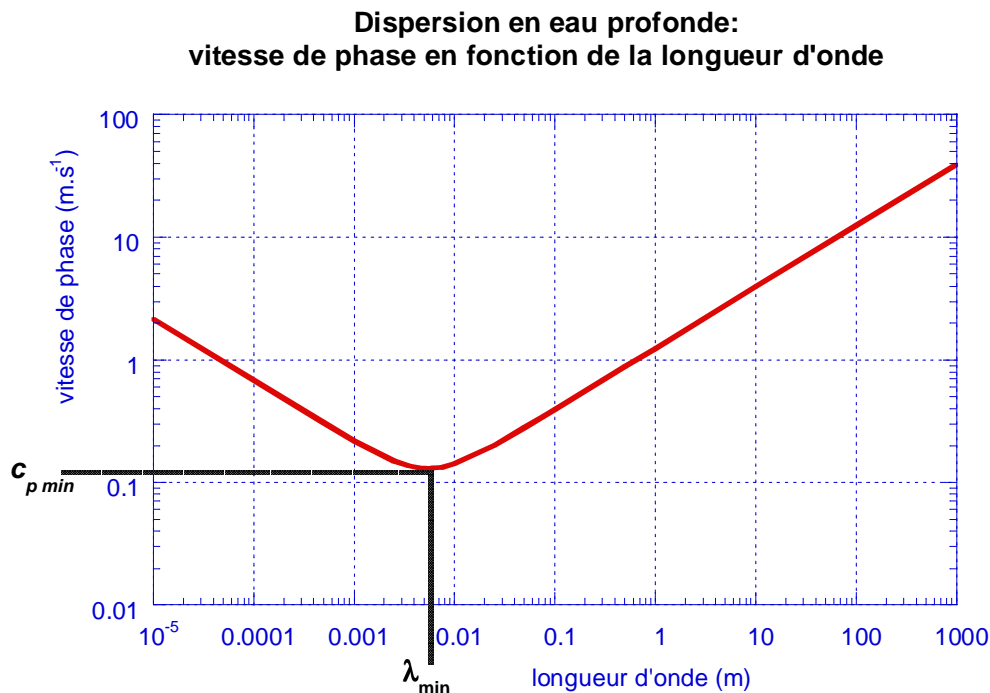


Figure 2-II-1 Tracé de la vitesse de phase en fonction de la longueur d'onde d'après la relation de dispersion en eau profonde

Dans le cas des ondes de gravité, on peut négliger le second terme de l' équation(2-II-11) lié aux effets de la tension superficielle. La relation de dispersion se simplifie :

$$\omega^2 = gk \quad (2-II-14)$$

La vitesse de phase c_p s'écrit :

$$c_p = \frac{\omega}{k} = \frac{g}{2\pi f} \quad (2-II-15)$$

et la vitesse de groupe c_g est égale à :

$$c_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{g}{4\pi f} \quad (2-II-16)$$

E. L'approche spectrale

L'approche spectrale permet de décrire les mouvements aléatoires de la surface de l'océan par un système d'équations linéaires. Le spectre directionnel des hauteurs de vagues est relié à la distribution de l'énergie en fonction des fréquences ou nombre d'onde et de la direction. Toute variation qui apparaît dans le champ de vagues est traduite en variation du spectre des vagues. Ainsi tous les phénomènes comme la génération, la dissipation ou la propagation des vagues sont exprimés en terme de modifications du spectre d'énergie.

a) Définition du spectre directionnel

On définit le spectre de hauteurs des vagues $F(\vec{k}, \omega)$ comme la Transformée de Fourier de la fonction de corrélation définie par l'équation (2-II-2) [Phillips 1977; Burgers 1990]. Pour chaque position \vec{x} et instant t , on a:

$$F(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{\vec{r}} \int_{\tau} C(\vec{x}, \vec{r}, t, \tau) \cdot e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} d\vec{r} d\tau \quad (2-II-17)$$

La variance du spectre des hauteurs de la surface est définie par:

$$\bar{\zeta}^2 = \int_{\vec{k}} \int_{\omega} F(\vec{k}, \omega) d\vec{k} d\omega \quad (2-II-18)$$

La composante $F(\vec{k}, \omega)$ représente la contribution à la variance de l'élévation de la surface apportée par les oscillations dont le vecteur d'onde \vec{k} et la pulsation ω sont compris entre $(\vec{k}; \vec{k} + d\vec{k})$ et $(\omega; \omega + d\omega)$. Cette variance est à un facteur près (égal à $1/2 \cdot \rho \cdot g$, avec ρ la densité volumique de l'eau et g la constante gravitationnelle) l'énergie potentielle du champ de vagues, ce qui permet de relier les propriétés statistiques aux propriétés physiques des vagues.

L'équation de dispersion permet de réduire la dimension de l'intégration (2-II-18) qui devient alors:

$$\bar{\zeta}^2 = \int_{\vec{k}} \int_{\omega} F(\vec{k}, \omega) d\vec{k} d\omega = \int_{\vec{k}} G(\vec{k}) d\vec{k} \quad (2-II-19)$$

Souvent, on utilise les variables fréquence f (avec $\omega = 2\pi f$) et direction de propagation φ plutôt que la variable vecteur d'onde \vec{k} . La direction du vecteur d'onde définit la direction de propagation, et la fréquence f se déduit de la valeur k par la relation de dispersion des vagues de gravité (2-II-10).

L'élément différentiel $G(\vec{k}) d\vec{k}$ peut s'écrire aussi en coordonnées polaires $G(k, \varphi) k dk d\varphi$ et le spectre en nombre d'onde $G(\vec{k})$ et le spectre en fréquence et direction de propagation $E(f, \varphi)$ sont reliés par :

$$E(f, \varphi) df d\varphi = G(k, \varphi) k dk d\varphi \quad (2-II-20)$$

b) Définition du spectre omnidirectionnel

On définit le spectre omnidirectionnel ou spectre intégré en fréquences $E(f)$ par :

$$E(f) = \int_0^{2\pi} E(f, \varphi) d\varphi \quad (2-II-21)$$

c) Définition des quantités intégrées

L'énergie totale E_T est donné par :

$$E_T = \rho \cdot g \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} E(f, \varphi) df d\varphi = \rho \cdot g \int_0^{\infty} E(f) df \quad (2-II-22)$$

Traditionnellement, l'énergie totale est caractérisée par la hauteur significative des vagues (SWH), notée H_s . On peut relier par les lois de la probabilité, l'énergie totale E_T qui est proportionnelle à la variance des hauteurs et la hauteur significative H_s [Longuet-Higgins, 1952]. Cette hauteur significative est égale à quatre fois l'écartype des élévations de la surface et est couramment utilisée pour décrire l'état de la surface. On l'assimile également à la hauteur $H_{1/3}$ qui est la moyenne de l'élévation du tiers des vagues les plus hautes, soit le tiers supérieur de la distribution totale des élévations.

$$H_s = 4 \cdot \sqrt{\frac{E_T}{\rho \cdot g}} \approx H_{1/3} \quad (2-II-23)$$

Dans le cas d'une distribution gaussienne (loi normale centrée) des pentes de la surface de la mer, la moyenne quadratique des pentes est égale à la variance des pentes. Ce paramètre est une quantité intégrée du spectre des pentes des vagues définie par :

$$mss = \iint k^2 G(k, \varphi) k dk d\varphi \quad (2-II-24)$$

où $G(k, \varphi)$ est le spectre directionnel en nombre d'onde.

d) Définition de la fréquence pic

On définit la fréquence pic f_p du spectre bidimensionnel, qui est la fréquence f pour laquelle $E(f, \varphi)$ est maximum. De la même façon on associe une fréquence pic à un spectre omnidirectionnel.

III. EVOLUTION DU SPECTRE D'ÉNERGIE

A. Généralités

L' évolution du spectre des vagues est qualitativement bien compris [Holthuijsen, 1999]. Le vent est à l'origine de la formation des vagues. Sous son action, une surface initialement au repos se couvre de vaguelettes (vagues de capillarité) [Phillips, 1957]. Si le vent souffle de façon constante et toujours dans la même direction, les vagues qui se propagent dans sa direction vont grossir très rapidement sous l' effet des fluctuations de pression de l' air qu' il introduit au sommet de leurs crêtes [Miles, 1957]. Bien qu' une partie de l' énergie apportée par le vent soit simultanément perdue par dissipation quand les vagues se brisent, le bilan reste positif et les vagues croissent rapidement (croissance exponentielle dans le temps). L' énergie augmente jusqu' à une valeur limite: il y a saturation de l' énergie dans les petites longueurs d' onde. Par ailleurs, l' énergie reçue par l' action du vent est transférée vers les plus grandes longueurs d'ondes par des interactions non -linéaires [Hasselmann et al, 1973].

L' arrêt du vent stoppe la croissance des vagues. L' énergie se dissipe lorsque les vagues déferlent. Ce processus de déferlement est contrôlé par une valeur limite de la cambrure ou pente des vagues (rapport de la hauteur sur la longueur d' onde). Sans l' action du vent et avec la dissipation, l' énergie des vagues diminue et les vagues s' aplatissent.

Quand les vagues arrivent en eau peu profonde (en zone côtière, sur le plateau continental), les processus de génération, dissipation, et propagation se compliquent. Sous l' effet de la faible profondeur, la vitesse de phase des vagues devient très importante et les vagues forment des rouleaux. Les vagues déferlent davantage. De plus, les côtes forment des obstacles à la propagation des vagues. Sous certaines conditions, les vagues qui arrivent sur les côtes vont se réfléchir et repartir dans la direction opposée. La modélisation de l' état de la mer dans les régions côtières est de ce fait plus complexe.

B. Equation de conservation de l' énergie

Le développement des modèles numériques nécessitent la quantification des termes précités qui régissent l' évolution des vagues, et le transfert des équations de physique en code numérique. Pour modéliser l' état de la mer, on utilise généralement l' approche Eulérienne qui consiste à considérer en un point de la surface de la mer toutes les vagues qui y arrivent.

En eau profonde, l' évolution de chaque composante du spectre directionnel en un point de la surface océanique est contrôlée par l' équation bilan qui assure la conservation de l' énergie [Komen et al, 1994]:

$$\frac{d F(f, \varphi)}{d t} = \frac{\partial F(f, \varphi)}{\partial t} + \vec{c}_g \cdot (\vec{\nabla} F(f, \varphi)) = S_{in}(f, \varphi) + S_{ds}(f, \varphi) + S_{nl}(f, \varphi) \quad (2-III-1)$$

- ‘ S_{in} ’ correspond au terme source d’apport d’énergie du vent aux vagues, qui se réalise par une distribution des forces, essentiellement de pression, exercées par le vent sur la mer, conduisant à une croissance de la hauteur des vagues.
- ‘ S_{ds} ’ est le terme de dissipation d’énergie par les processus de surface qui résulte, d’une part de la viscosité, ou du frottement, et d’autre part du déferlement, qui intervient dès que la pente des vagues atteint une valeur limite, pour laquelle les vagues deviennent instables et déferlent. C’est le processus le plus mal connu parmi ceux qui interviennent dans l’évolution des vagues. Il est généralement paramétré en fonction de l’énergie totale, et de la fréquence moyenne du spectre.
- ‘ S_{nl} ’ correspond aux interactions non-linéaires, qui conduisent à un transfert d’énergie entre les composantes du spectre.

C. Age des vagues

Peu après que le vent ait commencé à souffler, sur une distance courte, le spectre des vagues est caractérisé par une faible énergie concentrée autour d’une fréquence élevée. La vitesse de phase correspondant au pic d’ énergie est encore très inférieure à la vitesse du vent. On a alors une “ mer jeune ”. Lorsque le vent souffle depuis plus longtemps, l’énergie des vagues de plus basses fréquences augmente et la fréquence des vagues dominantes diminue, la vitesse de phase c_p des vagues augmente. Il s’agit d’une mer moyennement développée. Le spectre des vagues d’ une mer en développement est limité par la durée ou la distance sur laquelle le vent a soufflé (durée ou distance de "fetch"). Quand un vent constant souffle assez longtemps sur une longue distance, les vagues atteignent leur plein développement, et le spectre des hauteurs de la surface océanique atteint un état d’équilibre qui ne dépend plus que du vent.

L’ âge des vagues est défini comme le rapport entre la vitesse de phase correspondant au pic d’ énergie c_p et la vitesse du vent U projeté dans la direction de propagation des vagues, soit:

$$\alpha = \frac{c_p}{U \cos \theta} \quad (2-III-1).$$

D. Mer du vent / Houle

Comme toute onde se propageant à la surface de la mer, la vitesse de phase d' une vague est liée à sa longueur d' onde d' après l' équation (2-III-10). Pour les vagues de gravité, du fait de leur caractère dispersif, celles de plus grandes longueurs s'éloignent de la zone de génération par le vent plus rapidement que les vagues les plus courtes.

Tant que le spectre des vagues est modifié sous l' action du vent (augmentation de l' énergie et de la longueur d' onde), et plus spécialement dans les courtes longueurs d' onde, il s' agit d' une mer en développement. Lorsque les vagues se propagent hors de la zone de génération, elles forment la houle. Toute la partie du spectre des vagues qui est affectée par l' action du vent est appelé "mer du vent" par opposition à la "houle" qui évolue uniquement sous l' action de la dissipation et des interactions non-linéaires et non sous l' action du vent.

Le critère généralement utilisé pour distinguer houle et mer du vent est basé sur l' âge des vagues. On considère que les vagues se sont pleinement développées quand leur âge est supérieur à 1.2 [Donelan *et al*, 1985].

IV. GRANDEURS ADIMENSIONNELLES

A. Définitions

Pour étudier la croissance des vagues , ou encore pour permettre une comparaison plus simple des résultats d'expériences, on utilise souvent une " normalisation " des variables pour les rendre adimensionnelles. Cela permet d' étudier des phénomènes physiques à partir d' un nombre réduit de paramètres et de les relier en raisonnant sur les dimensions (théorie de la similitude). Les paramètres caractéristiques de l'état de la mer sont en particulier: le vent U ou la vitesse de frottement u_* , la variance des élévations de la surface E ($E = H_s^2 / 16$), et la distance de fetch X .

On introduit ainsi,

□ l'énergie adimensionnelle \hat{E} , telle que $\hat{E} = g^2 \cdot \frac{E}{U_{10}^4}$ (2-IV-1)

□ la fréquence pic adimensionnelle \hat{f}_p , telle que $\hat{f}_p = f_p \cdot \frac{U_{10}}{g}$ (2-IV-2)

□ le fetch adimensionnel \hat{X} , tel que $\hat{X} = g \cdot \frac{X}{U_{10}^2}$ (2-IV-3)

où X , le fetch, désigne la distance entre la côte et le point où l'on se situe prise dans la direction du vent. Si le fetch est suffisamment long, les vagues atteignent leur plein développement.

B. Formules empiriques vent-vagues

Plusieurs études ont été entreprises dans le but de restituer le spectre des vagues et de relier l'énergie à la force du vent qui les génère. Pour des états de mer du vent, différentes relations énoncées ci-dessous ont été établies en considérant un vent constant sur la distance fetch. Ces relations sont toutes valables dans des cas de fetch limité.

WILSON

Wilson [1965], propose une formule empirique basée sur des données mesurées en mer :

$$\hat{H}_s = 0.30 \left\{ 1 - (1 + 0.004 \hat{X}^{1/2})^{-2} \right\} \quad (2-IV-4)$$

JONSWAP

Le spectre JONSWAP a été défini à partir des résultats de la campagne de mesures JOint North Sea WAve Project qui s'est déroulé en mer du Nord en 1969. Cette campagne a permis d'étudier les interactions non-linéaires entre les vagues et d'effectuer de nombreuses mesures de spectres de la mer du vent à fetch limité.

Hasselmann *et al.* [1973] ont proposé une formule reliant les paramètres adimensionnels. Cette formule JONSWAP s'écrit :

$$\hat{E} = 1.6 \times 10^{-7} \cdot \hat{X} \quad (2-IV-5)$$

$$\hat{f}_p = 3.5 \hat{X}^{0.33} \quad (2-IV-6)$$

En grandeurs dimensionnelles :

$$H_s = 1.6 \times 10^{-4} \cdot U_{10} \cdot X^{1/2} \cdot g^{-1/2} \quad (2-IV-7)$$

Soit :

$$U_{10}(H_s, X) = \frac{H_s}{1.6 \times 10^{-4} \cdot X^{1/2} \cdot g^{-1/2}} \quad (2-IV-8)$$

Cette formule ne prend pas en compte la limitation en énergie des vagues pour une mer bien développée. Elle est par conséquent applicable uniquement pour des cas de fetchs courts, tels que le fetch adimensionnel $\hat{F} = gF / U_{10}^2$ soit inférieur à 10^4 , ce qui correspond pour un vent de 10 m.s^{-1} , à une distance à la côte inférieure à 100 km.

DONELAN

Une autre relation empirique entre l' énergie adimensionnelle \hat{E} et le fetch adimensionnel \hat{X} a été établie à partir de mesures effectuées sur le Lac Ontario par *Donelan et al* [1985]. Ils utilisent l'âge des vagues (c_p/U) pour caractériser leur développement:

$$\alpha_c \equiv \frac{U_{10}}{c_p} = 11.6 \cdot \hat{X}^{-0.23} \quad (2-IV-9)$$

$$\hat{E} = 0.0027 \alpha_c^{-3.3} \quad (2-IV-10)$$

$$\text{soit } U_{10} = g^{1/2} * \frac{(11.6^{-3.3} * 0.00274 * X^{0.23*3.3})}{E^{\frac{1}{2(0.23*3.3-2)}}} \quad (2-IV-11)$$

V. SPECTRES PARAMÉTRÉS

Différentes formes du spectre des vagues de gravité ont été proposées dans la littérature. Le spectre de la mer du vent peut s' exprimer simplement à partir d' un nombre réduit de paramètres en suivant le principe d' adimensionnement de la théorie de la similarité. En fonction de son degré de développement, l' état de la mer sera décrit par le spectre de JONSWAP (mer jeune) ou les spectres de Phillips [1958, 1985] ou Pierson-Moskowitz [1964] (mer bien développée). Pour les cas de houle, l' état de la mer est souvent modélisé par une gaussienne [Durden & Vesecky, 1985]. Quant à la partie haute fréquence du spectre (vagues de capillarité-gravité), elle reste encore assez mal connue du fait de la difficulté d' effectuer des mesures (fréquences perturbées par le mouvement orbitale des petites vagues, d' où un effet doppler dans les mesures). Couramment, on considère que le spectre des hauteurs décroît de façon monotone en fonction de k , au-delà d' un $pick_p$. Des modèles plus généraux (présentés Chapitre 2 - V. D.) décrivent le couplage entre les vagues de petite longueur d' onde et celles de longueur d' onde plus grande afin de traduire l' apport d' énergie dans les hautes fréquences et le transfert vers les basses fréquences.

A. Spectre limite: Phillips

Au fur et à mesure que les vagues croissent, l' énergie s' accumule dans les directions du spectre voisines de celles du vent et dans les fréquences supérieures à la fréquence pic. Le spectre de la mer du vent ne peut cependant pas croître indéfiniment, l' énergie sature et une partie est dissipée par déferlement. La zone du spectre dans laquelle s' équilibre le gain et la

perte d' énergie est appelée "zone de saturation" et est limitée en nombre d' onde à $1.5 \omega_p < \omega < 3 \omega_p$.

Phillips [1985] propose de limiter le spectre dans cette zone en fixant la pente à ω^{-4} , et le spectre omnidirectionnel s' écrit:

$$E(\omega) = C \cdot u_* g \cdot \omega^{-4} \quad (2-V-1)$$

où C est une constante comprise entre 0.06 et 0.11, et u_* la vitesse de frottement de l'air .

B. Spectre de mer bien développée: Pierson-Moskowitz

Si un vent constant souffle pendant assez longtemps et sur une distance suffisante, les vagues atteignent leur plein développement et le spectre d' état de mer n' est alors fonction que du vent. On dit dans ce cas que la mer est bien développée. A partir de données expérimentales, on a constaté que le stade de mer bien développée est atteint lorsque la vitesse de phase correspondant à la fréquence du pic d' énergie est supérieure à 1.2 fois la vitesse du vent [Donelan & Hui, 1990].

L' une des formes spectrales utilisées dans cette situation pour décrire le spectre de la mer du vent bien développée est celle proposée par Pierson & Moskowitz [1964]. Leur spectre omnidirectionnel est donné par:

$$E(f) = \alpha \cdot g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp\left(-\frac{5}{4} \left(\frac{f}{f_p}\right)^4\right) \quad (2-V-2)$$

où $\alpha = 8.1 \cdot 10^{-3}$, et la fréquence pic f_p est reliée à la force du vent U par:

$$f_p = \frac{0.13g}{U} \quad (2-V-3)$$

L' énergie totale de ce spectre est égale à: $E_{PM} = 10^{-4} f_p^{-4}$ (2-V-4)

La figure 2-V-1 représente le spectre omnidirectionnel de Pierson-Moskowitz pour différents vents. On peut noter que plus l' intensité du vent est importante, alors plus la fréquence pic est basse et plus l' énergie du pic est élevée.

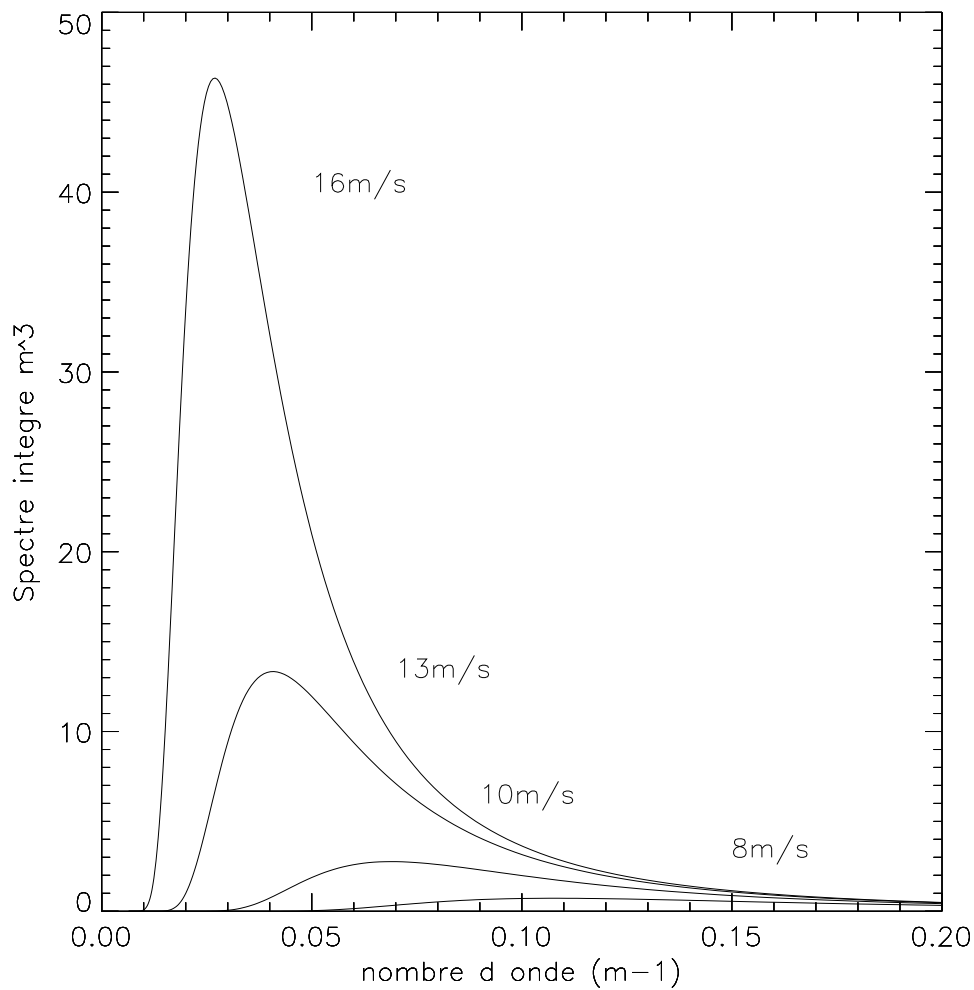


Figure 2-V-1 Spectre de Pierson-Moskowitz pour des de vents de 8, 10, 13 et 16 m/s correspondants respectivement aux longueurs d'ondes pics, 58, 91, 154 et 234 m.

C. Spectre à fetch limité

Dans le cas de fetch limité, le développement complet des vagues n' est pas atteint. Le spectre d' état de mer est alors non seulement fonction du vent mais aussi du fetch. Les deux principales formes de spectres proposées dans la littérature sont celles de Hasselman *et al* [1973] pour le spectre JONSWAP et de Donelan *et al* [1985].

JONSWAP

La campagne JONSWAP (voir Chapitre 2 - IV. B.) a permis de mesurer des spectres de vagues en condition de fetch limité à proximité d' une côte et de définir un spectre moyen correspondant à ces conditions où la mer n' est pas complètement développée. Le spectre JONSWAP défini par Hasselman *et al* [1973] est donné par:

$$E(f) = \alpha \cdot g^2 (2\pi)^4 f^{-5} \exp\left(-\frac{5}{4} \left(\frac{f}{f_p}\right)^{-4}\right) \cdot \gamma^\Gamma \quad (2-V-5)$$

avec:
$$\alpha = 0.076 \left(\frac{X g}{U_{10}^2}\right)^{-0.22} \quad (2-V-6)$$

$$\gamma = 3.3 \quad (2-V-7)$$

$$\Gamma = \exp\left(-\frac{(f - f_p)^2}{2\sigma^2 f_p^2}\right) \quad (2-V-8)$$

$$\text{et } \begin{cases} \sigma = \sigma_a = 0.07 & \text{si } f < f_p \\ \sigma = \sigma_b = 0.09 & \text{si } f \geq f_p \end{cases} \quad (2-V-9)$$

L' énergie au pic du spectre se déplace vers les basses fréquences quand l' intensité du vent augmente. Mais contrairement au spectre de Pierson-Moskowitz pour lequel le pic d' énergie pour un vent donné est toujours inférieur à la queue des spectres des vents supérieurs, dans le spectre JONSWAP, l' énergie au pic pour un vent donné est supérieure à la queue du spectre pour des vents supérieurs. Ce pic élevé contribue à une part importante de la variance totale des hauteurs et il est un indicateur sensible des changements dans les termes sources de l' équation du bilan d' énergie qui surviennent dans l' évolution du spectre.

Sur la Figure 2-V-3, le spectre de Jonswap pour un fetch de 60 km et une vitesse de vent de 13m/s, et le spectre de Pierson-Moskowitz pour le même vent sont représentés. Le spectre JONSWAP se distingue du spectre de Pierson-Moskowitz par sa valeur à la fréquence pic qui est plus énergétique (γ fois).

De plus, on peut noter que la limite du spectre JONSWAP pour un fetch grand n' est pas le spectre de Pierson-Moskowitz. Le spectre JONSWAP n' est donc valable que pour un fetch limité (cf §2-V-B).

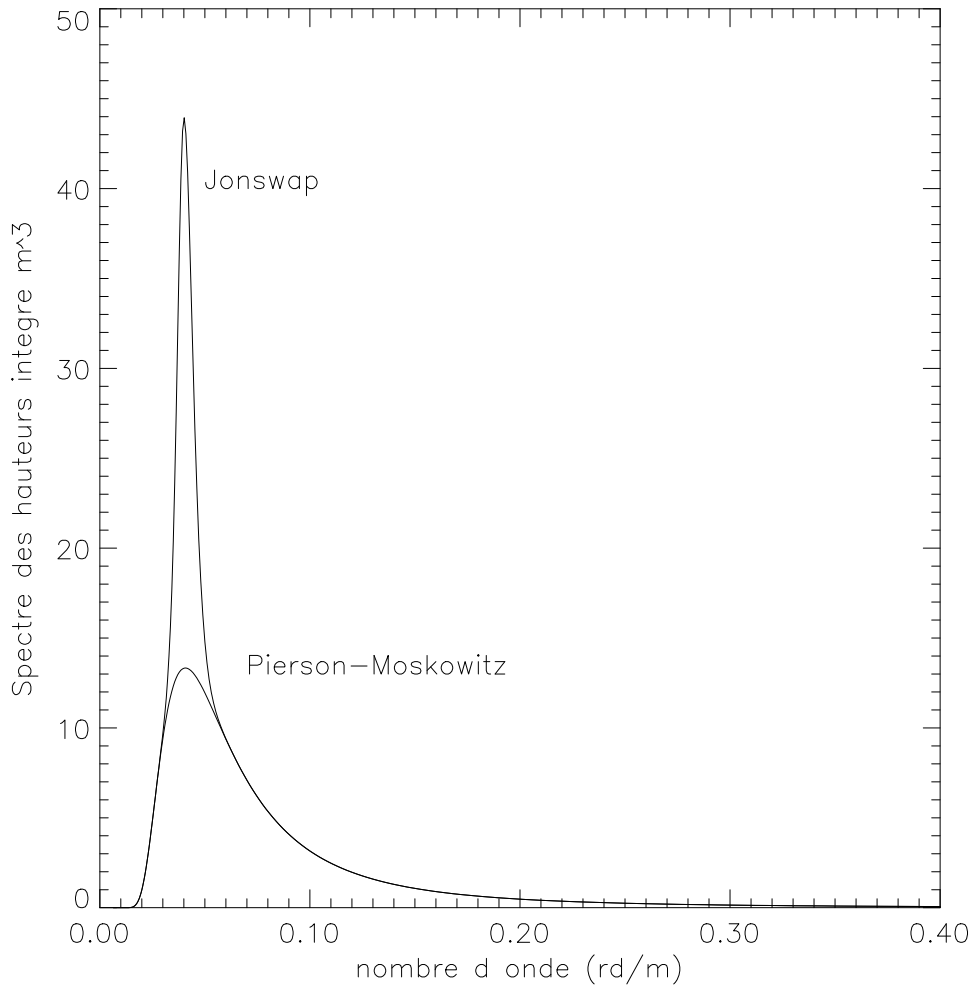


Figure 2-V-3 Spectre de Jonswap avec $x=60$ km et $U=13$ m/s et Spectre de Pierson-Moskowitz pour le même vent.

DONELAN

Quant à Donelan *et al* [1985], ils établissent à partir d' un jeu de spectres mesurés sur le Lac Ontario, un spectre de vagues qui prend en considération l' état de développement des vagues en introduisant le paramètre "âge des vagues" dans la définition de leur spectre à la place de la distance de fetch .

Dans le domaine des nombres d' onde, le spectre omnidirectionnel s'écrit:

$$E(\omega) = \alpha \cdot g^2 \omega^{-5} \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right) \exp \left[- \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^4 \right] \cdot \gamma^\Gamma \quad (2-V-10)$$

avec:

$$\alpha = 0.006 \left(\frac{U}{c_p} \right)^{0.55} \quad \text{pour } 0.83 < U/c_p < 5. \quad (2-V-11)$$

$$\gamma = \begin{cases} 1.7 & \text{si } 0.83 < U/c_p < 1. \\ 1.7 + 6.0 \log \left(\frac{U}{c_p} \right) & \text{si } 1.0 \leq U/c_p < 5.0 \end{cases} \quad (2-V-12)$$

$$\Gamma = \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_p)^2}{2\sigma^3 \omega_p^2}\right) \quad (2-V-13)$$

$$\text{et } \sigma = 0.08 \left[1 + \frac{4}{\left(\frac{U}{c_p}\right)^3} \right] \quad \text{pour } 1 < U/c_p < 5. \quad (2-V-14)$$

U étant la composante du vent à 10 m dans la direction de propagation des vagues.

L' expression du spectre des hauteurs est valable pour: $0 < k < 10.k_p$.

Dans les hautes fréquences, on impose une décroissance en ω^{-4} ce qui correspond à la décroissance du spectre Phillips.

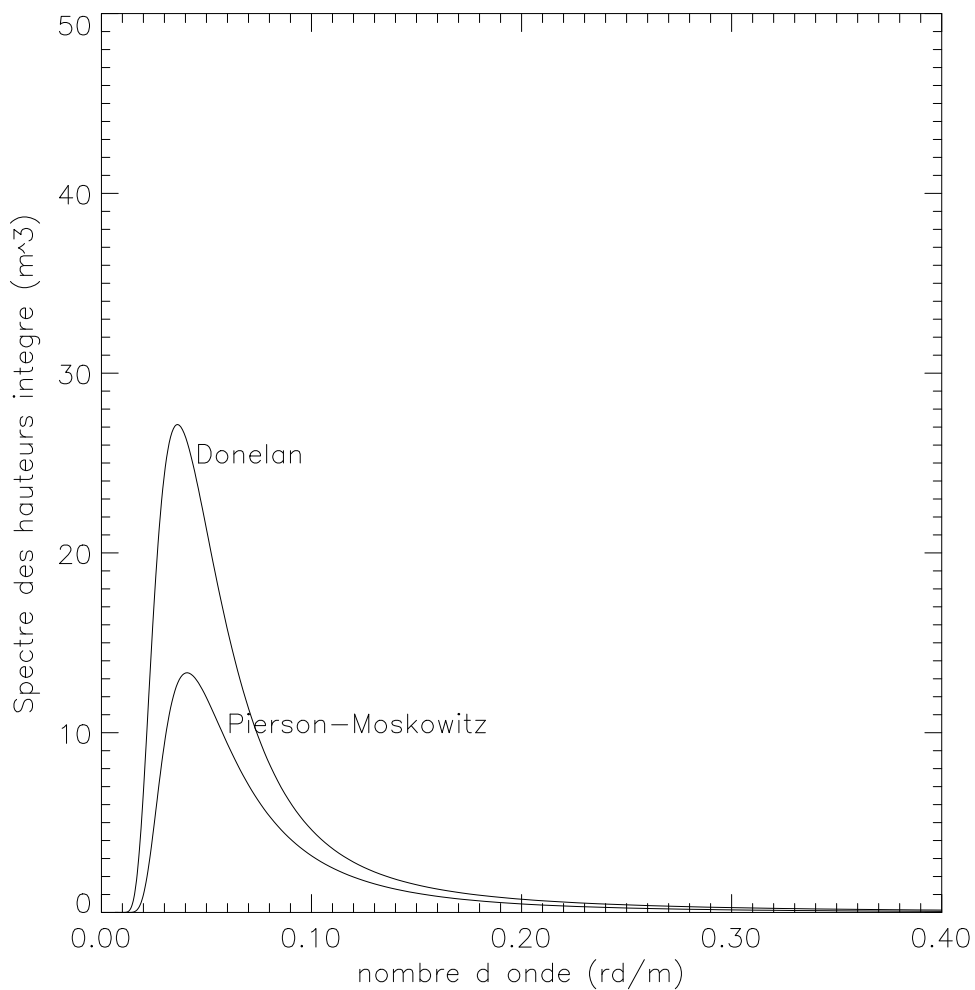


Figure 2-V-4 Spectre de Donelan et spectre de Pierson-Moskowitz pour un même vent de 13m/s

Nous avons tracé sur la Figure 2-V-4 le spectre de Pierson-Moskowitz pour un vent de 13m/s et le spectre de Donelan correspondant à la même longueur d'onde pic que celui de Pierson-Moskowitz et avec un âge des vagues équivalent à 0.83. Il est clair que le spectre de Donelan est plus énergétique que celui de P-M quelle que soit la longueur d'onde. En particulier, on remarque que le spectre de Donelan est deux fois plus fort que celui de Pierson-Moskowitz au pic.

D. Spectres à hautes fréquences

La partie du spectre des vagues à hautes fréquence est assez mal connue, et la première approche consiste à extrapoler la queue du spectre en imposant une décroissance en fonction d'une puissance de la fréquence f ou du nombre d'onde ω . Cependant on sait que les petites vagues sont couplées aux vagues intermédiaires et celles-ci aux grandes. Il est donc nécessaire de modéliser plus en détail le spectre sur l'ensemble des fréquences.

Dans les régimes hautes fréquences, certains auteurs ont modélisé le spectre afin d'obtenir des résultats proche des observations en laboratoire et une moyenne quadratique des pentes (mss) proche de Cox et Munk [1954] (voir chapitre 6).

Elfouhaily *et al.* [1997], de même que Kudryatsev *et al* [2002], proposent un spectre qui répond à cette condition dans les hautes fréquences et qui représentent bien la dynamique des vagues de capillarité telle qu'observée en laboratoire par Jähne & Riemer [1990] et par Hara *et al* [1994]. Ce spectre tient compte pour les grandes longueurs d'ondes de l'âge des vagues et du fetch.

Cette définition du spectre d'énergie des vagues unifie un certain nombre de modèles de spectres et d'observations, et ce quelque soit le domaine de fréquence étudié.

VI. INTERACTION AVEC L'ATMOSPHERE

A. Génération des vagues par le vent

Il est évident que le vent soufflant à la surface fait naître les vagues [Donelan & Hui, 1990]. Cependant le mécanisme physique par lequel le vent génère ces vagues n'est pas évident. Jeffrey [1924, 1925] suppose que l'écoulement de l'air crée un effet de cisaillement dans la zone abritée du vent, tel que la pression diffère sur les deux faces de la vague en mouvement. Mais des expériences montrèrent que ce phénomène est insuffisant pour expliquer la

croissance des vagues. Il a fallu attendre 1957 et les théories de Phillips et de Miles pour avoir une vision un peu plus complète des processus en jeu, et réussir à quantifier le terme S_{in} .

Phillips [1957] considère l' effet produit par la résonance entre la surface libre de la mer et les fluctuations turbulentes de pression. Cet effet est particulièrement important au tout début de la croissance des vagues quand leur amplitude est encore faible. La croissance est alors linéaire en fonction du temps. Or d' après les différentes observations existantes, il apparaît que la croissance des vagues est exponentielle dans le temps.

Miles [1957, 1959] considère au contraire l' effet de la résonance entre la surface libre de la mer et les fluctuations de pression introduites par les vagues elles-mêmes. Il s' intéresse donc à la contre-réaction de l' écoulement d' air aux vagues. Le terme source de la théorie de Miles devient vite prépondérant sur le terme source de la théorie de Phillips, et dans ce cas la croissance est exponentielle en fonction du temps.

Ces deux théories restent relativement imparfaites. En particulier, la théorie de Miles sous-estime systématiquement le taux de croissance des vagues d' un facteur 2 à 3 comparativement aux résultats des expériences [Snyder *et al*, 1981; Riley *et al*, 1982]. Riley *et al*. [1982] étendent la théorie de Miles, et incluent les effets des interactions entre les vagues et la turbulence de l' air en se basant sur l' hypothèse de longueur de mélange de Prandtl. Cependant la turbulence a un effet assez limité sur la croissance des vagues. De même Janssen et Komen [1985] étendent la théorie de Miles en tenant compte des effets de l' instabilité qui augmente le taux de croissance des petites vagues. Mais les résultats sont encore très proches de ceux obtenus par la théorie de Miles.

Les principes généraux des théories de Phillips et de Miles sont encore très largement utilisés dans la modélisation des états de mer, même si ces théories sont souvent modifiées ou adaptées. Komen *et al* [1994] ont détaillé les principes et paramétrisations correspondants à ces théories, ceux-ci sont également résumés dans la thèse de B. Fradon [1997].

B. Rétroaction des vagues sur le vent

Dans l' approche de Miles, on considère que l' écoulement du vent est quasi laminaire ce qui suppose que le profil du vent en fonction de l' altitude est logarithmique et qu' il est indépendant de l' état de la mer. Or d' une part le transfert de la quantité de mouvement aux vagues peut-être assez important, et d' autre part celui-ci contient une contribution due aux vagues non négligeable [Snyder 1974; Snyder *et al* 1981]. Les vagues contribuent à la rugosité de la surface de l' océan et tendent à freiner le vent. Comme le profil du vent au-

dessus de la surface résulte de l' équilibre entre les flux de quantité de mouvement turbulent dans l' air et dans l' eau, on peut s' attendre à une modification du profil du vent dû à la présence des vagues et à leur évolution. Les vagues influencent donc elles-mêmes leur taux de croissance. De ce fait il existe bien un couplage entre le vent et les vagues.

Une paramétrisation de ce couplage vent-vagues est fournie par Janssen [1989]. Il suppose que le profil du vent est toujours logarithmique lorsque l' altitude est suffisamment grande, mais que la présence des vagues modifie ce profil près de la surface. Il introduit un terme supplémentaire lié aux vagues dans le bilan de flux de quantité de mouvement, il s' agit de la tension superficielle induite par les vagues τ_w . Ce terme de tension superficielle est lié à une quantité intégrée du spectre des vagues, mais ne tient pas compte de l' âge des vagues. Nous détaillerons ultérieurement la tension superficielle induite par les vagues dans le chapitre 6, et nous présenterons les différentes paramétrisations qui caractérisent les échanges de quantité de mouvement entre l' air et la surface de la mer, ainsi que celles que nous avons établies à partir des données de la campagne FETCH.

VII. RETRODIFFUSION A LA SURFACE DE L'OCEAN

Les mesures aéroportées de surveillance et de mesure de l'état de la mer sont devenues courantes. Les instruments utilisés reposent sur les techniques hyperfréquences qui fournissent une mesure du rayonnement électromagnétique dans le domaine des ondes centimétriques. Dans le domaine des hyperfréquences, l'eau se comporte comme un très bon conducteur, et donc aussi comme un très bon réflecteur des ondes électromagnétiques dont les caractéristiques varient peu avec la température ou la salinité de l'eau.

Le paramètre mesuré est appelé coefficient de rétrodiffusion radar, défini ci-après.

Selon l' angle d' incidence des ondes électromagnétiques émises, deux mécanismes de rétrodiffusion sont généralement distingués: la réflexion spéculaire qui domine à faible incidence, et la diffusion de Bragg à plus fortes incidences. Ces deux mécanismes sont explicités ci-dessous et dépendent de l'état de la mer .

A. Le coefficient de rétrodiffusion radar

Pour une mesure radar à l' angle d' incidence θ sur une cible ponctuelle de surface A , on définit la section efficace radar σ comme le rapport entre la puissance réfléchiée par la surface, supposée isotrope, et la puissance incidente à cette même surface Φ_i . On suppose que cette cible diffuse de manière isotrope dans tout l'espace avec l'intensité I_s . La puissance réfléchiée

est alors égale à la proportion de rayonnement rétrodiffusé à travers l'angle solide par lequel la cible diffuse [Steward, 1985]:

$$\sigma = \frac{I_s \cdot 4\pi \cdot A \cdot \cos \theta}{\Phi_i} \quad (2-VII-1)$$

La surface de l'océan est constituée d'une multitude de petites facettes, qui jouent le rôle de diffuseur de l'onde électromagnétique. Lorsque la cible considérée est une cible étendue telle que la surface océanique, on définit alors le *coefficient de rétrodiffusion radar* σ_0 , comme la section efficace radar normalisée (par unité de surface) :

$$\sigma = \int_A \sigma_0 dA \quad (2-VII-2)$$

σ_0 est un paramètre sans dimension. Il est par définition relatif à une unité de surface. Pour une configuration radar donnée (longueur d'onde, polarisation, angles d'incidence et d'azimut de la visée), dans le cas où la surface de réflexion est la surface océanique, la section efficace de rétrodiffusion est fonction de la distribution des facettes (ou distribution des pentes de la surface océanique). Cette distribution est elle-même fonction de la vitesse et de la direction du vent.

B. Réflexion spéculaire

Si la surface de l'eau était parfaitement plane, un faisceau radar ne serait réfléchi que dans la direction spéculaire, c'est-à-dire avec un angle égal à l'angle d'incidence. En conséquence, seul un satellite émettant un faisceau radar perpendiculaire à la surface recevrait en retour un écho de la surface, le signal reçu serait alors extrêmement puissant.

Pour une incidence faible, σ_0 est généralement décrit par la méthode de Kirchoff, qui suppose l'approximation des plans tangents. On suppose alors que la surface est très rugueuse (du point de vue de la longueur d'onde électromagnétique λ_0). Si de plus la courbure moyenne de la surface est faible, alors la solution de l'optique géométrique est applicable. Cette condition est réalisée lorsque:

$$k_0 r_c \cos^3 \theta \gg 1 \quad (2-VII-3)$$

où k_0 est la norme du vecteur d'onde θ l'angle d'incidence, et r_c le rayon de courbure donné par Ulaby [1982] :

$$r_c = \frac{l^2}{2.76 \sigma_h} \quad (2-VII-4)$$

avec l la longueur de corrélation de la surface,

et σ_h^2 la variance des hauteurs de la surface sur la facette considérée.

Lorsque cette condition est vérifiée alors le signal reçu est proportionnel au nombre de facettes orientées perpendiculairement au faisceau. De façon générale, on considère que les différentes facettes sont distribuées suivant une loi gaussienne [Steward, 1985].

Le coefficient de rétrodiffusion radar est relié aux propriétés de cette distribution par :

$$\sigma_0(\theta) = \rho_0^2 \cdot \pi \cdot \frac{1}{\cos^4(\theta)} * pdf(\xi_x, \xi_y) \quad (2-VII-5)$$

où ρ_0 désigne le coefficient de réflexion de Fresnel à incidence normale,

$pdf(\xi_x, \xi_y)$ la fonction de densité de probabilité des pentes (décrite dans le chapitre 5)

et θ l'angle d'incidence.

Le coefficient de rétrodiffusion radar est particulièrement sensible à la fonction de densité de probabilité des pentes qui caractérise la surface océanique. De la forme de cette distribution dépend l'inversion des paramètres radar en paramètres de la surface de l'océan: niveau de la mer, hauteur significative des vagues, vent.

Pour une visée au nadir, ou proche du nadir, la probabilité pour que les pentes soient perpendiculaires à la visée est plus faible lorsque le vent augmente, si bien que σ_0 diminue quand le vent augmente. L'altimétrie radar utilise cette propriété pour déterminer la vitesse du vent.

C. Diffusion de Bragg

Pour des angles d'incidence inférieurs à 10 degrés, la rétrodiffusion spéculaire domine. A plus grande incidence, il n'existe pratiquement plus de facettes de la mer qui puissent avoir des pentes satisfaisant le critère de réflexion spéculaire. Malgré cela la puissance reçue par un radar n'est pas nulle. Ce phénomène est expliqué par un mécanisme de résonance, appelé résonance de Bragg. Comme dans les cristaux, cette diffusion résonante apparaît pour une différence de marche proportionnelle à la demi-longueur d'onde électromagnétique. Alors, aux longueurs d'onde radar habituellement utilisées (centimétriques), ce sont les vagues de capillarité-gravité courtes qui participent à la rétrodiffusion.

Pour une surface couverte uniquement par les vagues de capillarité [Wright, 1968], la puissance rétrodiffusée est fonction de l'angle d'incidence local θ' et elle est proportionnelle à la densité spectrale des vagues participant à la diffusion de Bragg $F(2k \sin \theta', 0)$:

$$\sigma_0(\theta) = 4\pi k^4 \cos^4(\theta') \cdot \rho_0 \cdot F(2k \sin \theta', 0) \quad (2-VII-6)$$

Les vagues de capillarité sont en réalité portées par les plus grandes. L' inclinaison des petites vagues diffère en fonction de leur position sur les grandes vagues. L' angle θ' est donc local et sensiblement différent de l'angle de visée θ .

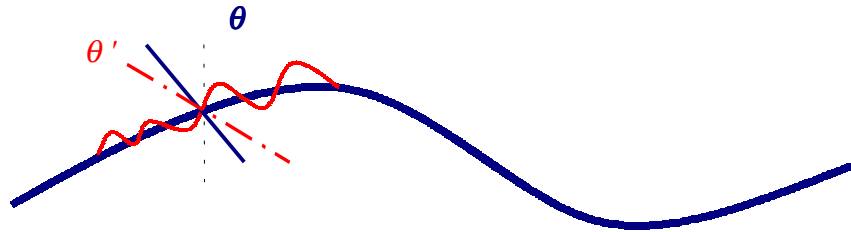


Figure 2- VII-1 Schéma de la superposition des petites vagues à la surface des grandes vagues

L' énergie des vagues de capillarité-gravité et la variance des petites pentes sont directement liées au vent. Lorsque la force du vent augmente, la densité spectrale des vaguelettes augmente ce qui engendre une augmentation du σ_0 . Cette propriété est à la base de l' utilisation des radars diffusiomètres pour la mesure du vent.

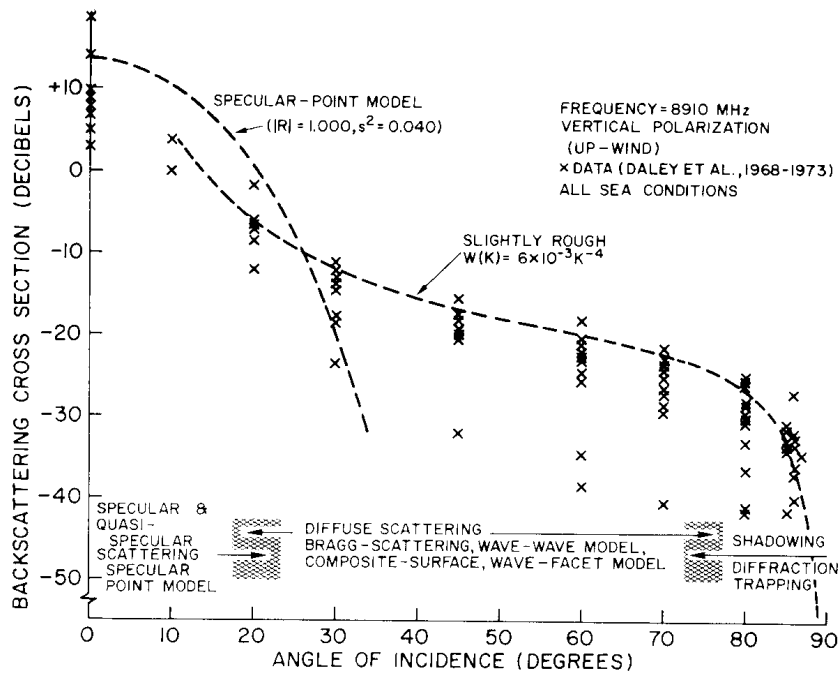
D. Dépendance de l' angle d' incidence

La dépendance de σ_0 en fonction de l' angle d' incidence a été présentée par Valenzuela [1978] et est reproduit en Figure 2-VII-2. Quatre régions distinctes apparaissent en fonction de l' angle d' incidence:

- du nadir jusqu' à environ 15 à 20°, σ_0 décroît rapidement avec l' angle d' incidence. La rétrodiffusion quasi-spéculaire domine et est au moins supérieure d' un facteur 10dB à celle de Bragg. Les instruments qui observent cette rétrodiffusion spéculaire sont les altimètres qui fonctionnent au nadir, et certains radars aéroportés comme le ROWS [Jackson, 1985] ou RESSAC [Hauser, 1992] qui travaillent à faible incidence.
- entre 15 et 20°, la zone intermédiaire est caractérisée par la superposition des deux mécanismes de rétrodiffusion.
- à partir de 20° et jusqu' à environ 70°, la décroissance de σ_0 est plus faible. Cette zone est dominée par la rétrodiffusion de Bragg. Les instruments qui utilisent ces incidences sont: les diffusiomètres ou d' autres radars aéroportés, et les instruments spatiaux tels que les RAS (Radar à Ouverture Synthétique).
- au delà de 70° (à incidences rasantes), le signal est dominé par le mécanisme d' ombrage (shadowing effect). A cause de l' inclinaison du faisceau radar par rapport aux pentes des

vagues, il n'y a qu'une faible partie de la puissance qui est rétrodiffusée vers le radar, l'autre partie étant arrêtée par les plus grandes vagues. Seuls les radars HF côtiers ou embarqués sur les bateaux utilisent ces incidences rasantes.

Figure 2-VII-2 Comportement de σ_0 en fonction de l'angle d'incidence (extrait de Valenzuela, 1978).



VIII. CONCLUSION

Nous avons rappelé les concepts de la modélisation de la surface océanique. La surface de la mer est considérée comme une superposition d'ondes soumises aux lois classiques de la mécanique des fluides. Ces lois permettent d'établir la relation de dispersion des vagues océaniques, ainsi que leur vitesse de phase. A partir de la relation de dispersion, deux échelles se distinguent parmi les longueurs d'ondes des vagues: les plus petites qui caractérisent les vagues de capillarité, et les plus grandes dites vagues de gravité.

Pour décrire l'évolution spatio-temporelle d'un champ de vagues, on considère la superposition des ondes qui existent en un point de la surface. Nous avons rappelé la définition du spectre directionnel des hauteurs qui caractérise la superposition des vagues, ainsi que les paramètres moyens de l'état de la mer: la hauteur significative, la moyenne quadratique des pentes, la fréquence pic.

L' évolution du spectre d' énergie est contrôlée par les processus physiques d' apport d' énergie par le vent, de dissipation par déferlement, et d' interactions non linéaire entre vagues, décrits brièvement dans ce chapitre. Lorsque le spectre des vagues évolue sous l' influence du vent, il s' agit alors de mer du vent. En plus du terme force du vent, les relations de la littérature montrent que l' évolution de la mer du vent n' est pas seulement contrôlée par la force du vent, mais dépend aussi du stade de développement des vagues. Ce développement est fonction de la distance (ou la durée) de fetch. On peut aussi le caractériser par le paramètre âge des vagues. Nous avons rappelé les formules d' évolution de la mer du vent ainsi que les formes les plus courantes adoptées pour définir le spectre. Dans le chapitre 4, nous discuterons de la validité de ces formules, couramment utilisées dans les modèles numériques, grâce aux données recueillies durant l' expérience FETCH.

La croissance des vagues est due à l' écoulement de l'air à la surface de la mer. Mais les vagues s' modifient également cet écoulement, comme nous l' avons évoqué au paragraphe XVII. L' influence des vagues sur l' écoulement, en particulier sur le flux turbulent de quantité de mouvement, sera étudiée dans le chapitre 5.

Le développement des instruments de télédétection permet à présent d' acquérir des paramètres de la surface de la mer, comme la force du vent ou la hauteur significative des vagues. Mais l' inversion des paramètres de télédétection est fortement dépendante de la qualité du modèle de la surface de la mer, d' où l' importance d' une description la plus exacte possible. Nous examinerons dans le chapitre 6 la distribution des pentes de la surface océanique à petite échelle en fonction des résultats obtenus grâce aux instruments de télédétection déployés lors de la campagne FETCH.

Chapitre 3 - Contexte expérimental

Ce travail de thèse a été réalisé dans le cadre de l'expérience FETCH qui s'est déroulée en zone côtière dans le golfe du Lion (Méditerranée occidentale) dont les objectifs principaux sont l'étude de la surface de la mer et du développement des vagues en zone côtière, leur influence sur les échanges turbulents d'énergie et sur la restitution des paramètres géophysiques issus de la télédétection. L'importance des données recueillies par mesures (bouées, radar, altimètre) a permis de bien documenter l'état de la mer durant cette campagne. Des estimations des flux turbulents d'énergie ont été effectuées à partir de la bouée ASIS (RSMAS, Miami) et sur le navire de recherche l'Atalante (IFREMER). La bouée ASIS mesure également le spectre directionnel des vagues, alors qu'aux positions du navire ATALANTE, cette information sera délivrée par les modèles numériques de prévision d'état de mer. L'ensemble de ces données a permis de répondre à certaines des questions scientifiques posées pour cette étude déjà énoncées en introduction de la thèse.

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons aux moyens instrumentaux mis à notre disposition, et les données recueillies. Nous détaillerons en particulier les instruments de mesure de l'état de la mer, et des flux turbulents, ainsi que les instruments de télédétection. Dans le chapitre précédent nous avons introduit la représentation mathématique du spectre de vague, et nous avons présenté les mécanismes de la rétrodiffusion radar sur la surface de la mer. Nous aborderons dans ce chapitre la mesure du spectre de vagues et comment le signal radar est inversé pour restituer les paramètres de la surface océanique (vent de surface, hauteur significative, ou bien spectre directionnel des vagues) à partir des paramètres de télédétection tel que le coefficient de rétrodiffusion. L'utilisation des données et les résultats obtenus lors de la campagne FETCH seront détaillés dans les chapitres suivants.

I. L'EXPERIENCE FETCH

A. Cadre Expérimental

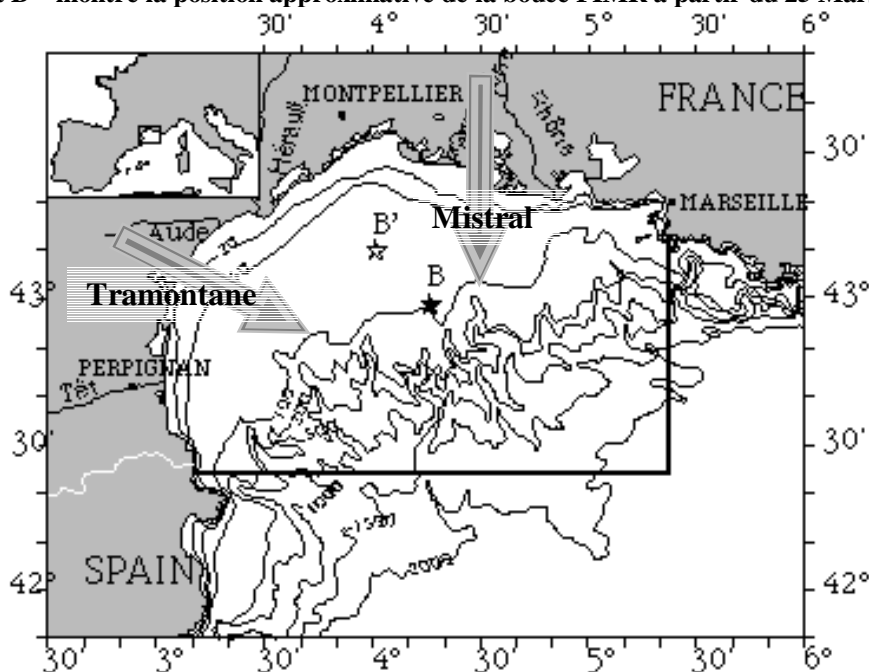
La campagne FETCH "Flux, Etat de la mer et Télédétection en condition de fetch variable" s'est déroulée du 12 Mars au 15 Avril 1998 dans la région du golfe du Lion, en Méditerranée Occidentale [Hauser *et al.*, 2002]. Plusieurs laboratoires et organismes français (CETP, CNRM, DGO, SCEM, IFREMER/DOS, IRPHE, LA, LEPI, LSGM, SA), ainsi que des

équipes des Etats-Unis (Université de Miami), de Finlande (FIMR) et d' Allemagne (DLR) ont participé à cette expérience.

La campagne FETCH répond à la demande de la communauté scientifique. Elle s' inscrit dans la lignée des campagnes SEMAPHORE [Eymard *et al*, 1996], FASTEX en 1997, et CATCH [Eymard *et al*, 1999] vouées à l' étude des échanges d' énergie entre l' océan et l' atmosphère, échanges dont la représentation doit être la plus exacte possible dans tout modèle atmosphérique, océanique ou couplé. La particularité de la campagne FETCH concernait les conditions de vents forts et de fetch courts. Elle a réuni à la fois des mesures in situ variées, et des moyens de télédétection la surface océanique.

Le lieu de l' expérience le golfe du Lion (Figure 3-I-1) a été choisi en raison de ses caractéristiques: les vents régionaux intenses comme le Mistral et la Tramontane, et la faible étendue du plateau continental, permettent de réunir les conditions météorologiques attendues (vents forts, fetchs courts, eau profonde) pour répondre aux objectifs de la campagne.

Figure 3-I-1 Lieu de l' expérience. Les traits gras délimitent approximativement la zone d' intervention maximum des avions et du navire. Le point B représente la position de la bouée Air/Sea Interaction System (Université de Miami) pendant toute la campagne et de la bouée vagues du FIMR jusqu' au 25 Mars. Le point B' montre la position approximative de la bouée FIMR à partir du 25 Mars.



B. Moyens mis en jeu et stratégie d' observation

Lors de la campagne FETCH, les moyens mis en œuvre sont composés:

- du navire océanographique "ATALANTE" de l'IFREMER
- de trois bouées: la bouée instrumentée "ASIS" de l' Université de Miami, la bouée dérivante "SPEAR" de Météo-France, et la bouée ancrée "FIMR" du Finnish Institute of Marine Research
- de trois avions de recherche: le "MERLIN-IV" de Météo-France, le Fokker27 "ARAT" géré par l' Institut Géographique National (IGN), et un FALCON20 du "Deutschen zentrum für Luft und Raumfahrt" (DLR).

La stratégie d' observation a été définie de façon à utiliser les différents moyens d' observations de manière complémentaire.

Lors de situation de vent soufflant depuis la côte (Mistral ou Tramontane), le navire exécutaient une ou plusieurs radiales du large vers la côte (face au vent), passant par le point de mouillage de la bouée ASIS et/ou de la bouée FIMR et les avions effectuaient des vols avec des paliers à différents niveaux dans l' axe de la direction du vent.

Lors des passages des satellites ERS ou TOPEX-POSEIDON, les avions suivaient des plans de vol déterminés de manière à couvrir la trace satellite, et réalisaient comme dans le cas précédent des figures de vols à différents niveaux et selon deux axes perpendiculaires. Le navire était soit en station face au vent, soit en cours de radiale face au vent.

II. DONNEES DISPONIBLES POUR L'ETUDE

A. Mesures in situ

a) Sur l' Atalante

Les mesures effectuées à partir du navire ATALANTE portent à la fois sur les paramètres atmosphériques, la documentation de la surface, et des paramètres océaniques. Dans l' étude présentée, j' utilise uniquement les données météorologiques qui documentent les situations météorologiques rencontrées et les données relatives au flux de quantité de mouvement.

L' ATALANTE a été mis à disposition du 12 Mars au 15 Avril. Ce navire était équipé d' un mât météorologique conçu par le Centre National de Recherches Météorologiques (CNRM) et instrumenté par MétéoFrance et le CETP. La mesure des paramètres météorologiques (vitesse relative du vent, pression, température, humidité, taux précipitant, flux radiatifs) a été réalisée

sur ce mât. Ces mesures ont permis d'estimer les flux turbulents (flux de quantité de mouvement et chaleur). Les instruments utilisés sont détaillés en Annexe A1.

Les mesures des paramètres moyens et l'estimation des flux turbulents sont réalisées en continu. Néanmoins la validité des données n'est assurée que lorsque le navire effectue les mesures approximativement face au vent et à vitesse constante et faible. Les données conservées pour l'étude des flux (chapitre 5) ont été limitées par la vitesse de progression du navire qui doit rester inférieure à 3 nœuds, soit 6 km par heure.

b) Bouée ASIS

La bouée ASIS (Air-Sea-Interaction-Spar) a été conçue pour étudier les interactions air-mer au Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science (RSMAS, Miami).

La bouée a été ancrée au point B [42°59.06N, 04°14.71E] (carte en figure 3-I-1) le 18 mars et relevée le 10 avril, avec un relevage temporaire de quelques heures pour contrôle et réparations, le 1er Avril. Ce point de mouillage de la bouée ASIS correspond au point de croisement de deux traces du satellite TOPEX-POSEIDON et est situé à une distance d'environ 60 km de la côte, de manière à garantir des conditions de mer non complètement développée par situation de vent soufflant depuis la côte. Le point B est situé par environ 90 m de fond.

La bouée ASIS a été spécialement conçue pour la mesure des flux turbulents et des vagues. Elle est formée d'une ossature métallique de cinq pylônes de 22 cm de diamètre sur 3.5 m de long disposés en pentagone et surmontée d'une plateforme instrumentale pour la mesure des paramètres météorologiques moyens à environ 7 m au-dessus du niveau de la mer. Cet ensemble a la particularité d'être très stable même en condition de vent et de mer modérés à forts et de limiter les distorsions d'écoulement d'air. Sur cette plateforme est dressé un mât météorologique de 4 m équipé d'un anémomètre sonique pour la mesure du vecteur vent, ainsi que de capteurs de pression, d'humidité et de température. Les instruments sont détaillés dans l'annexe A2.

Les élévations de la surface mesurées par six capteurs combinées aux mouvements de la plateforme permettent d'établir le spectre directionnel de densité d'énergie par la méthode présentée par Drennan et al. [1994, 1998]. Les spectres ont été estimés à partir de la méthode de maximum de vraisemblance introduite par Capon [1969] sur 64 intervalles de fréquences de 0.0156 à 1 Hz à intervalles réguliers et sur 72 directions.

Les données fournies sont les paramètres atmosphériques moyens (vent, humidité relative, pression, températures de l'air et de l'eau), ainsi que le flux de quantité de mouvement et les

spectres directionnels des vagues. Les spectres de vagues ont été utilisés pour caractériser l'état de la mer au point de la bouée (chapitre 4). Cette information combinée au flux de quantité de mouvement a permis d'étudier la relation entre l'état de la mer et ce flux (chapitre 5).

c) La bouée FIMR

La bouée vagues FIMR du Finnish Institute of Marine Research permet la mesure du spectre directionnel des vagues. Elle a été mouillée entre le 16 et le 25 Mars 1998 au point B [42°58' 56' ' N, 04°15' 11' ' E] à deux kilomètres seulement de la bouée ASIS et 60 km de la côte. Le 25 Mars 1998, la bouée a été déplacée et ancrée à mi-distance entre la côte et la bouée ASIS au point B' [43°09' 34' ' N, 04°06' 15' ' E].

La bouée FIMR est une bouée Directional-Wave-Rider (DWR) commercialisée par la société Datawell. C'est une sphère de 90 cm de diamètre qui flotte sur la surface de la mer et suit ses mouvements. Cette bouée mesure les trois composantes de l'accélération, dont une selon l'axe vertical (pilonnement), et deux suivant deux axes perpendiculaires dans le plan horizontal, ainsi que les angles de rotations suivant les axes du plan horizontal (roulis et tangage). Les composantes horizontales sont ensuite projetées sur les axes Nord et Ouest. Toutes ces données sont intégrées deux fois afin de réduire l'effet des déplacements et calculer les termes de l'analyse de Fourier suivant le traitement de données proposé par Longuet-Higgins et al. [1963] à bord de la bouée. Les dimensions de la bouée ne permettent pas de mesurer des vagues de fréquences supérieures à 0.6 Hz. Les spectres ont été calculés par FIMR sur des échantillons de 1600 s en utilisant la méthode de maximum de vraisemblance introduite par Capon *et al.* [1969]. Les spectres directionnels sont fournis sur 64 fréquences à intervalle régulier entre 0.01 et 0.64 Hz, et une résolution spatiale de 5°.

Les paramètres tels que la hauteur significative, la fréquence pic, la direction moyenne et l'étalement angulaire, ainsi que la température de l'eau sont calculés à partir de ces spectres.

Lorsque les deux bouées ASIS et FIMR étaient proches, soit du 18 au 25 Mars 1998, les mesures de l'état de mer (hauteur significative, fréquence pic, direction moyenne, étalement angulaire) des deux systèmes de capteurs ont été comparés [Pettersson H. *et al.*, 2002]. Les hauteurs significatives ainsi que les fréquences pic sont identiques. Par contre, il existe quelques discordances sur la mesure de l'étalement angulaire. Il apparaît en effet qu'en situation instationnaire (rotation du vent, et donc du champ de vagues), la direction du pic n'est pas bien déterminée et l'étalement angulaire estimé par la bouée FIMR est inférieur à celui de la bouée ASIS.

d) Bouée SPEAR

La bouée SPEAR est une bouée dérivante houle non-directionnelle commercialisée par Datawell et fournie par le Centre de Météorologie Marine de Météo France. Elle est constituée d' une sphère de 70 cm de diamètre dans laquelle se trouve un accéléromètre.

Elle mesure l'élévation de la surface selon l'axe vertical (le pilonnement), et fournit ainsi la hauteur significative et le spectre de densité d'énergie non-directionnel en fonction de la fréquence. Le spectre de hauteur des vagues est calculé par Transformée de Fourier à partir de la mesure temporelle du signal, échantillonné toutes les 0.5 s sur 4096 points. Pour diminuer la variabilité statistique d' une part, et pour condenser l' information à transmettre d' autre part, les raies adjacentes ont été sommées suivant un nombre qui dépend de la bande d' énergie concernée. Trente et une bandes d' énergie du spectre de vagues sont ainsi déterminées entre 0.0432 et 0.371 Hz. Le renouvellement des mesures est effectué toutes les heures. La localisation de la bouée et la transmission des données sont réalisées grâce au système de transmission par satellite ARGOS.

Quelques spectres non directionnels de vagues fournis par la SPEAR ont été utilisés lors de la comparaison des spectres du radar RESSAC aux spectres de bouées (chapitre 4).

B. Les sorties de modèle de prévision météorologique

Les paramètres météorologiques et de la surface océanique résultant des mesures précitées ont pu être comparés et complétés par les analyses des modèles de prévision atmosphérique (IFS, ARPEGE, ALADIN) et de prévision marine (WAMMED et VAGMED) du Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme et de Météo-France. Ces modèles, ainsi que les résultats des comparaisons, sont décrits et commentés dans le chapitre 4.

C. Mesures spatiales

Dans le cadre de l' expérience FETCH, j' ai utilisé les données des altimètres ERS2 et TOPEX POSEIDON. Les traces satellites durant la campagne et sur la zone FETCH utilisées dans le cadre de mon étude sont celles qui sont simultanées aux mesures RESSAC, soient les passages du 24 Mars et du 03 Avril 1998 pour TOPEX (traces montantes), et du 28 Mars 1998 pour ERS (trace descendante).

a) Les altimètres TOPEX/POSEIDON et ERS-2

Les altimètres sont tout d'abord des instruments qui mesurent la topographie de la mer (hauteur ou niveau de la mer). On utilise cette information en climatologie pour évaluer les courants océaniques. Les satellites TOPEX/POSEIDON et ERS-2 (European Remote sensing Satellite) mesurent aussi le coefficient de rétrodiffusion radar σ_0 au nadir et la hauteur significative des vagues. Le vent de surface est estimé à partir de relations empiriques reliant σ_0 et le vent [Wilter & Chelton, 1991]. Les principes de la mesure de la hauteur significative et la restitution du paramètre vent sont explicités ci-après.

L'altimètre TOPEX est un radar bi-fréquence (bande C, 5.3GHz et Ku, 13.8GHz), alors que l'altimètre ERS-2 ne travaille qu'en bande Ku. Les données altimétriques ont été fournies par les agences spatiales responsables de chaque instrument, c'est à dire l'ESA (Agence Spatiale Européenne) pour ERS-2, la NASA (National Aeronautics and Space Administration) pour TOPEX et le CNES (Centre National d'Etude Spatiale) pour POSEIDON.

b) Mesure de la hauteur des vagues :

Le radar illumine verticalement la surface sur une fauchée de quelques kilomètres et émet de courtes impulsions électromagnétiques qui sont rétrodiffusées par la surface. Supposons dans un premier temps, que la surface de l'océan soit parfaitement plane. A cause de la sphéricité du front d'onde, l'intersection du train d'onde électromagnétique avec la surface est tout d'abord un disque dont le rayon croît avec le temps, puis un anneau d'aire constante.

Dans le cas idéal d'une mer plate, l'intensité du signal rétrodiffusé est proportionnelle à l'aire illuminée et on observe une montée de la puissance de l'écho radar jusqu'à sa valeur maximale.

En réalité, la surface n'est pas plane mais est modulée par l'ondulation des vagues. Plus la surface est agitée, plus le temps nécessaire pour atteindre la puissance maximale du signal est grand. L'estimation de la hauteur significative des vagues est donc faite à partir d'un algorithme la reliant à la pente du signal de retour [Brown, 1977]. Aujourd'hui les altimètres sur satellites offrent une estimation de la hauteur significative des vagues avec une précision de l'ordre de 10%.

Entre 1995 et 1999, la différence des hauteurs significatives des vagues mesurées au même point par l'altimètre TOPEX d'une part et par ERS d'autre part augmenté jusqu'à atteindre 45cm [Queffeuou, 1999]. Cette différence était due à une défaillance de l'électronique de bord de TOPEX qui a produit une déformation du front d'onde émis au cours du temps.

Depuis le système électronique a été remplacé. La déformation du front d' onde se traduisait par des erreurs de plusieurs dizaines de centimètres dans l' estimation de la hauteur significative. Au moment de l' expérience FETCH, P. Queffeuilou [communication personnelle] a estimé que l' erreur sur la hauteur significative correspond à une surestimation de l' ordre de 20cm. Nous avons corrigé les données TOPEX de cette erreur.

c) Mesure du coefficient de rétrodiffusion et relation au vent:

L' algorithme de *Witter et Chelton* [1991] met en relation la vitesse du vent et les mesures de σ_0 (exprimé en décibel). Il se base sur des études statistiques entre le vent observé par des bouées et le coefficient de rétrodiffusion mesuré par les altimètres des satellites Seasat et Geosat. Cet algorithme suppose que le coefficient de rétrodiffusion ne dépend que du vent. La mesure du vent par radar altimétrique est actuellement d'une précision de 2m.s^{-1} . Cependant, il est reconnu que dans certains cas l'estimation du vent est de moindre qualité, notamment dans les zones côtières [Queffeuilou,1995; Ebuchi,1992] car le coefficient de rétrodiffusion radar serait également dépendant de l' état de développement des vagues. *Gourrion et al.* [2000] ont notamment proposé un modèle d'inversion des données altimétriques utilisant les deux fréquences de TOPEX et qui associerait hauteur des vagues et coefficient de rétrodiffusion radar afin de déterminer l'intensité du vent.

D. Mesures aéroportées

Les avions ARAT et MERLIN-IV ont été utilisés à la fois pour des mesures de type atmosphérique (mesures locales des paramètres moyens, turbulents et de rayonnement) et pour des mesures par télédétection radar Ressac sur MERLIN IV pour la mesure des vagues et du coefficient de rétrodiffusion et ARAT sur lidar.

a) Le radar RESSAC

Le MERLIN-IV de Météo France a effectué des mesures de paramètres météorologiques dans les premiers kilomètres de l' atmosphère. Lors de FETCH, le MERLIN-IV a embarqué le radar RESSAC ("Radar pour l'Etude du Spectre de Surface par Analyse Circulaire"), instrument développé par le CETP. Il fournit la mesure de la section efficace radar à la fréquence de 5.35 GHz. Il a été utilisé pendant FETCH selon deux modes principaux qui permettent d' effectuer des observations selon deux angles d' incidences moyens: 12.5° et 32.5° par rapport à la verticale. A partir de ces mesures, sont restitués le spectre directionnel des vagues et le

vent de surface. Le mode de mesure du spectre directionnel des vagues est explicité ultérieurement dans le paragraphe 3-III. A. Les données du radar RESSAC ont permis de documenter l' évolution du spectre des vagues dans le domaine spatial (chapitre 4) dans différentes situations d' état de mer.

b) Le lidar LEANDRE

Le Fokker27 "ARAT" géré par l' IGN et l' INSU a effectué des mesures de paramètres météorologiques dans les premiers kilomètres de l' atmosphère. Il était de plus équipé du lidar LEANDRE2 qui permet d' estimer le contenu en vapeur d' eau atmosphérique et les caractéristiques de la surface. Cet instrument a été développé par le Service d' Aéronomie et le Laboratoire de Météorologie Dynamique, ainsi que l' INSU/DT qui en a assuré la maîtrise d' œuvre. LEANDRE 2 permet de mesurer les profils verticaux d' humidité spécifique et également d' analyser les propriétés optiques et structurales des aérosols et des nuages dans la troposphère. Dans le chapitre 6, les données du LEANDRE2 ont été utilisées pour analyser la réflectance de surface en terme de paramètres liés à la surface océanique, comme la moyenne quadratique des pentes, le vent de surface ou la longueur de rugosité.

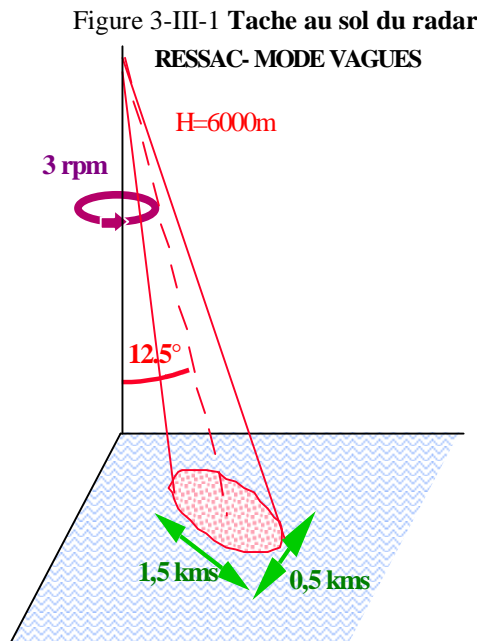
III. L'INSTRUMENT RESSAC

Le radar RESSAC est un radar embarqué sur le MERLIN-IV de Météo-France, qui mesure le coefficient de rétrodiffusion radar de la surface de la mer, et qui permet d' estimer le spectre directionnel des vagues, ainsi que le vent de surface.

Lors de la campagne, le radar RESSAC a fonctionné dans deux configurations: un mode vague qui permet d' acquérir le spectre directionnel des vagues et un mode diffusiomètre pour la mesure du vent (intensité et direction). Dans cette étude, j' ai uniquement traité les données du mode vague afin d' utiliser l' information du spectre directionnel de vagues fourni par RESSAC. Je détaille ci-après cette mesure basée sur le spectre de modulation du signal radar en fonction du spectre des pentes de la surface océanique.

A. Caractéristiques du radar

Ce radar est de type "Frequency Modulated-Continuous Wave" (FM/CW), c'est à dire que le signal émis est à amplitude constante mais à fréquence modulée. Le fonctionnement du radar RESSAC (Radar pour l' Etude de Spectre des Surfaces par Analyse Circulaire) est basé sur celui du ROWS (Radar Ocean Wave Spectrometer) développé par Jackson et al [1981]. Ses principes de fonctionnement sont détaillés par Hauser et al [1992].



La fréquence centrale émise est de 5.35 GHz (bande C) et la largeur de bande de 168 ou 200 MHz. La période de répétition du balayage en fréquence est de 7 ms ou 5.3 ms. La puissance émise est soit de 32 mW ou soit de 3400 mW. La résolution radiale est de 1.5 m environ. Le radar est constitué de deux antennes (une pour l'émission et l'autre pour la réception) avec une visée moyenne à 12.5° d'incidence par rapport à la verticale (avion horizontal). L'ouverture du lobe d'antenne à $\pm 3\text{dB}$ est de 6.5° en direction de visée et de $\pm 1.7^\circ$ dans la direction perpendiculaire (l'azimut).

Dans la configuration liée à la mesure des vagues (illustrée par la Figure 3-III-1), l'altitude de vol du MERLIN-IV est proche de 6000m, sa trajectoire est rectiligne, et l'antenne effectue un balayage conique à raison de trois rotations par minute. La tache au sol (surface de la mer illuminée par le radar) est de 1500m dans le plan d'incidence et de 460 m dans la direction azimutale. Les données acquises par RESSAC sont: la puissance rétrodiffusée par la surface sur environ 500 portes de distance radiale pour un signal intégré sur 56 ms et les paramètres issus des mesures de la centrale à inertie de l'avion (position, attitude,...).

Ces données sont interprétées par un traitement au sol en spectres directionnels de vague. Le principe d'estimation de ces spectres de vagues est basée par la mesure par du signal de rétrodiffusion par le radar RESSAC. La modulation du signal est reliée au spectre des pentes des longues vagues de gravité (longueur d'onde supérieures à 40m).

B. Principe de la mesure

La modulation radiale de la puissance rétrodiffusée est définie par:

$$m(x) = \frac{\delta P_R}{P_R} \quad (3-III-1)$$

où P_R désigne la puissance reçue, et δP_R la différence entre la puissance mesurée et la puissance qui aurait du être réémise par une surface plane non perturbée par les vagues.

Le spectre de modulation correspond à la Transformée de Fourier (notée \mathfrak{F}) de la fonction de covariance du signal de modulation Γ_m :

$$P_m(k, \varphi) = \mathfrak{F} \{ \Gamma_m(x, \varphi) \} \quad (3-III-2)$$

Le spectre directionnel d' énergie $F(k, \varphi)$ est relié au spectre de modulation $P_m(k, \varphi)$ par:

$$P_m(k, \varphi) = \left(\frac{\sqrt{2\pi}}{L_y} \right) \cdot \alpha^2 \cdot k^2 \cdot F(k, \varphi) \quad (3-III-3)$$

où L_y est la demi-largeur du lobe d' antenne, et le coefficient α est relié à la dérivée du coefficient de rétrodiffusion radar σ_0 en fonction de l' angle d' incidence θ par:

$$\alpha = \frac{1}{\tan \theta} + \frac{-\partial \ln \sigma_0}{\partial \theta} \quad (3-III-4)$$

Avant d' appliquer l' équation (3-III-4), le spectre de modulation P_m est corrigé du bruit de speckle par soustraction de sa composante S_N , et de la réponse impulsionnelle en le multipliant par S_R , avec S_N et S_R définis comme suit:

$$S_N(k) = \frac{1}{N \sqrt{2\pi} \cdot k_p} \cdot \exp \left(-\frac{k^2}{2k_p^2} \right) \quad (3-III-5)$$

et

$$S_R(k) = \exp \left(-\frac{k^2}{2k_p^2} \right) \quad \text{avec } k_p = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta x} \quad (3-III-6)$$

où k_p et N sont estimés à partir des données comme l' expliquent Hauser et al [1992].

Les estimations individuelles du spectre de densité d' énergie $F(k, \varphi)$ sont ensuite moyennées sur cinq tours d' antenne (soit 1min40s) afin d' augmenter le nombre de degré de liberté. Cette moyenne sur cinq tours permet d' évaluer les spectres de densité d' énergie des vagues sur dix kilomètres sous la trajectoire du vol RESSAC. Ensuite, sous l'h ypothèse que la modulation des pentes est symétrique et identique sur les deux face de la vague (avant et arrière), une moyenne de 15 échantillons est effectuée en azimuth afin d' obtenir une résolution de 15°. Les spectres sont symétrisés en direction et une ambiguïté de 180° demeure sur la direction de

propagation des vagues. Les longueurs d'onde des spectres mesurés par RESSAC sont comprises entre 40 et 400 m.

C. Traitement des données

L'approche générale pour le traitement des données suit celui présenté par Hauser et al [1992]. Cependant pour FETCH, nous avons rencontré plusieurs problèmes qui sont expliqués dans les paragraphes suivants. J'ai donc développé le traitement suivant afin de m'affranchir de certains de ces problèmes.

- *Problème sur l'acquisition du tangage*

Les données de la centrale d'inertie du radar ont été mal enregistrées en début d'expérience. Seules les données pour lesquelles l'angle du tangage était correctement acquis ont pu être traitées. Après le 20 Mars 1998, tous les paramètres de la centrale d'inertie (roulis, tangage, inclinaison de l'avion) ont été enregistrés sans problème.

- *Talon à basse fréquence*

Dans tous les spectres nous avons trouvé à basse fréquence un talon important d'énergie qui ne correspond pas à la réalité physique du spectre de vagues. Ce talon est visible sur l'exemple du 24 Mars en figure 3-III-2a. Le spectre initial (représenté en bleu) est composé d'une forte énergie à basse fréquence (représenté par le spectre dit "bruit" en rouge) reproduite dans tous les spectres quelque soit l'état de la mer, et du spectre des vagues (en vert). Nous avons estimé cette composante d'énergie non réaliste (spectre bruité en rouge) à partir de données non affectées par les vagues, c'est à dire près de la côte en absence de vagues. Puis nous avons soustrait cette composante de chaque spectre.

Ce talon est lié à des composantes de basses fréquences dans le spectre de modulation, illustré et discuté en annexe A3. L'analyse du signal de la réponse impulsionnelle du radar montre que ces composantes sont liées à un défaut de la rampe numérique du radar (cf Annexe A3). De plus d'autres incertitudes, comme la correction du lobe d'antenne, peuvent s'ajouter aux défauts reconnus du radar.

- *Normalisation de la densité d'énergie*

La densité d'énergie obtenue sur les spectres RESSAC est sous-estimée en comparaison avec les autres mesures (bouées ou altimètres). En Figure 3-III-3, j'ai illustré la comparaison entre le spectre RESSAC pour lequel j'ai éliminé la composante basse fréquence comme expliqué ci-dessus, et le spectre de la bouée ASIS pour le cas du 24 Mars.

Figure 3-III-2 Correction du spectre RESSAC par soustraction du signal bruit (en rouge)

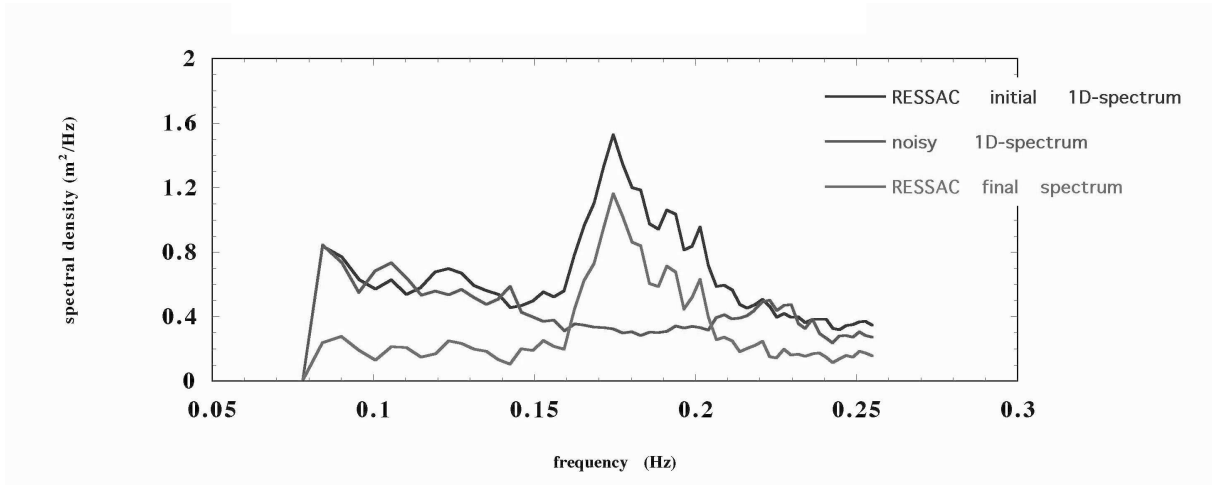


Figure 3-III-3 Comparaison des spectres non directionnel ASIS (en bleu) et RESSAC (en vert)

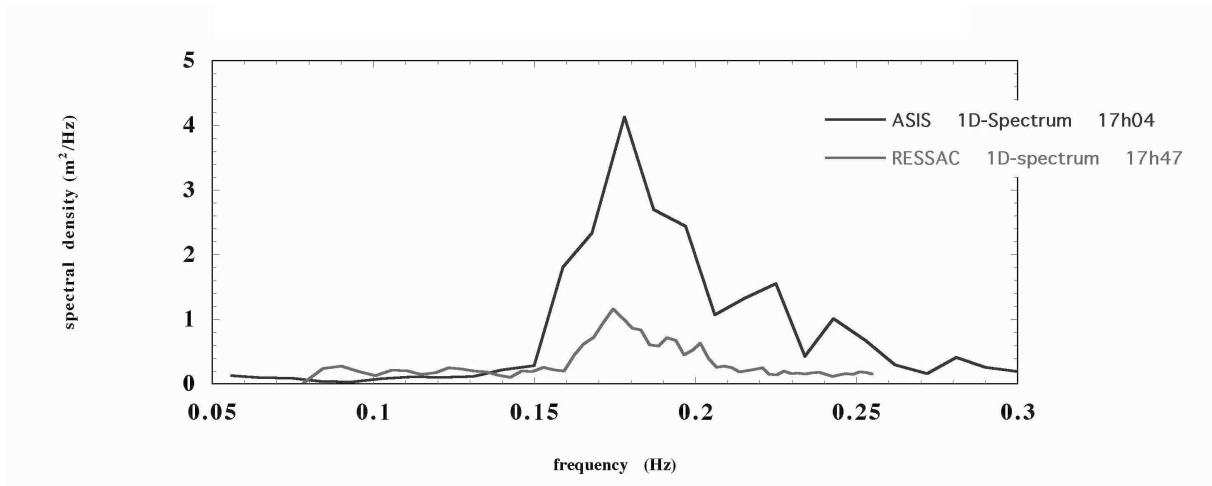
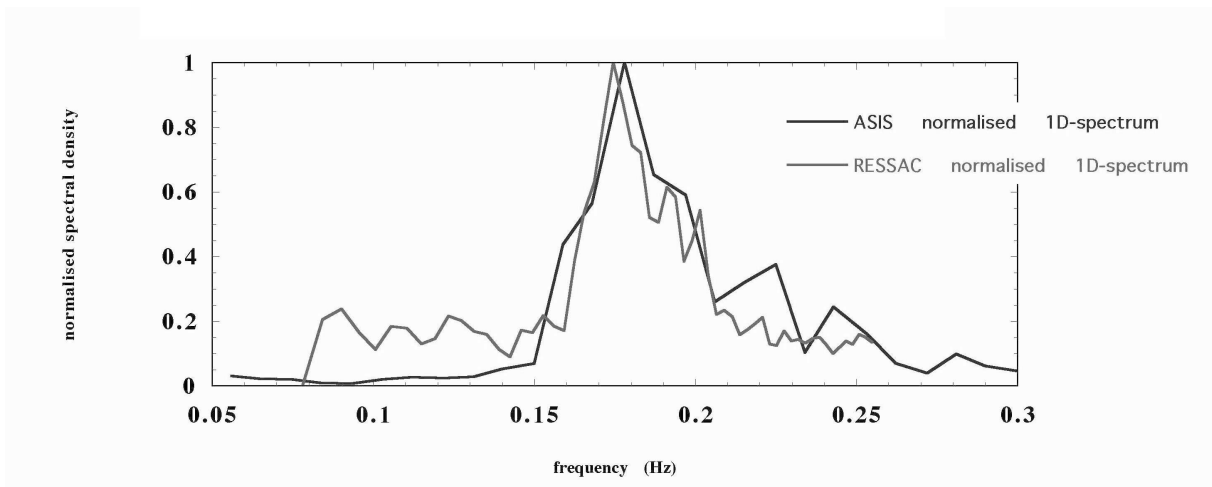


Figure 3-III-4 Spectres non directionnels ASIS et RESSAC normalisés par rapport à leur valeur pic



En Figure 3-III-4, la même comparaison est effectuée sur les spectres normalisés par la valeur au pic du spectre. Pour les spectres normalisés, il y a un excellent accord entre le spectre RESSAC et celui de la bouée. La sous-estimation de l' énergie dans les données RESSAC est liée à une sous-estimation du paramètre α qui établit le rapport entre le spectre de modulation radar et le spectre d' énergie des vagues suivant l' équation (3-III-4). Pour estimer le coefficient α , nous avons besoin de connaître parfaitement la forme du gain de l' antenne, et les paramètres géométriques de la visée (attitude et altitude de l' avion) afin de corriger le signal reçu. Or le diagramme d' antenne n' est pas parfaitement connu, et nous avons, jusqu' à présent, utiliser le modèle d' un gain gaussien de demi-largeur L_y .

La comparaison des spectres ASIS et RESSAC normalisés (Figure 3-III-4) montrent qu' il s' agit bien d' une sous-estimation de l' énergie. Les vols du Merlin IV effectués le 24 Mars et le 03 Avril 1998 se situent sous une trace de l' altimètre TOPEX. La comparaison le long de ces traces des énergies observées par les deux instruments (Figure 3-III-5) montre qu' il existe une relation linéaire entre l' énergie mesurée par TOPEX et celle mesurée par RESSAC pour chacune des traces qui peut s' écrire:

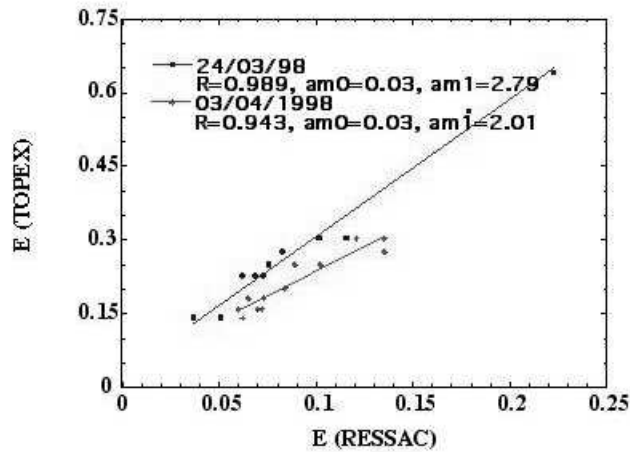
$$E_{TOPEX} = a_{m0} + a_{m1} \cdot E_{RESSAC} \quad (3-III-7)$$

Les coefficients a_{m0} et a_{m1} sont estimés par la régression linéaire entre l' énergie mesurée par RESSAC (intégrale du spectre d' énergie des vagues) et l' énergie mesurée par TOPEX (proportionnelle au carré de la hauteur significative mesurée) qui nous sert de référence. La hauteur significative mesurée par TOPEX a été diminuée de 20 cm pour corriger la dérive de l' électronique de bord [P. Queffeuilou, 1999].

Deux jeux de coefficients ont été établis: l' un à partir des données du vol du 24 Mars ($a_{m0} = 0.03$ et $a_{m1} = 2.79$), et l' autre à partir des données du vol du 03 Avril ($a_{m0} = 0.03$ et $a_{m1} = 2.01$). Le premier jeu s' applique pour la première partie de l' expérience jusqu' au 31 Mars 1998, date qui correspond à une modification de l' électronique du radar RESSAC et susceptible de modifier la sous-estimation de l' énergie (voir annexe A3) le second jeu pour la seconde partie de l' expérience FETCH.

Ces coefficients (a_{m0} et a_{m1}) permettent d' évaluer la sous-estimation faite sur l' énergie totale du spectre de vagues. Il est donc possible de corriger l' énergie des spectres RESSAC en utilisant la relation linéaire de l' équation (3-III-7).

Figure 3-III-5 Régression linéaire entre les énergies mesurées par TOPEX et RESSAC, les 24 Mars et 03 Avril 1998.



Mais l' énergie totale est une quantité intégrée du spectre selon l' équation-12-22. La correction utilisée pour le spectre directionnel doit être répartie sur l' ensemble des directions et sur tout le domaine des nombres d' onde et être compatible à l' opération effectuée. Ce qui explique la correction suivante appliquée au spectre directionnel d' énergie:

$$F_{CORRIGE}(k, \varphi) = c_{m0}(k) + c_{m1} \cdot F_{MESURE}(k, \varphi) \quad (3-III-8)$$

en prenant une relation entre les coefficients c_{m0} et c_{m1} et les coefficients a_{m0} et a_{m1} qui tient compte de l'intégration, d'où :

$$\left\{ \begin{array}{l} cm0(k) = \frac{1}{2\pi \cdot k} \left[\frac{1}{k_{max} - k_{min}} \right] \cdot am0 \\ cm1 = am1 \end{array} \right. \quad (3-III-9)$$

avec k_{min} et k_{max} les bornes du spectre en nombre d' ondes

Tous les spectres RESSAC de l' expérience FETCH présentés dans la suite de cette étude ont été corrigés selon cette procédure. Dans le chapitre 4, la comparaison entre les spectres unidimensionnels des bouées et du radar RESSAC a permis de valider cette correction.

Les spectres directionnels établis à partir du radar RESSAC sont donnés dans l' intervalle de fréquence de 0.07 à 0.25 Hz, et une résolution de 15° en direction avec une ambiguïté de 180°.

IV. CONCLUSIONS

Pour la campagne FETCH, les moyens de mesures des paramètres météorologiques, de l'état de la mer et des flux sont issus de différentes sources. Les mesures effectuées permettent de documenter l'état de la mer présent lors de la campagne aussi bien par des mesures locales effectuées tout au long de la campagne, que par des mesures aéroportées ou spatiales (observations issues de la télédétection: radar RESSAC, altimètres TOPEX et ERS, lidar LEANDRE). Enfin, des mesures de turbulence ont été effectuées sur la plate-forme ASIS et le navire ATALANTE. L'étude que j'ai menée est basée sur l'analyse combinée de l'ensemble de ces données afin de répondre aux questions scientifiques suivantes.

En ce qui concerne la physique des vagues, nous souhaitons approfondir nos connaissances sur l'évolution des caractéristiques spectrales des vagues (énergie totale, pic et étalement en fréquence, pic et étalement angulaire) lors de l'établissement de coups de vent côtier de types Mistral, et si la présence de houle modifie cette évolution. Les mesures locales (bouées) et dispersées dans l'espace (radar RESSAC) m'ont permis de caractériser l'évolution du spectre des vagues pour des cas particuliers de Mistral, Tramontane, houle du sud, ou mer croisée. Cependant, compte-tenu des problèmes rencontrés sur le radar RESSAC, il a été nécessaire de valider les spectres du radar en les comparant à ceux des bouées. Nous souhaitons également valider les paramétrisations qui sont actuellement utilisées dans les modèles. De plus, ces sorties de modèle de prévision numérique sont disponibles sur toute la zone de l'expérience, et seront utilisées par la suite afin de renseigner l'état de la mer lorsque les mesures sont inexistantes. Il est donc indispensable d'étudier les sorties des modèles de prévision marine afin de valider d'une part certaines paramétrisations utilisées pour décrire l'évolution en cas de fetch limité, et d'autre part de vérifier si les sorties sont compatibles avec les situations observées aux points de mesures. Ces aspects seront traités dans le chapitre 4.

Les paramétrisations utilisées dans le calcul des flux sont encore controversées. L'estimation directe des flux turbulents à la surface, à partir de mesures satellites n'est pas encore au point. Les résultats de l'expérience FETCH devaient permettre de progresser dans ce domaine. En particulier, nous étudierons dans le chapitre 5: la dépendance des flux turbulents à l'interface océan/atmosphère avec l'état de développement des vagues.

Bien qu'utilisées maintenant depuis de nombreuses années pour l'estimation du vent et de l'énergie des vagues, les mesures par télédétection doivent être analysées en détail dans les zones à courte action du vent (fetch court). En effet on soupçonne que l'état de développement

des vagues pourrait modifier la relation entre le signal radar mesuré et les paramètres déduits. Ce point sera abordé dans le chapitre 6.

Chapitre 4 - Etats de la mer à moyenne échelle

I. INTRODUCTION

Les premières mesures de vagues sont apparues il y a 130 ans dans la rade de Brest [Paris, 1867]. Dans les années 1950, les mesures de vagues *in situ* (par bouées ou plates-formes) se sont répandues grâce aux capteurs de pression sous-marine. Ces systèmes se sont développés et sont capables actuellement de fournir le spectre directionnel des vagues. Les mesures aérospatiales et les moyens de télédétection permettent aussi d'obtenir en mode opérationnel des informations sur l'état de la mer telles que la hauteur significative. De plus, certains radars tels que le ROWS ou RESSAC ont montré qu'ils pouvaient fournir des mesures du spectre des vagues dans un contexte expérimental. L'autre moyen de télédétection utilisé pour la mesure des vagues est le radar à ouverture synthétique (SAR). Mais il demeure pour le moment encore au stade expérimental car la restitution d'un spectre de vagues nécessite une connaissance préalable de la forme de ce spectre. De plus il ne permet pas de documenter les vagues de longueurs d'onde inférieures à 150 mètres et n'est donc pas approprié en zone côtière ou bassins fermés tels que la Méditerranée.

Parallèlement à l'évolution des techniques d'instrumentation, les modèles numériques de prévision de l'état de la mer se sont développés.

Dans un premier temps, les systèmes de mesure des spectres directionnels de vagues mis en place durant la campagne FETCH nous ont permis de documenter l'état de mer ponctuellement grâce aux bouées ASIS et FIMR, et spatialement durant les vols du radar RESSAC. Nous étudierons dans un premier temps les résultats de ces observations.

Ces mesures ne sont toutefois pas en nombre suffisant pour documenter l'état de mer sur tout le domaine spatial et temporel de la campagne. Or dans la suite de notre étude, notamment pour juger l'impact de l'état de la mer sur les échanges de quantité de mouvement à l'interface air-mer, il est nécessaire de connaître l'état de mer sur l'ensemble du domaine. Ainsi pour compléter ces informations, les sorties des prévisions d'état de mer des modèles numériques ont été étudiées. Cependant si les modèles ont été validés de façon statistique sur de grands ensembles de données incluant tous les types de situations météo/océaniques, il reste à les valider dans des conditions particulières notamment dans des conditions côtières. C'est pourquoi dans un second temps, j'ai validé les sorties des modèles et je présenterai leurs performances. Les sorties des modèles de prévision, une fois validées, viendront donc compléter les données *in situ* (bouées et radar).

II. SITUATIONS METEOROLOGIQUES OBSERVEES

A. Situations générales

On peut distinguer trois grandes périodes correspondant à trois types de situations météorologiques rencontrées:

- en début de campagne (du 12 au 24 Mars 1998), la présence d' une dorsale en altitude sur le proche Atlantique a généré un flux de Nord d' air froid et sec, accompagné dans la région du Golfe du Lion de Mistral et Tramontane modérés à forts.
- du 25 Mars au 1er Avril. L' affaiblissement et la rotation de la dorsale d' altitude laissent entrer les perturbations au Nord de la France, et entraînent une diffluence et des vents faibles de Sud à Est dans la région du Golfe du Lion. Il y a un basculement du flux de Sud à Sud-ouest en fin de période.
- du 2 au 14 Avril, la France est sous l' influence d' un régime perturbé de Sud-Ouest avec de nombreux passages d' ondulations frontales et la présence d' air humide et chaud. Dans le Golfe du Lion, les entrées d' air maritime avec vent modéré alternent avec des situations de Nord-Ouest à Ouest à l'arrière des fronts froids

Au cours de ces trois périodes, des observations détaillées de l' état de mer ont été effectuées en leur point d' ancrage pour les bouées ASIS et FIMR, et spatialement par le radar RESSAC. Durant la première période deux situations de Mistral seront examinées en détail: les 20 et 24 Mars 1998. Durant la seconde période, l' énergie des vagues est très faible et les spectres des mesures, en particulier ceux du radar RESSAC, sont trop bruités et ne peuvent pas être analysés. Dans la troisième et dernière période, j' ai étudié en particulier le cas du 03 Avril qui correspond à un cas de forte houle du Sud, et du 07 Avril qui correspond à une rotation du vent avec une mer croisée. Nous reviendrons en détail sur les cas évoqués ci-dessus dans le cadre de la validation des modèles météorologiques de prévisions atmosphériques et de l' état de mer.

B. Périodes d' observations intensives

Les situations météorologiques et les observations des 4 cas cités ci-dessus et repris lors de l' étude et la validation des sorties des modèles de prévision numérique des états de mer (Chapitre 4 - VI.) sont décrites ci-dessous. Toutes les heures citées par la suite correspondent aux heures UTC.

a) Cas du 20 Mars

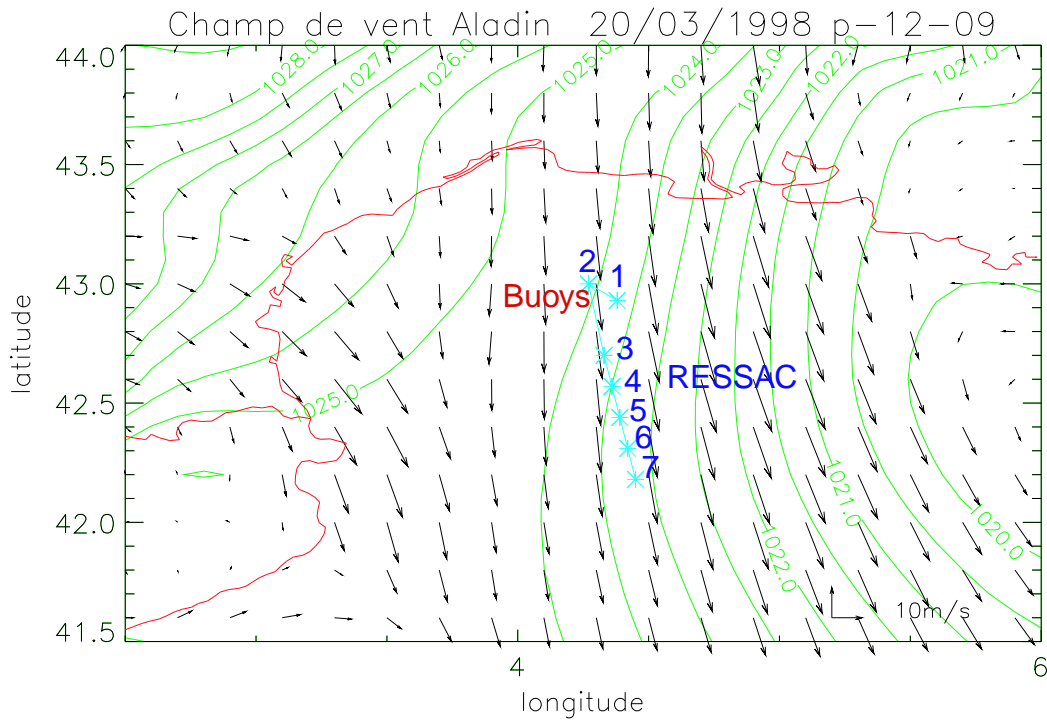
Evolution de la situation météorologique

Le cas du 20 Mars 1998 est un cas de fort Mistral, établi en soirée (après 20h00). Comme le montre l'analyse du modèle ALADIN à 21h00, on voit sur la carte des pressions au niveau de la mer et du champ de vent à 10m (Figure 4-II-1) que l'écoulement au niveau des bouées et sous la trace du radar RESSAC vient du Nord.

D'après la mesure du vent à la bouée ASIS (Figure 4-VI-5), on observe un changement brutal de l'écoulement atmosphérique à 20h00, le 20 Mars (jour julien 79.83). Le vent qui était de l'Ouest et de faible intensité (5m.s^{-1}), passe à un vent fort (15m.s^{-1}) du Nord.

L'état de la mer est documenté par les bouées ASIS et FIMR (ancrées au même point : 42.98°N , 4.25°E), et par le radar RESSAC.

Figure 4-II-1 Carte des champs de vent et de pression au niveau de la mer analysés par ALADIN, le 20 Mars à 21h00, et trace du radar RESSAC avec numéro de spectres associés.



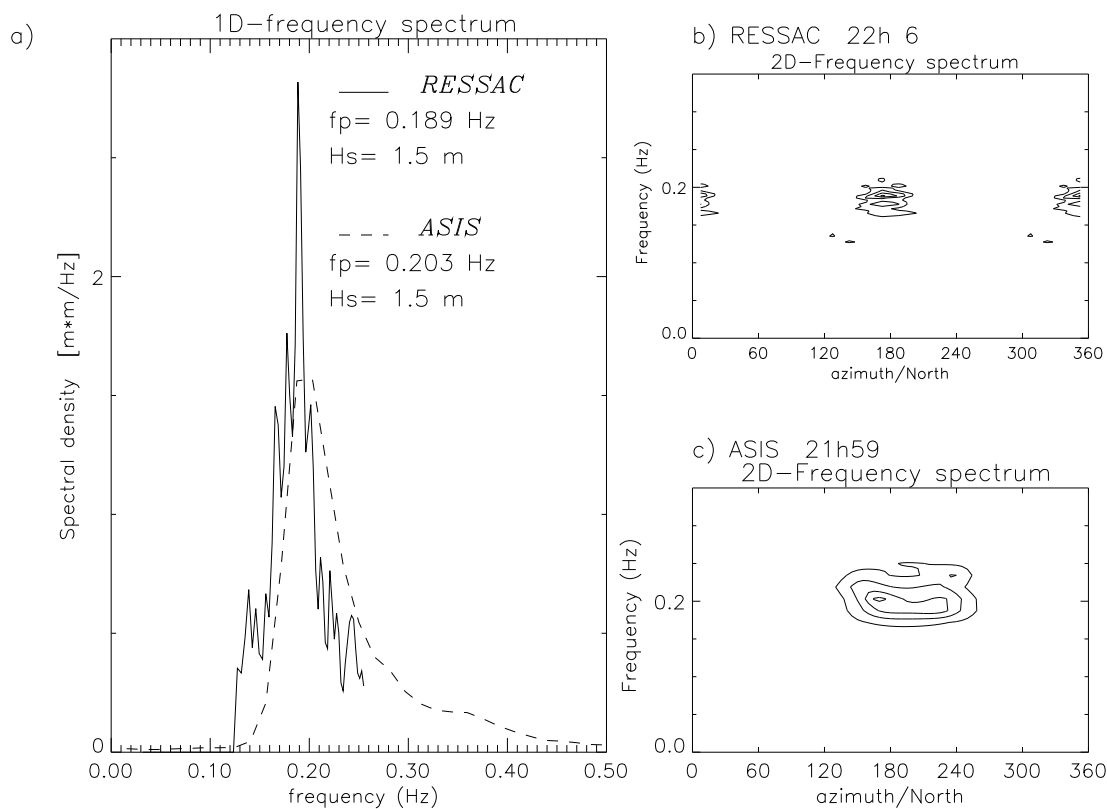
Comparaison des spectres directionnels

La comparaison des spectres directionnels (Figure 4-II-2) mesurés par la bouée ASIS et le radar RESSAC montre un assez bon accord entre ces deux mesures: les hauteurs significatives, fréquences au pic et directions du pic d' ASIS et de RESSAC sont similaires.

Les données RESSAC sont recueillies moins de deux heures après le début du Mistral. La hauteur significative des vagues mesurées par RESSAC augmente lorsqu' on s' éloigne de la côte de 1.5 à 2.7 m, et les fréquences pic diminuent de 0.19 à 0.13 Hz. La direction de propagation des vagues dominantes est constante le long de la trace RESSAC et il se propage dans une direction de 200° par rapport au Nord. Tout le long de la trace on observe sur les spectres RESSAC deux pics dans la même direction de propagation, mais à des fréquences différentes (structures doubles).

Figure 4-II-2 Comparaison des spectres omnidirectionnels (à gauche) et directionnels (à droite) du radar RESSAC (trait plein et en haut) et de la bouée ASIS (pointillé et en bas), le 20 Mars 1998 avec une ambiguïté de 180 degrés sur les spectres RESSAC.

DATE: MARCH 20th



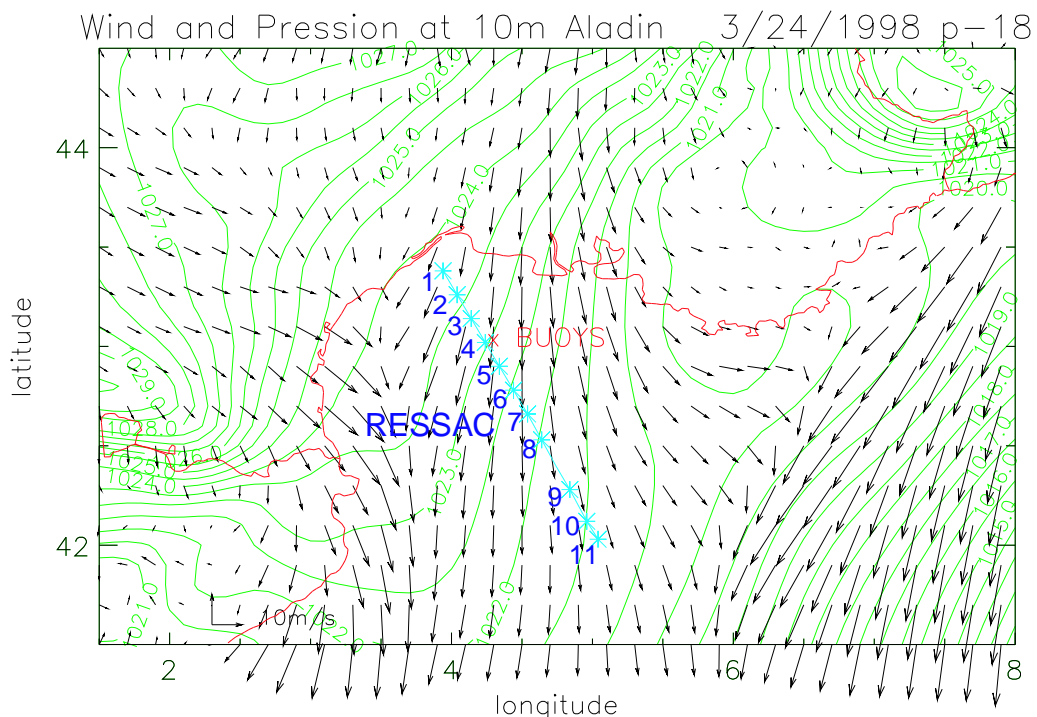
Ce cas est un cas de mer en développement. Il est néanmoins moins intéressant pour notre étude que celui du 24 Mars (décrit par la suite), car d' une part il n' y a pas de données altimètres donc aucune information sur le vent autre que les mesures ponctuelles de ASIS et de l' Atalante; de plus de part l' heure précoce du passage du radar RESSAC, l' évolution des spectres n' est pas encore uniquement limitée par la distance de Fetch, mais dépend également de la durée de fetch.

b) Cas du 24 Mars

Evolution de la situation météorologique

Le 24 Mars 1998 est un cas de Mistral, c'est une des périodes d'observations intensives retenues durant la campagne FETCH. L' épisode de Mistral étudié a débuté le 23 Mars à 20h00. Pour la journée du 24 Mars, le vent est gouverné par une dépression située entre la mer Ligure et la mer Tyrrhénéenne. Cette dépression évolue au cours de la journée comme le montre Flamant [2002]. En début de journée (entre 03 et 09 heures UTC) cette dépression est située au Nord de la mer de Ligure, et est accompagnée d'un vent de Tramontane (d'après les sorties du modèle atmosphérique ALADIN). Au long de la journée, cette dépression se creuse et se propage vers le Sud-Est. Dans un premier temps, de 9h00 à 12h00, cela entraîne un écoulement à travers la vallée du Rhône, le Mistral. A midi, le Mistral est à son maximum d'intensité, puis il décroît. Dans un second temps (en après-midi), la dépression située précédemment à l' Ouest de la vallée entre les Apennins et les Alpes se renforce et se déplace plus au Sud, elle induit un renforcement du flux du Nord-Est visible sur la Figure 4-II-3. Un nouvel écoulement originaire de cette vallée prend place alors depuis le Nord-Est sur le golfe du Lion. Cet écoulement n'est pas stable, et au fur à mesure que la dépression se creuse et se déplace vers le Sud il s'atténue et laisse de nouveau place au Mistral.

Figure 4-II-3 Carte des champs de vent et de pression au niveau de la mer analysés par ALADIN, le 24 Mars à 18h00, et trace du radar RESSAC avec numéro de spectres associés.

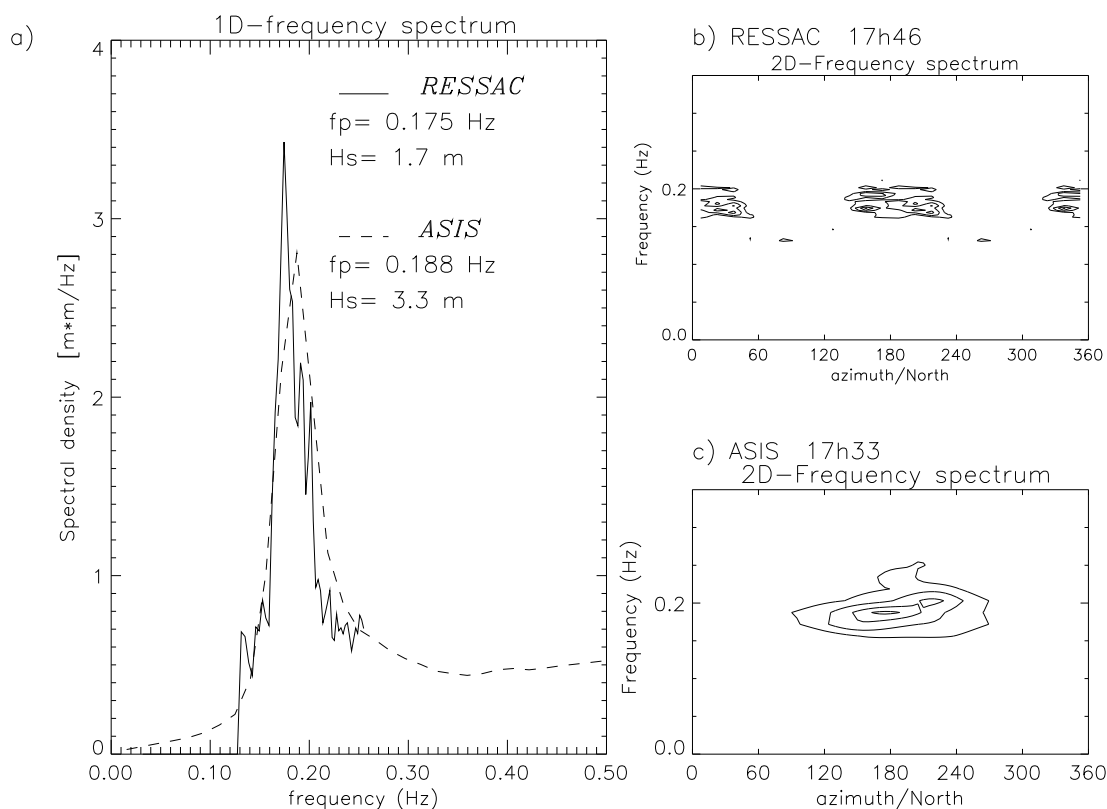


Le 24 Mars 1998 les mesures RESSAC sont effectuées entre 17h45 et 18h45, soit 7 à 8 heures après le début du Mistral. Ce vol est coordonné avec le passage du satellite TOPEX. Au moment du passage RESSAC, le vent mesuré par TOPEX est de 14 à 16 m.s⁻¹ et de direction Nord. Le navire Atalante mesure à 18h00 un vent de 15 m.s⁻¹ du Nord à la position [43.2°N; 4.2°E]. A l'heure du passage de l'altimètre TOPEX et du radar RESSAC, la situation rencontrée est proche de l'analyse du modèle ALADIN à 18h00 illustrée par la Figure 4-II-3. D'après cette analyse, le vent souffle du Nord dans la partie Nord du golfe du Lion, et du Nord-Est dans la partie Sud.

Comparaison des spectres directionnels

Pour les cas de Mistral, les 20 (Figure 4-II-2) et 24 Mars (Figure 4-II-4), une grande partie de l'énergie (75%) est distribuée dans la gamme de fréquence du radar RESSAC, soit entre 0.10 et 0.25 Hz. Les hauteurs significatives sont suffisamment importantes (supérieures à 1.5m). La comparaison des spectres directionnels RESSAC et ASIS montre que les spectres de la bouée et du radar sont bien concordants.

Figure 4-II-4 Comparaison des spectres omnidirectionnels (à gauche) et directionnels (à droite) du radar RESSAC (trait plein et en haut), et de la bouée ASIS (pointillé et en bas), le 24 Mars 1998 avec une ambiguïté de 180 degrés sur les spectres RESSAC.



Evolution spatiale des spectres directionnels

Les spectres omnidirectionnels RESSAC sont représentés en Figure 4-II-5 pour 4 points de mesure à 50, 75, 95 et 115 km de distance de fetch qui est approximativement égale à la distance du point de mesure à la côte dans la direction Nord, direction selon laquelle le vent souffle d'après le modèle ALADIN. L'évolution de ces spectres en fonction du fetch dans la partie Nord du vol RESSAC semble être en bon accord avec ce que l'on attend en situation de fetch limité, c'est à dire une augmentation de l'énergie et une diminution de la fréquence pic lorsqu'on s'éloigne de la côte.

La Figure 4-II-6 illustre la partie directionnelle de ces spectres et leur évolution. Dans la partie Sud, un train de vagues du Nord se superpose à un train de vagues qui se propage vers le Sud-Ouest. Les analyses du modèle ALADIN ont montré la présence d'un vent de Nord-Est dans la partie Sud-Est du golfe du Lion due à un écoulement depuis le golfe de Ligurie, ce qui explique ce second système de vagues. Ce cas est un bon exemple de cas de fetch limité, bien que complexe car un second train de vague est superposé au train de mer du vent. Les résultats de la décomposition spectrale présentés ultérieurement (Chapitre 4 - VI. A.) mettent en évidence cette deuxième composante le long de la trace RESSAC.

Figure 4-II-5 Spectres omnidirectionnels mesurés par RESSAC le 24 Mars 1998 en 4 positions: (1) proche de la côte à 50 km en trait continu épais, (2) à 75 km en pointillé, (3) à 95 km en trait discontinu, et (4) au large à 115 km en trait continu fin. Les spectres de densité d'énergie (en m^2/s) sont tracés en échelle logarithmique. L'axe horizontal désigne les fréquences (en Hz).

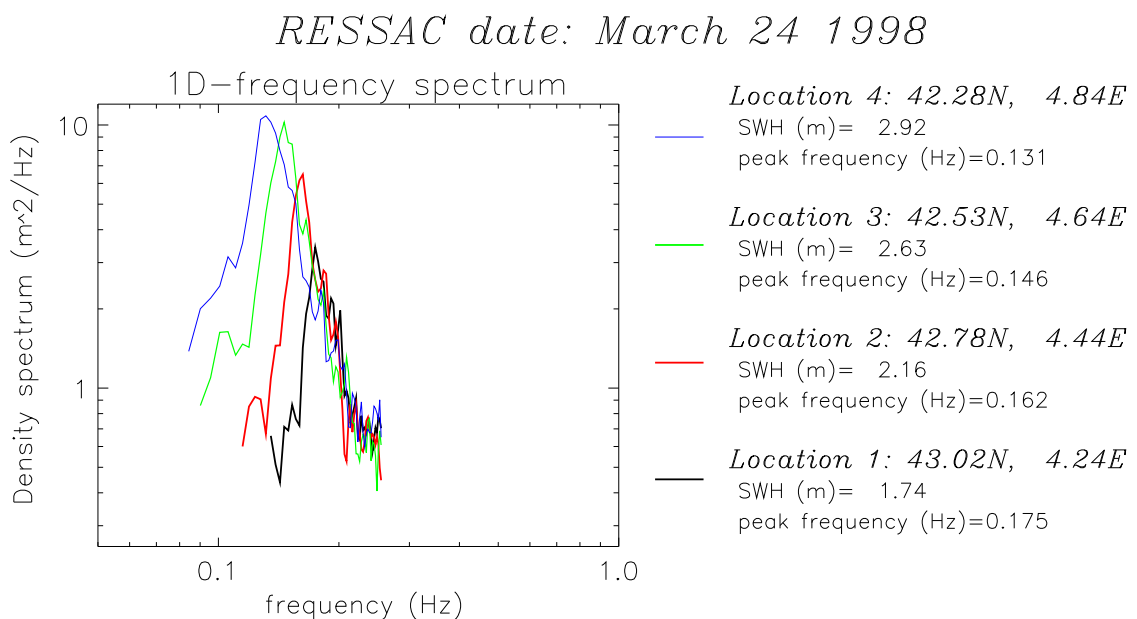


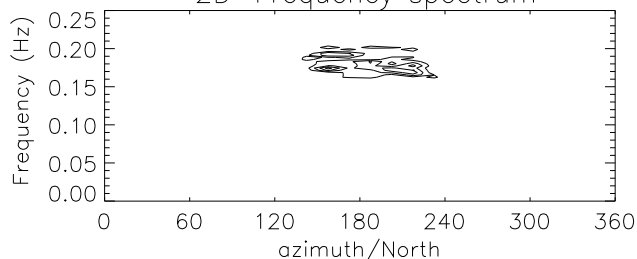
Figure 4-II-6 Spectres directionnels mesurés par RESSAC le 24 Mars 1998 en 4 positions: de haut en bas (1) proche de la côte à 50 km, (2) à 75 km, (3) à 95 km, et (4) au large à 115 km. Les spectres de densité d' énergie normalisés (par rapport à la valeur pic) sont tracés avec des courbes de niveau de 0.3, 0.5, 0.7 et 0.9. L' axe vertical désigne les fréquences (en Hz), l' axe horizontal la direction vers laquelle se propage les vagues l'ambiguïté de 180 degrés est levée.

RESSAC date: March 24 1998

Location 1: 43.02N, 4.24E

SWH (m)= 1.74 peak frequency (Hz)=0.175

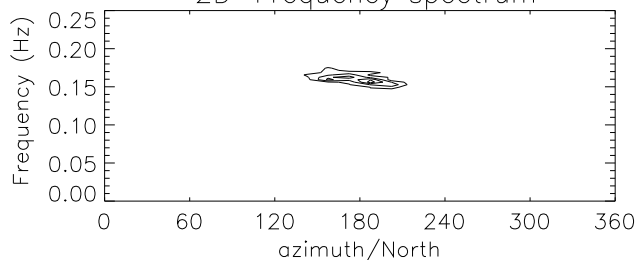
2D-Frequency spectrum



Location 2: 42.78N, 4.44E

SWH (m)= 2.16 peak frequency (Hz)=0.162

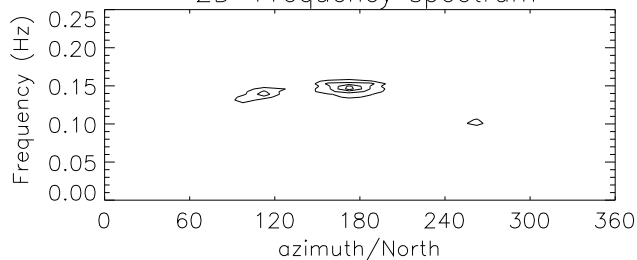
2D-Frequency spectrum



Location 3: 42.53N, 4.64E

SWH (m)= 2.63 peak frequency (Hz)=0.146

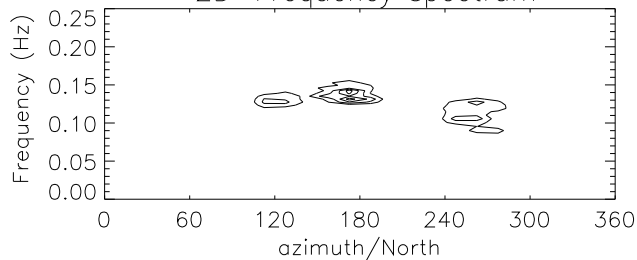
2D-Frequency spectrum



Location 4: 42.28N, 4.84E

SWH (m)= 2.92 peak frequency (Hz)=0.131

2D-Frequency spectrum

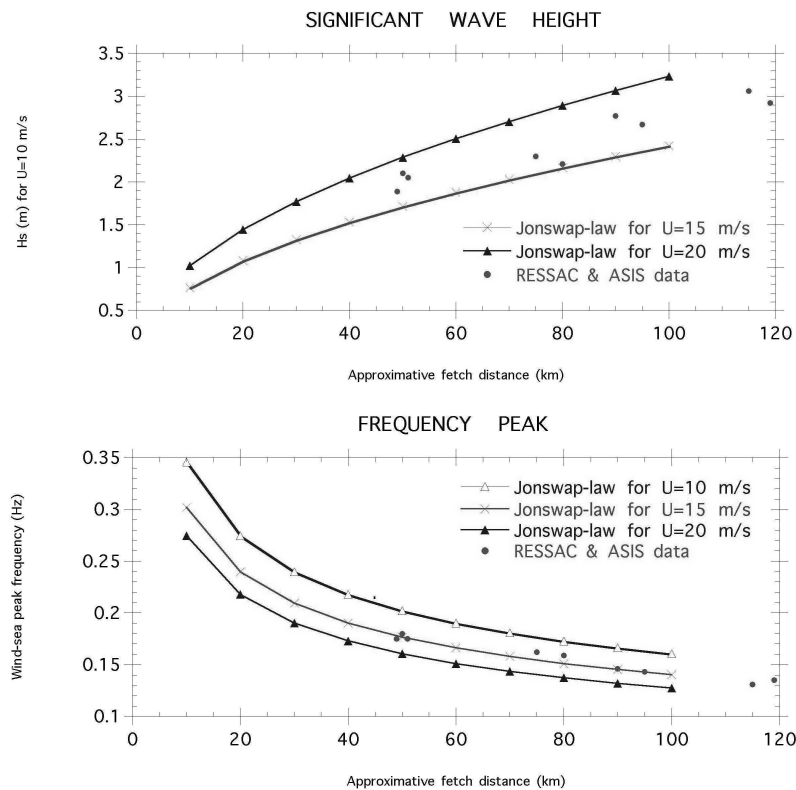


Comparaison aux lois JONSWAP

Seule la partie Nord de la trace RESSAC peut-être considérée comme de la mer du vent. Dans cette partie Nord, j' ai comparés évolutions de l' énergie et de la fréquence pic mesurées par le radar RESSAC par rapport aux lois établies par Hasselman *et al* [1969] lors de la campagne JONSWAP (voir Chapitre 2 - V. B.). La fréquence pic décroît selon la loi JONSWAP appliquée avec un vent constant de 15 m.s^{-1} . Par contre la hauteur significative croit plus vite que la loi JONSWAP pour cette même valeur de vent de 15 m.s^{-1} . Ces comparaisons avec les lois JONSWAP sont basées sur l' hypothèse d' un vent constant sur la distance d' action Fetch et en fonction du temps. Or cette hypothèse n' est pas réalisée, car le vent n' est pas constant le long du fetch comme le montre l' évolution du vent de l' altimètre TOPEX le long de la trace (Figure 4-VI-1). Ceci peut expliquer la discordance entre l' évolution de la fréquence et celle de l' énergie.

Je présenterai ultérieurement (Chapitre 4 - V. D.) une étude plus générale des lois de croissance établies à partir des données de la campagne FETCH récoltées à la bouée ASIS en condition de mer du vent .

Figure 4-II-7 Evolution de la fréquence pic et de la hauteur signification en fonction de la distance de fetch pour le cas du 24 Mars 1998. Les mesures RESSAC sont représentées par des point verts. Les fréquences pic et les hauteurs significatives déduites de la loi JONSWAP sont données pour des valeurs de vents constants qui encadrent les mesures RESSAC: 10 m.s^{-1} (triangles vides reliés en bleu), 15 m.s^{-1} (croix reliées en rouge), et 20 m.s^{-1} (triangles pleins relié en bleu) .

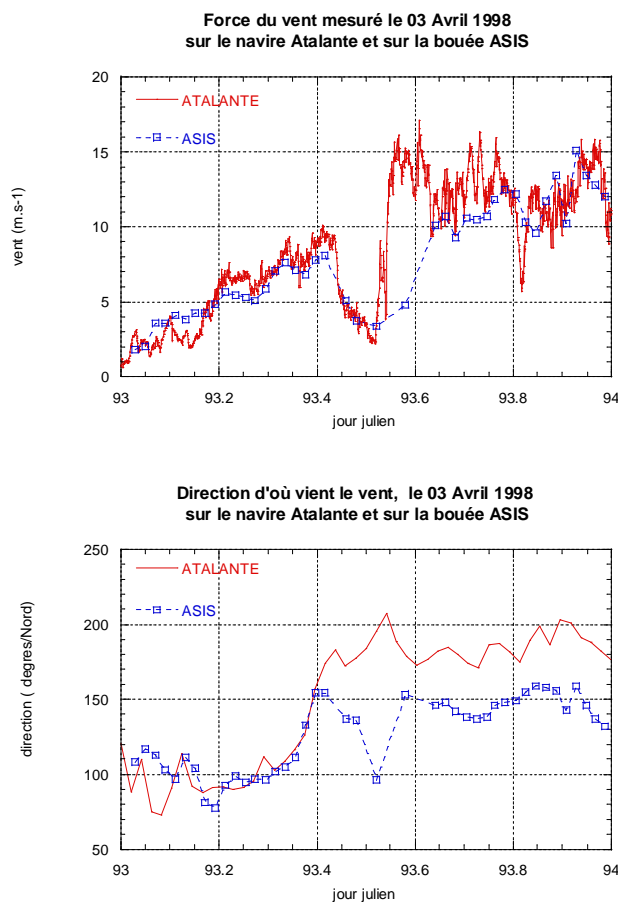


c) Cas du 03 Avril

Evolution de la situation météorologique

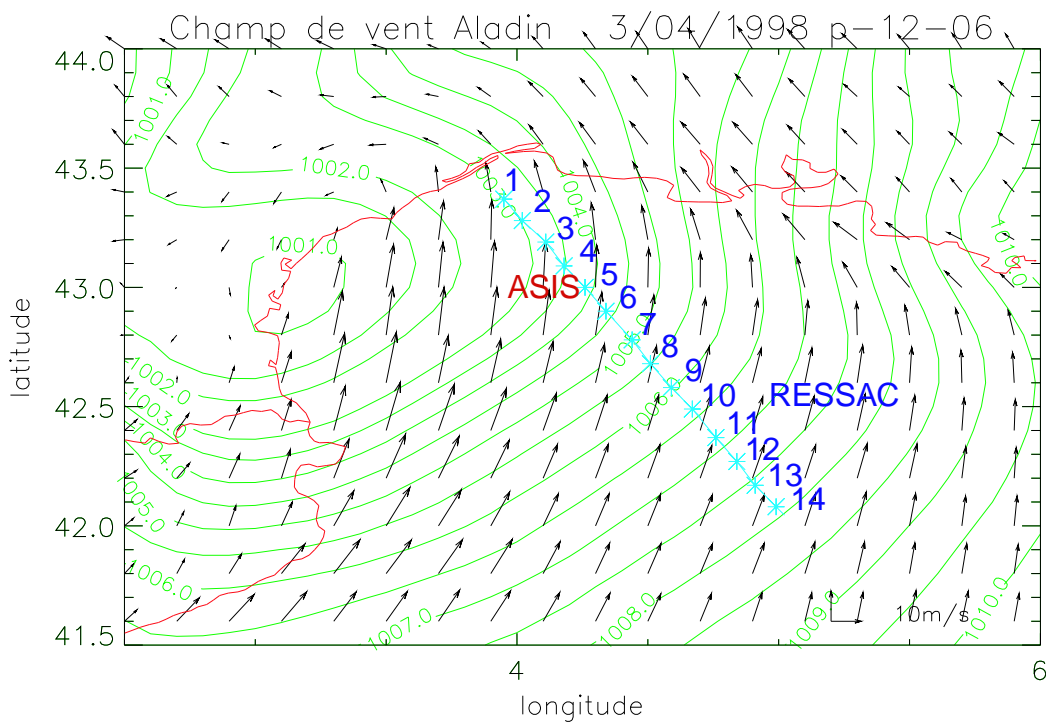
Le 03 Avril 1998, l'écoulement atmosphérique est essentiellement en provenance du Sud lié à une dépression centrée sur le golfe du Lion, qui se déplace vers le Nord-Ouest dans la journée. L'inhomogénéité engendrée par cette dépression apparaît sur les données collectées par la bouée ASIS et le navire de recherche l'ATALANTE. Alors que les vents mesurés sur ces deux plates-formes sont identiques lorsque le navire est proche de la bouée, cette cohérence disparaît lorsque l' Atalante s' éloigne. En effet, à 9.30UTC le navire est proche de la position de la bouée (à 2 km au Sud-Est) et mesure le même vent (7.8 m.s^{-1} pour ASIS à 7m d' altitude, et 7.98 m.s^{-1} pour l' Atalante à 17m d' altitude avec une direction est de 155° pour les deux plates-formes). Le navire Atalante se dirige vers le Sud-Est au cours de la journée. A 11.30UTC, le vent mesuré sur ASIS est de 3.75 m.s^{-1} et de direction 135° , tandis que sur l' Atalante (à 10 km de ASIS) le vent est de 4.25 m.s^{-1} et de direction 180° .

Figure 4-II-8 – Evolution temporelle du vent le 03 Avril 1998 sur l' Atalante (en rouge) et à la bouée ASIS (en bleu), intensité en m.s^{-1} (dans le cadre supérieur) et direction d' où vient le vent par rapport au Nord (dans le cadre inférieur).



L' évolution temporelle de l' intensité du vent diffère entre les plates-formes et apparaît décalée (Figure 4-II-8). Le vent mesuré sur l'ATALANTE varie de 3 à 14 m.s⁻¹ entre 12h30 et 13h30. A la position de la bouée ASIS, cette croissance se manifeste deux heures plus tard. La dépression est centrée près de la position de la bouée ASIS entre 11h45 et 15h00. Dans l' après-midi, le vent est stationnaire, son intensité et sa direction restent constantes au cours du temps sur chacune des plates-formes. A partir de 16UTC l' intensité du vent est de même intensité sur ASIS et sur l' Atalante, mais les directions sont séparées de 30°. Le vent est dirigé vers le Nord sur l' Atalante, alors qu' il est dirigé vers le Nord-Est au point d' ancrage de la bouée ASIS. La dépression est visible sur la carte de l' analyse des champs de vent à 10m et de pression au niveau de la mer d' ALADIN à 18UTC (Figure 4-II-9). Elle est cependant probablement mal localisée d' après l' étude des données de vent de l'Atalante et ASIS.

Figure 4-II-9 – Carte des champs de vent et de pression au niveau de la mer prévu par ALADIN, le 03 Avril à 18h00, et trace du radar RESSAC avec numéro de spectres associés.



Comparaison des spectres directionnels

Le radar RESSAC survole les deux bouées directionnelles ASIS et FIMR vers 16h30. A la bouée FIMR (Figure 4-II-10), l' énergie mesurée par le radar RESSAC est moins importante que celle mesurée à la bouée ASIS (1.6 au lieu de 2.2 km), et ce malgré la correction du

spectre RESSAC expliquée au Chapitre 3 - III - B. c. Néanmoins, la fréquence pic et la direction du pic mesurée par RESSAC sont cohérentes avec les mesures de la bouée FIMR. A la bouée ASIS (Figure 4-II-11), l' énergie et la fréquence pic sont identiques sur les deux mesures ASIS et RESSAC. Cependant le spectre directionnel de la bouée ASIS montre deux composantes de vagues se propageant avec la même fréquence mais dans deux directions séparées de plus de 60°, alors que le radar RESSAC ne voit qu' une seule composante. Un reproche souvent cité lors de l' utilisation de la méthode du maximum de vraisemblance (MLM) utilisée pour estimer le spectre ASIS est que celle-ci engendre des double pics dans le spectre [Benoît *et al*, 1997]. Cependant dans le cas présent, la séparation observée entre les deux directions est trop importante pour correspondre à un artefact de la MLM [Pettersson *et al*, 2002 en Annexe A3]. De plus ces deux composantes sont compatibles avec les directions avant et après la rotation de vent observée à la bouée ASIS engendrée par le passage de la dépression.

Figure 4-II-10 Comparaison des spectres omnidirectionnels (à gauche) et directionnels (à droite) du radar RESSAC (trait plein et en haut) et de la bouée FIMR (pointillé et en bas), le 03 Avril 1998 avec une ambiguïté de 180 degrés sur les spectres RESSAC.

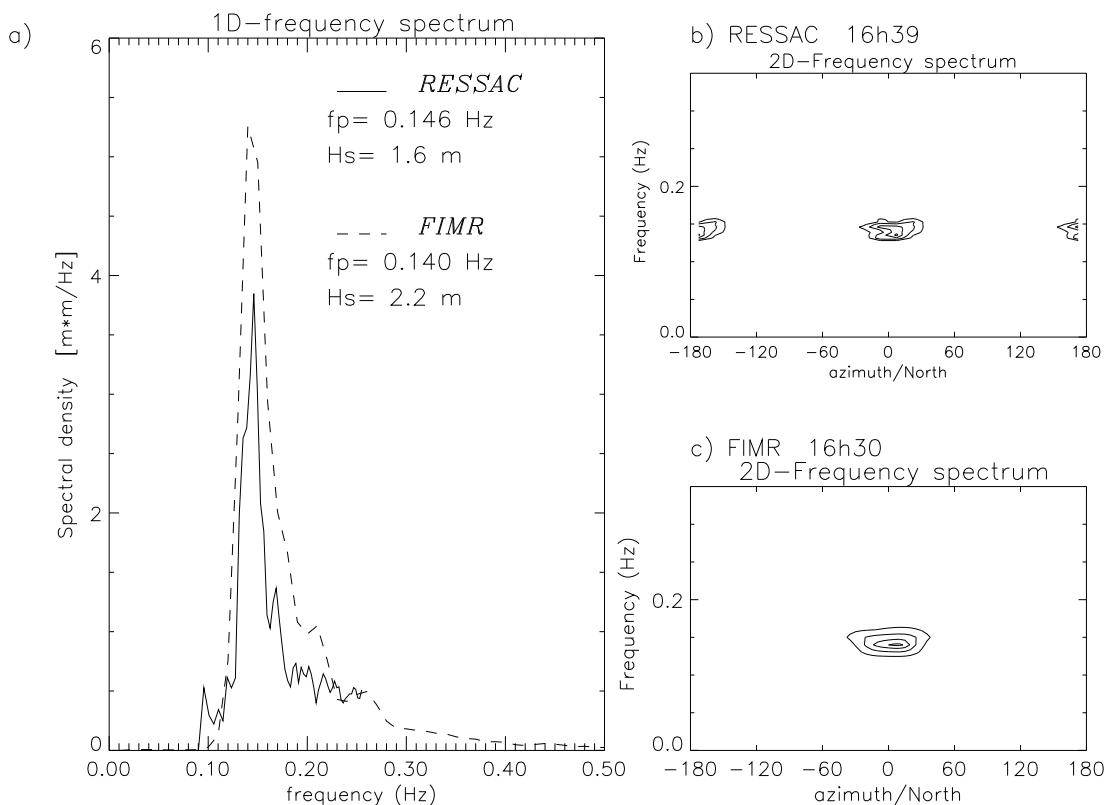
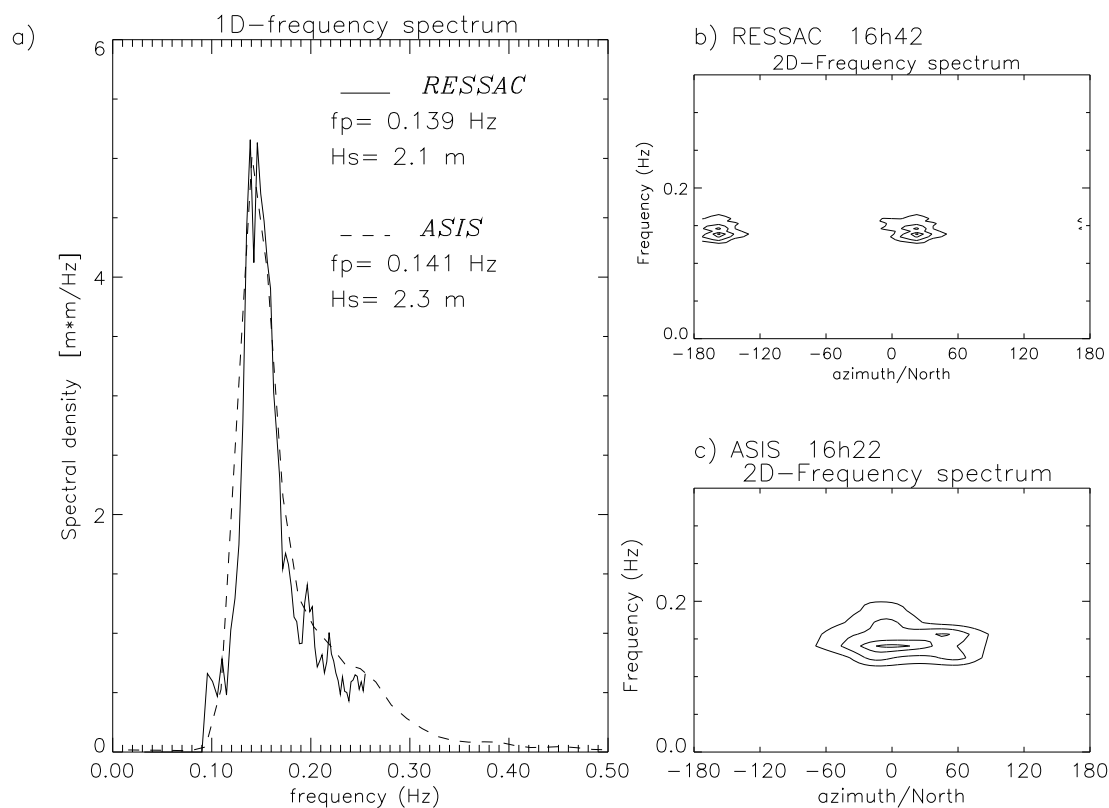


Figure 4-II-11 Comparaison des spectres omnidirectionnels (à gauche) et directionnels (à droite) du radar RESSAC (trait plein et en haut) et de la bouée ASIS (pointillé et en bas), le 03 Avril 1998.



Evolution spatiale des spectres directionnels

Le 03 Avril, le vol RESSAC est coordonné avec le passage de l' altimètre TOPEX ce qui nous a permis de corriger l' énergie des spectres RESSAC. Les données RESSAC sont acquises lors d' un épisode de vent fort (12 à $14 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) qui souffle du Sud en direction de la côte depuis plus de quatre heures. Les hauteurs significatives mesurées par RESSAC sont comprises entre 1.0 à 2.1 m avec une valeur maximum au milieu de la trace RESSAC (voir Figure 4-II-8).

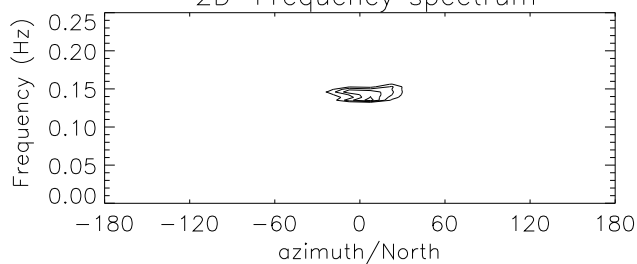
L' évolution spatiale du spectre d' énergie est illustrée par Figure 4-II-12. Le spectre directionnel de densité d' énergie est composé de deux systèmes dans la partie Sud (spectres numéros 9 à 14) de même direction que les deux pics visibles sur la bouée ASIS : un train de Sud-Est (140°) à très basse fréquence qui correspond à de la houle laquelle s' est formée avant la rotation du champ de vent, et un train de Sud (200°) à plus haute fréquence qui correspond au vent local. Nous interprétons ce résultat par le fait que le système de vagues de Sud-Ouest n' est pas visible dans la partie Nord de la trace RESSAC. La côte espagnole masque ce train de vague qui ne peut donc pas se propager dans le golfe du Lion.

Le cas du 03 Avril sera considéré comme un cas de mer mixte. Les différentes composantes du spectre directionnel seront mises en évidence lors de la décomposition spectrale présentée ultérieurement au Chapitre 4 - VI. C.

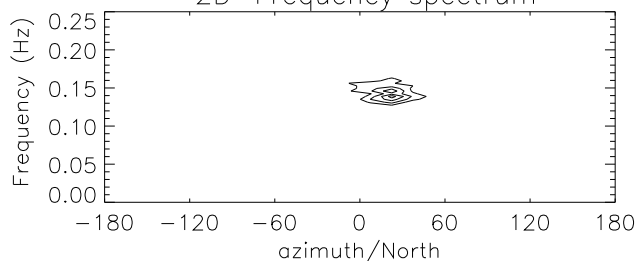
Figure 4-II-12 Spectres directionnels mesurés par RESSAC le 03 Avril 1998 en 4 positions: de haut en bas (1) à la position de la bouée FIMR, (2) à la position de la bouée ASIS, (3) à la position [42.72°N; 4.44°E], et (4) la position la plus au sud [42.58°N; 4.59°E]. Les spectres de densité d' énergie normalisés (par rapport à la valeur pic) sont tracés avec des courbes de niveau de 0.3, 0.5, 0.7 et 0.9. L' axe vertical désigne les fréquences (en Hz), l' axe horizontal la direction vers laquelle se propagent les vagues, l'ambiguïté de 180° est levée.

RESSAC date: April 03 1998

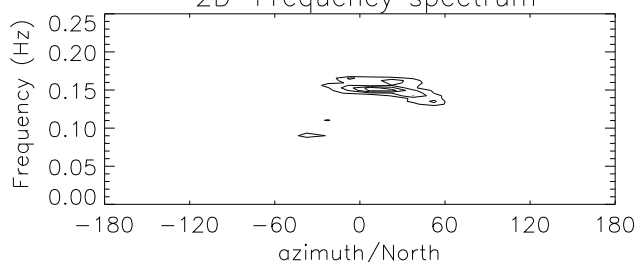
Location 1: 43.19N, 4.11E
 SWH (m)= 1.61 peak frequency (Hz)=0.146
 2D-Frequency spectrum



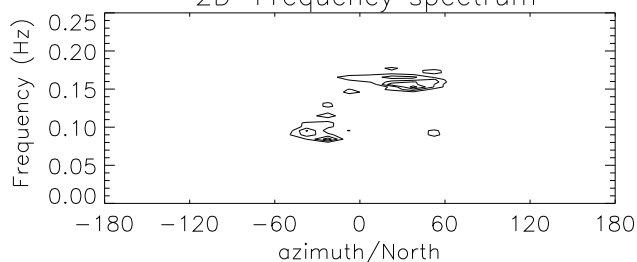
Location 2: 43.00N, 4.26E
 SWH (m)= 2.11 peak frequency (Hz)=0.139
 2D-Frequency spectrum



Location 3: 42.78N, 4.44E
 SWH (m)= 2.00 peak frequency (Hz)=0.149
 2D-Frequency spectrum



Location 4: 42.58N, 4.59E
 SWH (m)= 1.68 peak frequency (Hz)=0.159
 2D-Frequency spectrum



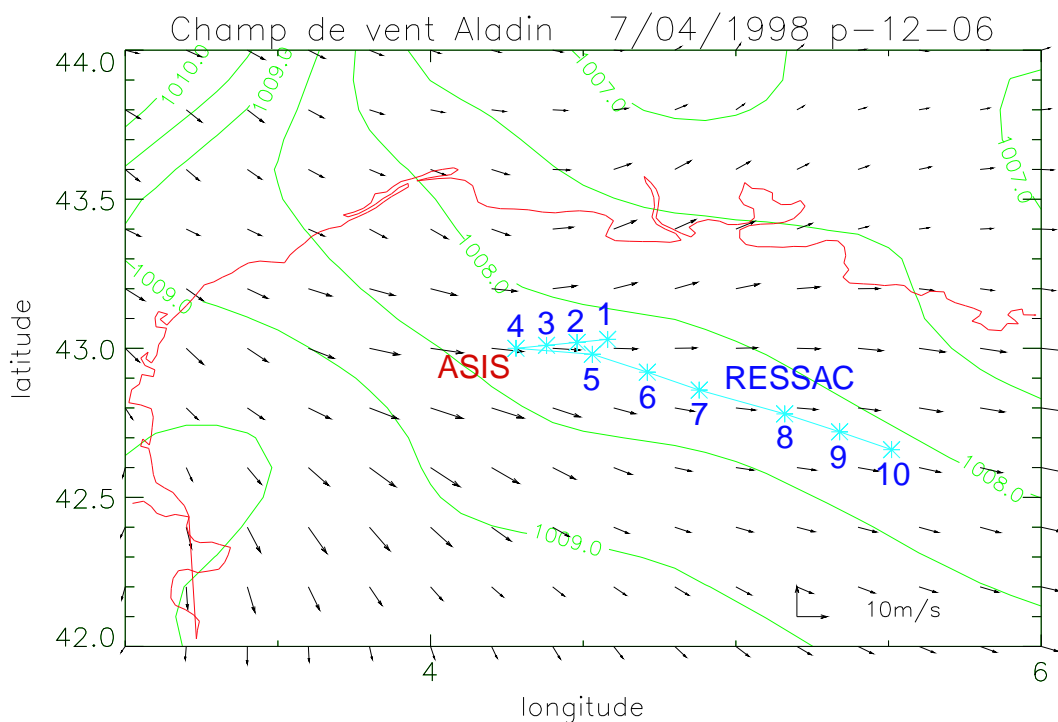
d) Cas du 07 Avril

Evolution de la situation météorologique

Dans la journée du 07 Avril 1998, l'écoulement atmosphérique est organisé autour d'une dépression située à la base des Pyrénées. A 00UTC d'après le modèle ALADIN, cette dépression (1006.5 hPa) est localisée vers Perpignan. Au cours de la journée, cette dépression faiblit et se déplace vers le Nord-Est. Elle atteint Montpellier vers 09UTC (1003.5 hPa). Ce déplacement correspond à la rotation du vent observée à la bouée ASIS, provenant du Sud puis de l'Est, début d'un épisode de Tramontane (13 m.s^{-1} et venant de l'Ouest). En effet, on observe à la bouée ASIS une importante rotation du vent dans la matinée. Au point de la bouée ASIS, le vent mesuré est fort dans la nuit et en début de matinée (14 m.s^{-1} à 02UTC), en provenance du Sud-Sud-Est. La tramontane souffle tout l'après-midi, et faiblit dans l'après-midi passant de 13 à 6 m.s^{-1} .

La circulation atmosphérique prévue par le modèle ALADIN à 18h00 est présentée en Figure 4-II-13. Le radar RESSAC survole le golf du Lion entre 16.30 et 16.45UTC. La trace du radar RESSAC et les numéros de spectres sont repérés sur cette même carte.

Figure 4-II-13 Carte des champs de vent et de pression au niveau de la mer prévu par ALADIN, le 07 Avril à 18h00, et trace du radar RESSAC avec numéro de spectres associés.

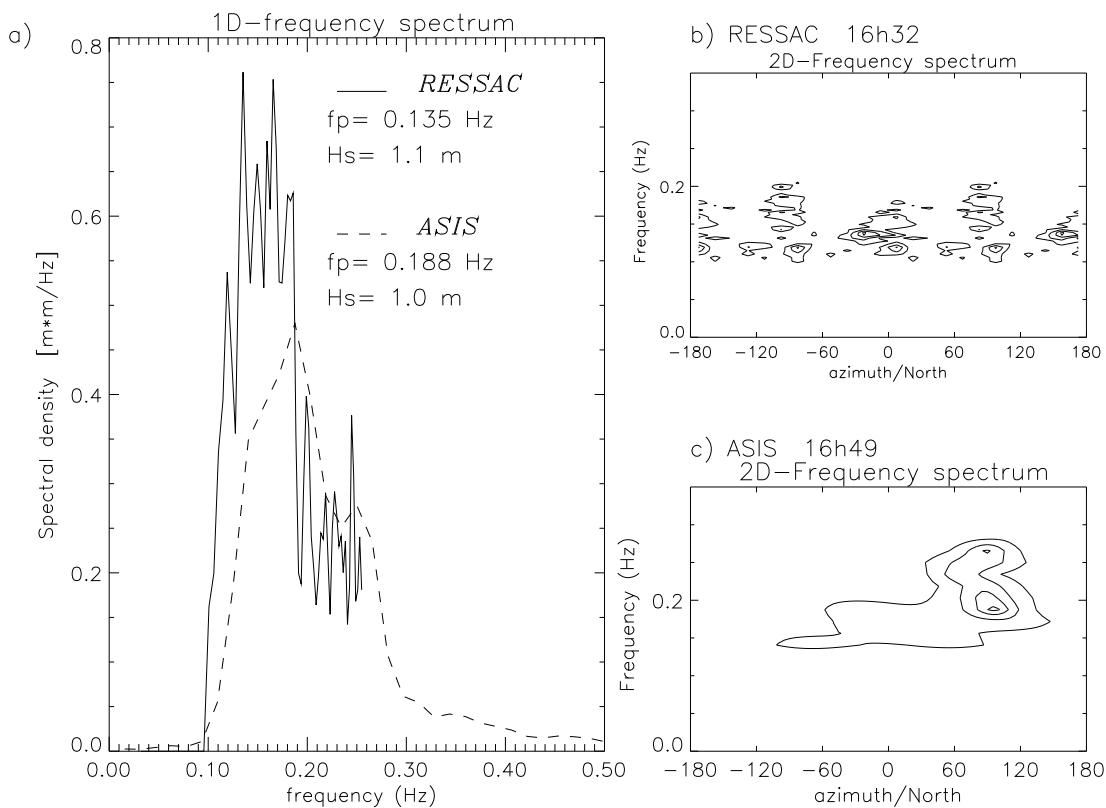


Comparaison des spectres directionnels

A l'h eure du passage du radar RESSAC, la bouée mesure une houle de 1 m avec une composante se propageant vers le Sud-Est correspondant à la Tramontane et l' autre vers le Nord-Nord-Ouest correspondant au vent qui a soufflé dans la matinée. Les spectres directionnels des deux instruments sont représentés en Figure 4-II-14. L' énergie des vagues est distribuée à 80% dans la gamme de fréquence de RESSAC, cependant le talon d'énergie à basse fréquence (inférieure à 0.2 Hz) est important comparé à l' énergie des vagues. Ainsi la fréquence pic déterminée sur le spectre RESSAC n' est pas concordante avec celle de la bouée ASIS. L' analyse directionnelle montre un spectre RESSAC très bruité. Ce cas illustre la limite du radar RESSAC: l' énergie des vagues n' est pas suffisante pour obtenir une estimation correcte du spectre par le radar RESSAC.

Figure 4-II-14 Comparaison des spectres omnidirectionnels (à gauche) et directionnels (à droite) du radar RESSAC (trait plein et en haut) et de la bouée ASIS (pointillé et en bas), le 07 Avril 1998, avec une ambiguïté de 180° sur le spectre RESSAC.

DATE: APRIL 07rd



C. Résumé de l' analyse comparative bouées et radar

L' analyse comparative des spectres omnidirectionnels a permis de délimiter les performances du radar RESSAC après correction et normalisation des spectres directionnels du radar selon la méthode expliquée dans le Chapitre 3 - III - B. c.

L' énergie des spectres RESSAC est cohérente avec celle des spectres bouées dans la limite de fréquences que le radar RESSAC peut mesurer. Les spectres du radar sont limités par la méthode de mesure à des fréquences inférieures à 0.25 Hz, soit à des longueurs d' onde supérieures à 40m, alors que la gamme de fréquence de mesure des bouées est plus large, jusqu' à 0.5 ou 1 Hz. Lorsque l' énergie des vagues n' est pas concentrée dans la gamme de fréquence de la mesure du radar RESSAC, ou bien que cette énergie est trop faible (H_s inférieure à 1m), le signal reçu du radar n' est plus lié aux paramètres physiques de la surface de la mer. Ces raisons ont limité l'exploitation des données RESSAC aux cas de mer de hauteur significative supérieure à 1m, et dont l'énergie est répartie dans la gamme de fréquence du radar.

Le radar RESSAC fournit une mesure plus directe de la fonction de distribution angulaire du spectre des vagues que les bouées qui utilisent la Méthode de Maximum de Vraisemblance (MLM) pour le restituer. Or la MLM a pour effet de lisser les spectres et peut dans certains cas dédoubler le pic d' énergie. L' analyse directionnelle des spectres des trois instruments: bouées ASIS et FIMR, et du radar RESSAC [Pettersson *et al.*, 2002 en Annexe A3] a montré un bon accord pour les fréquences pic, et assez bon pour les directions principales. Les quelques désaccords qui apparaissent sur la direction principale sont liés à des écarts sur l' étalement angulaire. Ces désaccords sont plutôt dus à des hétérogénéités dans les structures météorologiques ou océaniques qu' à des défauts d' instrumentations.

III. LES MODELES DE PREVISION DE L'ETAT DE LA MER

A. Introduction

Les observations recueillies ne couvrent pas tout le domaine spatial et temporel de la campagne FETCH. Nous utilisons par la suite l' information des modèles de prévision numérique d' état de mer pour compléter cette information. Toutefois il est préalablement nécessaire de vérifier si l' information fournie par ces modèles est cohérente. Pour notre étude,

nous disposons de plusieurs versions de modèles vagues (VAG et WAM) combinées à plusieurs versions de modèles atmosphériques (ALADIN, ARPEGE et IFS).

Komen et al. [1994] ont établi que les résultats d'un modèle numérique de prévision de l'état de mer (NPSS Numerical Prediction of Sea State) sont très sensibles au forçage atmosphérique (vent de surface ou vitesse de frottement), et à la résolution spatiale du modèle, notamment en zone côtière.

Nous avons d'abord déterminé quel est le meilleur champ de vent à utiliser en entrée du modèles de vagues en comparant le vent de sortie du modèle de circulation atmosphérique au vent mesuré. Puis nous avons étudié l'impact du vent et de la résolution spatiale du modèles de vagues sur la hauteur significative restituée par ce modèle au point de la bouée.

La séparation en train de vagues sur les mesures et les sorties des modèles permet de déterminer si l'évolution de la mer du vent est bien décrite dans chaque modèle.

Ensuite à partir de la sélection des cas de mer du vent, les lois de croissance en fonction de la distance de fetch ont été étudiées

Enfin différents états de mer ont été détaillés pour illustrer les performances et les limites des modèles de prévision.

A partir de cette étude nous avons cherché à déterminer quelles sont les situations d'état de mer qui sont bien représentées par les modèles, et quel degré de confiance nous pouvions leur accorder.

B. Les modèles numériques de prévision de l'état de la mer

Les premiers modèles numériques développés dans les années 1950 étaient basés sur des formules empiriques décrivant l'évolution et la propagation du spectre des vagues. En 1957, Phillips et Miles énoncent leurs théories sur la génération des vagues, et en 1962 Hasselmann écrit l'expression générale de la fonction source en trois composantes: apport d'énergie du vent, les transferts non-linéaires et la dissipation. Les modèles numériques de prévision de l'état de la mer sont depuis basés sur la résolution de l'équation de conservation de l'énergie précédemment citée dans le paragraphe 2-IV-B.

Les modèles de prévision numériques utilisés de nos jours sont de la deuxième (VAG à Météo-France) ou troisième génération (WAM au Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme). Dans les modèles dits de seconde génération, on tient compte des interactions non-linéaires entre vagues à partir de relations empiriques. Pour les

modèles de troisième génération, Hasselmann *et al* [1985] ont proposé une approximation simple d' interactions non-linéaires entre quatre composantes de vagues et en eau profonde et ont permis ainsi une grande avancée dans ce domaine. Depuis les interactions peuvent être calculées explicitement et dans un temps raisonnable du point de vue informatique, ce qui a donné naissance au modèle WAM [WAMDI group, 1988].

Les relations physiques des modèles de vagues sont de mieux en mieux connues. Cependant certains points demeurent encore flous, le terme d' apport d' énergie par le vent n'est pas encore bien déterminé. Depuis quelques années, un couplage entre le modèle de prévision des vagues et le modèle atmosphérique afin de prendre en compte la modification du tenseur de frottement de la surface due à l' effet des vagues. Aussi, il est nécessaire d' améliorer notre compréhension et la quantification des paramètres liés au développement et la croissance des vagues.

C. Description des modèles utilisés

a) Les modèles numériques de prévision atmosphérique

Trois modèles atmosphériques ont été utilisés pour le forçage des modèles de prévision numérique des états de mer: deux modèles globaux, IFS du CEPMMT, et ARPEGE de MétéoFrance, plus un modèle régional ALADIN (plus fine résolution).

Le modèle IFS (Integrated Forecast System) est le modèle numérique de prévision du temps météorologique opérationnel à l' échelle du globe terrestre au CEPMMT. C' est un modèle global, spectral. Il a une résolution spatiale équivalente à 50 kms sur 31 niveaux verticaux. Le schéma d' advection est semi-lagrangien, avec un pas de temps de trente minutes (1800s). Il inclut un schéma d' assimilation variationnelle 4D (4DVAR). Le CEPMMT effectue une prévision par jour sur 240h à 12TU. Pour la campagne FETCH, le champ de vent à 10m de la surface est interpolé sur une grille de 0.25 par 0.25 degrés. Les analyses d' assimilation ont été fournies pour 00, 06, 12 et 18 TU.

Le modèle ARPEGE (Action de Recherche Petite Echelle Grande Echelle) de Météo France est un modèle global, spectral, à maille variable dont la résolution maximale est sur la France. Ceci équivaut à une résolution sur la France de 20 à 25 kilomètres, ou une résolution aux antipodes de 250 à 300 kilomètres. Il est découpé en 27 niveaux verticaux. Le schéma d' advection est semi-lagrangien, avec un pas de temps de 982s. L' assimilation est effective

selon la méthode variationnelle 3D. Météo France effectue deux prévisions par jour: à 00 TU sur 96 heures, et sur 72 heures à 12TU. Le champ de vent ARPEGE a été interpolé sur une grille de 0.25 par 0.25 degrés. Les analyses d' assimilation ont été fournies pour 00, 06, 12 et 18 TU, comme pour IFS.

Le modèle ALADIN est un modèle spectral à aire limitée, couplé à un modèle Global (ARPEGE) de Météo France. Il couvre un domaine de 2000 km x 2000 km, centré sur la France et est imbriqué dans ARPEGE. Son maillage est basé sur une troncature elliptique d' environ 10 km de résolution horizontale. Il est découpé en 27 niveaux verticaux (identiques à ARPEGE, modèle coupleur). Le schéma d' advection est semi-lagrangien, avec un pas de temps de 491s. Il n' y a pas d' analyse (ni de prévision d' assimilation), le modèle tourne en mode d' adaptation dynamique. Météo France effectue deux prévisions par jour à 36 h d' échéance (00 et 12 TU). Le champ de vent ALADIN a été interpolé sur une grille de 0.083 par 0.083 degrés. Les prévisions (il n' y a pas d' analyse) ont été fournies pour 00, 03, 06, 09, 12, 15, 18 et 21 TU.

Les modèles ARPEGE et ALADIN diffèrent essentiellement de par leur résolution, 30 et 10 km respectivement sur le Golfe du Lion. Ces résolutions sont supérieures à celle du modèle IFS, seulement 50 km sur le Golfe du Lion. Aucun de ces modèles atmosphériques n' étaient couplés à la prévision de l' état de la mer durant la campagne FETCH. C' est seulement depuis Septembre 1998 que le CEPMMT a introduit ce couplage dans le modèle IFS.

b) Les modèles numériques de prévision de l' état de la mer

WAM est le modèle opérationnel du CEPMMT, c' est un modèle dit de troisième génération. En mode opérationnel en 1998, le modèle était forcé par le vent IFS toutes les 6 heures, sans couplage. La propagation est gouvernée par un schéma d' advection de niveau 1 (upstream), et un pas de temps de 600s. Le schéma d' intégration temporel est implicite depuis 1996, suite aux travaux de Hersbach et Janssen [1999], sauf pour S_{in} (schéma semi-implicite). Ultérieurement le terme de forçage par le vent a de nouveau été modifié (en Juin 1999). Dans la version utilisée pour cette étude, la limite de fréquence supérieure pour l' intégration n' est basée que sur la fréquence moyenne [Janssen , 2001].

WAMMED est un modèle régional adapté de WAM. Il couvre toute la Méditerranée (occidentale et orientale, plus la Mer Noire). Ce modèle prend en compte le frottement sur le fond. Le modèle WAMMED tourne sur une grille régulière en latitude-longitude de 0.25 par 0.25 degrés.

Le CEPMMT effectue une prévision par jour de 120 heures à 12TU avec des sorties toutes les 6 heures, ou 4 pseudo-analyses (0, 6, 12, 18) obtenues en forçant le modèle par des vents analysés. En 1998, il produisait les spectres directionnels d' énergie avec une résolution de 25 fréquences (de 0.05 à 0.4925 Hz avec une raison géométrique de 1.1) sur 12 directions pour le modèle global, et sur 24 directions (le double) pour les modèles régionaux.

Depuis Novembre 2001, suite aux diverses améliorations qui ont été apportées au schéma d' intégration temporelle, WAM utilise 30 fréquences (de 0.0345 à 0.5476 Hz avec une raison géométrique de 1.1).

Dans le cadre d' une collaboration autour des études présentées ici, le CEPMMT a fait tourner cette nouvelle version sur la Méditerranée en utilisant les champs de vent IFS et ARPEGE avec une résolution de 0.25 par 0.25 degrés. La résolution spectrale est dans cette configuration de 30 fréquences, et le pas de temps est de 600s.

Le modèle WAMMED a été adapté pour tourner à plus fine résolution 0.083 par 0.083 degrés en utilisant les champs de vent ALADIN. Le pas de temps est de 360s. Il fournit des spectres de 25 fréquences (de 0.05 à 0.4925 Hz) sur 24 directions.

VAG est le modèle opérationnel de MétéoFrance, c' est un modèle à lit de seconde génération couplé discret. En mode opérationnel, le modèle est forcé par le vent ARPEGE toutes les 3 heures. Il est valable en eau profonde, il ne tient pas compte des effets de frottements sur le fond. La propagation est gouvernée par un schéma d' advection du second ordre et un pas de temps de 1200s.

VAGMED est son adaptation au domaine de la Méditerranée occidentale, sur une grille stéréographique polaire avec une maille d' environ 30 km. VAG effectue 8 pseudo-analyses (0, 3, 6, 9, 12, 15, 18, 21) obtenues en forçant le modèle soit par des vents analysés, soit par des vents prévus avec une échéance de six heures au plus. Il produit les spectres directionnels d' énergie avec une résolution de 11 fréquences (de 0.048 Hz à 0.2972Hz en progression géométrique de raison 1.2) sur 18 directions.

Une version de recherche du modèle VAGMED a été implémentée par Météo France pour l' expérience FETCH. Ce nouveau modèle est valable en eau peu profonde (terme de frottement sur le fond pris en compte). Le domaine est variable et peut être imbriqué dans un domaine plus grand. La propagation est gouvernée par un schéma d' advection de niveau 1 (upstream). Il produit les spectres directionnels d' énergie avec une résolution de 12 fréquences (de 0.04 Hz à 0.2972Hz avec une raison géométrique de 1.2) sur 18 directions de propagation. Les simulations ont été réalisées par MétéoFrance. Une prévision par jour pour

48 heures à 00TU avec des sorties toutes les 3 heures, ou 4 à 8 pseudo-analyses ont été obtenues en forçant le modèle par des vents analysés.

Ce modèle a tourné sur tout le domaine Méditerranée Occidentale avec les trois champs de vent disponibles: IFS (toutes les 6 heures) et ARPEGE (toutes les 3 heures) avec une résolution de 0.25 par 0.25 degrés, et ALADIN (toutes les 3 heures) à plus fine résolution 0.083 par 0.083 degrés.

IV. DIAGNOSTICS DES PARAMETRES MOYENS DES MODELES

Grâce aux différents instruments déployés lors de la campagne FETCH, nous disposons de plusieurs mesures de l' état de la mer. La bouée ASIS, ancrée en 42.98°N et 4.24°E, fournit le vent et le spectre directionnel durant toute la campagne du 19 Mars au 10 Avril 1998. La bouée FIMR fournit uniquement le spectre directionnel des vagues. Elle est ancrée près de la bouée ASIS jusqu' au 25 Mars puis est ancrée plus au Nord-Ouest en un deuxième point de mesure plus proche de la côte, 43.16°N et 4.10°E. La couverture spatiale est réalisée par quelques vols du radar RESSAC qui fournit le spectre directionnel, et par trois passages d' altimètres (ERS et TOPEX) qui estiment le vent de surface et la hauteur significative.

L' état de la mer est avant tout décrit par la hauteur significative des vagues, soit la moyenne quadratique de l' élévation de la surface de la mer. Dans un premier temps j' ai effectué l' analyse de l' évolution temporelle des paramètres moyens, vent de surface et hauteur significative, au point de la bouée ASIS, puis l' analyse statistique de ces paramètres.

A. Evolution temporelle au point de la bouée ASIS

Les mesures effectuées à la bouée ASIS permettent de suivre l' évolution temporelle de la hauteur des vagues et du vent. Les évolutions de ces paramètres sont tracées en Figure 4-IV-1, la hauteur significative dans le cadre supérieur et le vent dans le cadre inférieur pour les mesures ASIS, et les sorties de chaque modèle.

Le vent des modèles suivent l' évolution temporelle du vent de la bouée ASIS. Les extrema des modèles se produisent aux mêmes moments que ceux mesurés par la bouée ASIS. On constate qu' en général, le vent IFS est toujours inférieur ou égal au vent ASIS et que les vents ARPEGE et ALADIN sont souvent identiques. Ces derniers reproduisent très bien l' intensité du vent mesuré à la bouée ASIS, avec des écarts ne dépassant pas les $2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Durant la campagne FETCH, deux épisodes de vents forts sont observés en début de campagne les 20 et 24 Mars (jours juliens 79 et 83), le vent est calme en milieu de campagne, puis trois autres épisodes de vents forts ont eu lieu en fin de campagne les 03, 05 et 07 Avril (jours 93, 95 et 97).

Le 20 Mars, le vent mesuré par la bouée ASIS est de 12.6 m.s⁻¹ à 21h00. ALADIN et ARPEGE surestiment ce vent, ils produisent respectivement un vent de 14.75 m.s⁻¹ et 14.25 m.s⁻¹. Par contre le modèle IFS sous-estime le vent, et ne prévoit que 8.25 m.s⁻¹.

Lors du pic du 24 Mars, ASIS mesure un vent de 14.5 m.s⁻¹ à 18h00. Les vents des modèles sont sous-estimés. Mais le vent ALADIN (13.25 m.s⁻¹) est encore une fois supérieur au vent ARPEGE (9.75 m.s⁻¹), et IFS (8.75 m.s⁻¹).

Lors de ces deux épisodes de Mistral, on constate que le modèle ALADIN produit le meilleur vent au point de mesure ASIS.

Entre le 25 et 30 Mars, le vent mesuré à la bouée ASIS est faible, inférieur à 10 m.s⁻¹. Les vents des modèles sont également faibles. Le vent IFS est inférieur aux vents ARPEGE et ALADIN durant cette période. Ces deux vents sont légèrement sous-estimés du 27 au 30 Mars (jours juliens 86 à 89).

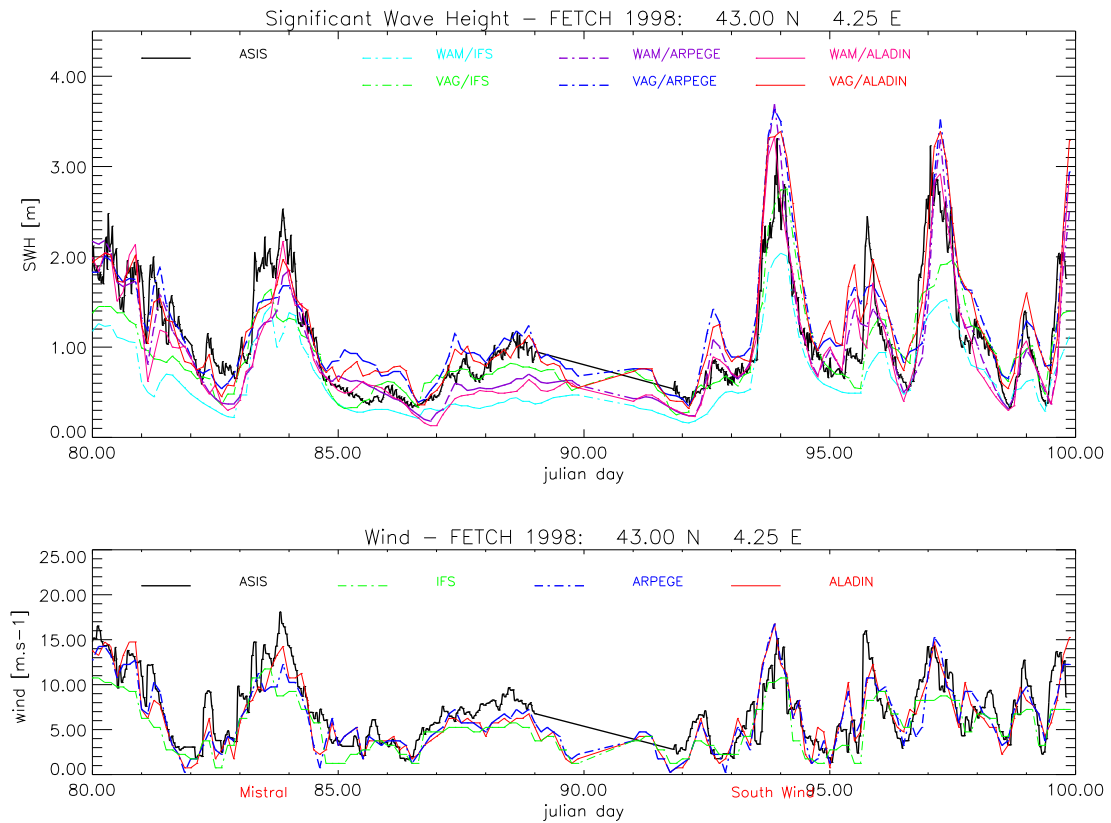
Les 03, 05 et 07 Avril, les vents ALADIN et ARPEGE sont encore presque égaux, la différence est seulement de 0.5 m.s⁻¹ pour des vents de 10 à 15 m.s⁻¹. Ces vents sont toujours supérieurs au vent IFS. Le 03 Avril, ASIS mesure à 18h00 un vent de 10.7 m.s⁻¹. ARPEGE et ALADIN surestiment ce vent, et prévoient respectivement 14.25 et 14.75 m.s⁻¹. Le vent IFS est de 10.25 m.s⁻¹, ce qui est plus proche de la mesure.

Pour la hauteur significative, on observe que durant toute la campagne FETCH la prévision du modèle WAM/IFS est inférieure à la mesure de la bouée ASIS même lorsque le vent IFS est proche du vent ASIS. Elle est toujours inférieure à celle du modèle VAG/IFS. En particulier dans les cas de vents faibles quelque soit le modèle atmosphérique utilisé pour le forçage, le modèle VAG prévoit une hauteur significative supérieure à celle du modèle WAM. Cette différence est intrinsèque aux modèles puisque le champ de vent est identique. A vent fort (supérieur à 10 m.s⁻¹), les modèles VAG et WAM donnent des hauteurs significatives similaires: la courbe (rouge) de VAG/ALADIN se confond avec celle de WAM/ALADIN (rose), et celle de VAG/ARPEGE (bleu) avec celle de WAM/ARPEGE (violet).

En période de Mistral, on suppose que la hauteur significative est fortement reliée au vent local. Pour le cas du 24 Mars (jour julien 83), le vent est bien reproduit par le modèle ALADIN et les maxima de hauteur obtenus par les modèles VAG et WAM forcés par ce vent (respectivement 2.0 m et 2.2 m) sont proches de la mesure de la bouée (2.4 m), alors qu' avec

les vents ARPEGE et IFS les hauteurs sont inférieures à la mesure (VAG-ARPEGE: 1.62m, VAG-IFS: 1.38m, WAM-ARPEGE: 1.45m, WAM-IFS: 1.04m).

Figure 4-IV-1 Comparaisons de la hauteur significative (en haut) et du vent (en bas) sur la période du 21 Mars (jour julien 80) au 05 Avril 1998 (jour julien 95) des mesures ASIS (trait plein noir) et des prévisions des modèles numériques: WAM/IFS (cyan), WAM/ARPEGE (violet), WAM/ALADIN (rose), VAG/IFS (vert), VAG/ARPEGE (bleu), VAG/ALADIN (rouge)



En période de vent du sud, à la position ASIS la mer est très développée, la houle domine. Pour le cas du 03 Avril (jour julien 93) VAG et WAM forcés par le champ de vent d'ALADIN ou d'ARPEGE surestiment la hauteur significative. Cette surestimation est reliée à celle du vent dans la zone de génération des vagues. En effet, elle est déjà visible au point de la bouée ASIS, et a été repérée également lors de l'étude de l'évolution spatiale pour ce cas (voir plus loin).

Les cas de vents forts et/ou de hauteur significatives importantes (20 et 24 Mars, 03 et 07 Avril 1998) seront étudiés en détails par la suite.

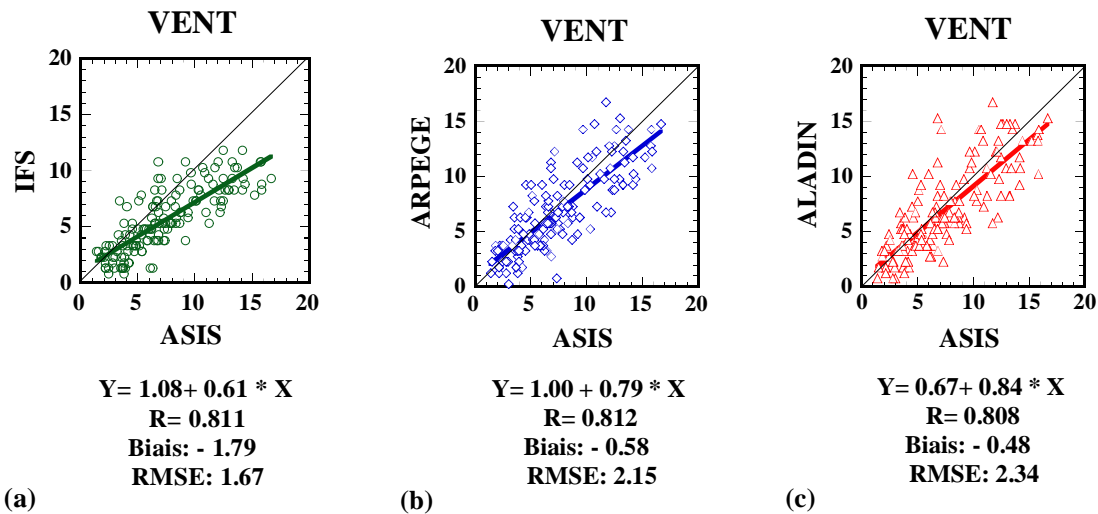
B. Analyse statistique du vent

D'après l'évolution temporelle de la hauteur significative au point de la bouée ASIS, on a observé que pour un même modèle la hauteur diffère selon le champ de vent du forçage atmosphérique. Il est donc nécessaire dans un premier temps de qualifier quel est le champ de vent qui représente le mieux les situations observées. Une analyse statistique du vent au point de la bouée ASIS a été menée afin d'établir les sous ou sur-estimations systématiques de certains modèles et de définir quel modèle s'approche le plus de la mesure.

Le vent de la bouée ASIS est considéré comme la référence et sert à valider les vents des modèles atmosphériques qui ont été utilisés pour le forçage des modèles de prévision de l'état de la mer. Dans la Figure 4-IV-2, les vitesses de vent des différents modèles (IFS à droite, ARPEGE au centre et ALADIN à gauche) sont tracés en fonction de la mesure de la bouée ASIS au moment de la prévision.

Il apparaît clairement que le vent du modèle IFS est sous-estimé au point de la bouée ASIS, le biais moyen était de -1.8 m.s^{-1} . Cette sous-estimation est plus particulièrement importante à vent fort c'est à dire supérieur à 10 m.s^{-1} . Le modèle ARPEGE sous-estime aussi le vent, mais de façon moins importante notamment à vent fort, le biais moyen étant de 0.6 m.s^{-1} . Pour le modèle ALADIN, ce biais est également minime (-0.5 m.s^{-1}). La pente de la droite de la régression linéaire est de 0.84 pour ALADIN, ce qui est meilleur que pour le vent ARPEGE (0.79) ou le vent IFS (seulement 0.61). Pour les trois modèles, les écarts types des erreurs (non représentés) ne sont pas significativement différents (2.2 à 2.4 m.s^{-1}) d'un modèle à l'autre, par contre l'erreur quadratique est moins importante pour le vent IFS que pour les vents ARPEGE et ALADIN. En fait, le vent IFS est moins variable car ce vent est interpolé à partir d'une grille de 0.5 degrés ce qui a pour effet de réduire les hétérogénéités, et de lisser les variations spatiales et temporelles.

Figure 4-IV-2 Comparaison statistique du vent mesuré à la bouée ASIS et issu des analyses de chaque modèle IFS (a), ARPEGE (b), ALADIN (c)

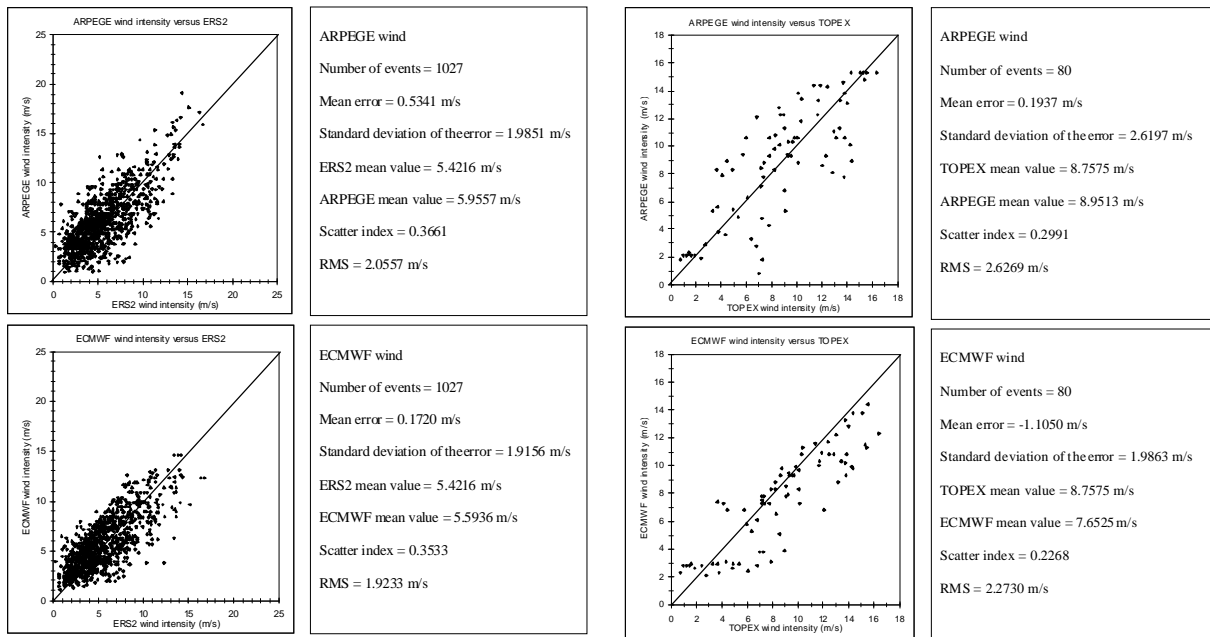


La bissectrice est tracée sur chaque figure et sert de référence. Les résultats de la régression linéaire entre les données des modèles et les mesures sont également tracés en trait plein. Sous chaque courbe, sont inscrits les coefficients de la droite de régression avec le coefficient de corrélation ainsi que le biais, et l'erreur quadratique de l'ajustement (RMSE).

Bien que cette comparaison statistique soit effectuée en un point unique de l'espace, on peut étendre ces constatations au domaine de l'étude FETCH. En effet la comparaison du vent des modèles par rapport au vent mesuré sur l'ATALANTE (pas illustré) a également montré une sous-estimation du vent IFS, et un assez bon accord des vents ARPEGE et ALADIN. De même, une étude comparant les vents des altimètres ERS2 et TOPEX aux vents des modèles IFS et ARPEGE sur l'ensemble de la Méditerranée Occidentale couvrant la période du 24 Février au 17 Avril, réalisée à MétéoFrance, a conclu que le vent IFS est en moyenne inférieur au vent ARPEGE sur l'ensemble du bassin, et est sous-estimé (biais de -1.1 m.s^{-1}) par rapport aux mesures de l'altimètre TOPEX (Figure 4-IV-3).

Une des différences essentielles entre les trois modèles réside dans leur résolution. On voit qu'en améliorant la résolution du modèle (plus fin pour ALADIN que pour ARPEGE ou IFS), on améliore le champ de vent. Ceci est en grande partie due à une meilleure définition du relief, donc une meilleure prise en compte des effets d'orographie. Mais également comme le montrent Komen et al. [1994] une meilleure définition des structures qui régissent les processus physiques et qui vont générer des vents forts, ceux qui sont justement mal produits par le modèle IFS qui a une résolution trop large pour analyser les régions côtières.

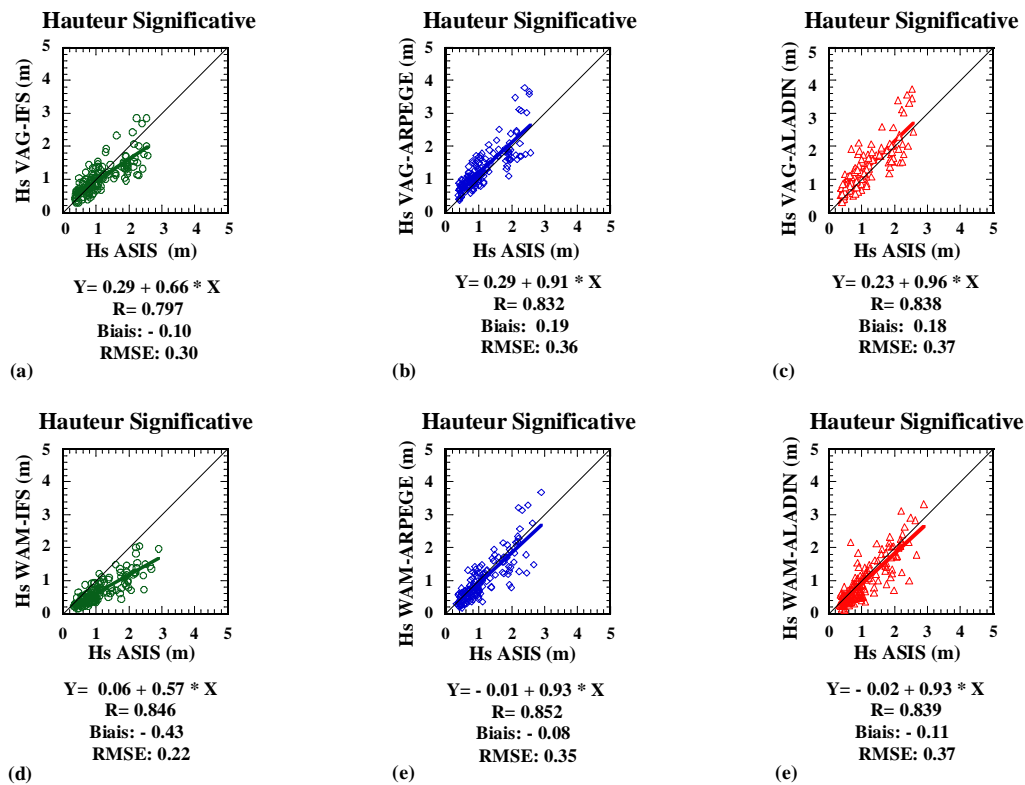
Figure 4-IV-3 Comparaison statistique du vent des analyses des modèles ARPEGE (en haut) et IFS de l'ECMWF (en bas) par rapport au vent mesuré par les altimètres ERS2 (à gauche) et TOPEX (à droite) - Etude réalisée par Météo France -



C. Analyse statistique de la hauteur significative des vagues

De même que pour le vent, la mesure de la hauteur des vagues à la bouée ASIS sert de référence. Les deux modèles VAG et WAM ont chacun été forcés par les trois modèles de vents IFS, ARPEGE et ALADIN. Les diagrammes de dispersion des hauteurs significatives des modèles VAG (en haut) et WAM (en bas) forcés par les vents IFS (gauche), ARPEGE (centre) et ALADIN (droite) en fonction des hauteurs significatives mesurées à la bouée ASIS sont représentés en Figure 4-IV-4.

Figure 4-IV-4 Comparaison statistique de la hauteur significative mesurée à la bouée ASIS et prévue par le modèle VAG forcé par le vent IFS (a), ARPEGE (b), et ALADIN (c) et le modèle WAM forcé par le vent IFS (d), ARPEGE (e), et ALADIN (f)



La bissectrice découpe chacune des figures et sert de référence. Les résultat de la régression linéaire entre les données des modèles et les mesures sont également tracés en trait plein. Sous chaque courbe, on retrouve les coefficients de la droite de régression avec le coefficient de corrélation, ainsi que le biais, et l' erreur quadratique de l'ajustement (RMSE).

On a observé une sous-estimation de la hauteur significative des modèles VAG et WAM lorsqu' ils sont forcés par le vent IFS.Ceci s'explique par la sous-estimation du vent de l'analyse IFS constaté à la position de la bouée ASIS, surtout à vent fort. Le biais est de - 10cm pour VAG/IFS, et de -0.41 m pour WAM/IFS ce qui est très important, et la pente de la droite de régression linéaire est de 0.65 m pour VAG/IFS, et de 0.57 m pour WAM/IFS.

Lorsque les deux modèles VAG et WAM sont forcés par le vent ARPEGE, les résultats sont statistiquement meilleurs. Les biais sont modérés ou faibles, +0.19 m pour VAG/ARPEGE et -0.08 m pour WAM/ARPEGE. Les pentes des droites de régression linéaire sont très proches de l' unité, 0.91 pour VAG/ARPEGE, et 0.93 pour WAM/ARPEGE. L' origine des droites de la régression est proche de zéro, 0.29m pour VAG/ARPEGE, et -0.01m pour WAM/ARPEGE.

Lorsque les deux modèles VAG et WAM sont forcés par le vent ALADIN, les résultats sont similaires à ARPEGE. Le modèle VAG forcé par le vent ALADIN donne des résultats sensiblement meilleurs: le biais est de +18 cm, la pente de la droite de régression est égale à

0.96, et l'origine à 0.23. Pour le modèle WAM, le forçage par le vent ALADIN n'améliore pas les résultats: biais de -11cm au lieu de -8cm, et pente de la droite de régression égale à 0.93 pour les deux vents.

Puisque les deux vents ARPEGE et ALADIN sont peu différents, il apparaît que c'est la meilleure résolution du champ de vent et de vague qui améliore le résultat du modèle VAG. Par contre lors du passage du modèle WAM/ARPEGE au modèle WAM/ALADIN, les résultats ne s'améliorent pas. Les résultats du modèle WAM sont déjà de bonne qualité à la résolution du vent ARPEGE, alors que pour le modèle VAG il est nécessaire d'augmenter la résolution si l'on souhaite obtenir une meilleure prévision.

On note que le modèle VAG lorsqu'il est forcé par les vents ARPEGE et ALADIN surestime la hauteur significative (environ 20 cm). Les plus forts états de mer (de hauteur significatives supérieures à 2.5m sur la bouée ASIS) sont nettement surestimées par les modèles VAG et WAM couplés aux vents ARPEGE et ALADIN. Ces points correspondent aux événements du 03 et 07 Avril détaillés ultérieurement.

D. Conclusions

Le vent IFS ne peut être utilisé pour forcer les modèles WAM et VAG car il est sous-estimé au moins localement au point de la bouée ASIS durant la campagne FETCH, et est susceptible d'introduire des sous-estimations de la mer du vent, et de la hauteur significative totale. Le vent ARPEGE est cohérent avec le vent de la bouée ASIS. Localement, le forçage des modèles VAG ou WAM au point de la bouée donne de bons résultats sur la hauteur totale. Le vent ALADIN est également excellent au point de la bouée ASIS. On s'attend donc à de bons résultats des modèles de prévision d'état de mer forcés par le vent ALADIN. Sur le modèle VAG, le forçage par ALADIN donne effectivement de meilleurs résultats que le forçage ARPEGE. Sur le modèle WAM, ALADIN n'introduit pas de meilleurs résultats qu'ARPEGE.

V. ANALYSE SPECTRALE

Les mauvaises estimations de la hauteur significative réalisée à partir des modèles numériques de prévision de l'état de mer peuvent avoir diverses origines. La source de l'erreur peut être intrinsèque au modèle (incompréhension du terme source, ou mauvais schéma de propagation, mauvaise adaptation numérique,..) ou bien extérieure (relative au champ de vent). L'étude de sensibilité par rapport au champ de vent montre que la hauteur significative dépend fortement du vent qui la génère. Il est donc nécessaire pour effectuer un diagnostic précis sur les modèles de séparer la houle et la mer du vent. Ceci permet de distinguer les processus de génération locale, des processus de propagation ou de dissipation. En effet la hauteur significative n'est qu'un paramètre intégral qui ne caractérise que l'énergie totale des vagues à la surface de l'océan. Il est donc insuffisant pour décrire la surface. Une description est fournie par le spectre d'énergie qui quantifie l'énergie se propageant dans une direction et pour une fréquence donnée. Dans la pratique, il est difficile de tirer des informations quantitatives d'une comparaison de deux spectres directionnels. D'une part, parce que le volume de données à gérer est très important, les spectres sont définis sur des intervalles de 12 à 72 directions par 12 à 64 fréquences, ce qui représente plusieurs centaines de composantes. D'autre part, il n'est pas facile de mettre en œuvre un opérateur unique qui agirait sur les composantes de deux spectres et identifierait quelles sont les similitudes sur l'énergie des différentes parties de ces spectres. Aussi, on réduit souvent l'information à quelques paramètres moyens, les plus caractéristiques étant la hauteur significative, la période moyenne et la direction moyenne.

Pour aller plus loin dans l'analyse des spectres de vagues, j'ai utilisée une méthode de séparation en train de vagues. J'ai utilisé un algorithme qui identifie les composantes du spectre liées à la mer du vent d'une part et à la houle d'autre part. Ensuite, j'ai effectué l'analyse statistique de ces composantes afin de diagnostiquer quelles sont les erreurs des modèles de prévision. Enfin, l'étude plus spécifique de la mer du vent a permis de déterminer les lois de croissance rencontrées dans les modèles et observée à la bouée ASIS.

A. Séparation en train de vagues

La décomposition en train de vagues permet d' isoler les composantes associées à la "mer du vent", de celles associées à la "houle". Dans le premier cas (mer du vent), il s'agit de vagues générées sous l'effet du vent local et donc identifiables grâce à l'information du vent dans la zone d'étude. Dans le second cas, il s'agit de vagues qui ne sont plus liées au vent local, soit elles ont été générées avant une rotation du vent, soit elles se sont propagées depuis des zones lointaines. C' est un outil couramment utilisé par les services opérationnels de prévision marine pour réduire l' information spectrale en caractérisant deux ou trois trains de vagues (un de mer du vent, et quelques trains de houle) par leur hauteur significative, leur longueur d' onde et leur direction. Cette réduction permet de comparer les données de différentes sources (modèles, bouées, radar) en utilisant uniquement les paramètres moyens des trains.

Parmi les différents algorithmes de séparation en train de vagues, il existe deux grandes familles. La première détermine la partie du spectre susceptible d' être de la mer du vent, l'isole et classe le reste du spectre comme de la houle. Elle nécessite donc de connaître le vent local. Cette méthode s' applique particulièrement bien aux modèles de prévision numérique de l' état de la mer, car le modèle fournit directement la partie du spectre qui est affectée par le vent. Cette solution est celle retenue à Météo-France et au CEPMMT pour déterminer les caractéristiques de la mer du vent et de la houle en mode opérationnel.

La deuxième méthode consiste à isoler les différents trains de vagues, puis à vérifier quel(s) est (sont) le(s) train(s) de mer du vent. L' avantage de cette méthode est qu' elle est applicable quelque soit le spectre directionnel et ne nécessite pas la connaissance du vent local, contrairement à la première. On peut donc l' utiliser pour étudier les spectres du radar RESSAC ou de la bouée FIMR, là où il n' y a pas de mesure de vent.

Le premier algorithme de séparation en train de vagues qui a été introduit par Gerling [1991] appartient à cette deuxième famille. Cet algorithme était basé sur les propriétés géométriques des spectres et ne tient pas compte des propriétés géophysiques des vagues (mer du vent).

J' ai utilisé un algorithme proche de l' algorithme de Guillaume [1994] qui était déjà une adaptation de l' algorithme de Gerling. Dans cet algorithme, on recherche le pic (maximum) du spectre. Puis on isole le train de vagues associées à ce pic en considérant les points qui l' entourent et en cherchant les minima locaux. La largeur du pic est limitée en direction (à 45°) et en fréquence. On réitère cette procédure pour le reste du spectre jusqu' à trouver un nombre maximum de cinq trains de vagues.

Figure 4-V-1 Spectres omnidirectionnels (à gauche) et directionnels (à droite) le 24 Mars 1998 vers 18h00 donnés par le radar RESSAC (en trait continu fin pour le spectre omnidirectionnel, et en haut pour le spectre directionnel), la bouée ASIS (en trait hachuré, et au centre), et le modèle VAG/ALADIN (en trait continu épais, et en bas). Le spectre omnidirectionnel (ou densité d' énergie exprimée $em^2.Hz^{-1}$) est représenté en fonction des fréquences (en Hz).Le spectre directionnel est normalisé par rapport à sa valeur pic, et est représenté par des isolignes de niveaux: 0.25, 0.55, 0.75 et 0.95. L' axe horizontal donne l' azimut par rapport au Nord. Les directions correspondent au sens de propagation, excepté pour le spectre RESSAC où demeure l' ambiguïté de 180°. L' axe vertical correspond aux fréquences.

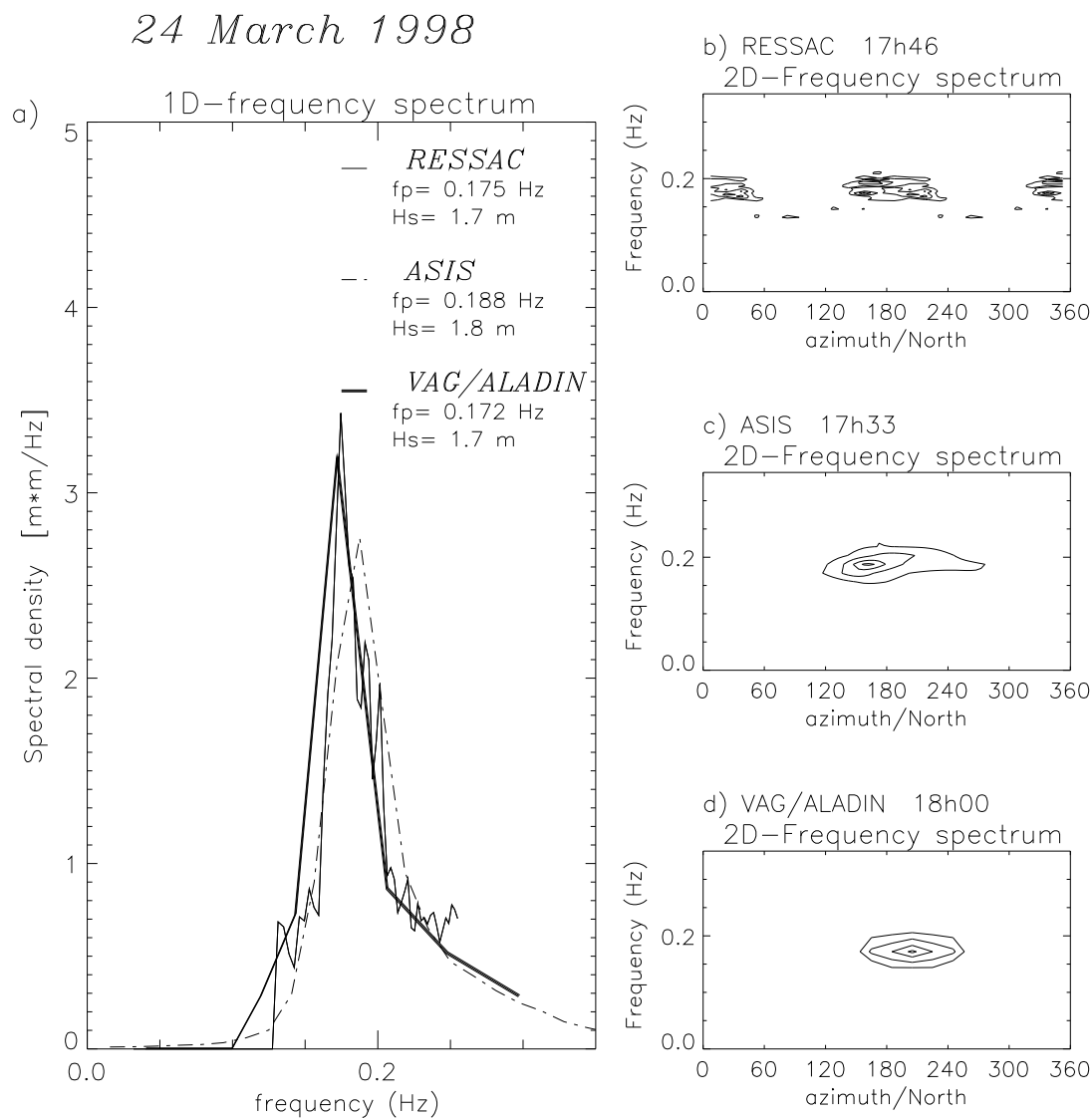


Tableau 4-V-1

Résultats de la séparation en train de vagues effectuée sur les spectres du 24 MARS tracés en Figure 4-V-1.

| SPECTRE | FREQUENCE (Hz) | HAUTEUR (m) | DIRECTION (going to °N) | VENT (m.s-1) | DIRECTION (coming from °N) |
|----------------|----------------------|--------------------|-------------------------|--------------|----------------------------|
| RESSAC | 0.175 | 0.68 | 197±180 | | |
| | 0.179 | 0.57 | 144±180 | | |
| | 0.192 | 0.42 | 153±180 | | |
| ASIS | 0.192 | 1.24 | 166 | 14.29 | 13 |
| | 0.185 | 0.69 | 233 | | |
| VAG2001/ALADIN | 0.189 (0.200) | 1.50 (1.66) | 202 (190) | | |
| | 0.137 (0.125) | 0.40 (0.50) | 293 (279) | 13.25 | 10 |
| | 0.204 (0.250) | 0.40 (0.45) | 110 (97) | | |

Lorsque deux trains de vagues sont proches en fréquence et en direction, ils sont rassemblés : on recalcule les caractéristiques moyennes (période, direction, amplitude) sur la somme des composantes spectrales des deux trains.

Le Tableau 4-V-1 donne les résultats (fréquence moyenne, hauteur relative au train de vagues, et direction moyenne) de cet algorithme de séparation en trains de vagues appliqué aux spectres RESSAC, ASIS et du modèle VAG couplé à ALADIN (illustrés en Figure 4-V-1). La direction des trains de vagues issus des spectres RESSAC est déterminée avec une incertitude de 180 degrés. Cette incertitude peut-être levée en utilisant les autres données soit des modèles, soit des bouées afin de déterminer quelle est la direction la plus probable. Pour le modèle VAG, je dispose également du résultat de l' algorithme opérationnel de MétéoFrance, indiqué entre parenthèses. Cet algorithme détermine tout d' abord la partie mer du vent, puis isole les trains. Les résultats obtenus par les deux algorithmes sont proches: les différences observées sur les fréquences et sur les directions sont inférieures au pas du modèle.

Lorsqu' on ne regarde que les paramètres moyens: hauteur significative totale et fréquence pic, ainsi que la distribution omnidirectionnelle de l' énergie (Figure 4-V-1 partie gauche), les spectres RESSAC et VAG/ALADIN sont similaires, et le spectre ASIS est légèrement décalé vers les hautes fréquences. Cependant l' analyse directionnelle (Figure 4-V-1 partie droite) et la décomposition en train de vagues (Tableau 4-V-1) montrent des différences entre ces trois spectres. Le spectre RESSAC se décompose en trois parties, dont deux très proches en fréquence (autour de 0.175 Hz) mais éloignées de 50 degrés en direction. La première composante est alignée avec le vent. Le spectre de la bouée ASIS est moins détaillé que le spectre RESSAC. Seulement deux trains de vagues sont isolés. Ils se propagent de part et d' autres de la direction du vent. Le spectre bimodal vu par RESSAC ne peut pas être restitué par la mesure ASIS car la méthode de maximum de vraisemblance utilisée ne le permet pas [Pettersson et al, 2001]. Pour le modèle VAG/ALADIN, seul un train de vagues domine, les autres composantes sont négligeables. Cet unique train se dirige vers le Sud dans la direction du vent ALADIN.

B. Détermination de la Mer du vent

Quand une mesure du vent local est disponible, il est possible d' identifier le train de la mer du vent. Il est écrit en caractères gras dans le Tableau 4-V-1. Ce train de vague associé à la mer du vent est déterminé à la fin des itérations. Pour un spectre unidimensionnel, on définit classiquement la partie mer du vent dans les fréquences supérieures à la fréquence pic du

spectre de Pierson-Moskowitz [1964] (f_{PM}). Ce spectre correspond à une mer totalement développée dont la caractéristique est que sa fréquence ne dépend que du vent (et pas du fetch):

$$f > f_{PM} \quad \text{avec} \quad f_{PM} = \frac{0.13g}{U} \quad (4-V-1)$$

Ce critère a été adapté en considérant que dans le spectre directionnel (2D) le vent peut créer des vagues dont la direction de propagation (θ) fait un angle de moins de 90° par rapport à la direction du vent (φ).

Le critère utilisé pour définir la partie mer du vent, est alors celui choisi par Hasselman [1996]:

$$f_{moy} > \frac{0.13g}{U \cos(\theta - \varphi)} \quad (4-V-2)$$

Cette relation en fréquence est équivalente à la relation suivante pour la vitesse de phase:

$$C_p < 1.2 * U \cos(\theta - \varphi) \quad (4-V-3)$$

Le train le plus énergétique qui répond à ce critère est reconnu comme étant de la mer du vent, les autres trains sont considérés comme de la houle.

Cette décomposition a été appliquée aux différents jeux de données disponibles durant la campagne FETCH et a permis d' étudier l' évolution de la partie mer du vent mesurée et de la comparer à celle modélisée.

C. Analyse statistique des hauteurs significative des trains de vagues:

Après décomposition des spectres en partie mer du vent et houle, les diagrammes de dispersion des hauteurs significatives relatives à la mer du vent du modèle VAG (en haut) et du modèle WAM (en bas) forcés par les vents IFS (à gauche), ARPEGE (au centre) et ALADIN (à droite) en fonction de celles mesurées à la bouée ASIS sont présentés en Figure 4-V-2.

Cette analyse permet de montrer que la sous-estimation des hauteurs significatives des modèles forcés par le vent IFS (biais de -10cm pour VAG, et de -41cm pour WAM) est due en grande partie à une sous-estimation de la mer du vent (biais de -11cm pour VAG, et de -30cm pour WAM). Cette sous-estimation est due elle-même à une sous-estimation du vent local.

La mer du vent des modèles forcés par les vents ARPEGE et ALADIN est en adéquation avec celle de la bouée ASIS (biais faibles compris entre -10 et +10cm et pente de la droite de régression supérieure à 0.85).

Figure 4-V-2 Comparaison statistique des hauteurs significatives relatives à la mer du vent mesurées à la bouée ASIS et prévues le modèle VAG forcé par les vent IFS (a), ARPEGE (b), et ALADIN (c) et du modèle WAM forcé par les vent IFS (d), ARPEGE (e), et ALADIN (f)

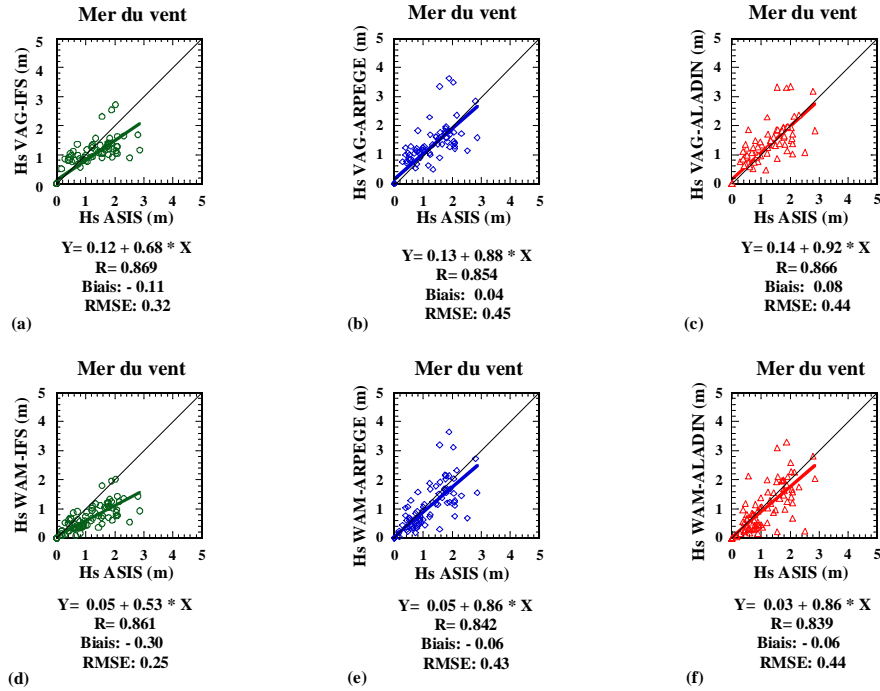
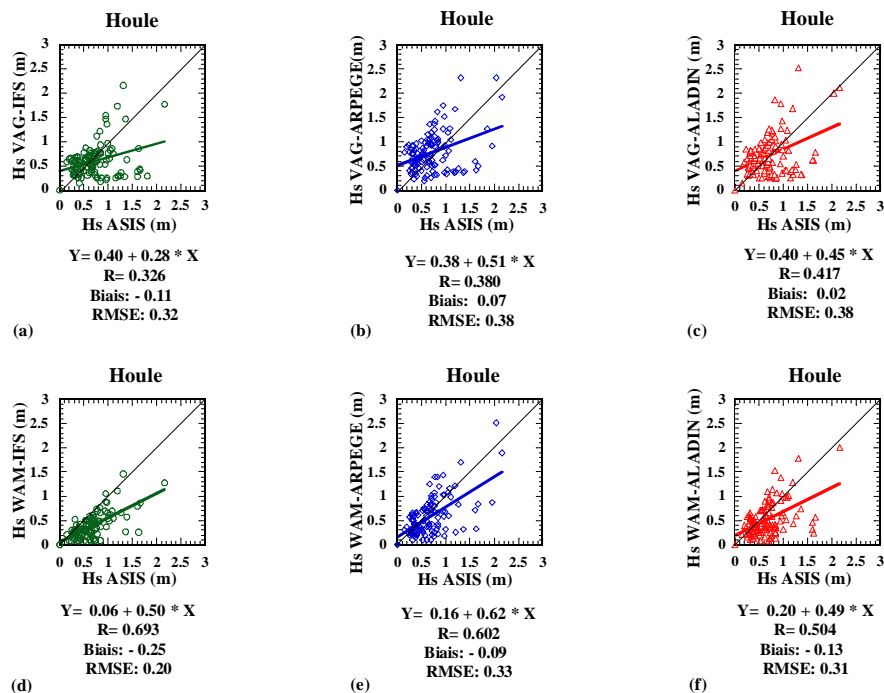


Figure 4-V-3 Comparaison statistique des hauteurs significatives relatives à la houle mesurées à la bouée ASIS et prévues le modèle VAG forcé par les vent IFS (a), ARPEGE (b), et ALADIN (c) et du modèle WAM forcé par les vent IFS (d), ARPEGE (e), et ALADIN (f)



Les deux modèles VAG et WAM prévoient donc correctement la mer du vent. Les résultats ne sont pas meilleurs lorsqu' on utilise ALADIN au lieu d' ARPEGE. Pour le modèle VAG, on conclut donc que la surestimation de la hauteur significative totale ne semble pas être liée à une surestimation de la mer du vent.

La partie houle (Figure 4-V-3) des modèles est plus difficile à analyser par nature. En effet, n'étant pas liée au vent local, il n'est souvent pas possible de déterminer si l'erreur de prévision sur la partie houle est due à une erreur sur le vent dans sa zone de génération, ou une mauvaise advection de celle-ci. La hauteur significative de la houle n' est pas bien corrélée à celle de la bouée ASIS, en particulier pour le modèle VAG. Ces erreurs sont dues en général à une mauvaise prévision du champ de vent dans la zone de génération des vagues (structures décalées dans l' espace ou le temps, mauvaise intensité comme mentionné plus haut).

D. Lois de croissance

A partir de la sélection des états de pure mer du vent (sans houle), j'ai développé l'analyse des lois de croissance en fonction de la distance de fetch, d'une part, à partir des observations et d'autre part, à partir des sorties des modèles. A la position de mesure de la bouée ASIS, j' ai déterminé la distance de fetch comme étant la distance de la bouée à la côte dans la direction d' où vient le vent local à la bouée ASIS. L' intensité du vent utilisée pour rendre adimensionnels les paramètres est la valeur du vent prise au point de la bouée ASIS. Cette norme choisie pour la distance de fetch et l' intensité du vent est discutable. Donelan [1985] a introduit un facteur d' échelle, il ne considère que la composante du vent dans la direction d' où viennent les vagues, justifiant cette approche par le fait que la direction de ces vagues est celle du vent qui les a générées, et seul ce vent doit être pris en compte. Classiquement, les lois de croissance sont considérées pour des cas où l' on suppose que le régime de vent est stationnaire le long de la distance de fetch: c'est à dire que la direction du vent à la position de la bouée est identique à la direction du vent tout au long de la distance de fetch, et par conséquent, l' angle entre la direction des vagues et celle du vent est faible.

En fonction des mesures des spectres de vagues et du vent de la bouée ASIS, j' ai calculé les lois de croissance de l' énergie adimensionnelle \tilde{E} , et de la fréquence adimensionnelle \tilde{F} en fonction du fetch adimensionnel \tilde{X} à partir de 195 cas de pure mer du vent. Les coefficients obtenus par régression linéaire sont donnés dans l' intervalle de confiance de 95%. Seuls les

cas d' une distance de fetch adimensionnel inférieur à 10 sont retenus, ce qui correspond à la limite des spectres JONSWAP pour une mer non complètement développée.

- Régression entre \tilde{E} et \tilde{X} à partir des données ASIS:

$$\tilde{E} = [7.35_{-3.1}^{+5.4}] 10^{-7} \cdot \tilde{X}^{0.82 \pm 0.07} \quad (4-V-4)$$

- Régression entre \tilde{F} et \tilde{X} à partir des données ASIS:

$$\tilde{F} = [2.25_{-0.34}^{+0.40}] \tilde{X}^{-0.265 \pm 0.019} \quad (4-V-5)$$

Bien que la distance de fetch soit une approximation difficile et peut-être une source d' erreur, on remarque que ces relations sont proches de celles déjà citées dans la littérature (Tableau 4-V-2), notamment par Babanin et Soloviev [1998].

Cependant la distance de fetch est difficile à définir et souvent mal calculée. Il est donc préférable d'étudier directement la relation entre l' énergie adimensionnelle et la fréquence adimensionnelle, car il n'est alors pas nécessaire de calculer le fetch et on évite ainsi toute erreur relative au calcul de cette distance.

- Régression entre \tilde{E} et \tilde{F} à partir des données ASIS:

$$\tilde{E} = [9.80_{-1.06}^{+1.19}] 10^{-6} \cdot \tilde{F}^{-3.03 \pm 0.08} \quad (4-V-6)$$

Tableau 4-V-2 Lois de croissance en fonction du fetch établies de façon empirique par leurs auteurs

| Auteurs | \tilde{F} fonction de \tilde{X} : | \tilde{E} fonction de \tilde{F} : |
|----------------------------|---------------------------------------|--|
| Hasselmann et al [1976] | $\tilde{F} = 3.50 \tilde{X}^{-0.33}$ | $\tilde{E} = 5.1 \times 10^{-6} \tilde{F}^{-10/3}$ |
| Davidan [1980] | $\tilde{F} = 2.55 \tilde{X}^{-0.28}$ | $\tilde{E} = 6.84 \times 10^{-6} \tilde{F}^{-2.94}$ |
| Kahma [1981] | $\tilde{F} = 3.18 \tilde{X}^{-0.33}$ | $\tilde{E} = 11.6 \times 10^{-6} \tilde{F}^{-3.0}$ |
| Donelan et al [1985] | $\tilde{F} = 1.85 \tilde{X}^{-0.23}$ | $\tilde{E} = 5.737 \times 10^{-6} \tilde{F}^{-3.3}$ |
| Dobson et al [1989] | $\tilde{F} = 1.7 \tilde{X}^{-0.24}$ | $\tilde{E} = 5.025 \times 10^{-6} \tilde{F}^{-3.3}$ |
| Wen et al. [1989] | $\tilde{F} = 1.66 \tilde{X}^{-0.23}$ | $\tilde{E} = 7.693 \times 10^{-6} \tilde{F}^{-3.03}$ |
| Ewans & Kibblewhite [1990] | $\tilde{F} = 2.98 \tilde{X}^{-0.30}$ | $\tilde{E} = 6.22 \times 10^{-6} \tilde{F}^{-2.91}$ |
| Babanin & Soloviev [1998] | $\tilde{F} = 2.41 \tilde{X}^{-0.275}$ | $\tilde{E} = 8.30 \times 10^{-6} \tilde{F}^{-3.01}$ |

Le résultat de cette régression à partir des mesures de la bouée ASIS est lui aussi comparable aux autres résultats énoncés dans la littérature et regroupés dans le Tableau 4-V-2, notamment avec Babanin & Soloviev [1998], et Kahma [1981]. Selon Kahma et Calkoen [1992], les lois proposées ci-dessus peuvent être unifiées en fonction de la stabilité (voir Tableau 4-V-3). Les données de la campagne FETCH qui correspondent à des cas de mer du vent ont été observées lorsque le Mistral soufflait, vent du Nord (froid et sec). Il s'agissait essentiellement de situations instables.

Ceci est cohérent avec le fait que les lois obtenues avec les données ASIS sont assez proches des lois données par Kahma & Calkoen [1992] pour les cas instables.

Tableau 4-V-3 Lois de croissance en fonction du fetch et de la stabilité d'après Kahma & Calkoen [1992]

| | \tilde{F} fonction de \tilde{X} : | \tilde{E} fonction de \tilde{F} : |
|----------------|---------------------------------------|---|
| Cas stables | $\tilde{F} = 1.9\tilde{X}^{-0.24}$ | $\tilde{E} = 7.41 \times 10^{-6} \tilde{F}^{-3.21}$ |
| Cas instables | $\tilde{F} = 2.22\tilde{X}^{-0.28}$ | $\tilde{E} = 7.9 \times 10^{-6} \tilde{F}^{-3.36}$ |
| Cas composites | $\tilde{F} = 2.18\tilde{X}^{-0.27}$ | $\tilde{E} = 6.99 \times 10^{-6} \tilde{F}^{-3.33}$ |

La relation obtenue à partir des données de la bouées ASIS (4-V-6) n'est pas tout à fait en accord avec la loi JONSWAP : comme le montre la Figure 4-V-4, pour la même énergie adimensionnelle, la fréquence adimensionnelle observée à la bouée ASIS est supérieure à celle de loi JONSWAP. Durant la campagne Fetch, on a observé au point de la bouée ASIS que l'énergie ne se transfère pas aussi rapidement vers les basses fréquences que ce qui est prévu par la loi JONSWAP. Ce résultat est compatible avec la comparaison aux lois JONSWAP établi le long de la trace RESSAC le 24 Mars (Chapitre 4 - II. B. b) . Comme, la loi obtenue à partir des données de la bouée ASIS est proche de loi donnée par Kahma & Calkoen [1992] pour les cas instables, ceci expliquerait que la différence de comportement observée par rapport à la loi JONSWAP est due à une différence de stabilité.

La même analyse a été menée à partir des sorties des modèles VAG et WAM forcés par le vent de l'analyse ALADIN et à la position de la bouée ASIS. La régression linéaire sur l' énergie adimensionnelle en fonction de la fréquence adimensionnelle sur 70 cas de pure mer du vent donne :

- Régression entre \tilde{E} et \tilde{F} pour le modèle VAG:

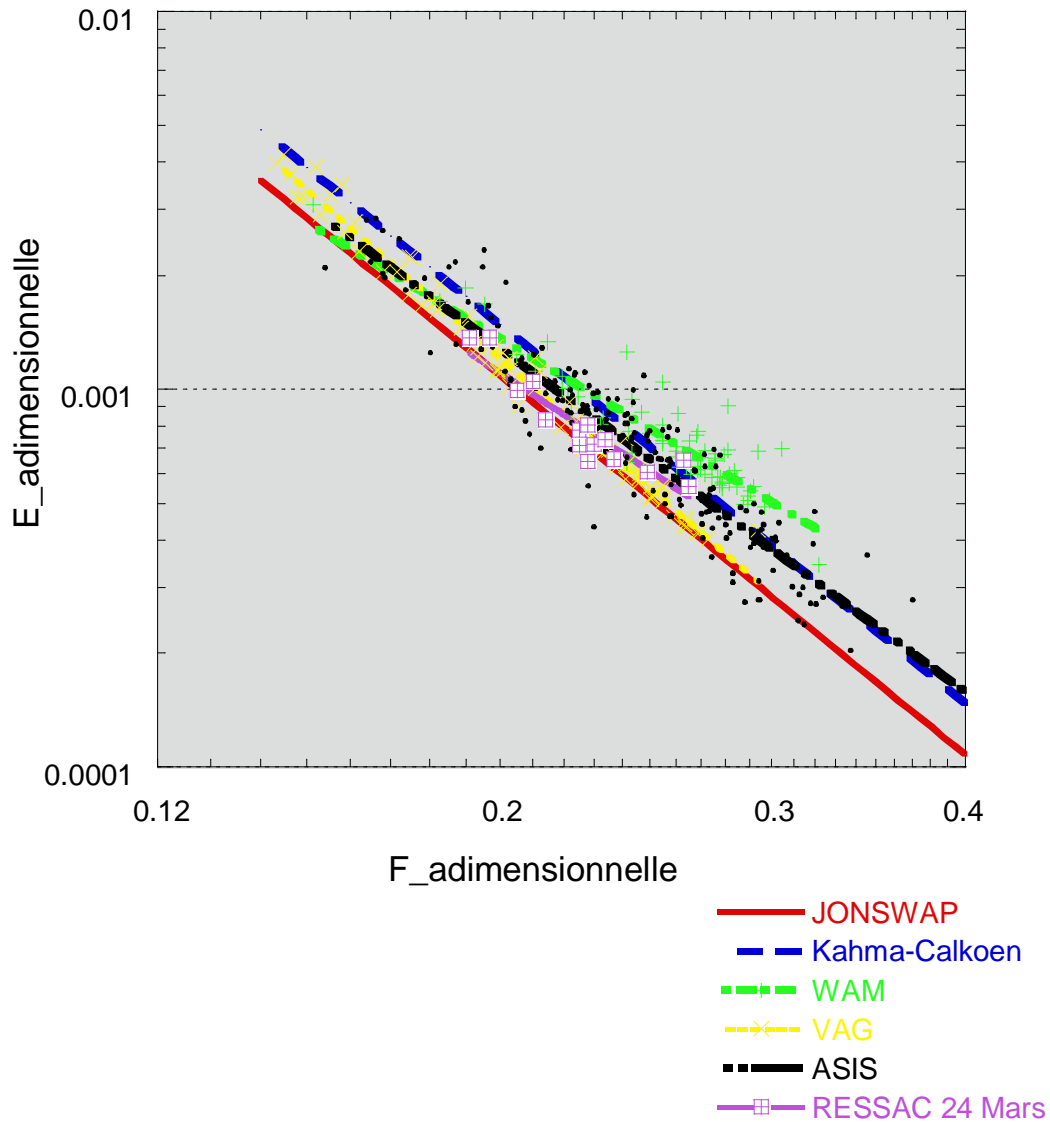
$$\tilde{E} = [4.15^{+0.49}_{-0.44}] 10^{-6} \cdot \tilde{F}^{-3.53 \pm 0.07} \quad (4-V-7)$$

- Régression entre \tilde{E} et \tilde{F} pour le modèle WAM:

$$\tilde{E} = [3.09^{+0.76}_{-0.61}] 10^{-6} \cdot \tilde{F}^{-2.83 \pm 0.16} \quad (4-V-8)$$

Figure 4-V-4 Relations entre l' énergie adimensionnelle et la fréquence adimensionnelle obtenues durant la campagne FETCH à partir des données de la bouée ASIS (en trait épais continu rouge), du modèle VAG (en trait hachuré court bleu) et WAM (en trait hachuré long vert) couplés à ALADIN et à la position de la bouée, et la relation établie par Hasselman et al, 1976 à partir des données de la campagne JONSWAP (trait épais hachuré serré noir).

LOIS DE CROISSANCE



Sur la Figure 4-V-4 sont également portées les lois de croissance de l' énergie adimensionnelle en fonction de la fréquence adimensionnelle obtenues à la position de la bouée ASIS pour les sorties des modèles VAG et WAM, ainsi que celle de Hasselman *et al* [1976] définie lors de la campagne JONSWAP, et celle obtenue sur les données du 24 Mars le long de la trace RESSAC. Comme on s'y attend, on trouve que la loi de croissance de VAG correspond à celle de JONSWAP car VAG est un modèle de seconde génération dans lequel on force la partie mer du vent à obéir à cette loi. Par contre la pente du modèle WAM est inférieure à celle des données ASIS, mais également inférieure aux lois couramment citées dans la littérature.

D' après ces lois de croissance, pour la même fréquence adimensionnelle, l' énergie fournie par le modèle WAM est supérieure à celle de la bouée ASIS ainsi qu' à celle du modèle VAG. Il semble donc que le modèle WAM ne répartit pas assez rapidement l' énergie vers les basses fréquences. Une autre manière de le dire est que pour une même énergie et un même vent, la fréquence pic de WAM est supérieure à celle de VAG, et par conséquent l' âge des vagues C_p/U est inférieur dans WAM à celui de VAG.

VI. ETUDE DE CAS

A partir de la comparaison des hauteurs significatives, il apparaît que la meilleure prévision de l'état de la mer est obtenue lorsque les modèles sont forcés avec les champs de vents ARPEGE ou ALADIN. Pour une étude à plus fine échelle, j'ai donc choisi d'utiliser les sorties des modèles VAG et WAM à la plus fine résolution, c'est à dire forcés avec le champ de vent ALADIN.

Un bon accord pour ces modèles a été trouvé avec les observations pour la partie mer du vent. On s'intéresse maintenant à l'évolution spatiale et temporelle des composantes de vagues de quelques cas particuliers. Les cas étudiés sont ceux du 20 et 24 Mars qui illustrent des cas de mer du vent, et les cas du 03 et 07 Avril qui sont des situations de mer bien développées ou complexes.

A. Cas du 24 Mars 1998

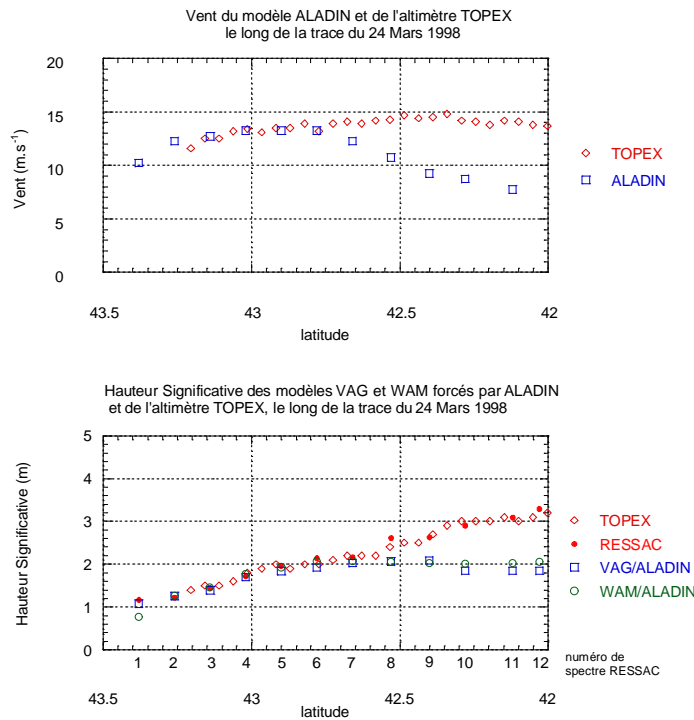
A l'heure du passage de l'altimètre TOPEX à 18h45, le Mistral souffle sur le golfe du Lion (voir page 67). L'observation du radar RESSAC est collocalisé avec la trace de l'altimètre TOPEX (Figure 4-II-3) et se situe un peu plus tôt, entre 17h30 et 18h30. La Figure 4-VI-1 montre l'évolution du vent (en haut) du modèle ALADIN (carrés bleus) et de l'altimètre TOPEX (losanges rouges) et de la hauteur significative (en bas) de VAG/ALADIN (carrés bleus), WAM/ALADIN (ronds verts), TOPEX (losanges rouges) et RESSAC (points rouges). La hauteur significative de TOPEX a été corrigée de 20 cm (déviations systématiques dues à l'électronique de l'instrument [Queffelec, 1999]), et la hauteur significative de RESSAC est ajustée à partir de la mesure TOPEX (problème de normalisation de l'énergie).

Le vent du modèle ALADIN est de même intensité que le vent mesuré par TOPEX dans les 50 premiers kilomètres depuis la côte de 42.25 à 42.75°N. Le vent croît de 10 à 15 m.s⁻¹ entre la côte et 42°N. Au point de la bouée ASIS (43°N), le vent du modèle ALADIN est de 12.75 m.s⁻¹ et de 189 degrés et ASIS mesure un vent de 14.4 m.s⁻¹ et de 183 degrés. En descendant plus au Sud de la trace, le vent mesuré par TOPEX reste constant, pendant que le vent ALADIN décroît de 15 à 10 m.s⁻¹ et est alors sous-estimé.

Le spectre numéro 4 du radar RESSAC est à la position de la bouée ASIS (Figure 4-II-3). En ce point la hauteur est de 1.72m pour RESSAC et de 1.92m pour la bouée ASIS. Le radar RESSAC et l'altimètre TOPEX montrent une augmentation de la hauteur significative vers le sud, cohérente avec un vent constant et une augmentation du fetch. Dans les premiers

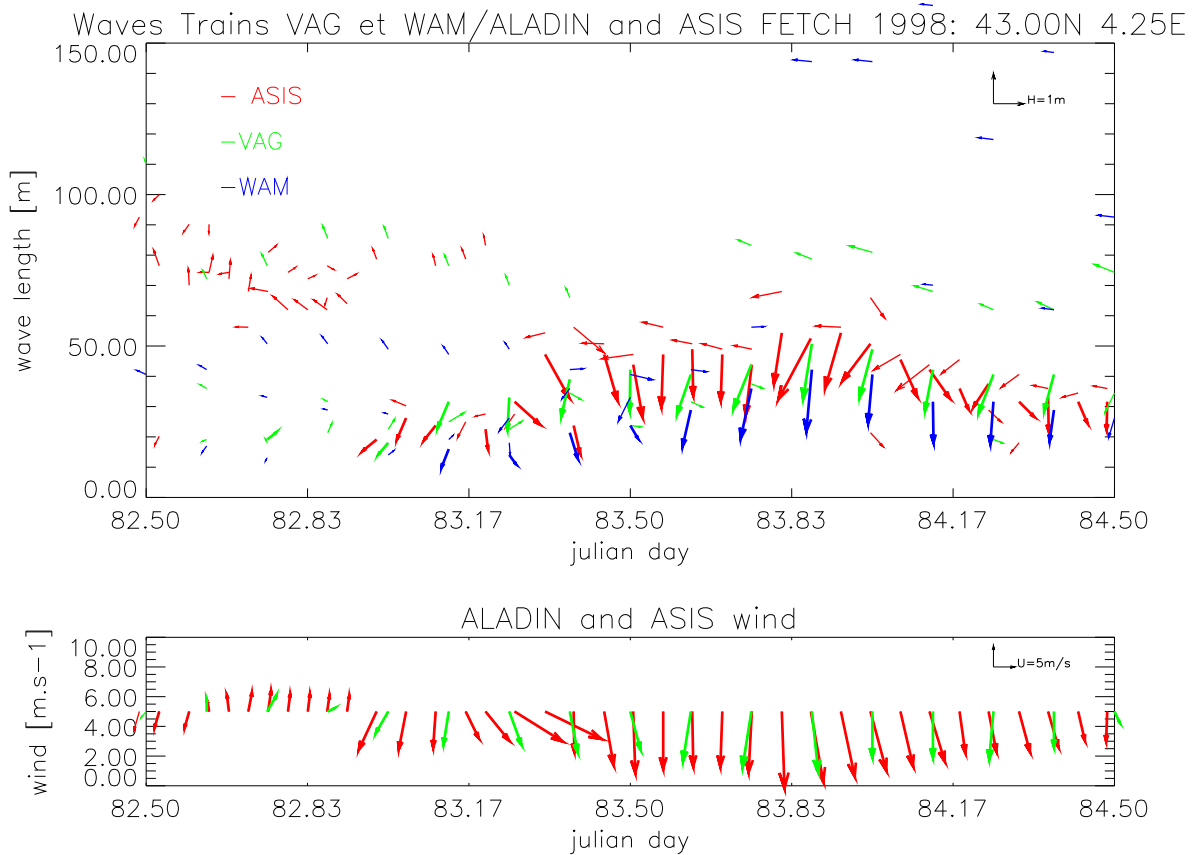
kilomètres de fetch, VAG et WAM-ALADIN prévoient une hauteur significative proche de celle mesurée. Les deux modèles prévoient la même hauteur significative. Plus au Sud (après 42.75°N) VAG et WAM sous-estiment la hauteur significative ; ceci est relié à la sous-estimation du vent ALADIN dans cette zone.

Figure 4-VI-1 Comparaison spatiale du vent du modèle ALADIN et de l'altimètre TOPEX (en haut) et de la hauteur significative de VAG/ALADIN, WAM/ALADIN, TOPEX et RESSAC (en bas) le long de la trace du 24 Mars 1998 en fonction de la latitude et du numéro de spectre RESSAC



La décomposition en train de vagues permet de caractériser l' évolution du champ de vagues, tout d' abord en fonction du temps au point de la bouée ASIS (Figure 4-VI-2) pour les modèles VAG, et WAM), puis le long de la trace RESSAC (Figure 4-VI-3 pour VAG, et Figure 4-VI-4 pour WAM). Dans le cadre du haut de la Figure 4-VI-1 sont représentés les trains de vagues en fonction du temps (en jour julien) ou de la position du spectre RESSAC. Chaque train est représenté par une flèche dont l' ordonnée est la longueur d' onde du train, la longueur de la flèche est relative à l' énergie du train, et la direction de la flèche donne la direction du train. Dans le cadre du bas, le vent est représenté en fonction du temps ou de la position par une flèche dont le module est proportionnel à l' intensité, et de même direction.

Figure 4-VI-2 Trains de vagues établis à partir des spectres de la bouée ASIS (rouge) et des modèles VAG (vert) et WAM (bleu) forcés par ALADIN (vert) au cours du 24 Mars 1998.



Dans le cadre supérieur sont représentés les trains de vagues. Chaque flèche représente un train de vagues: la longueur est proportionnelle à la hauteur significative du train, l'origine en ordonnée à la longueur d'onde moyenne du train et la direction de la flèche donne celle du train. Le train principal est en trait gras. Dans le cadre inférieur est représenté le vent de la bouée ASIS en rouge, et celui d'ALADIN en vert.

- **Comparaison à la position de la bouée ASIS**

Au début de l'épisode de Mistral, soit à partir de 9h00 (ou 83.35 en jour julien), le vent du modèle ALADIN est à peu près aligné avec le vent mesuré par ASIS, et d'intensité comparable. La décomposition en train de vagues montre qu'au point de la bouée ASIS, les longueurs d'onde du modèle VAG et de la bouée ASIS sont égales pour le train principal (en trait épais), alors que le modèle WAM sous-estime cette longueur d'onde. Sur la bouée ASIS, on trouve deux trains de vagues présents tout au long de la journée et très proches en longueur d'onde. Le train principal est aligné avec le vent ASIS (nord-sud) et l'autre train se propage vers le Sud-Ouest. Dans le modèle VAG, ainsi que dans le modèle WAM, le seul train présent tout au long de la journée (le train principal) est aligné avec le vent du modèle ALADIN (différence inférieure à 10 degrés). Les autres trains présents sont très faibles en énergie et disparaissent dans la journée.

- **Comparaison le long de la trace RESSAC**

Dans les trois premiers spectres RESSAC (Figure 4-VI-3 et Figure 4-VI-4), c'est à dire près de la côte (Figure 4-II-3) on retrouve des composantes à grande longueur d'onde qui ne correspondent pas à des trains de vagues mais qui résultent de défaut de l'instrument (voir Annexe A3). Au point de la bouée ASIS, la hauteur significative est assez importante (1.7m) et le signal reçu n'est plus affecté par le bruit de la mesure, les spectres RESSAC sont représentatifs de l'état de la mer (voir Figure 4-II-4 et Figure 4-II-5 du Chapitre 4 - II. B. b). Les spectres du vol aller et ceux du vol retour représentent la même distribution d'énergie en fréquence et en direction, bien qu'ils soient séparés d'une heure au maximum. Les trains de vagues RESSAC sont établis avec une ambiguïté de 180° sur la direction de propagation. Cette ambiguïté grâce à l'information fournie soit par la bouée ASIS ou bien par les modèles de prévision marine est levée, et n'apparaît pas sur les figures.

A partir du spectre numéro 4, le train de mer du vent (en trait gras) domine. Au point de la bouée, de même longueur d'onde que celui de la bouée ASIS, mais est orienté plus Nord-Ouest (Nord pour ASIS), comme sur les modèles VAG et WAM couplés à ALADIN.

La longueur d'onde et l'intensité de ce train de mer du vent augmente de spectre en spectre (de $\lambda = 50\text{m}$ et $H_s = 0.68\text{m}$ pour le spectre n°4 à $\lambda = 85\text{m}$ et $H_s = 1.5\text{m}$ pour le spectre n°10) quand on s'éloigne de la côte.

Pour le modèle VAG, le train de mer du vent est de longueur d'onde inférieure à celle de RESSAC. Pour VAG, la longueur d'onde et la hauteur significative augmentent de 40m et 0.40m pour le spectre n°4, à 60m et 1.95m au spectre n°9. Pour le modèle WAM, la longueur d'onde et la hauteur significative augmentent dans les premiers kilomètres de fetch ($\lambda = 35\text{m}$ et $H_s = 1.7\text{m}$ pour le spectre n°4, puis $\lambda = 40\text{m}$ et $H_s = 1.9$ pour le spectre n°6). Plus au sud, dans les deux modèles, la hauteur significative diminue jusqu'à 0.92m pour le spectre n°12 en même temps que le vent ALADIN diminue, alors que la longueur d'onde augmente sensiblement jusqu'à 45m (pour WAM) pour le spectre n°12.

Dans les trains secondaires, on repère sur les spectres RESSAC n°7 à n°9, une composante se dirigeant vers l'Est. Cette composante est également présente sur les spectres du modèle WAM n°4 à 9. Ces trains sont de même intensité et de même direction que ceux repérés par RESSAC. Ils correspondent probablement à l'épisode de Tramontane du début de matinée. Ces trains ne sont pas visibles sur les spectres du modèles VAG.

Figure 4-VI-3 Trains de vagues le long de la trace RESSAC le 24 Mars 1998, à partir des spectres de la bouée ASIS (rouge), du radar RESSAC(bleu) et du modèles VAG (vert) forcé par ALADIN

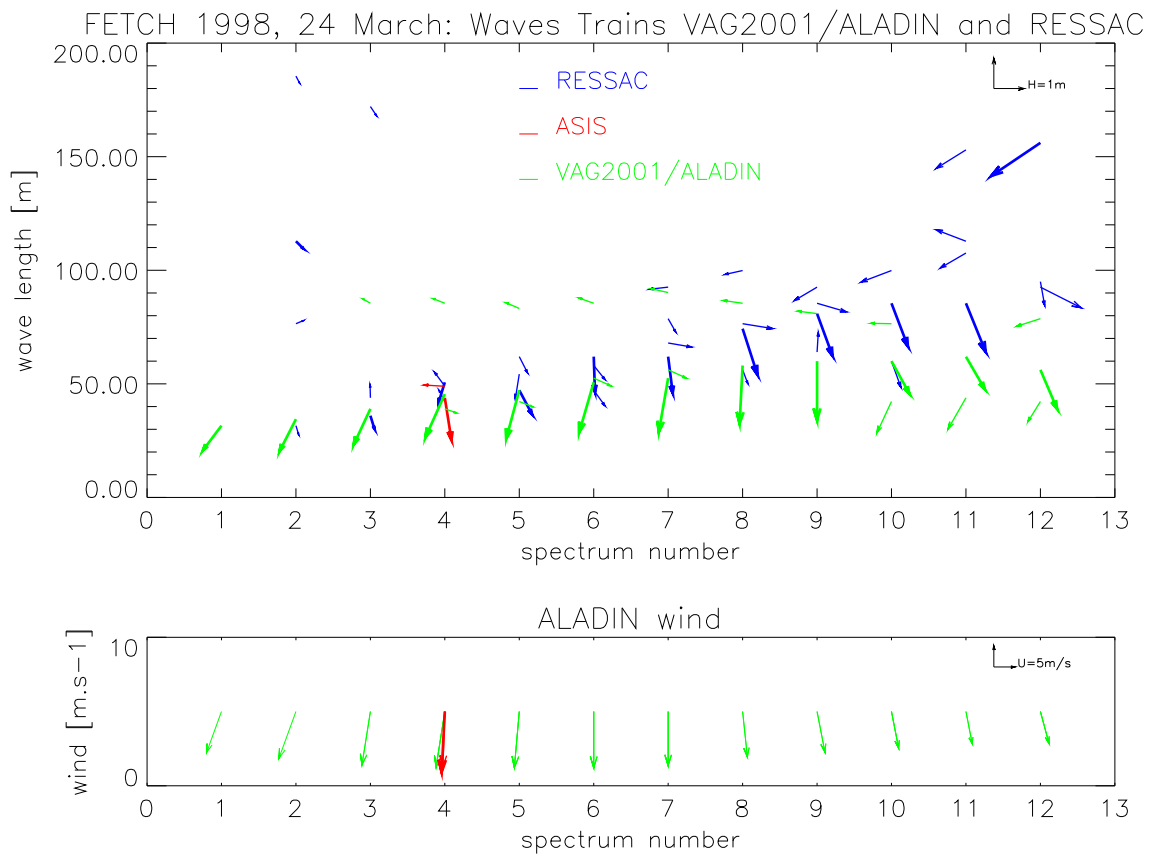
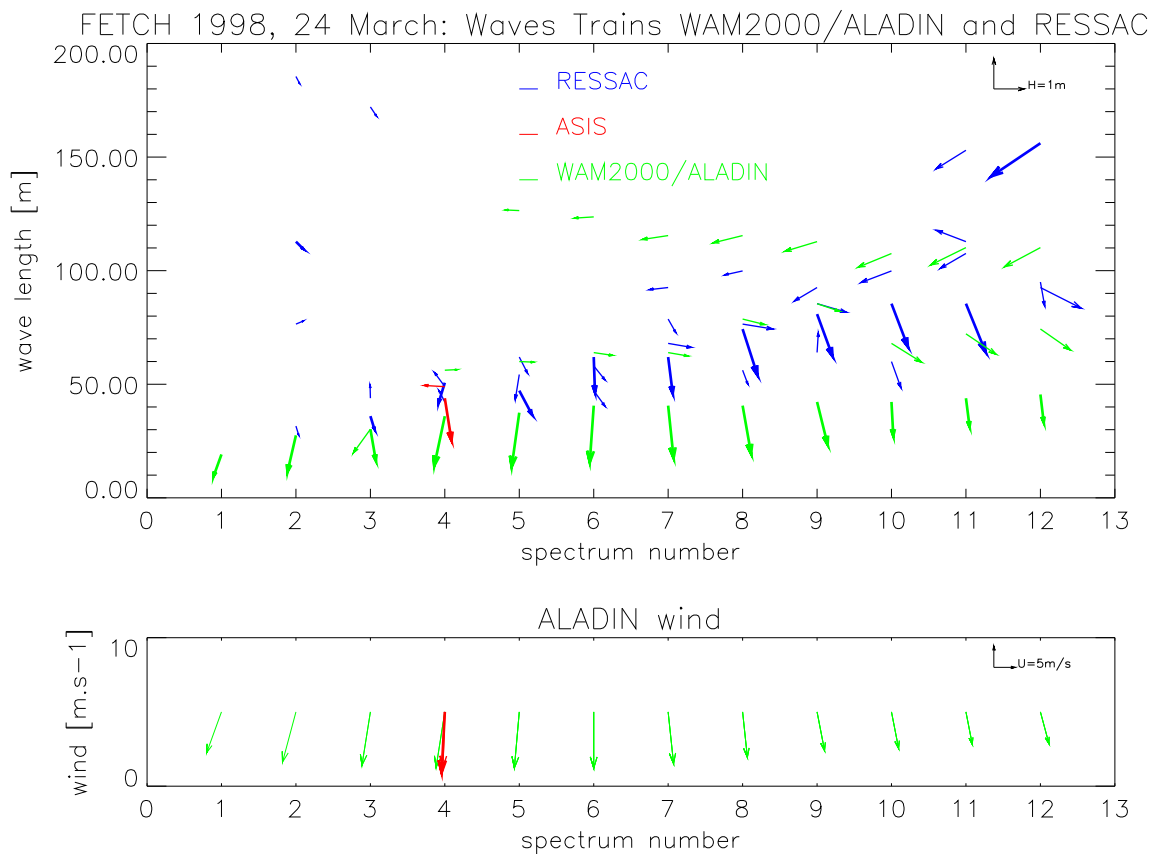


Figure 4-VI-4 Trains de vagues le long de la trace RESSAC le 24 Mars 1998, à partir des spectres de la bouée ASIS (rouge), du radar RESSAC(bleu) et du modèle WAM (vert) forcé par ALADIN



Sur les derniers spectres RESSAC, plus au sud (spectres n°7 à 12), on identifie un train se propageant vers le Ouest-Sud-Ouest. Il est a priori généré par l'écoulement atmosphérique en provenance du golfe Ligure. Dans les spectres RESSAC, la longueur d'onde et l'intensité de ce train augmente lorsqu'on s'éloigne de la côte vers le Sud. Dans le modèle WAM, ce train Sud-Ouest est également d'énergie croissante, mais sa longueur d'onde diminue de 130 à 110 m vers les latitudes Sud. Au spectre n°11, ce train a la même longueur d'onde et même intensité pour RESSAC et WAM/ALADIN.

Les différences entre les observations RESSAC et les sorties du modèle WAM peuvent sans doute être expliquées par les incertitudes sur le champ de vent ALADIN, notamment de l'emplacement, ou de l'amplitude de la structure météorologique à l'origine de la génération des vagues, c'est à dire la dépression du golfe de Ligurie (voir Flamant [2002]).

Cette première étude de cas a confirmé que le modèle VAG prévoit correctement la mer du vent, alors que le modèle WAM la sous-estime. Par contre pour ce cas, les trains de houle semblent mieux reproduits par le modèle WAM que par le modèle VAG forcés par ALADIN. En particulier le train de vagues liés à la Tramontane présente quelques heures avant est visible sur les spectres WAM et cohérente avec celle des spectres RESSAC. De même la composante qui se propage depuis le Golfe de Ligure apparaît dans les spectres du modèle WAM, et est cohérente du moins en direction avec celle de RESSAC, même si leur longueurs d'onde diffèrent.

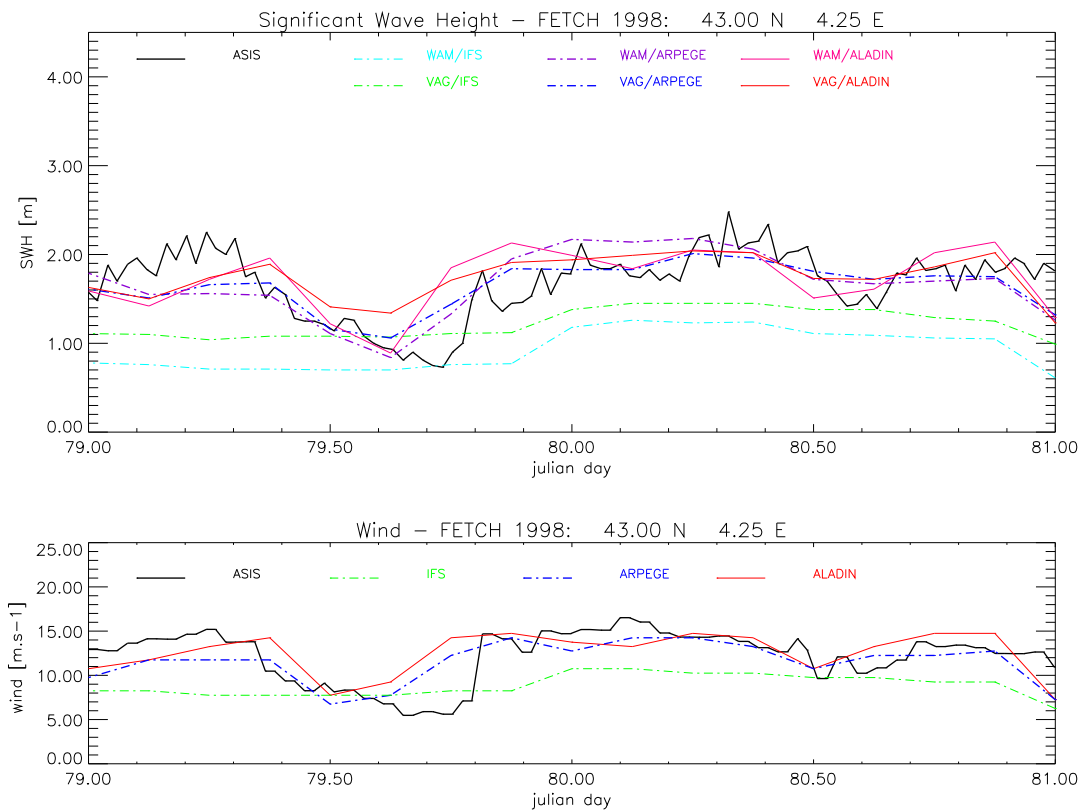
B. Cas du 20 Mars 1998

L'épisode de Mistral a débuté à 20h00 d'après les données de la bouée ASIS. L'évolution temporelle illustrée par la Figure 4-VI-5 montre que dans le modèle IFS le changement du vent apparaît entre 21h00 et 24h00, soit plus tard que sur la bouée ASIS, et n'est pas très marqué (transition de 8 à 12 m.s⁻¹). Les modèles ARPEGE et ALADIN prévoient cette transition en avance par rapport aux données de la bouée ASIS, entre 15h00 et 18h00 pour ALADIN et 21h00 pour ARPEGE. L'intensité du vent des modèles ALADIN et ARPEGE est égale à celle mesurée sur la bouée ASIS. Cet épisode de Mistral persiste jusqu'au lendemain midi (21 Mars, 80.50) et reste à une valeur constante de 15m.s⁻¹ à l'emplacement de ASIS.

Au point de la bouée ASIS, le vent IFS est sous-estimé (Figure 4-VI-5). Cette sous-estimation provoque une sous-estimation de la hauteur significative des modèles VAG et WAM forcés par IFS. Les vents ALADIN et ARPEGE sont en début de soirée surestimés, et la hauteur

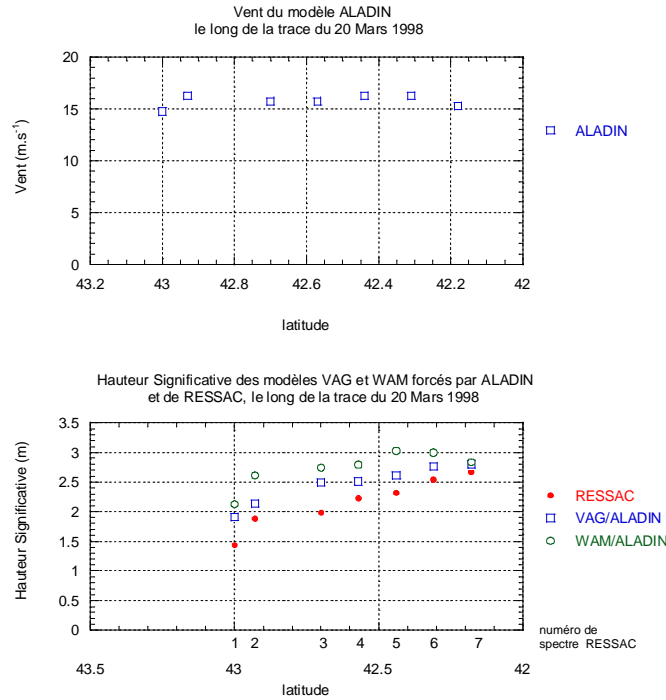
significative des modèles associés à ces vents est également surestimée par rapport à la mesure effectuée à la bouée ASIS. A partir du 21 Mars à 00UTC (jour 80.00), le Mistral est bien établi et ASIS mesure une hauteur de 1.92m qui est comparable aux hauteurs des modèles: 1.92 m pour VAG forcé par ARPEGE, 2.0 m pour VAG/ALADIN, 2.23 m pour WAM/ARPEGE et 1.99m pour WAM/ALADIN.

Figure 4-VI-5 Evolution temporelle de la hauteur significative (en haut) et du vent (en bas) du 20 Mars à minuit au 21 Mars minuit mesurés à la bouée ASIS en trait plein noir, et prévus par les modèles WAM/IFS (trait hachuré vert), VAG/IFS (trait hachuré cyan), WAM/ARPEGE (trait hachuré violet), VAG/ARPEGE (trait hachuré bleu), WAM/ALADIN (trait plein rose), VAG/ALADIN (trait plein rouge).



Le vol RESSAC a été effectué vers 22h00, soit deux heures après l'établissement du Mistral. L' évolution spatiale du vent (Figure 4-VI-6) montre que le modèle ALADIN prévoit à 21.00UTC un vent à peu près constant (entre 15 et 17m. s⁻¹) sous la trace RESSAC. Le long de la trace RESSAC, on observe une surestimation de la hauteur significative prévue par les modèles WAM et VAG forcés par ALADIN. La hauteur significative est supérieure dans le modèle WAM à celle du modèle VAG.

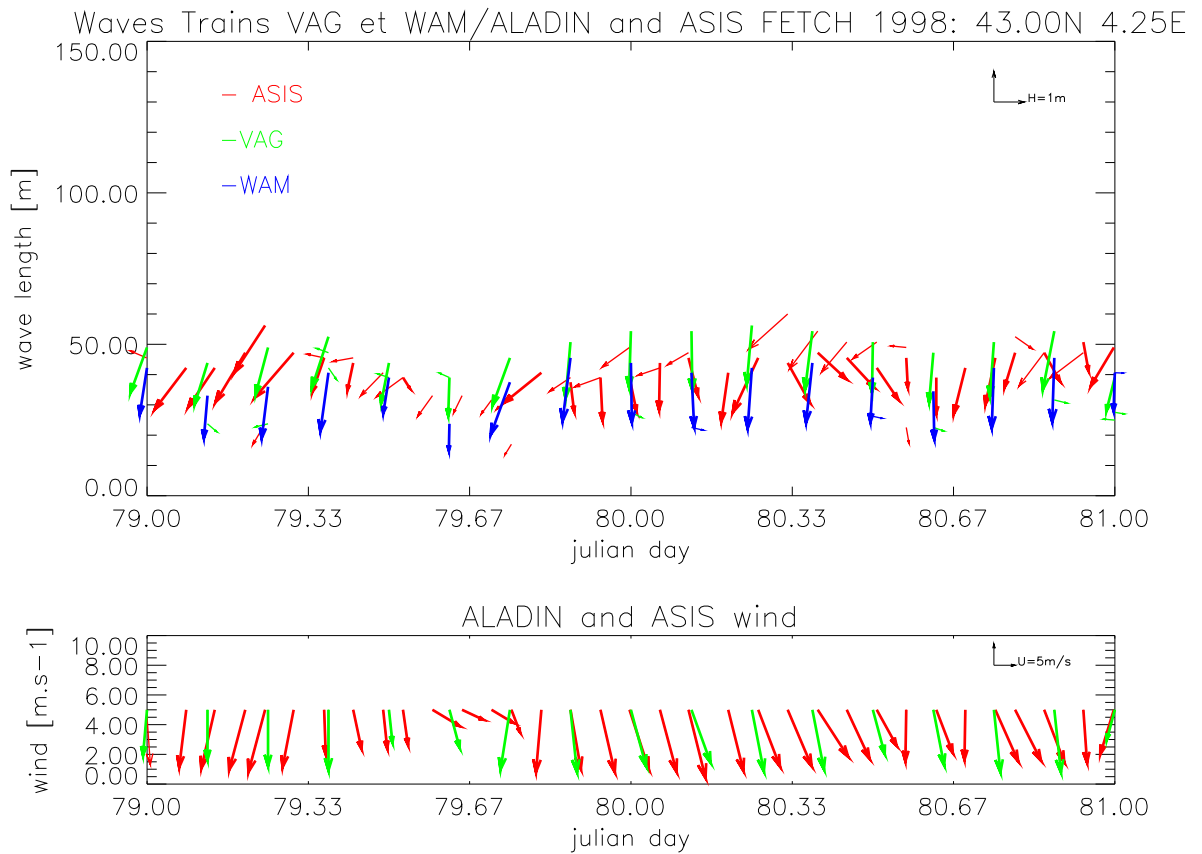
Figure 4-VI-6 Evolution spatiale le long de la trace RESSAC du 20 Mars 1998 du vent du modèle ALADIN (en haut) et de la hauteur significative de VAG/ALADIN, WAM/ALADIN à 21h00, et RESSAC (en bas) en fonction de la latitude et du numéro de spectre RESSAC.



Sur la décomposition en train de vagues des spectres de la bouée ASIS (Figure 4-VI-7) pour les journées du 20 Mars à midi au lendemain midi (jours julien 79.50 à 80.50), on observe deux trains de vagues de longueur d'onde très proches mais de directions de propagation différentes. Comme pour le cas du 24 Mars, il s'agit de deux composantes qui sont distinctes car leurs directions de propagation sont séparées de plus de 60 degrés. Une des composantes se dirige vers le Sud-Sud-Est et la seconde vers le Sud-Ouest. Ce dernier train n'est pas présent dans les modèles VAG et WAM forcés avec le vent ALADIN, qui eux ne prévoient qu'un seul train de vagues dirigé vers le Sud. La longueur d'onde des trains du modèle VAG est légèrement supérieure à la longueur d'onde des trains de vagues de la bouée ASIS. Cette surestimation de la longueur d'onde est cohérente avec une surestimation de la hauteur significative qui s'apparente à la surestimation de la durée de fetch (deux heures d'avance pour le modèle ALADIN sur l'événement de Mistral). Dans le modèle WAM/ALADIN, la hauteur significative est davantage surestimée que pour VAG/ALADIN, par contre il n'y a pas de surestimation de la longueur d'onde. Cela correspond à la différence observée sur les lois de croissance : l'énergie du modèle WAM est supérieure à celle du modèle VAG pour une même fréquence pic (voir Figure 4-V-4 discutée précédemment).

Le long de la trace RESSAC, les spectres indiquent un train unique correspondant à la mer du vent et se propageant vers le Sud (Figure 4-VI-8). En s' éloignant de la côte, la longueur d'onde prévue par le modèle VAG augmente et est à peu près égale à la longueur d' onde observée par RESSAC. Pour le modèle WAM, la longueur d' onde est sousestimée tout le long de la trace.

Figure 4-VI-7 Trains de vagues établis à partir des spectres de la bouée ASIS (rouge) et des modèles VAG (vert) et WAM (bleu) forcés par ALADIN (vert) au cours du 20 Mars 1998.



Ces constatations sont en bon accord avec les observations du 24 Mars : pour le modèle WAM lorsqu'on observe une hauteur significative correcte alors la longueur d'onde est sous-estimée. Inversement lorsqu'on observe une surestimation de la hauteur significative alors la longueur d'onde est correcte. Ces observations confirment l'étude précédente sur la loi de croissance effectuée à partir d'une comparaison de l'ensemble des données ASIS et modèles : la fréquence pic des spectres WAM diminue moins vite avec le fetch que celle correspondant aux observations, alors que la croissance de l'énergie est similaire entre WAM et les observations.

Figure 4-VI-8 Trains de vagues le long de la trace RESSAC le 20 Mars 1998, à partir des spectres de la bouée ASIS (rouge), du radar RESSAC(bleu) et du modèle VAG (vert) forcé par ALADIN.

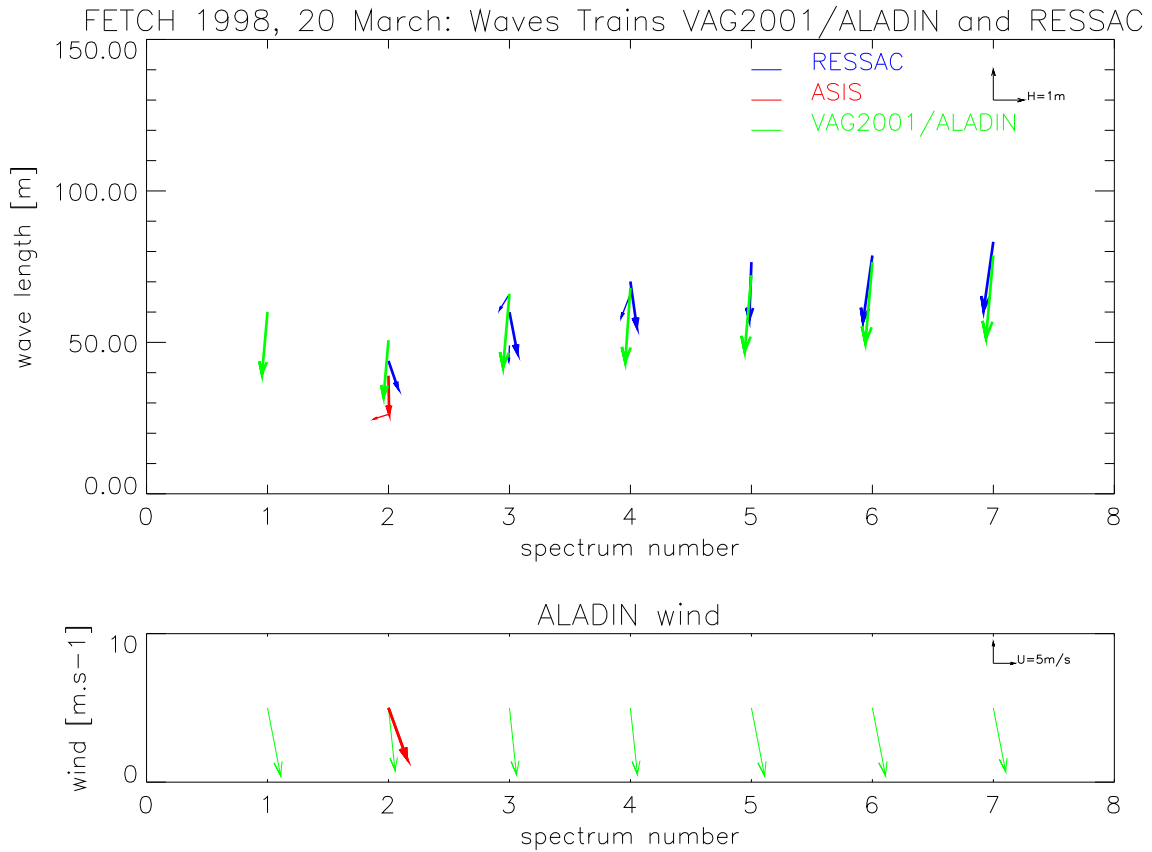
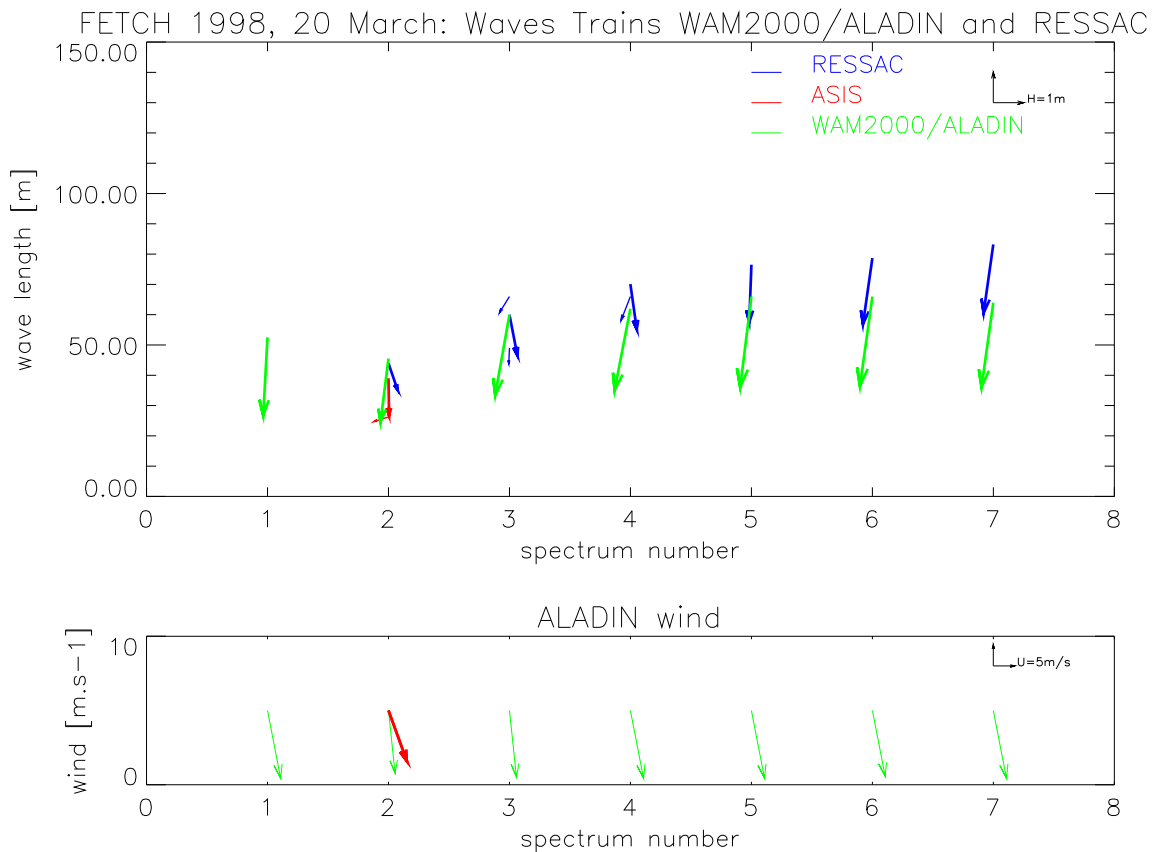


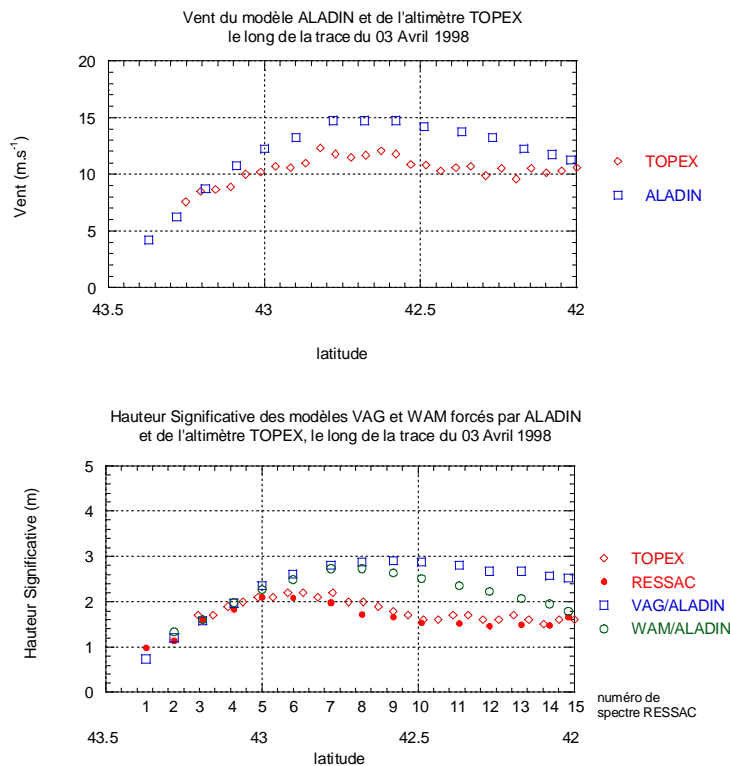
Figure 4-VI-9 Trains de vagues le long de la trace RESSAC le 20 Mars 1998, à partir des spectres de la bouée ASIS (rouge), du radar RESSAC(bleu) et du modèle WAM (vert) forcé par ALADIN.



C. Cas du 03 Avril 1998

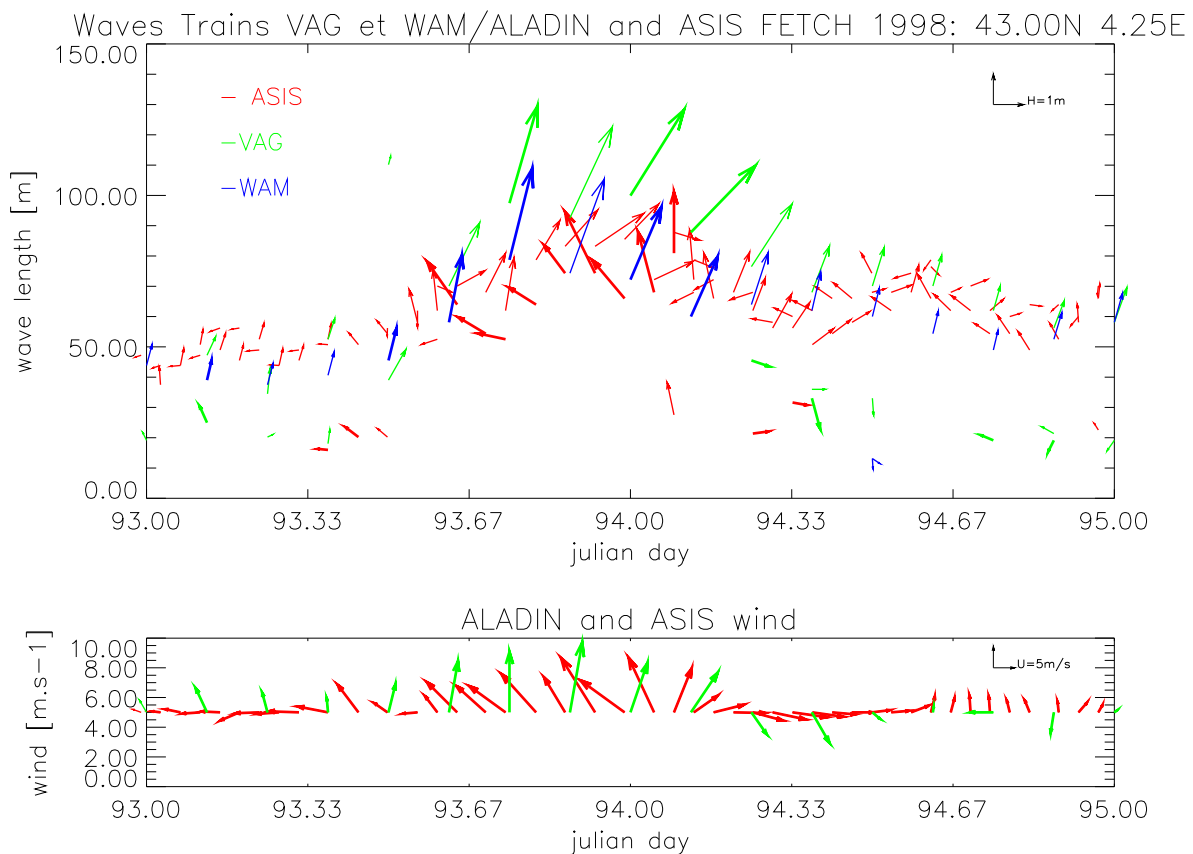
Les évolutions spatiales (Figure 4-VI-10) de la hauteur significative et du vent sont fournies par l' altimètre TOPEX qui survole le golfe du Lion à 16h45, et RESSAC fournit les spectres directionnels. Le vent mesuré par TOPEX est constant de 42°N (le Sud de la trace) jusqu' à 42.5°, il croit légèrement jusqu' à 42.75°N, et décroît ensuite à l' approche de la côte (Figure 4-VI-10). Les modèles ARPEGE et ALADIN surestiment l'intensité du vent à la position de la bouée ASIS, mais également comme le montre la comparaison aux mesures TOPEX, entre les latitudes 43.25 et 42 °N (Figure 4-VI-10). La hauteur significative mesurée par l' altimètre est approximativement constante dans la partie Sud de la trace de 42°N à 42.5°N (Hs =1.5m), et croit lorsqu'on se dirige vers le Nord de la trace jusqu' à 2.3m à 42.75°N. Au Sud de 43°N, la hauteur significative du modèle VAG est supérieure à celle du modèle WAM qui est déjà surestimée par rapport à TOPEX. La hauteur significative décroît à l' approche de la côte. Pour le modèle VAG/ALADIN, le maximum de Hs est de 2.9m à 42.6°N, et pour WAM/ALADIN de 2.75m à 42.75°N. Au Nord de ces maxima, les deux modèles donnent la même hauteur significative. Cette hauteur prévue par les modèles est égale à celle mesurée par l' altimètre.

Figure 4-VI-10 Comparaison spatiale du vent du modèle ALADIN et de l'altimètre TOPEX (en haut) et de la hauteur significative de VAG/ALADIN, WAM/ALADIN, TOPEX et RESSAC (en bas) le long de la trace du 03 Avril 1998 en fonction de la latitude et du numéro de spectre RESSAC.



La Figure 4-VI-11 illustre la décomposition en train de vagues au point de la bouée ASIS dans le cadre supérieur et dans le cadre inférieur les vecteurs vents mesurés par la bouée et prévus par le modèle ALADIN. La bouée indique un vent en provenance de l'Est en début de matinée puis de Sud-Est, puis de nouveau Est au moment du passage de la dépression, et de nouveau Sud-Est dans l'après-midi. Le vent du modèle ALADIN vient du Sud, il est faible en début de journée et augmente régulièrement en conservant une direction Sud à Sud-Sud-Ouest. La rotation du vent observée n'est pas reproduite par le modèle ALADIN. Il est probable que ce modèle place le centre de la dépression trop à l'Ouest à l'heure considérée (voir Figure 4-II-9).

Figure 4-VI-11 Trains de vagues établis à partir des spectres de la bouée ASIS (rouge) et des modèles VAG (vert) et WAM (bleu) forcés par ALADIN (vert) au cours du 03 Avril 1998.



Les modèles d'état de mer VAG et WAM restituent un unique train de grande longueur d'onde et d'énergie importante, et dont la direction est proche de celle du vent local du modèle ALADIN (se propageant vers le Nord). La bouée ASIS restitue un état de la mer plus complexe. La décomposition fait apparaître trois trains de vagues. Il y a un train de courte longueur d'onde orienté vers le Nord-Ouest. Il correspond à la direction du vent et s'apparente à de la mer du vent. A plus grande longueur d'onde, il y a un deuxième train parallèle au

premier. Même si il est encore dans la direction du vent, ce train est classé comme mer bien développée car sa longueur d' onde est plus grande que la limite mer du vent donnée par la relation $(4-V-2)$. Le troisième train de vagues est proche en longueur d' onde au précédent mais dans une direction perpendiculaire (Nord-Est). Ce train n' est pas visible sur les spectres FIMR (située plus proche de la côte, mais qui ne peut restituer des spectres bimodaux), et reflète l'hétérogénéité du champ de vent due à la dépression présente dans le Golfe du Lion.

Comme le montre la décomposition en train de vagues le long de la trace RESSAC, chaque spectre des modèles aussi bien VAG (Figure 4-VI-12) que WAM (Figure 4-VI-13) se décompose en un seul train de vague, et dont la direction (Nord-Est) ne varie pas le long de la trace RESSAC. Cette projection de l' état de la mer dans le plan direction et longueur d' onde ne reflète pas l' état observé par ASIS et RESSAC, plus complexe. Au Nord de la bouée ASIS (spectre RESSAC 1 à 4), le radar observe un train de vagues de direction Nord-Nord-Ouest. Les autres trains observés sont d' énergie négligeable. La longueur d' onde de ce train est supérieure à celle des trains des modèles. Dans les premiers spectres (Nord de la trace), la longueur d' onde du train des spectres du modèle VAG augmente, puis reste constante. La longueur d' onde des trains de spectres du modèle WAM est constante le long de la trace, ce qui correspond à une mer bien développée et en équilibre.

Encore une fois les modèles VAG et WAM forcés par ALADIN prévoient la même hauteur significative, mais les longueurs d' onde diffèrent. VAG a une longueur d' onde supérieure à celle observée à la bouée après 16h30, ce qui est cohérent avec la surestimation de la hauteur significative et du vent. Cette surestimation de la longueur d' onde et de la hauteur significative par le modèle VAG est également visible le long de la trace RESSAC. Les longueurs d' onde du modèle WAM sont proches de celles mesurées par la bouée ASIS et le radar RESSAC, alors que ce même modèle surestime la hauteur significative. Ce nouveau cas met en évidence une fois de plus le principal défaut du modèle WAM : l'énergie ne croit pas assez vite comparé à l'évolution de la fréquence pic.

De plus, ce cas met en évidence un autre défaut des modèles: la complexité de l'état de la mer détectée sur la bouée ASIS (Figure 4-VI-11) ne peut être restituée par les modèles dans ces conditions fortement inhomogènes et à fortes rotations du vent. En outre, la forte décroissance de la longueur d' onde dans la sortie du modèle VAG à l'approche de la côte (Figure 4-VI-12) semble indiquer un mauvais comportement de ce modèle en condition de vent décroissant.

Figure 4-VI-12 Trains de vagues le long de la trace RESSAC le 03 Avril 1998, à partir des spectres de la bouée ASIS (rouge), du radar RESSAC(bleu) et du modèle VAG (vert) forcé par ALADIN.

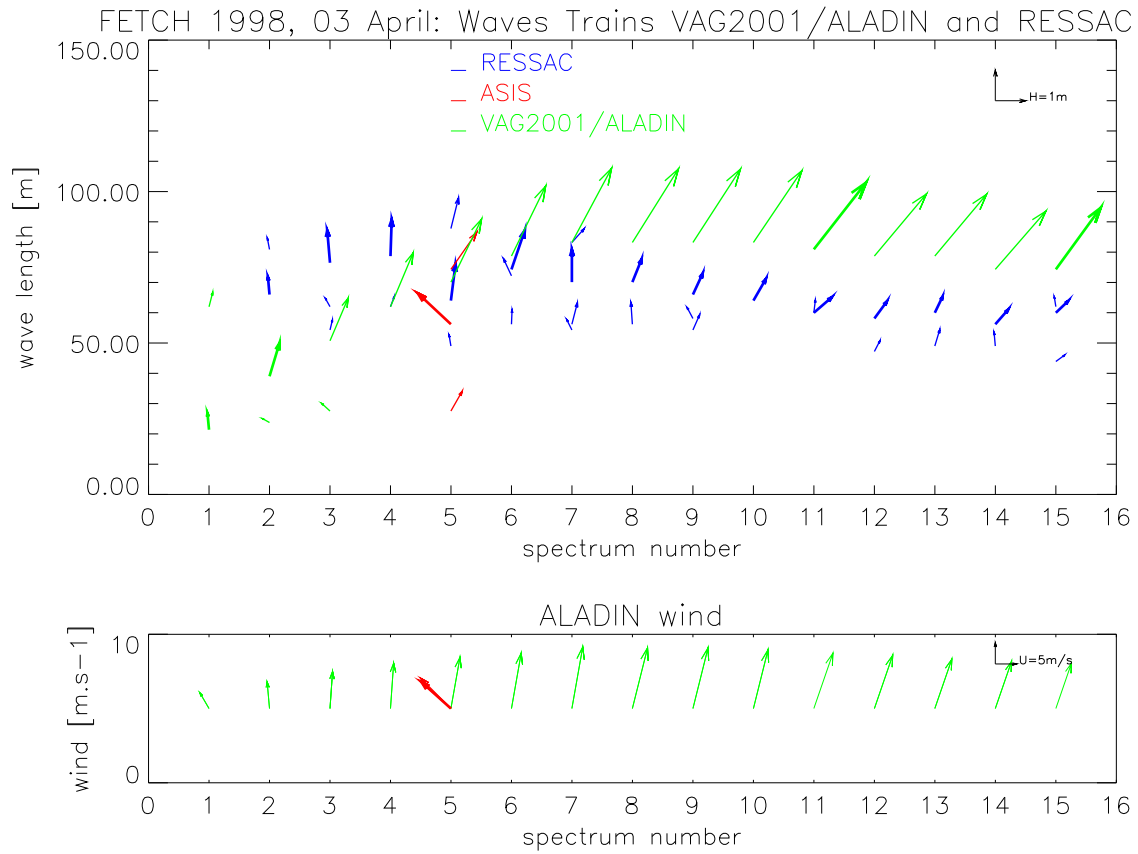
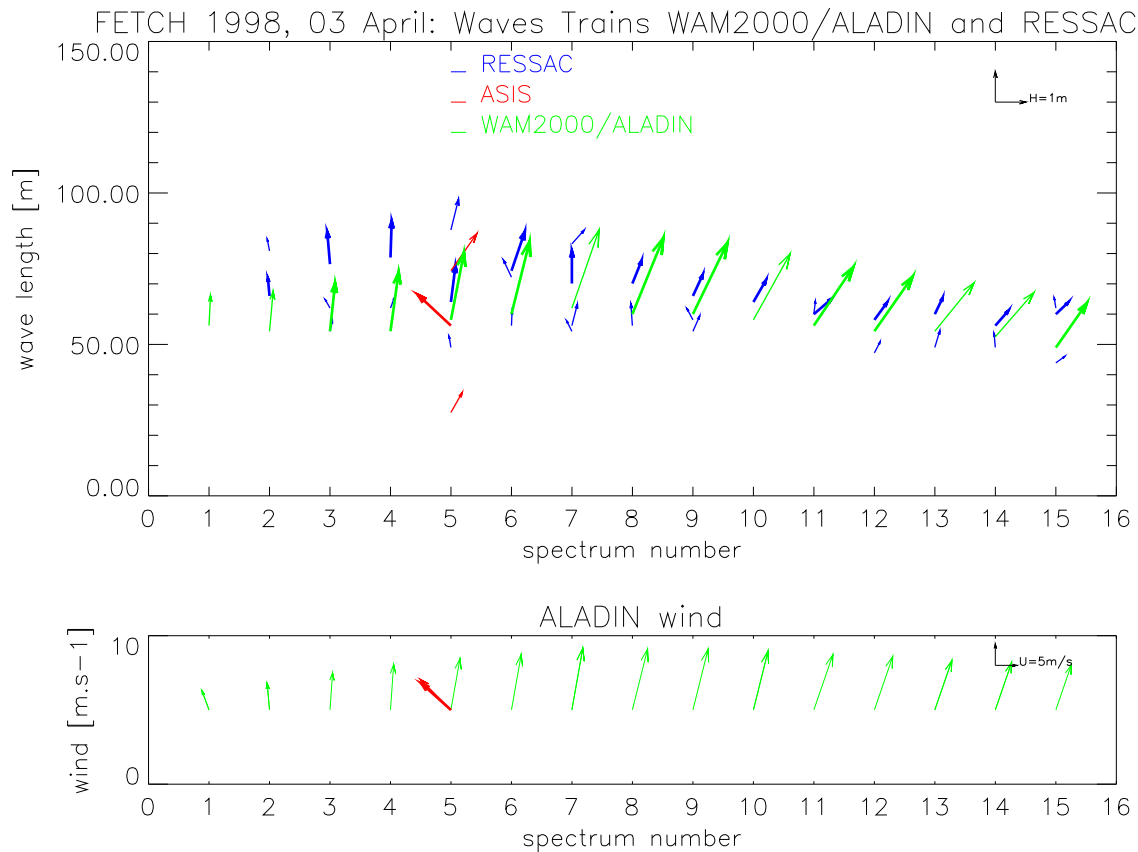


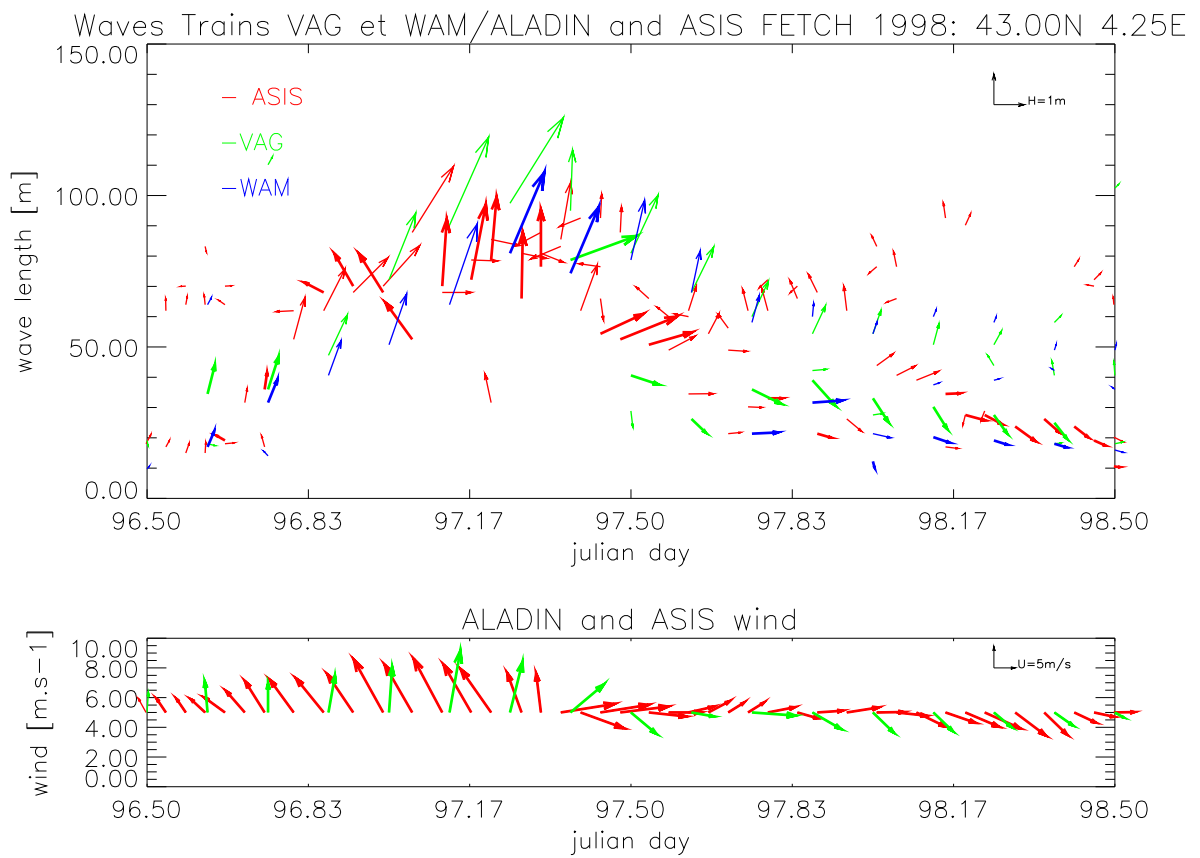
Figure 4-VI-13 Trains de vagues le long de la trace RESSAC le 03 Avril 1998, à partir des spectres de la bouée ASIS (rouge), du radar RESSAC(bleu) et du modèle WAM (vert) forcé par ALADIN.



D. Cas du 07 Avril 1998

Avant la rotation du vent du modèle ALADIN à 09h00 (Figure 4-VI-14), les spectres des modèles VAG et WAM se décomposent en trains de longueur d' onde proche de celle d' ASIS se propageant vers le Nord-Est (direction du vent). L' énergie du train du modèle VAG (sa hauteur significative) et sa longueur d' onde sont toujours supérieures à celles des trains des spectres WAM. Les longueurs d' onde et les hauteurs significatives du modèle WAM sont semblables à celles mesurées par la bouée ASIS.

Figure 4-VI-14 Trains de vagues établis à partir des spectres de la bouée ASIS (rouge) et des modèles VAG (vert) et WAM (bleu) forcés par ALADIN (vert) au cours du 07 Avril 1998.



Après la rotation du vent, les spectres ASIS se décomposent en de multiples trains, dont un à plus grande longueur d' onde qui conserve la direction Nord à Nord-Ouest (conformément au vent vu sur la bouée ASIS), et un à deux trains de plus petites longueurs d' onde se dirigeant vers l' Est. Les spectres des modèles se décomposent également en deux ou trois trains. Les deux modèles prévoient la même évolution pour le train de houle de grande longueur d' onde se propageant Nord à Nord-Est (conformément au vent du modèle ALADIN). L'évolution de ce train, présent l'après-midi, n' est pas comparable à celle observée sur la bouée ASIS. Ceci est probablement dû aux différences de directions observées entre le champ de vent modélisé

et le vent réel. Dans l'après-midi un autre train apparaît dans les spectres des modèles à plus courte longueur d'onde (30 m) qui correspond à de la mer du vent qui se dirige vers l'Est. Ce train n'est pas isolé sur les spectres du modèle WAM avant 18UTC. Le train de la mer du vent du modèle VAG a une longueur d'onde supérieure à celle du modèle WAM. Les longueurs d'onde du train de mer du vent déterminées sur les spectres de la bouée ASIS sont comprises entre les valeurs des modèles VAG et WAM à l'heure du passage du radar RESSAC.

La décomposition en trains de vagues le long de la trace RESSAC est représentée en Figure 4-VI-15 pour le modèle VAG, et Figure 4-VI-16 pour le modèle WAM.

Les deux modèles prévoient un train de vagues à courte longueur d'onde (20 m pour WAM et 30m pour VAG) se propageant vers l'Est, et un train à plus grande longueur d'onde (environ 60 m pour les deux modèles) et se propageant vers le Nord-Est. Le premier train correspond à la mer du vent, alors que le second train correspond à de la houle qui s'est formée avant la rotation du vent dans la matinée.

Le train à plus grande longueur d'onde (60 m) est visible sur les spectres RESSAC. Sa direction (Nord-Ouest) diffère de celle des modèles (Nord-Est), mais est cohérente avec la direction du vent observée par la bouée ASIS.

Par contre le train de mer du vent n'est pas correct sur le spectre RESSAC. En effet en comparant le spectre n°4 du radar à celui de la bouée ASIS, on s'aperçoit que le train de mer du vent de RESSAC est sous-estimé en énergie et sa longueur d'onde est surestimée. Par sa configuration, RESSAC ne peut pas mesurer d'énergie dans les longueurs d'onde inférieures à 40m. Tant que l'énergie n'a pas été répartie vers les plus basses fréquences, le radar RESSAC n'est pas en mesure d'effectuer une estimation correcte du spectre des vagues.

Cependant la croissance de la longueur d'onde du train de mer du vent estimée par le radar RESSAC est cohérente avec une augmentation du fetch, et est accompagnée d'une croissance de la hauteur significative de 1 à 1.7m.

Ce cas illustre la limite de la mesure des spectres de vagues par le radar RESSAC : ce radar ne permet pas de documenter les trains de mer du vent de longueurs d'onde inférieures à 40m.

Figure 4-VI-15 Trains de vagues le long de la trace RESSAC le 07 Avril 1998, à partir des spectres de la bouée ASIS (rouge), du radar RESSAC (bleu) et du modèle VAG (vert) forcé par ALADIN.

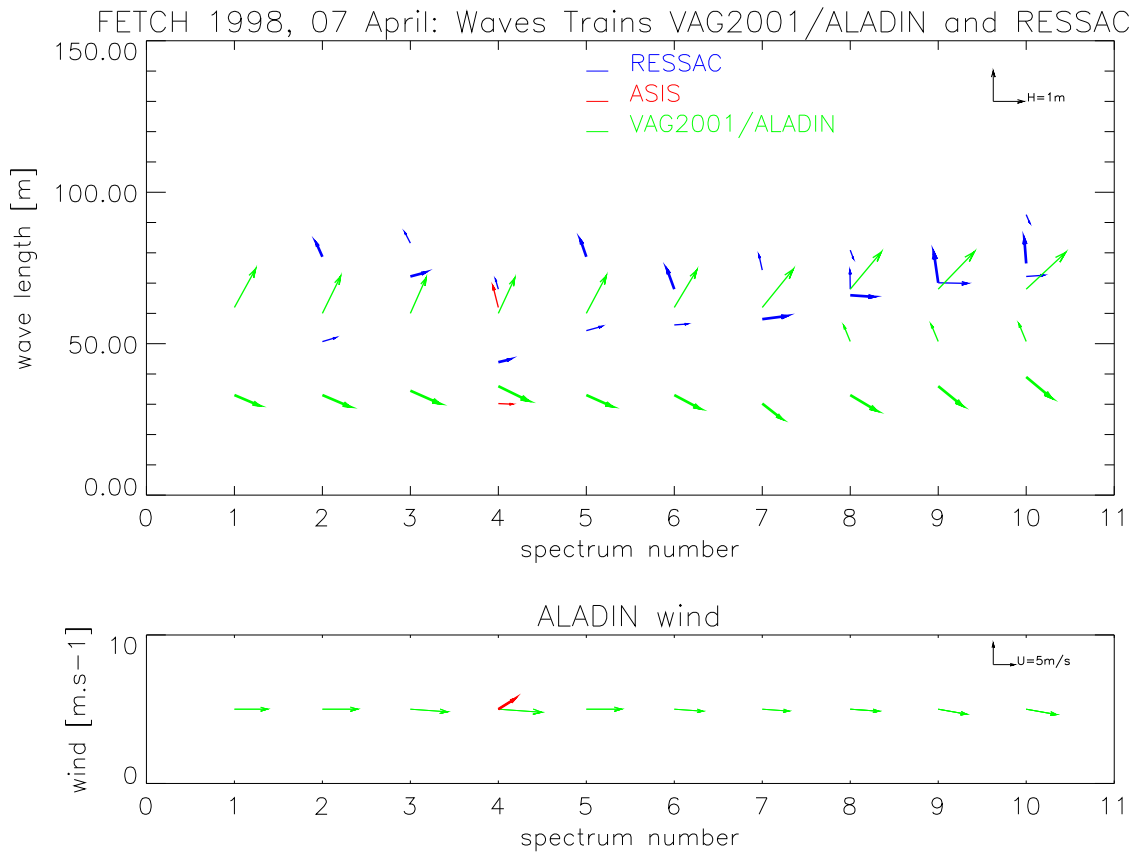
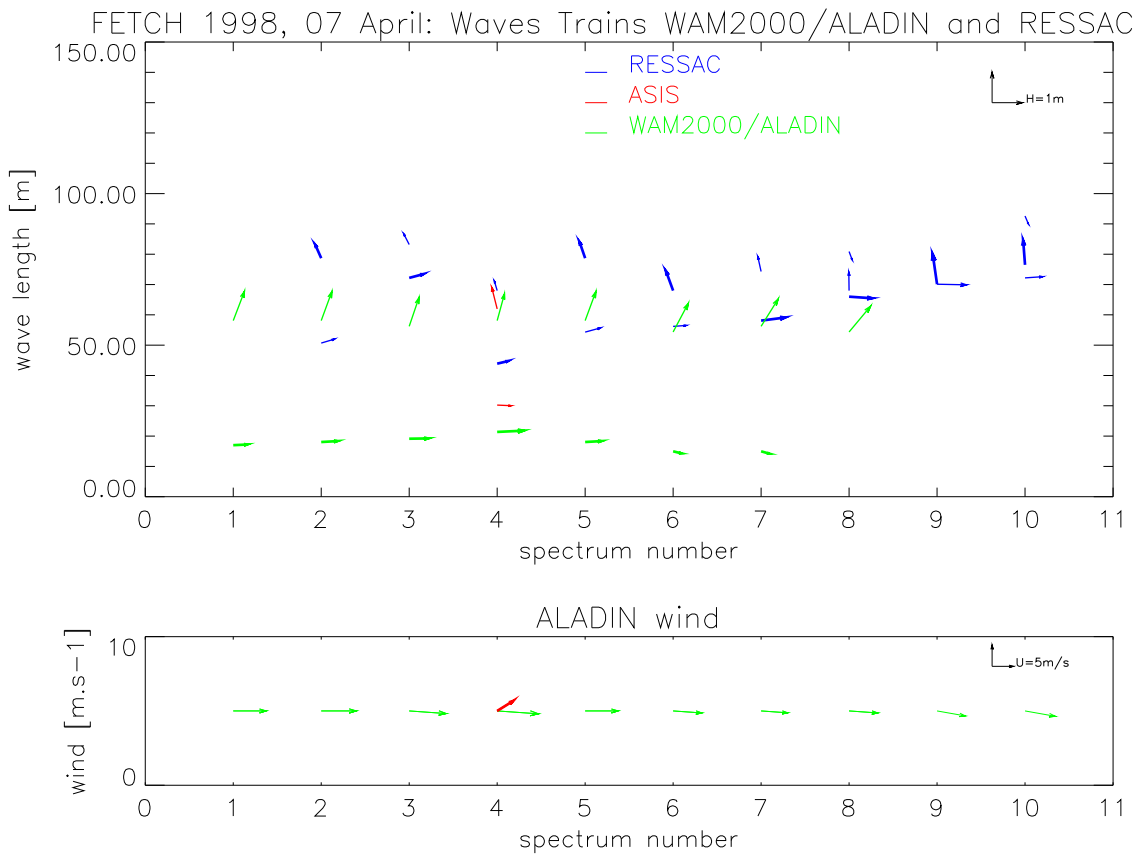


Figure 4-VI-16 Trains de vagues le long de la trace RESSAC le 07 Avril 1998, à partir des spectres de la bouée ASIS (rouge), du radar RESSAC (bleu) et du modèle WAM (vert) forcé par ALADIN.



VII. CONCLUSIONS

La comparaison entre les mesures des différents instruments a montré un bon accord entre les mesures dans la limite de chaque instrument (voir article en annexe, Pettersson et al [2002]). Notamment pour le radar RESSAC, ses performances sont limitées à la gamme de fréquence comprise entre 0.1 et 0.25 Hz, et à une hauteur significative des vagues supérieure à 1m. Suite à cette comparaison, nous avons choisi de ne pas analyser les données du radar RESSAC lorsque la mer est peu agitée (hauteur significative inférieure à 1m) ou très peu développée (énergie concentrée dans les hautes fréquences).

L'avantage de la mesure par le radar RESSAC est que celui-ci fournit une mesure plus directe du spectre en comparaison aux bouées qui utilisent une méthode analytique pour restituer la répartition angulaire. Ainsi la résolution en direction du spectre d'énergie du radar est meilleure que celle des bouées dont le spectre est lissé par la méthode de restitution. Ces mesures radar ont notamment permis de caractériser l'évolution spatiale du champ de vagues.

Les comparaisons entre les sorties de modèle et les observations ont permis de diagnostiquer quelles sont les situations qui sont bien représentées par les modèles. La mer du vent est assez bien restituée par les modèles de prévision de l'état de la mer en moyenne statistique. Les hauteurs significatives et longueur d'onde des modèles VAG et WAM forcés par ALADIN sont proches de celles observées.

La loi de croissance en fonction du fetch calculée à partir des mesures ASIS est proche des relations empiriques énoncées dans la littérature, notamment par Babanin & Soloviev [1998], loi qui diffère de la loi JONSWAP. La loi de croissance du modèle VAG est exactement celle de JONSWAP, alors que celle déduite des données du modèle WAM au point de la bouée ASIS diffère des lois de la littérature et de celle trouvée à la bouée. En effet, l'évolution est plus rapide dans le modèle VAG que dans le modèle WAM, c'est à dire que pour la même fréquence et le même vent l'énergie du modèle WAM est supérieure à celle du modèle VAG. Ceci implique que pour la même situation, l'âge des vagues du modèle VAG est légèrement supérieur à celui de WAM.

Cette étude des lois de croissance a permis de comprendre la sous-estimation de la partie mer du vent dans le modèle WAM comparé au modèle VAG. Cette sous-estimation au moment de la génération se répercute quand les vagues se propagent sous forme de houle, l'énergie des vagues du modèle WAM reste inférieure à celle de VAG.

Les cas de houle sont cependant des situations plus complexes et difficiles à analyser car elles n'ont pas de lien direct avec les mesures locales de vent, mais sont fréquemment le témoin du vent dans leur zone de génération. Ces états de mer dépendent de la situation météorologique à grande échelle. Les sources d'erreurs sur le champ de vent à l'échelle de la Méditerranée occidentale sont plus fréquentes : les dépressions sont plus ou moins bien placées, leur évolution peut être décalée dans le temps et dans l'espace. De ce fait, on constate que les états de houle sont moins bien caractérisés: les longueur d'onde et hauteur significative prévues par les modèles ne correspondent pas toujours à ce qu'on observe. Ainsi , il en découle une grande incertitude sur les paramètres de l'état de mer pour les cas de houle.

Par ailleurs, nous avons rencontré plusieurs situations inhomogènes à l'échelle de quelques dizaines, voir centaines de kilomètres, et/ou instationnaires. Ces situations sont fortement liées à l'orographie particulière autour du golfe du Lion. Or, nous avons vu que ces particularité géographique entraînent des incertitudes plus importantes dans la prévision du vent utilisé pour le forçage des modèles de prévision numérique de l'état de mer. D'où la difficulté rencontrée pour interpréter les différences entre observations et sorties des modèles d'état de mer pour ces situations.

Nous avons choisi dans la suite de l' étude de conserver l' information des mesures *situ* quand celles-ci sont disponibles pour nous renseigner sur l' état de la mer. Lorsqu' il n' y a pas de mesure, l' état de mer des sorties du modèle VAG couplé au vent ALADIN a été utilisé. Bien que ce modèle donne un état de la mer cohérent avec la mesure pour les cas de mer du vent, il s' est avéré que les houles sont moins bien modélisées et l'information du modèle sera pour ces cas remis en doute.

Chapitre 5 - Relation avec l' atmosphère Flux turbulents

I. INTRODUCTION

Les interactions air mer jouent un rôle majeur pour les échanges d' énergie et de masse dans la couche limite atmosphérique: elles sont déterminées à la fois par le forçage de l' atmosphère, mais aussi par celui de l' océan. Aussi dans les modèles de prévision météorologiques et climatiques, il est important de bien paramétrer les processus physiques qui interviennent à l' interface air mer. Ces échanges sont quantifiés en terme de flux de masse (échange de matière), de flux turbulent de quantité de mouvement induit par le frottement de l' air sur la mer, de chaleur latente, de chaleur sensible, et de flux d' énergie radiative. Nous nous intéressons par la suite essentiellement au flux de quantité de mouvement qui traduit l' interaction vagues-vent d' une part parce que le vent entretient et génère les vagues, et d' autre part parce que les vagues sont susceptibles de modifier en retour l' écoulement de la masse d' air à la surface de la mer et par conséquent susceptibles de modifier le flux de quantité de mouvement. Une des questions encore non résolues dans ce domaine est en particulier de savoir si le flux de quantité de mouvement est effectivement affecté par les vagues [Kitaigorodski, 1961, Volkov, 1970; Donelan, 1982; Geernaert *et al*, 1988].

Parmi les nombreuses controverses existantes sur l' influence de l' état de la mer, l' une d' elle est liée à la méthode d' estimation des flux. Les flux de quantité de mouvement et les flux de chaleur sont qualifiés de flux turbulents car ils sont liés aux fluctuations turbulentes de température, d' humidité, et de vitesse du vent au voisinage de la surface de la mer. Les équations décrivant ces fluctuations sont décrites en utilisant la décomposition de Reynolds en quantité moyenne et turbulente. C' est sur ce concept que repose l' estimation des flux par la méthode de corrélation turbulente (ECM). Par ailleurs, la théorie de la turbulence montre que les transferts d' énergie ont lieu des plus grandes échelles vers les plus petites échelles par la théorie des cascades (Kolmogorov). Une approche spectrale dite méthode inertio-dissipative (IDM) utilise cette théorie pour estimer les flux en analysant les composantes hautes fréquences des fluctuations. Comme il est impossible de mesurer systématiquement les flux, des paramétrisations ont été développées afin de les estimer à partir de variables météorologiques moyennes plus facilement accessibles. Il s' agit alors de la méthode aérodynamique de masse, dite "Bulk". Ces paramétrisations sont basées sur la théorie de la similitude de Monin-Obukhov. Cependant une des questions qui reste ouverte est la prise en compte de l' état de la mer dans ces paramétrisations .

Afin de répondre à cette question, j' ai analysé l' influence des états de mer sur le flux de quantité de mouvement. Je présente ici les résultats de cette analyse effectuée sur les données de la campagne FETCH. Les estimations du flux turbulent de quantité de mouvement effectués durant la campagne par les équipes du DGO et du CETP d'une part, et du RSMAS d' autre part sont recueillies en grande partie dans des conditions de mer en développement, ce qui m' a permis d' étudier l' influence de l' état de la mer sur cet échange. Une partie de ce travail est aussi présentée dans l' article de Drennon *et al* [2002] (Annexe 3). Dans cet article, les données de l' expérience FETCH sont complétées par les données d' autres campagnes de mesure ce qui permet d' obtenir une distribution de l' âge des vagues plus étendue. Cette étude générale a confirmé les résultats obtenus sur la seule expérience FETCH.

Dans ce chapitre, je présente en premier la théorie liée à la mesure des flux turbulents et les trois méthodes de calculs de flux turbulents utilisées durant la campagne FETCH. Ma contribution à ce travail a consisté à étudier plus particulièrement l' influence de l' état de la mer sur la relation flux de quantité de mouvement et vent. L' information fournie par la mesure ECM nous permet d' accéder à la direction de la vitesse de frottement du vent. Nous vérifierons si la vitesse de frottement est alignée avec le vent, ou si elle est dirigée préférentiellement dans la direction principale des vagues, et comment les vagues interfèrent sur cette direction.

II. THEORIE DES FLUX TURBULENTS

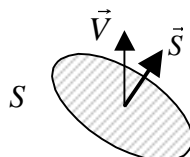
A. Définition des flux turbulents

a) Flux cinématiques

Le flux F_C (illustré par la figure 5-II-1) d' un constituant à travers une surface S est égal à la quantité de ce constituant qui a traversé la surface pendant un temps T donné. Soit \vec{V} la vitesse de déplacement de ce constituant et C sa concentration, alors le flux est:

$$F_C = \int \int_{T S} C \vec{V} \cdot \vec{S} dS dt \quad (5-II-1)$$

Figure 5-II-1: Définition d' un flux d' un constituant qui traverse la surface orientée \vec{S} à la vitesse \vec{V}



Entre deux couches horizontales de l'atmosphère, le flux est donné par le produit de la concentration C par la vitesse verticale W de transport de ce constituant :

$$F_C = W.C \quad (5-II-2)$$

b) Développement en quantité moyenne/ turbulente

Les estimations et mesures reposent sur la méthode introduite par Reynolds qui consiste à décomposer chacune des variables géophysiques du système en une valeur moyenne variant lentement ($\langle w \rangle$ et $\langle c \rangle$), et en une fluctuation instantanée (dite turbulente) autour de cette moyenne (w' et c'). En général, cette décomposition s'applique lorsqu'on calcule la moyenne et les fluctuations autour de la moyenne sur une durée de 10 à 60 minutes, ce qui correspond à une durée supérieure à celle des variations turbulentes.

Ainsi le calcul de flux devient:

$$F_C = \langle WC \rangle = \langle w \rangle \langle c \rangle + \langle w'c' \rangle \quad (5-II-3)$$

Près de la surface en l'absence de composantes synoptiques moyennes, convergentes ou divergentes, la vitesse verticale moyenne est nulle. Le flux se réduit donc au dernier terme.

c) Définitions des flux turbulents dans l'atmosphère

Dans l'atmosphère, on définit trois flux turbulents qui caractérisent les différents échanges d'énergie cinétique, de chaleur sensible et de chaleur latente [Taylor, 2000]:

le flux turbulent vertical de quantité de mouvement (*frottement entre l'air et l'eau*):

$$|\vec{\tau}| = \rho \left[\langle u'w' \rangle^2 + \langle v'w' \rangle^2 \right] = \rho u_*^2 \quad (5-II-4)$$

ρ désigne la masse volumique de l'air atmosphérique,

u' et v' les fluctuations horizontales du vent, et w' les fluctuations verticales,

u_* la vitesse de frottement.

La contribution $\langle v'w' \rangle$ est faible devant $\langle u'w' \rangle$ et est par conséquent souvent négligée.

le flux turbulent vertical de température, ou flux de chaleur sensible:

$$L_H = \rho C_p \langle w'\theta' \rangle \quad (5-II-5)$$

θ désigne la température potentielle

et C_p la capacité spécifique calorifique de l'air à pression constante

le flux turbulent vertical d'humidité spécifique ou flux de chaleur latente:

$$L_E = \rho \cdot L_v \langle w'q' \rangle \quad (5-II-6)$$

q' désigne les fluctuations de l'humidité spécifique

et L_v la chaleur latente de vaporisation de l'eau ($L_v = 2.45 \times 10^6 \text{ J.kg}^{-1}$).

L' unité usuelle des flux turbulents, L_H et L_E est le W.m^{-2} .

B. Equation de conservation de l' énergie cinétique

En l'absence de vent, le gradient vertical de température détermine la stabilité statique de l'atmosphère. En effet si l'on déplace une parcelle d'air de sa position stable de façon adiabatique vers le haut, celle-ci aura tendance à regagner sa position d'origine en oscillant selon la fréquence de Brunt-Vaisala. Sa position d'équilibre est déterminée par l'égalisation entre la poussée d'Archimède qui dépend du poids du volume déplacé et la force de gravité. Le mouvement de cette particule d'air est alors uniquement régi par ces forces dites de flottabilité.

En présence d'un écoulement d'air, l'équilibre de cette particule est perturbé et il faut prendre en compte des effets inertiels qui entrent en compétition avec la flottabilité. Les mouvements de la particule d'air sont alors décrits par les équations de Navier-Stokes dans un référentiel Eulérien en rotation. Ces équations conduisent à l'équation bilan (ou de conservation) de l'énergie cinétique turbulente.

L'équation (5-II-7) de conservation de l'énergie cinétique turbulente pour les cas stationnaires et de couche limite surfacique homogène horizontalement, se décompose en un terme de production mécanique P dues aux contraintes de cisaillement, un terme de flottabilité B lié aux gradients de température, la divergence verticale du transport turbulent D_t , la divergence verticale de pression D_p , et le taux de dissipation visqueuse ε qui traduit la cascade énergétique correspondant à la dissipation visqueuse [Taylor, 2000]:

$$P + B - D_t + D_p = \varepsilon \quad (5-II-7)$$

$$\text{ou} \quad u_*^2 \frac{\partial \langle u' \rangle}{\partial z} + g \frac{\langle w' \theta'_v \rangle}{\theta_v} - \frac{\partial \langle w' e' \rangle}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle w' p' \rangle}{\partial z} = \varepsilon \quad (5-II-8)$$

On ne peut pas résoudre mathématiquement cette équation, du fait des non-linéarités des équations. Pour réaliser la fermeture du système, on utilise donc des relations supplémentaires, telles que celles de la théorie de la similitude de Monin-Obukhov. Cette

théorie est basée sur l' adimensionnement des paramètres et permet de déterminer le bilan à partir de paramètres de stabilité adimensionnels.

C. Théorie de la similitude de Monin-Obukhov

Le principe de la similitude est de créer à partir des variables caractéristiques du phénomène physique des paramètres adimensionnels qui permettent d' analyser les dépendances entre ces termes sans dimension. En 1954, Monin et Obukhov définissent la théorie de la similitude appliquée à la couche limite surfacique [Shaw, 1990]. Cette couche limite surfacique est la partie basse de la couche limite atmosphérique.

a) Couche limite de surface à flux constants

Dans cette couche, on peut considérer que les flux sont constants. En fait ils varient de moins de 10% en amplitude en fonction de l' altitude. Dans le cas de couche à flux constants, tous les flux peuvent être caractérisés en se plaçant à une altitude de référence située dans cette couche.

En normalisant l' équation de conservation de l' énergie cinétique(5-II-8) par le paramètre d' échelle de Monin-Obukhov $\kappa Z/u_*^3$, où $\kappa \approx 0.4$ désigne la constante von Kármán et Z l' altitude, on obtient:

$$\Phi_m(Z/L) - Z/L - \Phi_t + \Phi_p = \frac{\varepsilon \cdot \kappa \cdot Z}{u_*^3} = \Phi_\varepsilon \quad (5-II-9)$$

où chaque profil adimensionnel (Φ_m , Φ_t , Φ_p et Φ_ε) est une fonction universelle dépendante de l' altitude et de la stabilité à travers le paramètre $\xi = Z/L$, avec L la longueur de Monin-Obukhov [Stull, 1988].

b) Longueur de Monin-Obukhov

Cette longueur est l' altitude pour laquelle le terme de production par cisaillement et le terme de production (ou perte) par flottabilité s' équilibrent. Elle caractérise la stabilité de la couche limite surfacique et est définie par :

$$L = \frac{-u_*^3 \theta_v}{g \cdot \kappa \langle \theta'_v w' \rangle_0} \quad (5-II-10)$$

La stratification de la couche de surface est stable lorsque le flux de chaleur est descendant. Pour ζ positif la couche est stable, pour ζ négatif la couche est instable, et pour ζ voisin de 0 la stratification est neutre.

Dans le cas de stratification instable, on définit une sous-couche de la couche de surface, dite couche de convection libre. Dans cette couche, les forces de cisaillement sont négligeables devant les forces de flottabilité. La convection n' est due qu' au chauffage par la surface.

Lorsque la vitesse de frottement est comparable à l' échelle des vitesses convective ($u_* \approx w_*$), on dit que la stratification est quasiment neutre

c) Relations flux profils

Les fonctions profils de l' énergie cinétique, de la chaleur sensible et de la chaleur latente (Φ_m, Φ_t, Φ_q) sont définies comme suit:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_m = \frac{\kappa Z}{u_*} \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial Z} \\ \Phi_t = \frac{\kappa Z}{t_*} \frac{\partial \langle t \rangle}{\partial Z} \\ \Phi_q = \frac{\kappa Z}{q_*} \frac{\partial \langle q \rangle}{\partial Z} \end{array} \right. \quad (5-II-11)$$

Les variables relatives au flux sont:

$$\left\{ \begin{array}{l} u_*^2 = \langle u'w' \rangle = \frac{\tau}{\rho} \\ u_* t_* = \langle t'w' \rangle = \frac{L_H}{\rho C_p} \\ u_* q_* = \langle q'w' \rangle = \frac{L_E}{\rho L_v} \end{array} \right. \quad (5-II-12)$$

d) Fonction de stabilité

Pour la quantité de mouvement

Les fonctions de stabilité ont été déterminées par expérimentation. Parmi les propositions de nombreux auteurs, nous présentons la fonction de stabilité pour la quantité de mouvement Φ_m définie par Large et Pond [1982].

$$\begin{array}{l} \Phi_m = (1 - \alpha \cdot \zeta)^{-\beta} \quad \text{pour } \zeta < 0; \quad \alpha = 16, \quad \beta = 1/4 \\ \Phi_m = 1 + \gamma \cdot \zeta \quad \text{pour } \zeta > 0; \quad \gamma = 7 \end{array} \quad (5-II-13)$$

En convection libre

Dans le cas de vent faible, on se retrouve en convection libre, et la théorie de la similitude de Monin-Obukhov n' est plus applicable telle quelle. L' énergie cinétique turbulente perdue par convection n' est pas compensée par l' apport d' énergie due aux forces de cisaillement, il faut alors tenir compte d' un terme lié aux rafales de vent qui représente le transfert d' énergie de la composante verticale du vent à la composante horizontale. Dans l' approche utilisée pour le calcul des flux par IDM, le terme lié à la convection libre est pris en compte directement dans la fonction de stabilité [Dupuis *et al* 1997]:

$$\begin{aligned} \Phi_m &= (1-d).(1-\alpha\zeta)^{-\beta} + d.(1-\alpha\zeta)^{-\delta} \quad \text{pour } \zeta \leq 0 \\ \alpha &= 16, \quad \beta = 1/4, \quad \delta = 1/3 \end{aligned} \quad (5-II-14)$$

$$\text{où } d \text{ est défini par : } 1-d = \frac{1}{1+\zeta}$$

et tend vers 1 en cas d'instabilité et vers 0 pour les cas neutres.

Cette fonction est celle qui a été utilisée dans le calcul des flux par méthode IDM à bord du navire océanographique Atalante durant la campagne FETCH.

Fonction de non-équilibre

En principe, les termes liés à la divergence verticale, le transport Φ_t et la pression Φ_p , devraient s' équilibrer [Large, 1979]. Cependant de nombreuses études prouvent que cet équilibre n' est pas atteint, et Dupuis [1997] fait intervenir un terme de non-équilibre (imbalance) Φ_{imb} égal à la différence des termes utilisés précédemment. Une analyse adimensionnelle montre que ce terme devrait être une fonction de $\zeta = Z/L$. Sans ce terme de non-équilibre les flux de quantité ne sont pas indépendants de la stabilité.

e) Profil logarithmique du vent

En intégrant la relation flux-profil (5-II-11), et en considérant les flux constants en fonction de l' altitude, on obtient le profil logarithmique du vent :

$$u_z = u_0 + u_* \frac{1}{\kappa} \left(\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_m \right) \quad (5-II-15)$$

u_z est le vent moyen à l' altitude z , u_0 est le courant de surface supposé faible et négligeable devant la vitesse du vent, u_* la vitesse de frottement, z_0 définit la longueur de rugosité aérodynamique, elle correspond à l' altitude pour laquelle le vent est nul, et ψ_m est la primitive de la fonction de stabilité Φ_m .

f) Obtention du flux de quantité de mouvement

Grâce à l' introduction des fonctions profils (5-II-11), la fermeture du système d' équation contrôlant l' énergie est réalisée. En supposant connus les termes de gauche de l' équation adimensionnelle de conservation de l' énergie cinétique turbulente (5-II-9), on peut alors déterminer la vitesse de frottement:

$$u_* = \left[\frac{f \cdot S_u(f)}{\alpha_K} \right]^{1/2} \left[\frac{2\pi}{U_{rel}} \left(\frac{\kappa \cdot Z}{\Phi_m - \zeta - \Phi_t + \Phi_p} \right) \cdot f \right]^{1/3} \quad (5-II-16)$$

à partir du spectre d' énergie cinétique turbulente de la composante longitudinale du vent $S_u(f)$.

D. Formules et Paramètres bulk

a) Méthode aérodynamique de masse, dite "Bulk"

La méthode aérodynamique de masse consiste à calculer les flux de quantité de mouvement, de chaleur sensible, ou latente, à partir de variables météorologiques classiques qui dominent le comportement de ces flux, vitesse du vent, température de l' air, de l' eau, humidité spécifique, par une simple paramétrisation de la forme: $F \propto v_z C_z \Delta s_z$, où F est le flux, C_z le coefficient d' échange, v_z le vent mesuré à l' altitude z , et Δs_z la différence de valeurs de la variable s à considérer pour ce flux entre la surface et l' altitude z . A partir d' une première estimation des flux, des relations empiriques entre les flux mesurés et les paramètres moyens ont été établies [Large & Pond, 1981; Smith 1980,1988]. Les formules utilisées sont issues des relations flux profils déterminées par la théorie de la similitude de Monin-Obukhov.

b) Paramètres bulk

A partir des équations flux profils, on définit la formule Bulk reliant le flux de quantité de mouvement au vent comme étant:

$$\left| \frac{\bar{\tau}}{\rho} \right| = u_*^2 = C_D (u_z - u_0)^2 \quad (5-II-17)$$

En utilisant l' équation (5-II-15), on trouve que le coefficient de traînée C_D est une fonction de la stabilité, de l'altitude z et de la longueur de rugosité z_0 :

$$C_D = \kappa^2 \left(\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \Psi_m \right)^{-2} \quad (5-II-18)$$

Le coefficient de traînée est en général représenté par sa valeur neutre à 10m C_{D10n} définie ainsi pour se référer à des conditions similaires pour toutes les mesures de flux effectuées en les ramenant en condition de stabilité neutre et à une altitude standard de 10 mètres:

$$C_{D10n} = \kappa^2 \ln\left(\frac{10}{z_{0n}}\right)^{-2} \quad (5-II-19)$$

c) Le coefficient de traînée: estimation de la littérature

L'un des objectifs de l'expérience FETCH et de cette thèse était de valider les paramétrisations existantes ou bien d'en proposer des nouvelles. Ces paramétrisations sont importantes car elles sont intégrées dans la méthode Bulk et permettent d'estimer les flux à partir de variables météorologiques moyennes facilement accessibles. Ces relations sont aussi bien utilisées dans les modèles météorologiques de prévision numériques, que pour estimer les flux à partir de variables mesurées in situ ou par télédétection. Au vu des nombreuses controverses scientifiques existantes, il est donc capital d'établir au mieux ces paramétrisations et de déterminer si l'état de la mer joue un rôle sur ces coefficients d'échanges

La paramétrisation la plus courante de C_{D10n} est une fonction linéaire du vent à 10 m [Large & Pond, 1981,1982; Smith 1980, 1988] pour des vents moyens à forts, et une constante à vent faible (inférieur à 5 m.s⁻¹). Mais il existe encore des incertitudes, les différentes paramétrisations proposées ne s'accordent pas car la dispersion sur les différents jeux de données est importante. Les raisons de cette dispersion ne sont pas claires: est-elle due à des erreurs instrumentales ou de méthodologie? ou bien existe-t-il une autre dépendance que celle du vent, comme l'influence de l'état de la mer?

En effet, les données de la campagne ASGAMAGE récoltées sur une plate-forme située en mer du Nord à 9km de la côte révèlent des valeurs de coefficient de traînée supérieures à celles données par la relation de Smith [1980] pour le même vent. Oost *et al* [2001] considèrent que cette différence est due à une différence dans le développement des vagues, leurs mesures étant à fetch court, et non pas comme Smith en plein océan. Les travaux de Donelan [1982,1993] démontrent que la longueur de rugosité est reliée à l'âge des vagues paramètre qui caractérise leur développement. Cependant cette relation est remise en question par les travaux de Taylor & Yeland [2001] qui basent leur relation de dépendance sur la pente des vagues associant la dépendance du coefficient de traînée davantage à la géométrie des vagues.

III. MESURES DES FLUX TURBULENTS

A. Méthode de corrélation de la turbulence (ECM)

a) La méthode

La méthode de corrélation turbulente (Eddy Correlation Method - ECM) est la mesure la plus directe des flux car elle ne fait intervenir aucune relation empirique et est basée sur la décomposition de Reynolds du flux en une quantité moyenne et une quantité turbulente [équation (5-II-3)] .

L' estimation des flux est effectuée à partir des covariances des séries temporelles des quantités turbulentes mesurées. La mesure de ces fluctuations doit être rapide (10-20 Hz) et ces fluctuations doivent être dissociées (corrigées après acquisition) des fluctuations de vitesse dues aux mouvements de la plate forme de mesure [Anctil *et al*, 1994]. En mer, elle est de ce fait plus difficile à mettre en œuvre.

Par ECM, les corrélations des fluctuations du vent dans deux directions orthogonales sont mesurées (longitudinale et perpendiculaire au vent), et permettent en principe de déduire l' intensité et la direction de la composante horizontale du tenseur de frottement $\bar{\tau}$ par rapport au vent moyen.

b) Les mesures

Cette méthode a été utilisée durant l' expérience sur les deux plates formes de mesures des flux: la bouée ASIS [Drennan *et al*, 2002] et le navire de recherche l' ATALANTE [Pedrono *et al*, 2002].

Sur la bouée ASIS, les composantes du vent ont été échantillonnées à une fréquence de 12 Hz par un anémomètre sonique à trois axes (modèles 1012R2A de Gill) monté à 7 m au-dessus du niveau de la mer, et les mouvements de la plate-forme par 3 accéléromètres et 3 gyroscopes. Le flux de quantité de mouvement est calculé sur une séquence de 30 minutes.

Sur le navire ATALANTE, les quantités turbulentes de vent et d'humidité sont mesurées respectivement par un anémomètre sonique, et un réfractomètre. Les mouvements de la plate-forme de mesure sont enregistrés par une centrale à inertie. Ces acquisitions sont effectuées à une fréquence de 50 Hz. Afin de minimiser les erreurs de mesure, nous avons limité les données à celles qui correspondent à une direction relative du vent et du cap du bateau inférieure à 40 degrés.

B. Méthode inertio-dissipative

a) La méthode

La méthode inertio-dissipative (IDM) est très répandue pour la mesure locale des flux turbulents, notamment sur les navires de recherche. Même si elle est moins directe qu' ECM, cette méthode présente d' autres avantages. Seule la partie haute fréquence (zone inertielle) du spectre de fluctuations est utilisée pour estimer les flux. Or cette zone n' est pas affectée par les mouvements des capteurs. Il n' est donc pas nécessaire de connaître ces mouvements avec exactitude.

Cette méthode est basée sur les caractéristiques spectrales des paramètres. Lorsqu' on examine le spectre de Fourier d' une quantité turbulente dans le domaine inertielle la théorie des cascades de Kolmogorov prévoit que la densité spectrale décroît avec une pente connue (-5/3). Le transfert d' énergie d' une échelle (taille d' un tourbillon, ou longueur d' onde de la turbulence) à une autre ne dépend pas de l' échelle à laquelle on se place, mais est le même quelle que soit l' échelle. De plus cette théorie prévoit que le taux de dissipation visqueuse de l' énergie cinétique turbulente ϵ (énergie dissipée par unité de temps et de masse) est relié au spectre d' énergie cinétique turbulent $S_u(n)$ de la composante longitudinale du vent u selon l' équation

$$S_u(n) = \alpha_K \epsilon_u^{2/3} n^{-5/3} \quad (5-III-1)$$

où $\alpha_K \approx 0.52$ est la constante unidimensionnelle de Kolmogorov [Högström, 1996].

Cette relation est valide lorsque la turbulence est homogène et isotrope localement. En utilisant l' hypothèse de Taylor, qui relie le nombre d' onde à la fréquence, l' équation (5-III-1) devient:

$$S_u(f) = \alpha_K \epsilon_u^{2/3} f^{-5/3} (U_{rel} / 2\pi)^{2/3} \quad (5-III-2)$$

où U_{rel} est la vitesse relative moyenne du vent mesurée par l' instrument, f est la fréquence de mesure. Ainsi le taux de dissipation peut être calculé comme la valeur moyenne du spectre d' énergie multiplié par la fréquence élevée à la puissance 5/3 dans un intervalle de fréquences approprié.

En utilisant les équations (5-II-16) et (5-III-2), on relie la vitesse de frottement u_* au taux de dissipation ϵ_u par la formule:

$$u_* = \left[\kappa z \epsilon_u \left[\Phi_m(\zeta) - \zeta \right]^{-1} \right]^{-\frac{1}{3}} \quad (5-III-3)$$

b) Initialisation de la méthode

Le calcul de la vitesse de frottement par la méthode inertio-dissipative (5-III-3) est conditionné par la connaissance de la stabilité de la couche de surface (ζ). Il est donc nécessaire a priori de déterminer la longueur de Monin-Obukhov (L). Or elle ne peut pas être calculée directement car elle dépend de u_* et du flux de chaleur (5-II-10), ce qui constitue le principal défaut de cette méthode. On utilise donc une procédure itérative où la longueur de Monin-Obukhov est initialisée par la méthode aérodynamique de masse (Bulk).

La méthode inertio-dissipative n'est pas autonome (initialisation par la méthode Bulk), et moins directe que la méthode de corrélation des turbulences car on émet différentes hypothèses sur le bilan d'énergie cinétique (5-II-8). C'est cependant la plus répandue pour la mesure de flux sur les plates-formes mobiles, et plus spécialement sur les navires de recherche car les paramètres de turbulence sont échantillonnés à des fréquences supérieures (quelques Hz) à celles qui sont affectées par les mouvements du navire.

c) Les mesures

Pour la campagne FETCH, des estimations de flux ont été réalisées à partir de données du navire de recherche l'ATALANTE par la méthode IDM. Les capteurs météorologiques (thermomètres, hydromètres, anémomètre, pluviomètre) étaient situés à une hauteur de 17 m au dessus du niveau de la mer.

Le calcul des flux turbulents par méthode de dissipation a été réalisé après la campagne. Les taux de dissipation ont été calculés toutes les 30 minutes à partir d'un minimum de 20 minutes de spectres valides de 512 points chacun. Les flux de quantité de mouvement, tout comme les flux de chaleur latente et de flottabilité, ont été calculés lorsque la qualité des pentes des spectres dans le domaine inertiel le permet. Cependant, la validité des mesures météorologiques n'est pas garantie lorsque le navire n'est pas face au vent.

Bien que les erreurs dues à la distorsion d'écoulement soient supposées être assez faibles, au moins aux échelles de la zone inertielle (ce qui n'est pas le cas pour ECM aux échelles plus grandes), et n'influencent pas les densités spectrales des paramètres turbulents, cette distorsion affecte le vent moyen à l'altitude de la plate forme. La distorsion de l'écoulement sur le navire Atalante a été modélisée [Nacass *et al*, 2002] et une correction de cette distorsion a été appliquée [Dupuis *et al*, 2002]. Afin de minimiser les erreurs de mesure, nous avons limité les données à celles qui correspondent à une direction du vent et du cap du bateau inférieure à 40 degrés, et lorsque le bateau navigue à moins de 5 nœuds.

IV. ANALYSE

A. Présentation des mesures

Sur la bouée ASIS, l'estimation des flux utilisée est celle qui a été effectuée par W. Drennan du RSMAS par la méthode de corrélation turbulente (ECM). La méthode inertio-dissipative (IDM) a été également appliquée par W. Drennan et H. Dupuis du DGO sur les données ASIS quand les données le permettaient. Les résultats obtenus avec chacune des deux méthodes étaient proches à vent forts [Dupuis *et al.*, 1999]. Cependant pour les vents faibles à modérés, les flux de quantité de mouvements calculés par la méthode inertio-dissipative à partir des taux de dissipation paraissent surestimés. Seules les données de la méthode de corrélation turbulente sont examinées par la suite.

Sur le navire Atalante, de même que sur la bouée ASIS, les deux méthodes ont été appliquées. Ces deux jeux de données ont été utilisés dans le cadre de l'étude des flux.

Dans la suite, je présente tout d'abord une analyse des résultats de flux de quantité de mouvement (ou vitesse de frottement) en me focalisant sur la variabilité du coefficient de traînée en fonction de l'âge ou de la pente des vagues. Cependant les controverses étant liées aux méthodes d'estimations, nous examinerons les différents jeux de données en regardant plus précisément les différences entre les deux plates-formes.

a) Flux de quantité de mouvement

Les flux de quantité de mouvement de l'Atalante par IDM et de la bouée ASIS par ECM ont été comparés lorsque le navire était à moins de 20 km de la bouée. Cette comparaison a permis de valider la correction appliquée sur la distorsion de l'écoulement au niveau du mât instrumenté. Après correction de la distorsion, le vent équivalent neutre à 10 m (U_{10N}) est concordant entre les deux plates-formes, mais le stress mesuré par ASIS est sensiblement supérieur à celui de l'Atalante par IDM [Dupuis *et al.*, 2002].

J'ai moyenné les flux de quantité de mouvement issus des trois jeux de données (ASIS par ECM, Atalante par IDM, et Atalante par ECM) par tranche de valeur de U_{10N} . Lorsqu'on trace l'évolution de la vitesse de frottement en fonction du vent neutre à 10m (Figure 5-IV-1), les valeurs de la vitesse de frottement de la bouée ASIS et du bateau par IDM sont cohérentes. Mais la vitesse de frottement de l'Atalante par ECM est systématiquement surestimée.

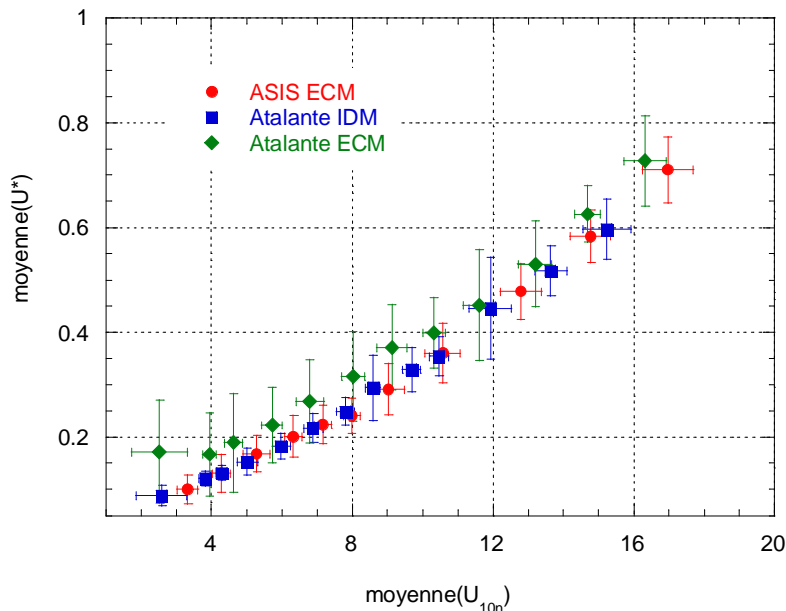
On peut constater également que les écarts-types réalisés pour une même classe de vent sont plus importants sur les données issues d'ECM sur l'Atalante que sur les autres données. En

effet pour un vent moyen de 10m.s^{-1} , l' écartype est de 6.64 % sur la vitesse de frottement Atalante ECM, alors qu' il est égal à 5.71% sur ASIS par ECM, et seulement de 4.24% sur Atalante IDM. L' indice de dispersion (rapport de l' écartype sur la moyenne) sont pour la même tranche de vent de:

- 16.7% sur Atalante par ECM
- 15.9% sur ASIS par ECM
- 12.9% sur Atalante par IDM

La dispersion des données de flux de quantité de mouvement est importante sur les trois jeux de données.

Figure 5-IV-1: Mesures moyennes de la vitesse de frottement en fonction du vent moyen réalisées sur les différentes plates-formes: ASIS (rond rouge) et Atalante, suivant les deux méthodes IDM (carré bleu) et ECM (losange vert). Les barres horizontales et verticales indiquent les écarts-types des quantités moyennées.



b) Erreur d' échantillonnage

Aussi bien dans ECM que IDM, le flux de quantité de mouvement est calculé à partir des fluctuations du vent mesuré. Or, on ne peut pas exclure que les mesures sont entachées d' erreur d' échantillonnage [Bonekamp, 2001]. Pour la méthode de corrélation turbulente, Sreenivasan *et al.* [1978] évaluent l' erreur relative au flux de quantité de mouvement turbulent en considérant que les erreurs de mesure de la vitesse de frottement sont distribuées suivant une loi normale. Alors statistiquement, l' erreur d' échantillonnage pour la méthode ECM est

dépendante de la hauteur de mesure z_{obs} , du vent mesuré u , ainsi que de la durée de l'observation Ω :

$$\varepsilon_{u^*} = \frac{\sigma_{u^*}}{u^*} = \sqrt{\frac{7.5 z_{obs}}{u \Omega}} \quad (5-IV-1)$$

Sur la bouée ASIS, la durée de l'observation est de 28.5 minutes, et la hauteur de mesure est de 7m, pour un vent moyen de 10 m.s^{-1} , on estime l'indice de dispersion due à l'échantillonnage à:

$$\varepsilon_{u^* ASIS} = \frac{\sigma_{u^*}}{u^*} = 0.054 \quad (5-IV-2)$$

Sur le navire Atalante, la durée de l'observation est d'une heure, et la hauteur de mesure est de 17m. Si on accepte l'hypothèse d'un profil logarithmique du vent, alors pour les mêmes conditions la valeur du vent mesuré par ASIS différera de celle mesurée sur Atalante. Ainsi, en condition de stabilité neutre et pour une valeur de coefficient de traînée estimée à $1.2 \cdot 10^{-3}$, alors un vent de 10 m.s^{-1} mesuré à 7m d'altitude devrait correspondre suivant le profil logarithmique défini en (5-II-15) à un vent mesuré à l'altitude de 17m égal à 10.8 m.s^{-1} . L'indice de dispersion due à l'échantillonnage pour l'Atalante placé dans les mêmes conditions de vent que sur ASIS est estimé à:

$$\varepsilon_{u^* Atalante} = \frac{\sigma_{u^*}}{u^*} = 0.081 \quad (5-IV-3)$$

Donc pour le même vent observé, l'incertitude sur le flux de quantité de mouvement sera plus importante sur le navire Atalante que sur la bouée ASIS à cause de la différence de hauteur des mesures, ce qui est cohérent avec les indices de dispersion des données ECM sur les deux plates-formes et ceci peut expliquer en partie les écarts-types plus importants des données Atalante par ECM.

En effet, de part les erreurs d'échantillonnage, on s'attend à une incertitude plus importante sur les données ECM de l'Atalante que sur celles de la bouée ASIS.

D'autre part, en plus des erreurs d'échantillonnage viennent s'ajouter des erreurs dues au produit de corrélation qui interviennent dans la méthode de corrélation turbulente, alors que la méthode inertio-dissipative n'utilise pas de produits croisés de données. Ainsi, il n'est pas étonnant d'observer une dispersion plus importante sur les données ECM que sur les données IDM.

c) Dispersion des données par rapport aux flux Bulk

Pour étudier la dispersion et les erreurs par rapport à la moyenne, j' ai choisi d'utiliser comme référence les données de flux à l' estimation Bulk. Le flux de quantité de mouvement u_{*Bulk} est calculé à partir des variables météorologiques moyennes et la relation du coefficient de traînée en fonction du vent donnée par Smith [1980]. On peut alors calculer pour chaque jeu de données (ASIS, Atalante IDM et ECM), une dispersion relative au flux de quantité de mouvement de la même forme que précédemment:

$$\varepsilon_{u_*} = \frac{\sigma_{u_*}}{\bar{u}_*} = \frac{\sqrt{\langle (u_{*M} - \bar{u}_*)^2 \rangle}}{\bar{u}_*} = \sqrt{\left\langle \frac{(u_{*M} - u_{*Bulk})^2}{u_{*Bulk}^2} \right\rangle} \quad (5-IV-4)$$

J' ai calculé sur les données de la campagne FETCH, les différences relatives pour un vent moyen de 10 m.s^{-1} sont de:

- 9.9 % sur ASIS avec ECM
(avec $\langle u_* \rangle_{\text{ASIS-ECM}} = 0.359$ et $\langle u_* \rangle_{\text{ASIS-BULK}} = 0.378$)
- 9.8 % sur l' Atalante avec IDM
(avec $\langle u_* \rangle_{\text{ATAL-IDM}} = 0.326$ et $\langle u_* \rangle_{\text{ATAL-BULK}} = 0.336$)
- 13.7 % sur l' Atalante avec ECM
(avec $\langle u_* \rangle_{\text{ATAL-ECM}} = 0.399$ et $\langle u_* \rangle_{\text{ATAL-BULK}} = 0.368$)

Les flux de quantité de mouvement calculés sur la bouée ASIS par ECM, et ceux calculés sur l' Atalante par IDM ont tous les deux une dispersion de l' ordre de 10%. En outre leurs moyennes sont proches de la moyenne de l' estimation Bulk. Par contre les flux de quantité de mouvement de l' Atalante estimés par ECM sont beaucoup plus dispersés (presque 15%) et ne s' ordonnent pas autour des valeurs des flux Bulk.

On observe une dispersion des flux de quantité de mouvement mesurés avec ECM et IDM par rapport aux flux calculés par Bulk de 10 à 15%, alors que la dispersion due aux erreurs d' échantillonnage a été estimée entre 5 à 8%.. Cette dispersion n' est peut-être pas seulement due à des erreurs d' échantillonnage, nous recherchons par la suite une dépendance du flux de quantité de mouvement en fonction d' un paramètre caractérisant l' état de la mer.

d) Contribution des vagues

La dispersion des données est moins importante lorsqu' on examine les flux Atalante estimés par IDM, que ceux d' ECM. De plus, pour la même plateforme les deux méthodes ne donnent pas les mêmes résultats, les valeurs ECM étant plus importantes sur l' Atalante.

La dispersion des données de flux de quantité de mouvement par rapport aux estimations Bulk laisse penser que les paramétrisations utilisées ne sont pas suffisantes pour décrire tous les processus physiques qui interviennent dans les transferts d'énergie à l'interface. La dépendance de ces paramétrisations en fonction de l'état de la mer est donc envisageable. Auparavant, il est nécessaire d'examiner si la restitution de τ_w par IDM n'est pas elle-même sensible à l'état de la mer. En effet, d'après les travaux de Janssen [1999], le bilan d'énergie cinétique turbulente peut être affecté par les vagues de la mer du vent. En effet, la présence de vagues en développement, et en particulier de longues vagues, modifie le terme lié aux différences de pression.

D'après Janssen [1999], en considérant que les vagues de la mer du vent sont dirigés dans le sens du vent, le flux de quantité de mouvement doit être calculé comme suit:

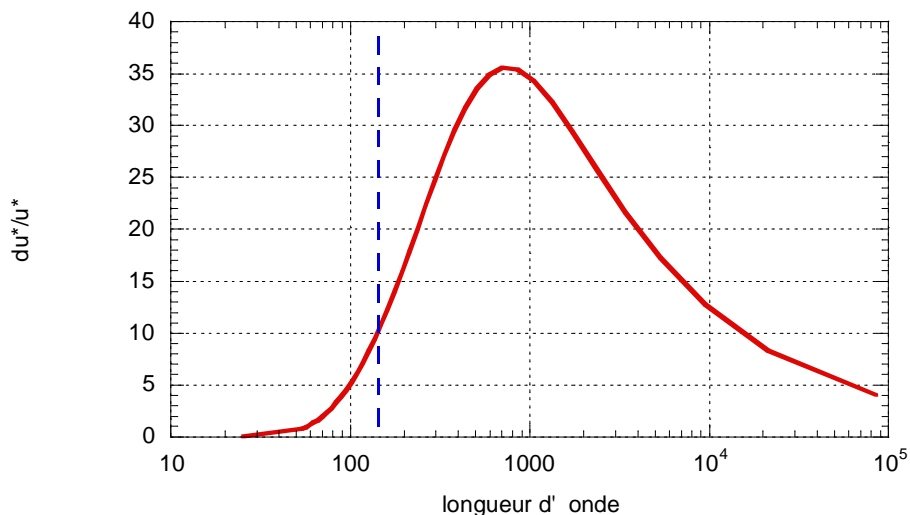
$$\tau = \left\{ \frac{\kappa \cdot z \cdot \varepsilon}{1 + I_w^*} \right\}^{2/3} \quad (5-IV-5)$$

$$\text{avec } I_w^* = -2.66 \frac{y \cdot e^{-y^2}}{y + \sqrt{y^2 + 4/\pi}} \text{ et } y = \sqrt{4\pi \cdot z/\lambda}$$

où z est l'altitude de la plate-forme,

et λ la longueur d'onde minimum des vagues de mer du vent.

Figure 5-IV-2: Variation relative de la tension superficielle mesurée par IDM en fonction de la longueur d'onde des vagues dominantes [Janssen, 1999] pour une altitude de mesure de 17m



Janssen [1999] note que la vitesse de frottement mesurée par IDM peut-être largement sous-estimée (jusqu'à 35%). En traçant (Figure 5-IV-2) l'erreur relative par rapport à la vitesse de frottement selon l'équation (5-IV-5), c'est à dire en fonction de la longueur d'onde des vagues

principales et pour une hauteur de mesure de 17m on constate que les vagues de 100m peuvent induire une sous-estimation de 5%, qu'à partir d'une longueur d'onde de 150m la sous-estimation est supérieure à 10%, et qu'elle est maximum (35%) pour des longueurs d'onde de l'ordre de 700m. Ainsi seules les vagues supérieures à 100m contribuent à une sous-estimation significative de la vitesse de frottement. Durant la campagne FETCH, les prévisions fine échelle du modèle VAG montrent que l'Atalante n'a pas croisé de vagues de longueurs d'onde supérieures à 120m. L'erreur méthodologique due à l'absence d'un terme lié aux vagues dans la méthode IDM ne peut donc introduire une sous-estimation des flux de quantité de mouvement supérieure à 10% sur les données de l'Atalante. De plus aucune sous-estimation n'a été constatée lorsqu'on compare le flux de quantité de mouvement IDM de l'Atalante au flux ECM de la bouée ASIS.

B. Paramétrisation en fonction du vent

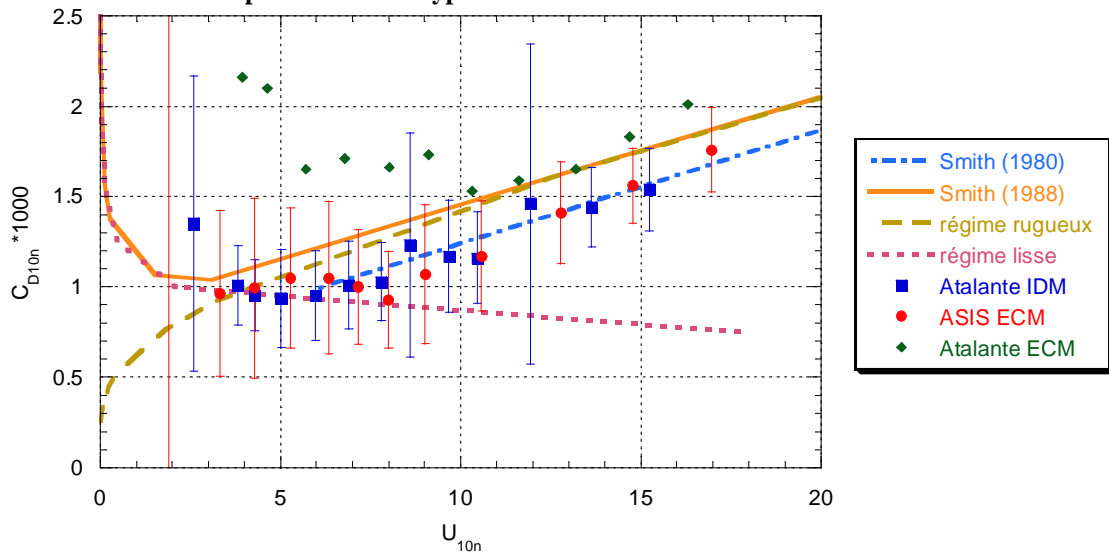
a) Coefficient de traînée

De nombreuses paramétrisations du coefficient de traînée ont déjà été proposées. J'ai tracé en Figure 5-IV-3 l'évolution du coefficient de traînée en fonction du vent neutre à 10m pour les valeurs déterminées par IDM et ECM sur l'ATALANTE et par ECM sur ASIS durant la campagne FETCH. Il apparaît que le C_{D10m} décroît pour les vents faibles (inférieur à 6 m.s^{-1}) en fonction de U_{10m} . Pour les vents supérieurs à 6 m.s^{-1} , le coefficient C_{D10m} augmente linéairement en fonction du vent selon la loi: $C_{D10m} = a \cdot U_{10m} + b$, avec $a=0.063$ et $b=0.56$ [Dupuis *et al*, 2002].

Sur la Figure 5-IV-3, les différentes paramétrisations proposés par Smith [1980, 1988] sont également tracées. D'autres auteurs pour différents auteurs à partir de jeux de données acquis sur bateaux ou plates-formes, et il existe une dispersion significative entre les C_D pour ces différentes paramétrisations [Taylor *et al*, 2000]. Les valeurs de C_{D10m} issus de la bouée ASIS par ECM sont peu différentes à celles de l'Atalante par IDM pour des vents supérieurs à 4 m.s^{-1} , ce qui montre qu'il n'y a pas de différence liée aux méthodes d'estimations des flux ou aux plates-formes. Les C_{D10m} résultant de la méthode ECM sur l'Atalante sont plus élevés et plus dispersés que ceux de la méthode IDM. L'évolution C_{D10m} Atalante par ECM en fonction du vent neutre se découpe, de même que pour IDM, en deux parties: une première zone de décroissance et une seconde zone de croissance linéaire. Mais la limite qui sépare ces deux

zones est à 10 m.s^{-1} au lieu de 6 m.s^{-1} sur les données IDM. Ces différences entre les deux méthodes appliquées sur la même plate-forme de mesure remettent en cause la méthode ECM sur le bateau, car les sources d'erreurs de mesure (corrections géométriques, produit de corrélation, prise en compte de la distorsion de l'écoulement) sont plus nombreuses.

Figure 5-IV-3: C_{D10n} fonction du vent neutre d'après les données de l'Atalante par IDM (carré bleu), ASIS par ECM (rond rouge), Atalante par ECM (losange vert) et Smith [1980] (ligne pointillée alternée), ainsi que Smith [1988] avec les différents régimes: lisse (ligne petit pointillé), transitoire (ligne pleine) et rugueux (ligne pointillé long). Les données sont des moyennes réalisées sur 50 points par tranche de vent. La barre d'erreur correspond à l'écart type.



b) Caractérisation de l'écoulement

La première paramétrisation proposée par Large & Pond était une fonction constante ($10^3 \cdot C_{D10n} = 1.12 \pm 0.2$) pour des vents compris entre 3 et 10 m.s^{-1} , et linéaire ($10^3 \cdot C_{D10n} = 0.49 + 0.065 \cdot U_{10n}$) pour des vents compris entre 10 et 25 m.s^{-1} . De même, on voit que les C_{D10n} déterminés par IDM sur l'Atalante s'organisent en deux parties en fonction du vent neutre à 10 m: une zone de décroissance, puis une zone de croissance linéaire en fonction du vent dès qu'il est supérieur à 6 m.s^{-1} .

Smith [1988] caractérise aussi le C_{D10n} en distinguant deux zones. Ces deux zones caractérisent chacune le comportement de l'écoulement: visqueux ou rugueux.

Les échanges de quantité de mouvement à l'interface air mer sont caractérisés soit par le coefficient de traînée C_{D10n} , ou bien d'après l'équation 14-18 par la longueur de rugosité aérodynamique z_0 . Smith [1988] décompose la longueur de rugosité z_0 en deux parties: une première partie z_c liée à la génération des petites vagues qui est proportionnelle à la tension

superficielle [Charnock, 1955], et une seconde partie z_s , dite lisse qui ne dépend que de la viscosité de l'air ($\nu = 1.44 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ à 10°C) et de la vitesse de frottement:

$$z_0 = z_c + z_s \quad (5\text{-IV-6})$$

$$z_c = \alpha_{Ch} \cdot \frac{u_*^2}{g} \quad (5\text{-IV-7})$$

$$z_s = 0.11 \nu / u_* \quad (5\text{-IV-8})$$

Le paramètre de Charnock α_{Ch} a été longtemps considéré comme une constante, mais les valeurs données par les différents auteurs varient entre 0.010 et 0.035 [Garrat, 1992]. La valeur extrême à vents forts ($\sim 20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) choisie par Smith [1988] est estimée à 0.017 pour $\kappa=0.4$.

En traçant le coefficient de traînée correspondant à ces relations (Figure 5-IV-3), on remarque que le régime d'écoulement prépondérant est aérodynamiquement lisse pour U_{10n} inférieur à $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, et complètement rugueux pour U_{10n} supérieur à $7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Nous examinerons dans le paragraphe suivant si cette différenciation peut être reliée à une différenciation de l'état de la mer en fonction de l'intensité du vent.

Lorsque le régime est purement rugueux (à α constant) le C_{D10n} n'est fonction que du vent. Ce régime correspond à la partie vents forts pour laquelle les résultats de nombreuses campagnes expérimentales [Large et Pond 1982, Smith 1980, Yelland *et al* 1998] montrent que le coefficient de traînée croît linéairement.

Entre 2 et $7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ on doit tenir compte des deux composantes de la longueur de rugosité, la partie lisse et la partie rugueuse: on est dans un régime transitoire.

c) Les états de la mer rencontrés

Afin d'examiner l'influence de l'état de la mer sur la paramétrisation des flux, nous avons classifiés différents états de la mer au niveau de chaque plate-forme d'après la séparation en trains de vagues établie sur les spectres: de la bouée pour l'état de mer au niveau d'ASIS, et du modèle VAG fine échelle pour les positions de l'Atalante. Seules les prévisions du modèle VAG forcées par des vents analysés du modèle ALADIN cohérents à ceux mesurés par l'Atalante (différence d'intensité inférieure à $3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, et de direction inférieure à 30 degrés) ont été conservées.

Les sept différentes classes sont construites sur la différentiation entre mer du vent et houle:

- mer du vent pure (énergie de la mer du vent dominante) :
 $(Hs[mdv])^2 > 2. (Hs[Houle])^2$
- mer mixte, c' est à dire mer du vent en présence de houle
- ou houle pure (énergie de la houle dominante) :
 $(Hs[Houle])^2 > 2. (Hs[mdv])^2$

et sur la direction de la houle par rapport au vent:

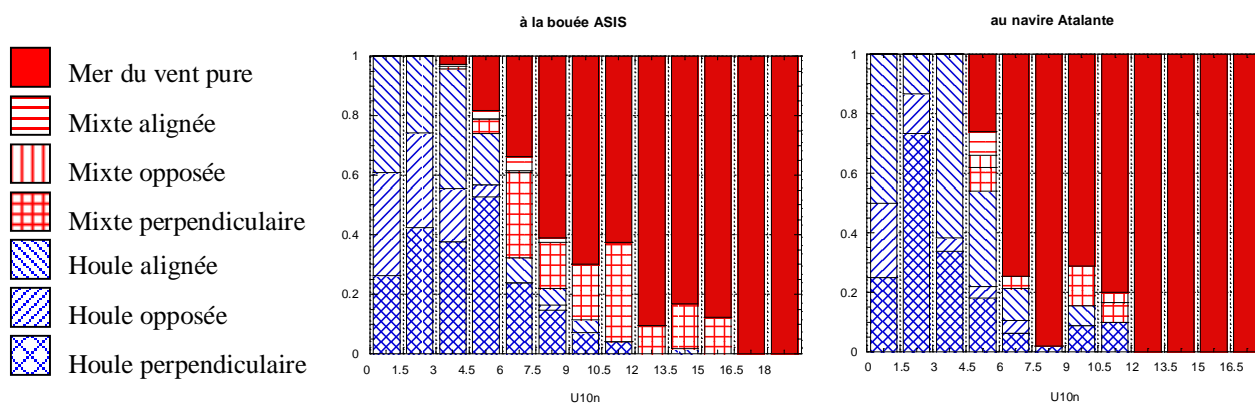
- alignée (angle entre vague et vent inférieur à 45 degrés)
- opposée (angle entre vague et vent supérieur à 135 degrés)
- ou perpendiculaire

D' après l'h histogramme de répartition des états de mer en fonction de la valeur du vent (Figure 5-IV-4), on constate que lorsque le vent est inférieur à 6 m.s⁻¹ seule la houle existe, car la présence de mer du vent n' est pas détectable (pas de vagues de longueur d' onde inférieure à 10m). A vent fort (supérieur à 6m.s⁻¹) le nombre de cas de mer du vent augmente, puis ces cas dominent.

En dessous de 6m.s⁻¹, il n' y a donc pas d' entretien de la mer du vent par apport d' énergie, et le coefficient de traînée est en grande partie déterminé par la viscosité aérodynamique [équation(5-IV-7)]. Lorsque le vent est supérieur à 6m.s⁻¹, il alimente les vagues de mer du vent par apport d' énergie. L' écoulement est rugueux: la longueur de rugosité peut donc être réduite à la formule de Charnock [équation (5-IV-6)].

Le changement de régime (passage d' un écoulement lisse à rugueux) concorde avec la répartition des états de mer.

Figure 5-IV-4: Répartition des états de mer rencontrés sur la bouée ASIS et le navire Atalante durant la campagne FETCH par tranche de vent neutre équivalent.



C. Paramétrisation en fonction de l' état de la mer

a) La longueur de rugosité

Le comportement du coefficient de traînée en fonction du vent est bien représenté par la formulation de Smith [1988] qui décompose la longueur de rugosité en deux termes. Lorsque je trace la longueur de rugosité neutre mesurée durant l' expérience FETCH sur la plateforme ASIS en fonction de la vitesse de frottement (Figure 5-IV-5) et selon les différentes classes d' état de la mer, on observe une forte dépendance de la longueur de rugosité en fonction de la vitesse de frottement lorsque celle-ci est supérieure à $0.4\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Elle augmente avec la vitesse de frottement en suivant la paramétrisation proposée par Smith [1988] (avec $\alpha_{Ch}=0.017$). Mais pour des valeurs moins importantes de la vitesse de frottement, la longueur de rugosité est très variable. Elle est comprise entre 10^{-10} et 10^{-7} m. Toutefois il apparaît que le comportement diffère en fonction de la classe d' état de mer considérée. Pour les cas de mer du vent pure et mixtes, les données sont moins dispersées que dans les cas de houles.

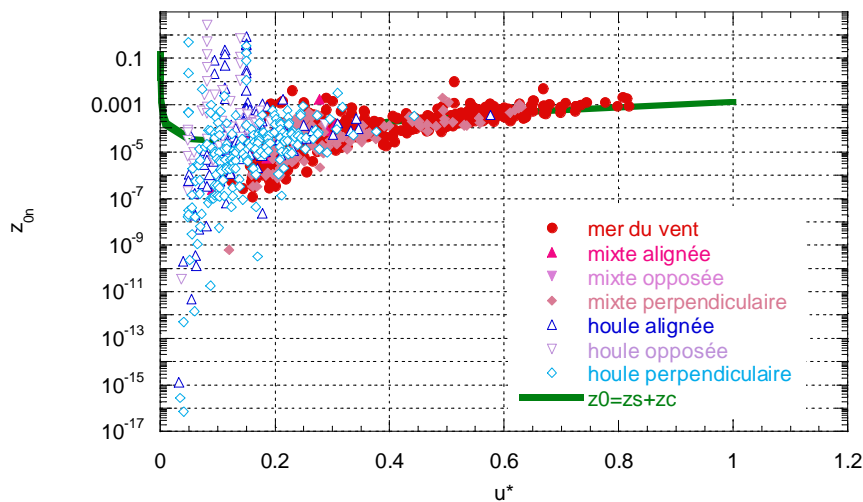


Figure 5-IV-5: **Longueur de rugosité en fonction de la vitesse de frottement et selon les états de mer rencontrés sur la bouée ASIS et d' après la formulation de Smith [1988]**

Certains auteurs ont suggéré que la longueur de rugosité ne serait pas uniquement de la vitesse de frottement, mais elle dépendrait aussi de l' état de la mer. Cependant il n' y a pas d' accord dans la communauté scientifique sur cette dépendance. De nombreux auteurs, dont les premiers Kitaigorodski & Volkov [1965], exprimèrent la dépendance en fonction du paramètre "âge des vagues". D' autres auteurs, comme Taylor & Yelland [2000], pensent que la dépendance s' organise autour de la "pente des vagues."

Nous allons donc examiner en détails les relations entre les paramètres de quantité de mouvement turbulent et l'état de la mer.

b) La longueur de rugosité adimensionnelle

En utilisant le principe de l'adimensionnement, on ne peut relier entre eux que des paramètres adimensionnels, on définit alors une longueur de rugosité adimensionnelle: z_0/σ avec σ l'écart type d'élévation de la surface ($H_s = 4 \sigma$) que l'on souhaite relier à l'âge des vagues (ou son inverse: u_*/C_p) et à la pente significative des vagues (H_s/λ).

en fonction de l'âge des vagues

La combinaison des informations flux et vagues, nous a permis d'étudier l'influence des vagues sur le flux de quantité de mouvement, notamment sous la forme :

$$z_0/\sigma = a \left(u_*/C_p \right)^b \quad (5-IV-9)$$

L'analyse des données ASIS a été menée dans le cadre de la collaboration avec W. Drennan (article en annexe). En sélectionnant les cas de mer du vent rencontrés sous régime turbulent rugueux durant FETCH et quatre autres campagnes, W. Drennan *et al* [2002] ont montré que cette relation entre la longueur de rugosité adimensionnelle et l'inverse de l'âge des vagues [équation (5-IV-8), avec $a=13.3$ et $b=3.4$] est indéniable. La combinaison des données recueillies permet de couvrir une gamme d'âge des vagues très large avec de très grande variabilité aussi bien pour la vitesse de frottement que pour la vitesse de phase des vagues, ce qui minimise les effets éventuels de toute corrélation intrasèque aux données.

Pour compléter cette étude, j'ai analysé la validité de cette relation pour les données ASIS ainsi que pour les données Atalante (méthode ECM et IDM). Bien que ECM semble montrer un biais sur les valeurs moyennes, il est toutefois intéressant d'examiner la dépendance de z_0/σ en fonction de u_*/C_p . J'ai tracé pour les trois jeux de données la longueur de rugosité adimensionnelle en fonction de l'inverse de l'âge des vagues et selon les sept classes d'état de la mer (figures 5-IV-6,A pour ASIS ECM, 5-IV-7,A pour Atalante ECM et 5-IV-8,A pour Atalante IDM). L'âge des vagues est déterminé en fonction de la vitesse de phase du pic d'énergie C_p , et de vitesse de frottement u_* .

Dans les cas de houle la longueur de rugosité adimensionnelle est très variable et ne s'organise pas en fonction de l'âge des vagues. Ce constat n'est pas étonnant, car le paramètre âge des vagues n'a aucune signification en terme de degré de développement des vagues dans le cas de la houle. Celles-ci évoluent indépendamment du vent, et leur vitesse de phase n'est

pas reliée au terme de frottement à la surface et *a contrario* ce frottement semble ne pas être modifié par la vitesse de phase de la houle.

Dans les cas de mer du vent et pour les trois jeux de données, on observe que plus la mer est jeune (u_* / C_p grand) plus la longueur de rugosité adimensionnelle est importante. La raison invoquée pour expliquer cette dépendance est que tant que la vitesse de phase des vagues est moins rapide que celle de la masse d'air, l'air cède de l'énergie pour créer et développer ces vagues et que plus les vagues sont jeunes plus l'énergie transférée est importante. La longueur de rugosité dépend alors du développement et de l'entretien des vagues de gravité, ainsi que de leur énergie. Ce développement est caractérisé par l'âge des vagues, et l'énergie par la hauteur significative.

J'ai établi à partir d'une régression linéaire par moindres carrés sur les trois jeux de données la relation (5-IV-8) qui relie la longueur de rugosité divisée par la hauteur significative des vagues à leur degré de développement (l'inverse de l'âge des vagues) pour les cas de pure mer du vent. Les coefficients a et b de chaque jeu sont indiqués dans le Tableau 5-IV-1, ainsi que le coefficient de corrélation. Ces coefficients sont donnés dans l'intervalle de confiance de 95%.

Le coefficient de corrélation est du même ordre de grandeur pour les trois jeux de données. Le coefficient multiplicatif a de la relation (5-IV-8) est très variable d'un jeu de données à l'autre. Les différences sur ce paramètre sont liées aux différences entre les différentes estimations de la vitesse de frottement u_* d'un jeu de données à l'autre.

Tableau 5-IV-1: Coefficients de régression de la longueur de rugosité adimensionnelle en fonction de l'inverse de l'âge des vagues

| | ASIS ECM | Atalante IDM | Atalante ECM |
|---------------|--------------------|--------------------|----------------------|
| a | 3.67 [2.01; 6.71] | 1.40 [0.66; 2.96] | 13.20 [6.95; 25.09] |
| b | 4.06 ± 0.20 | 3.68 ± 0.24 | 4.13 ± 0.22 |
| Corrélation R | 0.54 | 0.52 | 0.51 |

Par contre, le coefficient de puissance b est caractéristique de la relation entre la longueur de rugosité adimensionnelle et l'âge des vagues. Pour les deux jeux de données calculées par la méthode de corrélation turbulente sur ASIS et Atalante, ce coefficient est à peu près égal à 4.1. Mais il diffère lorsqu'on examine le jeu de données de l'Atalante calculées par méthode inertio-dissipative.

D'après les histogrammes (Figure 5-IV-6), les états de mer rencontrés sur l'ATALANTE et la bouée ASIS sont équivalents. Les vagues peu développées ($u_*/C_p > 0.05$) et associées à de la mer du vent sont équiprobables sur ASIS et sur l'Atalante. On s'attend donc à retrouver la même relation, ce qui est conforté par nos résultats obtenus sur les mesures ECM.

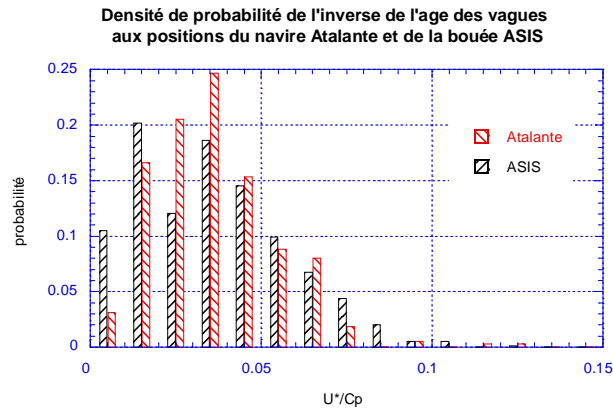


Figure 5-IV-6: Densité de probabilité de l'inverse de l'âge des vagues (u^*/C_p) aux positions du navire Atalante (première oblique) et de la bouée ASIS (seconde oblique).

Pour la méthode inertio-dissipative, le coefficient b est inférieur à celui déterminé par la méthode de corrélation turbulente. Ainsi au cours du développement des vagues, c' est à dire en fonction de la variation de l'âge des vagues, la longueur de rugosité mesurée par IDM varie moins que celle mesurée par ECM. De plus, les données IDM sont moins dispersées que les données ECM. Ceci semble indiquer que la méthode inertio-dissipative ne prend pas bien en compte l'effet des vagues, et notamment leur contribution à la vitesse de frottement [Janssen, 1999]. Ainsi contrairement aux résultats de modèles théoriques, on peut supposer que la couche affectée par les vagues est supérieure au mètre. Alors la validité de la théorie de Monin-Obukhov n'est pas vérifiée. Cette remarque avait déjà été soulevée dans le paragraphe 5-IV-A.d.

en fonction de la pente des vagues

La relation entre la rugosité adimensionnelle et l'âge des vagues n'est valable que pour les cas de mer du vent, car le paramètre u_*/C_p n'a pas de sens pour la houle, vent local et vague n'étant plus reliés. De plus dans les cas où il n'est pas possible de distinguer mer du vent et houle, il semble plus correct d'envisager une relation en fonction de la pente principale des vagues. Cette relation serait d'ailleurs mieux adaptée aux cas de houle et tiendrait compte de l'effet de la distorsion de l'écoulement due au relief de la surface, ainsi que des processus de perte d'énergie par déferlement [Taylor & Yelland, 2000].

J' ai tracé pour les trois jeux de données la longueur de rugosité adimensionnelle en fonction de la pente significative des vagues (H_s/λ_p) et selon les sept classes d' état de la mer (Figure 5-IV-7-B pour ASIS ECM, Figure 5-IV-8-B pour Atalante ECM et Figure 5-IV-9-B pour Atalante IDM). La pente significative des vagues est déterminée comme étant le rapport entre la hauteur significative H_s et la longueur d' onde du pic d' énergie.

Dans les cas de mer du vent la pente des vagues est plus importante que celle de la houle. Mais aucune dépendance entre la longueur de rugosité et la pente des vagues n' apparaît clairement.

Dans les cas de houle, de même, aucune dépendance entre la longueur de rugosité et la pente des vagues n' apparaît.

Ainsi aucune relation entre la longueur de rugosité adimensionnelle et la pente des vagues n' a été observée durant la campagne Fetch.

c) Le paramètre de Charnock

En considérant le régime d' écoulement purement rugueux, la longueur de rugosité est réduite à la formule de Charnock (5-IV-6). De même que pour la rugosité adimensionnelle, on peut relier le paramètre de Charnock (qui est sans dimension) à l' âge des vagues et à la pente principale des vagues.

en fonction de l' âge des vagues

De nombreuses études ont démontré la dépendance de la vitesse de frottement à l' état de la mer [Donelan 1990, Smith 1992, Johnson 1998]. La forme la plus fréquemment rencontrée relie le paramètre de Charnock à l'âge des vagues sous la forme :

$$\alpha_{ch} = z_0 \cdot \frac{g}{u_*^2} = A \left(\frac{u_*}{C_p} \right)^B \quad (5-IV-10)$$

J' ai tracé pour les trois jeux de données le paramètre de Charnock en fonction de l' inverse de l' âge des vagues et selon les sept classes d' état de mer (Figure 5-IV-7-C pour ASIS ECM, Figure 5-IV-8-C pour Atalante ECM et Figure 5-IV-9-C pour Atalante IDM).

De même que lors de l' étude de la longueur de rugosité adimensionnelle, nous pouvons distinguer les cas de houle, de ceux de mer du vent.

Dans les cas de houle, le paramètre de Charnock ne s' organise pas en fonction de l' âge des vagues.

Dans les cas de mer du vent, le paramètre de Charnock décroît quand les vagues vieillissent (quand u_* / C_p décroît). J' ai établi sur les trois jeux de données la relation 5-IV-9 qui relie le paramètre de Charnock au degré de développement des vagues (l' inverse de l' âge des vagues). Les coefficients A et B de chaque jeu sont indiqués dans le Tableau 5-IV-1, ainsi que le coefficient de corrélation. Les estimations des coefficients sont fournis dans un intervalle de confiance de 95%.

Tableau 5-IV-2: Coefficients de régression du paramètre de Charnock en fonction de l' inverse de l' âge des vagues. Les coefficients sont donnés dans l' intervalle de confiance de 95%.

| | ASIS | Atalante IDM | Atalante ECM |
|---------------|----------------------|--------------------|----------------------|
| A | 11.09 [6.19; 19.89] | 1.69 [0.81; 3.53] | 13.68 [7.27; 25.73] |
| B | 2.46 ± 0.19 | 1.79 ± 0.23 | 2.20 ± 0.21 |
| Corrélation R | 0.31 | 0.20 | 0.23 |

De même que pour la longueur de rugosité adimensionnelle, les relations trouvées sur les données déterminées par la méthode de corrélation turbulente sont presque égale sur ASIS et sur l' AtalantePar contre les coefficients calculés à partir des données de la méthode inertio-dissipative sont moins importants.

Le coefficient de corrélation est seulement de 20 à 30% alors que pour la relation entre la longueur de rugosité adimensionnelle et l' âge des vagues ce coefficient est de 50%. La relation établie à partir de la longueur de rugosité adimensionnelle semble plus pertinente. Nous pouvons nous interroger sur l' existence de ces deux relations, sont-elles compatibles?

relation avec la longueur de rugosité adimensionnelle

En condition de mer du vent pure, nous avons constaté sur les données de l' expérience FETCH que les lois d' évolution du spectre de vagues en fonction de la distance de fetch et de l' intensité du vent décrite par JONSWAR2-IV-5 et 2-IV-6) s' appliquent. Dans le cas d' une loi JONSWAP et en considérant la loi de dispersion en eau profonde (2-II-15), on obtient:

$$\sigma = 0.067 \left(\frac{U^2}{g} \right) \left(\frac{C_p}{U} \right)^{1.5} \quad (5-IV-11)$$

En intégrant cette relation (5-II-11) qui définit σ , et la relation qui définit z_0 à partir de la relation (5-IV-8) qui relie la rugosité adimensionnelle (z_0/σ) et l' inverse de l' âge des vagues

(u_* / C_p) , dans la relation (5-IV-9) qui définit le paramètre de Charnock α_{Ch} , on trouve la relation suivante:

$$z_{Ch} = a \cdot 0.67 \cdot C_D^{-0.25} \left(\frac{u_*}{C_p} \right)^{b-1.5} \quad (5-IV-12)$$

En prenant le coefficient de traînée C_D égal à $1.2 \cdot 10^{-3}$, et en identifiant les coefficients à ceux de la relation (5-IV-9), on a l'équivalence suivante

$$A = 3.6 \cdot a \text{ et } B = b - 1.5.$$

Nous retrouvons bien cette relation entre les coefficients a, b du Tableau 5-IV-1 et A, B du Tableau 5-IV-2. Ainsi, les relations entre la longueur de rugosité adimensionnelle et le paramètre de Charnock en fonction de l'âge des vagues sont équivalentes et la longueur de rugosité dite lisse z_s est négligeable pour les cas de mer du vent.

en fonction de la pente des vagues

J' ai tracé pour les trois jeux de données le paramètre de Charnock en fonction de la pente principale des vagues et selon les sept classes d' état de la mer (figures 5-IV-6,D pour ASIS ECM, 5-IV-7,D pour Atalante ECM et 5-IV-8,D pour Atalante IDM).

Dans les cas de mer du vent et dans les cas de houle aucune relation entre le paramètre de Charnock et la pente des vagues n' a été observée durant la campagne Fetch.

D. Direction de la tension superficielle du vent

La composante horizontale du tenseur de frottement ($\vec{\tau}$) est en général supposée être alignée avec le vent. Cependant certains auteurs [Geernaert, 1988; Rieder *et al*, 1994, 1998] ont mis en évidence que lorsqu' un système de vagues se propage dans une direction différente à celle du vent, la tension superficielle peut ne pas être alignée avec ce vent.

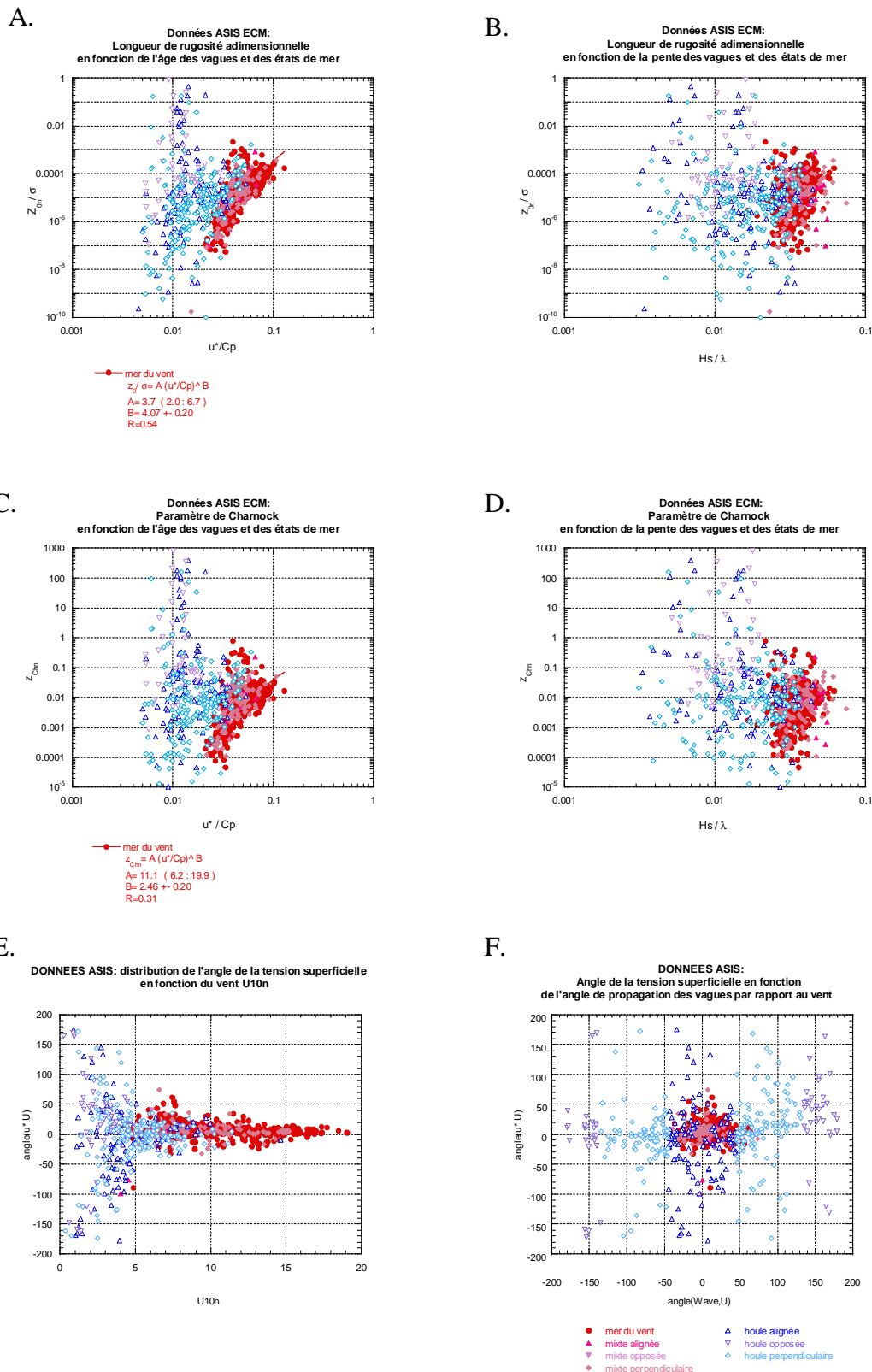
J' ai tracé l' angle entre $\vec{\tau}$ et le vecteur vent (\vec{U}) en fonction de l' intensité du vent neutre à 10m et les différentes classes d' états de la mer (Figure 5-IV-7-E pour les données ASIS ECM et Figure 5-IV-8-E pour les données Atalante ECM). Il apparaît qu' à vent modéré et fort (supérieur à 5 m.s^{-1}), la tension superficielle et le vent sont assez bien alignés et ce quel que soit l' état de la mer (houle ou mer du vent). A vent modéré (entre 5 et 10 m.s^{-1}), la différence d' angle atteint 50 degrés. Lorsque le vent augmente la différence observée entre la direction de la tension superficielle et celle du vent diminue. A vent faible, les angles observés sont très

variables entre $-\pi$ et π . Pour ces vents faibles, nous avons observé que la direction du vent peut varier rapidement et les erreurs de mesure sur les corrélations turbulentes sont alors plus importantes. Aussi les angles importants observés entre la tension superficielle et le vent demeurent incertains.

Si la direction du vent était constante, on devrait observer une direction de la tension superficielle comprise entre la direction du vent et la direction des vagues. J' ai tracé l' angle entre la tension superficielle et le vent en fonction de la différence entre la direction principale des vagues et la direction du vent, et selon les différentes classes d' états de la mer (figures 5-IV-6,F pour les données ASIS ECM et 5-IV-7,F pour les données Atalante ECM). Pour les cas de mer du vent ou mixte, qui apparaissent essentiellement à vents forts, la direction de la tension superficielle, comme celle des vagues, est toujours à moins de 50 degrés de celle du vent. Pour les cas de houle, quelle que soit sa direction par rapport au vent (alignée, perpendiculaire ou opposée), il n' y a pas d'organisation particulière de la direction de la tension superficielle. Dans le cas de houle perpendiculaire, c' est à dire lorsque la direction entre vague et vent est comprise entre 45 et 135 degrés, il arrive que l' angle entre la tension superficielle et le vent soit supérieur à 135 degrés. Alors, la direction du tension superficielle n' est pas comprise entre la direction du vent et celle des vagues. Comme précédemment, on peut s' interroger sur la qualité de l' angle mesuré par la méthode de corrélation turbulente, et le doute subsiste.

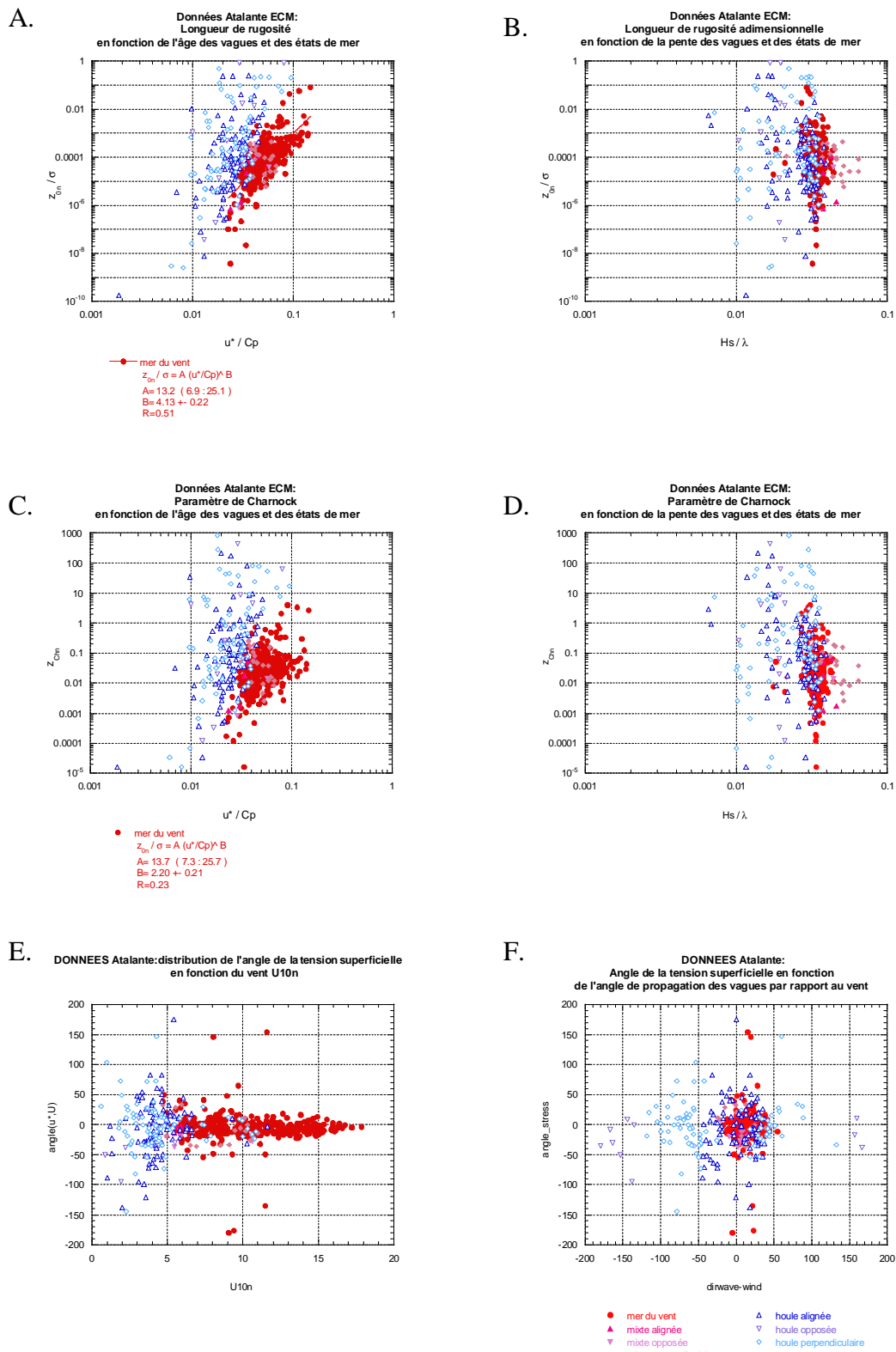
Ce doute est possible lors de période de rotation du vent. Nous avons essayé d' analyser cette question. G. Caudal a adapté le modèle basé sur les échanges air-mer décrits par Makin *et al* [1995] afin d' inclure l' effet directionnel des vagues et plus spécialement de la houle non alignée avec le vent. En initialisant ce modèle numérique par un spectre de vague avec présence de houle en condition atmosphériquement neutre et en simulant une rotation du vent, nous avons constaté que la tension superficielle est au départ écartée de la direction du vent car elle a tendance à demeurer alignée avec l' ancienne direction du vent. Au cours du temps cet écart diminue. Après une demi-heure, la tension superficielle et le vent sont alignés. Ce temps est dans les conditions étudiées égal à la durée de l' observation. Ainsi d' après ce modèle, il ne paraît pas probable que la direction du tension superficielle soit très éloignée de celle du vent, et l' incertitude sur la mesure de $\langle u' w' \rangle$ semble la cause la plus plausible.

Figure 5-IV-7: Etude des paramétrisations des flux de quantité de mouvement mesurés sur la bouée ASIS en fonction des différentes classes d' état de mer



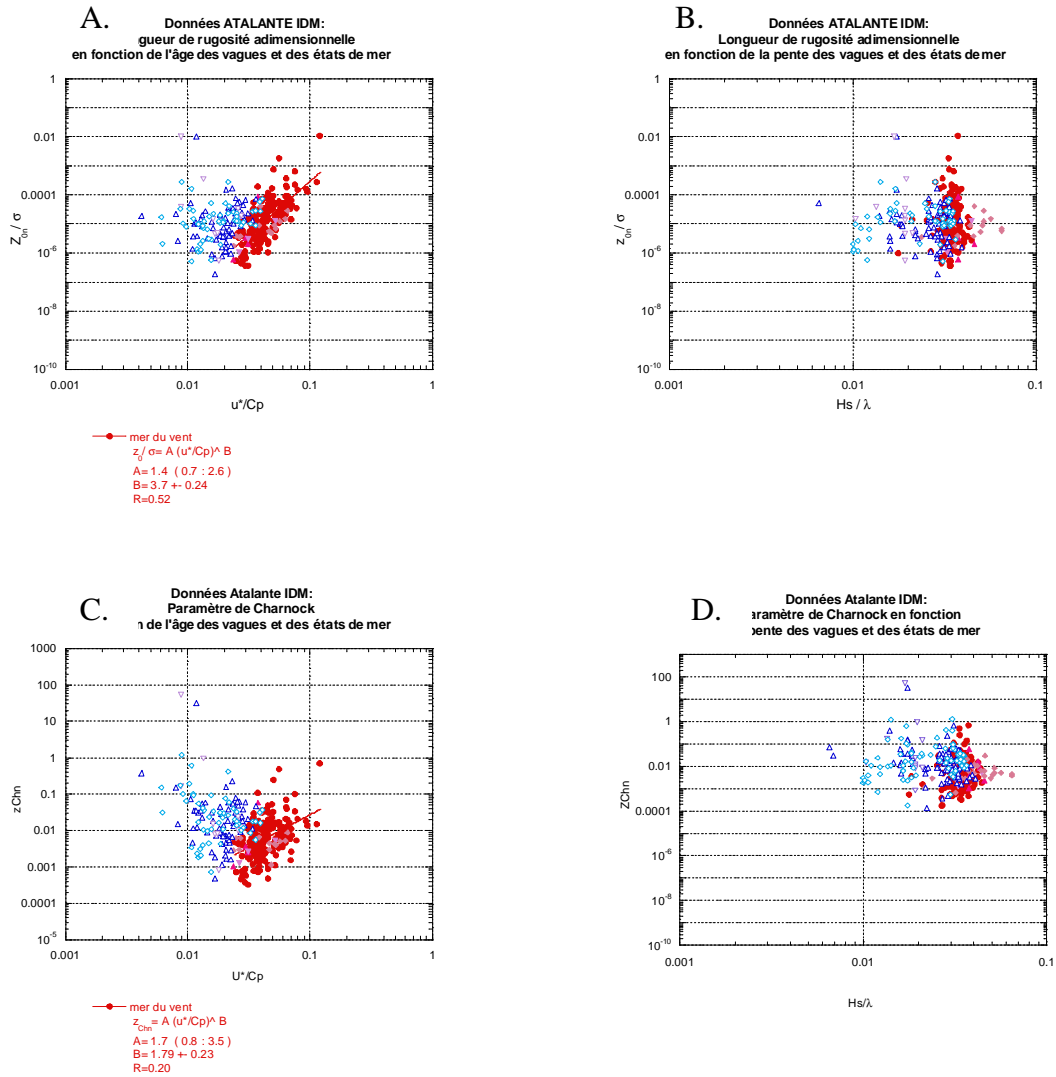
- A- Longueur de rugosité adimensionnelle en fonction de l' âge des vagues des états de mer
- B- Longueur de rugosité adimensionnelle en fonction de la pente des vagues des états de mer
- C- Paramètre de Charnock en fonction de l' âge des vagues des états de mer
- D- Paramètre de Charnock en fonction de la pente des vagues des états de mer
- E- Distribution de l' angle de la tension superficielle en fonction de l' intensité du vent ~~neut~~ équivalent à 10m
- F- Angle de la tension superficielle en fonction de la direction de propagation du train de vague principal par rapport à la direction du vent.

Figure 5-IV-8: : Etude des paramétrisations des flux de quantité de mouvement mesurés sur l' Atalante par ECM en fonction des différentes classes d' état de mer



- G- Longueur de rugosité adimensionnelle en fonction de l' âge des vagues et des états de mer
- H- Longueur de rugosité adimensionnelle en fonction de la pente des vagues et des états de mer
- I- Paramètre de Charnock en fonction de l' âge des vagues et des états de mer
- J- Paramètre de Charnock en fonction de la pente des vagues et des états de mer
- K- Distribution de l' angle de la tension superficielle en fonction de l' intensité du vent neutre équivalent à 10m
- L- Angle de la tension superficielle en fonction de la direction de propagation du train de vague principal par rapport à la direction du vent.

Figure 5-IV-9: Etude des paramétrisations des flux de quantité de mouvement mesurés sur le navire Atalante par IDM en fonction des différentes classes d'état de mer



- A- Longueur de rugosité adimensionnelle en fonction de l'âge des vagues des états de mer
- B- Longueur de rugosité adimensionnelle en fonction de la pente des vagues des états de mer
- C- Paramètre de Charnock en fonction de l'âge des vagues des états de mer
- D- Paramètre de Charnock en fonction de la pente des vagues des états de mer

V. CONCLUSIONS

Afin de calculer les flux par la méthode aérodynamique de masse "Bulk", il est nécessaire de paramétrer ces échanges. Plusieurs paramétrisations ont déjà été proposées par le passé sans faire l'unanimité dans la communauté scientifique. La base de ces paramétrisations est la théorie de Monin-Obukhov. Cette théorie suppose que la couche de surface est à flux constants et qu'il y a conservation de l'énergie cinétique.

Dans un premier temps, on peut relier le coefficient de traînée à l'intensité du vent. Nous avons montré que le coefficient de traînée des données Atalante IDM et ASIS ECM augmente linéairement fonction du vent et suit la fonction Smith [1980]. C'est le comportement attendu pour des écoulements rugueux, et cela correspond à des vents forts et à une mer du vent. A vent faible, le coefficient de traînée décroît avec le vent ce qui correspond à un écoulement lisse d'après la paramétrisation de Smith [1988].

Nous avons montré également que le flux de quantité de mouvement est sensible à l'état de la mer. En condition de mer du vent seule, nous avons relié la longueur de rugosité adimensionnelle à l'inverse de l'âge des vagues. Pour les trois jeux de données (ASIS, Atalante ECM, et IDM), on trouve une relation entre la longueur de rugosité adimensionnelle et l'inverse de l'âge des vagues. Cette relation est cohérente avec la relation du paramètre de Charnock en fonction de l'inverse de l'âge des vagues avec pour hypothèse que l'évolution de la mer du vent en fonction du Fetch correspond à la loi JONSWAP.

Mais la dépendance de la longueur de rugosité adimensionnelle en fonction de l'âge des vagues est moins importante lorsqu'on examine les données IDM. Ceci montre que les estimations par IDM sont moins sensibles à l'état de la mer car la variation en fonction de l'âge est moins importante que sur les données ECM. D'après la différence de pente (coefficient b de la relation (5-IV-9)) entre ECM et IDM, on peut en conclure que si l'on obtient par les deux méthodes la même valeur pour le flux de quantité de mouvement pour une mer bien développée, par contre pour un état de jeune mer du vent le flux de quantité de mouvement par IDM sera sous-estimé. Du point de vue théorique, les effets de non stationnarité ne sont pas pris en compte par IDM, car les fluctuations de la moyenne au cours du temps n'entrent pas dans le domaine inertiel. Or on peut supposer que lorsque la mer se développe des variations des paramètres moyens comme le vent et la vitesse de frottement interviennent. Ces variations sont considérées dans ECM qui calcule le flux de quantité de mouvement à partir des co-spectres des dérivées partielles des composantes du vent, mais pas dans IDM. Ceci peut donc expliquer que pour un état de jeune mer du vent l'estimation du

flux de quantité de mouvement par IDM serait sous-estimée. Cette sous-estimation du flux de quantité de mouvement par IDM serait également compatible avec l'étude théorique de Janssen [1999].

Aucune relation entre la longueur de rugosité adimensionnelle (ou le paramètre de Charnock) et la pente principale des vagues n'apparaît. Pour les cas de houle, le flux de quantité de mouvement ne semble pas être relié à la pente principale des vagues contrairement aux résultats de Taylor & Yelland [2001].

La direction de la tension superficielle est alignée avec le vent lorsqu'il est supérieur à $5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. L'angle entre la direction de tension superficielle et le vent diminue lorsque le vent augmente. A vent faible, les écarts entre la direction de tension superficielle et celle du vent sont très importants. Ceci est en partie due à une forte incertitude sur le terme $\langle v' w' \rangle$ car les valeurs sont très faibles et donc difficiles à déterminer, ainsi qu'à une mauvaise détermination de la direction du vent, et/ou des rotations rapides du vent.

Chapitre 6 - Distribution des pentes à petite échelle

I. INTRODUCTION

Les moyens actuels de la télédétection (radar ou lidar) permettent d'accéder à une information statistique caractérisant la distribution des pentes de la surface de la mer : la moyenne quadratique des pentes. En effet, la rétrodiffusion de la lumière, des ondes électromagnétiques, et acoustiques à la surface de la mer dépend de cette distribution des pentes, soit directement dans le cas de rétrodiffusion spéculaire et quasi-spéculaire, soit indirectement à grands angles par des effets d' inclinaison et d' hydrodynamique. La dynamique des vagues, incluant le déferlement et les interactions non-linéaires, conditionne la statistique des vagues et en particulier leur pente quadratique moyenne. D'où mon intérêt pour l'étude de la distribution des pentes des vagues de la surface océanique qui est importante pour la compréhension de ces nombreux processus physiques intervenant à la surface de la mer. Ainsi, on se doute que même le coefficient de traînée est affecté par la pente quadratique moyenne des vagues qui modifie la rugosité aérodynamique de la surface de la mer et les caractéristiques de l' échange turbulent dans la couche de surface.

Les premiers travaux sur la distribution des pentes ont été réalisés par C. Cox et W. Munk [1954]. Ces travaux ont montré la dépendance de la moyenne quadratique des pentes en fonction du vent et de la vitesse de frottement. La distribution des pentes est souvent modélisée sous la forme d' une gaussienne. Mais différentes observations ont montré que la distribution ne l' était pas exactement. De plus, ne considérer la distribution des pentes que comme une gaussienne contribue à sous-estimer leur moyenne quadratique [Cox & Munk, 1954]. Les données recueillies durant l'expérience FETCH du radar RESSAC m'ont permis d'étudier les différentes hypothèses sur la forme de la distribution des pentes.

De plus, Cox et Munk [1954] ont noté une forte anisotropie de la moyenne quadratique des pentes en fonction de la direction d' observation dans le plan horizontal. En fonction du régime du vent (constant ou intermittent), l' anisotropie est plus ou moins forte. D' après leurs travaux, cette assymétrie dans la direction du vent serait dépendante du fetch. L' analyse du signal rétrodiffusé du radar RESSAC en fonction de l' angle d' incidence et de la direction de visée permet d' établir une estimation de la moyenne quadratique des pentes dans chaque direction de visée et permet ainsi d'étudier aussi l'anisotropie du signal.

Au cours de la campagne FETCH, les nombreuses autres mesures nous ont permis d' évaluer les paramètres du champ de vagues à grande échelle (hauteur significative, fréquence pic,

direction moyenne), et des paramètres de flux turbulents de quantité de mouvement comme la vitesse du vent équivalent neutre à 10m ou la vitesse de frottement. Dans mon étude de la statistique des pentes des vagues à petites échelles, j'ai essayé de relier la moyenne quadratique des pentes aux paramètres de flux turbulents de quantité de mouvement ou aux paramètres du champ de vagues à grande échelle. Les données RESSAC m'ont permis notamment d'analyser le comportement de la moyenne quadratique des pentes en fonction du vent et de la vitesse de frottement, mais aussi de l'âge des vagues ou de la pente principale.

Le cas du 24 Mars 1998, déjà présenté et étudié dans les chapitres précédents, permet d'étudier l'évolution spatiale de la moyenne quadratique des pentes, en fonction de la distance de fetch. De plus, pour ce cas du 24 Mars, trois capteurs utilisant trois longueurs d'onde différentes (RESSAC, TOPEX, LEANDRE) ont permis d'estimer la moyenne quadratique des pentes. L'analyse permet de caractériser trois parties où les caractéristiques de la surface diffèrent.

II. DEFINITION ET HISTORIQUE

A. Définition

La moyenne quadratique des pentes (mean square slope, notée mss) est un paramètre caractérisant la surface océanique. Dans le cas d'une distribution gaussienne (loi normale centrée) des pentes de la surface de la mer, la moyenne quadratique des pentes est égale à la variance des pentes. Dans le domaine spectral, on peut définir ce paramètre comme la quantité intégrée du spectre des pentes des vagues (équation 2-III-8).

La mss est fortement dépendante des pentes des petites vagues, car ce sont ces vagues qui contribuent en majeure partie à l'intégrale (à cause de la pondération erk^2). Les vagues de petites longueurs d'onde sont issues du frottement du vent sur la mer, la mss est donc un bon témoin de la tension de la surface due au vent.

B. Historique

Les travaux de C. Cox et W. Munk [1954] sont une référence pour la détermination de la moyenne quadratique des pentes de la surface de la mer et de sa dépendance en fonction du vent. Ils ont travaillé sur des clichés de photographies aériennes de la surface de la mer qui leur ont permis d'interpréter la réflexion du soleil sur la surface ("sun glit") en terme de

statistiques de la distribution des pentes. Par des considérations géométriques (réflexion sur un plan tangent et sans multi-réflexions) on admet que seuls les points avec la pente adéquate réfléchissent la lumière vers l' observateur. La puissance rétrodiffusée est dépendante du nombre d' occurrence de ces points. Des mesures répétées permettent alors d' établir la fonction de distribution des pentes.

La fonction de distribution des pentes est ajustée à partir d' une série de Gram-Charlier qui en première approximation suit une loi normale. En introduisant les composantes normalisées des pentes ξ et η dans le repère (O, x, y) avec (O, y) choisi aligné avec le vent (*upwind*):

$$\xi = \frac{z_x}{s_c} \quad \text{et} \quad \eta = \frac{z_y}{s_u} \quad (6-II-1 \text{ a et b})$$

avec s_u^2 et s_c^2 les composantes de la moyenne quadratique dans la direction alignée et perpendiculaire au vent, la distribution bidimensionnelle de la gaussienne s' exprime sous la forme:

$$pdf_{GAUSS}(z'_x, z'_y) = \frac{1}{2\pi \cdot s_u s_c} \exp\left\{-\frac{1}{2}(\xi^2 + \eta^2)\right\} \quad (6-II-2)$$

En seconde approximation, on tient compte de l' écart par rapport à la loi normale en introduisant des facteurs d' asymétrie dans une direction (ou skewness C_{21} , C_{03}) et d' aplatissement (ou kurtosis C_{22} , C_{04} , C_{40}). La distribution Gram-Charlier au 4^{ème} ordre s' écrit alors [Cox & Munk,1954]:

$$\begin{aligned} pdf_{G-C}(z'_x, z'_y) &= pdf_{GAUSS}(z'_x, z'_y) \\ &\times [1 \\ &\quad -\frac{1}{2}C_{21}(\xi^2 - 1)\eta \\ &\quad -\frac{1}{6}C_{03}(\eta^2 - 3\eta) + \frac{1}{24}C_{40}(\xi^4 - 6\xi + 3) + \frac{1}{4}C_{22}(\xi^2 - 1)(\eta^2 - 1) + \frac{1}{24}C_{04}(\eta^2 - 6\eta + 3) \\ &\quad + \dots] \end{aligned} \quad (6-II-3)$$

Les résultats de l' étude de Cox et Munk montrent une dépendance linéaire de la moyenne quadratique des pentes en fonction de l' intensité du vent. Pour une mer propre, c' est à dire une surface non polluée par des hydrocarbures ou autres pellicules de surface, et qui sera considérée comme une couche uniforme d' eau de mer, cette relation est donnée en fonction du vent mesuré à 12,5m $U_{12.5}$:

$$s_u^2 + s_c^2 = 0.003 + 5.12 \times 10^{-3} U_{12.5} \pm 0.004 \quad (6-II-4)$$

Les travaux de Cox et Munk confirment que la moyenne quadratique des pentes est anisotrope: la pente quadratique moyenne est plus importante dans la direction du vent que

dans la direction perpendiculaire. Le rapport de la moyenne quadratique des pentes dans la direction du vent sur celui de la direction perpendiculaire varie entre 1.0 (cas d' une distribution isotrope) et 1.8. De plus selon Cox & Munk, l' asymétrie dans la direction du vent croît avec l' intensité du vent.

Cox et Munk ont aussi montré que lorsqu' on réduit la distribution des pentes à une gaussienne on sous-estime la moyenne quadratique des pentes. En effet si l' on tient compte du facteur d' aplatissement, alors la moyenne quadratique des pentes des vagues est supérieure de 10% à celle d' une gaussienne.

En déversant des nappes d' hydrocarbures de différentes natures, Cox et Munk ont observé que la moyenne quadratique des pentes est réduite d' un facteur 2 à 3, l' asymétrie disparaît, et l' aplatissement est inchangé. D' une part ces nappes d' hydrocarbures modifient la réflexion à la surface produisant des effets multi-couches. D' autre part ces nappes modifient également l' hydrodynamisme, la viscosité est plus importante et le frottement à la surface est moins efficace, ainsi la génération de petites vagues est moins importante.

III. MESURE DE LA MSS

A. Théorie

a) Réflexion quasi-spéculaire

De la même manière que la réflexion de la lumière dépend de la distribution des pentes, celle-ci affecte le signal radar rétrodiffusé. En se plaçant dans l' approximation de l' optique géométrique et de rétrodiffusion quasi-spéculaire, le coefficient de rétrodiffusion (σ_0 , noté également NRCS pour Normalised Radar Cross Section) est relié à la probabilité de distribution des pentes $p(\zeta_x', \zeta_y')$ (Barrick 1968, Valenzuela, 1977) :

$$\sigma_0(\theta) = \rho^2 \cdot \pi \cdot \frac{1}{\cos^4(\theta)} \cdot p(\zeta_x', \zeta_y') \quad (6\text{-III-1})$$

avec ρ : coefficient de Fresnel

θ : angle d' incidence

ζ_x' et ζ_y' les pentes de la surface dans deux directions perpendiculaires

Dans la direction spéculaire: $\zeta_x' = \tan \theta$ et $\zeta_y' = 0$, ce qui donne:

$$\sigma_0(\theta) = \rho^2 \pi \frac{1}{\cos^4 \theta} p(\tan \theta, 0) \quad (6\text{-III-2})$$

b) Filtrage de la distribution

L'approximation de l'optique géométrique n'est pas directement applicable dans le cas de la réflexion d'une onde radar sur la surface de la mer. En effet, cette approximation est réalisable si le critère de Rayleigh suivant est atteint:

$$k_0 \cos^3 \theta \cdot r_c \gg 1 \quad (6-III-3)$$

où k_0 est la norme du vecteur d'onde incident sur la normale, θ l'angle d'incidence, et le rayon de courbure donné par Ulaby (1982):

$$r_c = \frac{l^2}{2.76\sigma_h} \quad (6-III-4)$$

avec l , la longueur de corrélation de la surface et σ_h^2 qui représente la variance des hauteurs de la surface considérée.

Pour pouvoir appliquer ce critère, on considère que la surface mesurée par le radar est une surface plus lisse que la surface réelle observée: c'est une surface filtrée des petites échelles. De ce fait les données radar permettent de mesurer la variance des pentes effectives, et non la variance totale. Seules les vagues de longueur d'onde supérieures à 3 à 6 fois à la longueur d'onde incidente contribuent à la rétrodiffusion du signal [Jackson *et al*, 1992]. La moyenne quadratique estimée par la mesure radar est une partie de la *mss* totale:

$$mss_r = \int_0^{|k|=k_d} \int_0^{2\pi} k^2 F(k, \varphi) d\varphi k dk \quad (6-III-5)$$

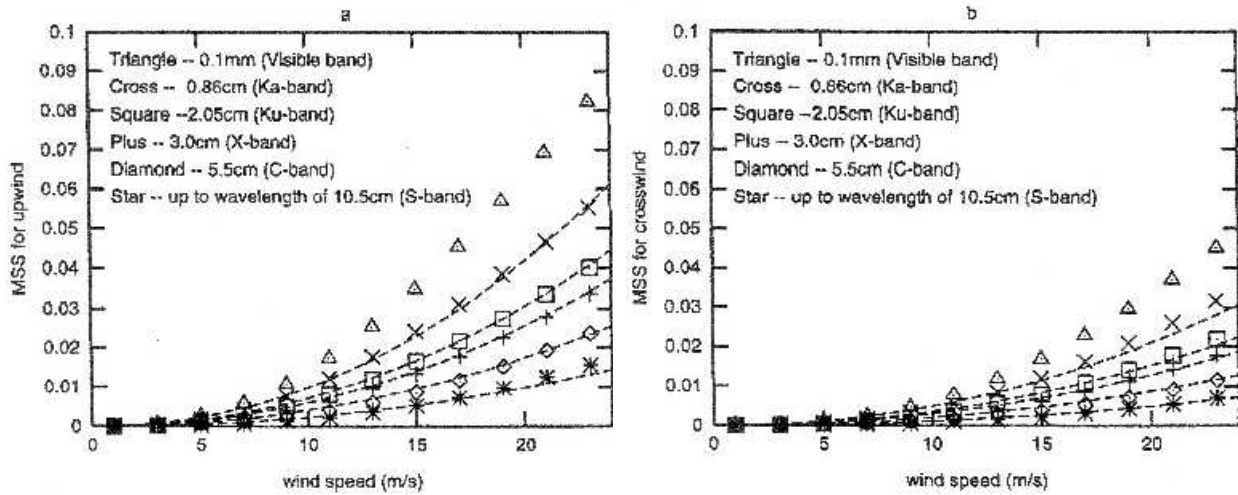
où $F(k, \varphi)$ est le spectre directionnel et k_d représente le vecteur d'onde de coupure qui est proportionnel au vecteur d'onde incident.

Liu [2000] a simulé le comportement de la *mss* estimée par mesure radar en fonction de 6 différents vecteurs d'ondes (k_{em}) et de l'intensité du vent à 10m (U_{10}) illustré en figure 6-III-1. Les *mss* du domaine visible sont tirées de mesures réalisées en laboratoire par Klinke et Jähne [1992], alors que pour les autres longueurs d'onde la *mss* est simulée en suivant:

$$mss = 1.2 \cdot 10^{-4} \cdot U_{10}^{2.1} \cdot \ln \left(\frac{k_{em}^2}{2.5 \cdot 10^4} + 1 \right) \quad (6-III-6)$$

Pour une mesure en bande C (5.5cm), le filtrage sera plus important qu'en bande Ku (2.1cm). On s'attend à une estimation de la *mss* en bande C inférieure à celle estimée en bande Ku. La *mss* estimée à partir de mesure réalisée dans le domaine visible correspond à une mesure non filtrée.

Figure 6-III-1 MSS simulées dans six bandes de fréquences. A- composante upwind B- composante crosswind Extraite de Liu et al, 2000



c) Distribution gaussienne des pentes

En omnidirectionnel, la pdf s' exprime à partir de s_u^2 la variance pente dans la direction du vent et s_c^2 la variance des pentes dans la direction perpendiculaire au vent comme dans l' équation 6-II-2.

La distribution des pentes dans la direction de visée du radar (φ) à faible incidence, et sous hypothèse d' une distribution gaussienne des pentes de la surface de la mer, s' écrit en fonction de la variance des pentes dans la direction de visée (s_φ^2):

$$p(\zeta', \varphi) = \frac{1}{2\pi \cdot s_u \cdot s_c} \cdot \exp\left(-\frac{\zeta'^2}{2 \cdot s_\varphi^2}\right) \quad (6-III-7)$$

où ζ' est la pente dans la direction de visée.

La mss unidirectionnelle s_φ^2 s' exprime en fonction des composantes de $lams$ dans deux directions perpendiculaires (la variance des pentes dans la direction du vent s_u^2 et dans la direction perpendiculaire au vent s_c^2):

$$s_\varphi^2 = \left[\frac{\cos^2 \varphi_1}{s_u^2} + \frac{\sin^2 \varphi_1}{s_c^2} \right]^{-1} \quad (6-III-8)$$

où φ_1 est l' angle entre la direction de visée et la direction du vent

Si la surface est isotrope, alors $s_u^2 = s_c^2 = s_\varphi^2$ et $mss = 2 \cdot s_\varphi^2$

La fonction de probabilité des pentes exprimée en (6-III-2) devient:

$$p(\zeta', \varphi) = \frac{1}{2\pi \cdot s_u \cdot s_c} \exp\left(-\frac{\tan^2 \theta}{2 s_\varphi^2}\right) \quad (6-III-9)$$

B. Estimation de la MSS radar

En considérant que la surface de la mer possède les propriétés statistiques d' une gaussienne et que la mesure RESSAC est effectuée en réflexion quasi spéculaire, on a alors d' après la relation de Barrick et Valenzuela (equation (6-III-1)) une relation entre le coefficient de rétrodiffusion radar et la mss directionnelle notée s_{φ}^2 :

$$\sigma_0 \cdot \cos^4 \theta = \frac{\rho^2}{2 \cdot s_u \cdot s_c} \cdot \exp\left(-\frac{\tan^2(\theta)}{2 \cdot s_{\varphi}^2}\right) \quad (6-III-10)$$

En décibel:

$$\left|\sigma_0 \cdot \cos^4 \theta\right|_{dB} = 10 \cdot \log\left(\frac{\rho^2}{2 \cdot s_u \cdot s_c}\right) - 10 \cdot \log e \cdot \frac{\tan^2(\theta)}{2 \cdot s_{\varphi}^2} \quad (6-III-11)$$

Les données Ressac permettent d' obtenir des valeurs de mss directionnelles en analysant la variation du coefficient de rétrodiffusion en fonction de l' angle d' incidence. Nous effectuons une approximation linéaire de $\left|\sigma_0 \cdot \cos^4 \theta\right|_{dB}$ en fonction de $\tan^2 \theta$:

$$\left|\sigma_0 \cdot \cos^4 \theta\right|_{dB} = A \cdot \tan^2(\theta) + B \quad (6-III-12)$$

La mss directionnelle est obtenue avec les hypothèses de réflexion spéculaire et de distribution gaussienne des pentes comme étant:

$$s_{\varphi}^2 = \frac{-10 \log e}{2A} \quad (6-III-13)$$

L'estimation de la moyenne quadratique des pentes à partir des données du radar RESSAC repose uniquement sur les profils du coefficient de rétrodiffusion radar en fonction de l'angle d'incidence ($\sigma_0(\theta)$). Cette estimation a l'avantage de ne nécessiter aucun étalonnage. Cependant, certains défauts ont été constatés durant l'expérience FETCH. Ces défauts affectaient la réponse impulsionnelle du radar, et pouvaient aussi modifier le profil du coefficient de rétrodiffusion en fonction de l'angle d'incidence. Suite à cette constatation, j'ai simulé l'effet de la rampe impulsionnelle, afin d'étudier l'effet de la déformation de la réponse impulsionnel sur le profil $\sigma_0(\theta)$ (voir en Annexe A3).

Pour les altimètres, les mesures sont effectuées au nadir ($\theta=0$) et c' est la mss omnidirectionnelle mss qui est estimée par:

$$\sigma_0 = \frac{\rho^2}{2 \cdot s_u \cdot s_c} \quad \text{avec } s_u^2 = s_c^2 = s_\varphi^2$$

soit : $mss = 2 \cdot s_u \cdot s_c$ (6-III-14)

Pour les altimètres, une bonne connaissance du coefficient de réflexivité ρ , ainsi qu' un bon étalonnage du coefficient de rétrodiffusion σ_0 sont donc nécessaires afin d' obtenir des valeurs exactes de mss .

a) Ajustement en fonction de l' azimut

La variance des pentes n'est pas identique dans toutes les directions [Cox et Munk, 1954]. Les données du radar RESSAC permettent d'étudier cette variation en fonction de la direction de visée du radar. En effet, par l'analyse du signal radar nous pouvons établir la mss directionnelle en fonction de la direction de visée. Par décomposition en série de Fourier de la mss en fonction de l' azimut (équation 6I-20) permet d' établir les directions principales

$$s_\varphi^2 = A_0 + A_1 \cos(\varphi) + A_2 \sin(\varphi) + A_3 \cos(2\varphi) + A_4 \sin(2\varphi) \quad (6-III-15)$$

La Figure 6-III-2 illustre un de ces ajustements: la série de Fourier est calculée sur cinq tours d' antennes. Le double de la mss directionnelle est tracé en bas à droite en fonction des numéros d' échantillons ainsi que l' angle d' azimut de l' antenne. Les directions déterminées à partir de l'ajustement sont représentées graphiquement au centre sur le cercle.

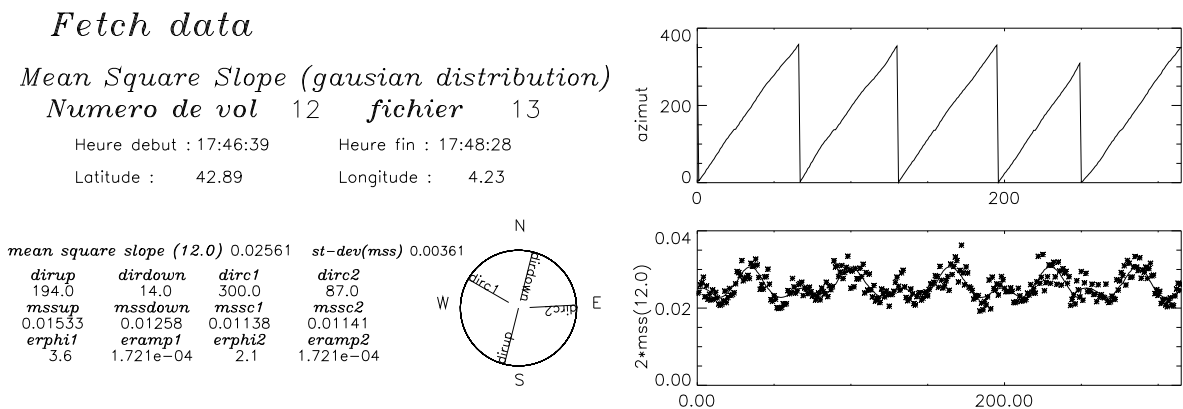


Figure 6-III-2 Distribution azimuthale de la mss et ajustement sur cinq tours d' antenne avec détermination des directions des 4 extremas identifiés comme: upwind, downwind, crosswind1, crosswind2

On estime en particulier les directions du premier et second maxima de la mss ajustée à partir de la série de Fourier, et du premier et second minima. Ces directions sont respectivement assimilées aux directions upwind (notée up), downwind ($down$), crosswind ($cr1$, et $cr2$).

b) Limite de l'angle d'incidence pour la réflexion spéculaire e

L'hypothèse de réflexion quasi spéculaire est valide à faible incidence, car à plus forte incidence la diffusion de Bragg devient assez importante et ne peut plus être négligée. Pour le calcul de la m_{ss} , il est donc nécessaire de limiter l'analyse du coefficient de rétrodiffusion en fonction de l'angle. Pour Walsh et al. [1998] la mesure de m_{ss} est biaisée de +10% lorsque l'angle limite est fixé à 17° plutôt qu'à 14° . D'après les différentes mesures de Walsh m_{ss} mesurée avec un angle limite de 14° est cohérente avec celle mesurée avec un angle limite fixé à 10° .

J'ai effectué la même analyse sur les données RESSAC afin de déterminer l'angle limite à partir duquel l'hypothèse de réflexion quasi-spéculaire n'est plus valide. Pour les données RESSAC, l'antenne est fixée de telle manière que le lobe d'antenne pointe à un angle de 12.5° par rapport à la verticale, a une largeur de lobe de $\pm 7^\circ$. A partir de l'étude que j'ai menée sur la variation de la m_{ss} en fonction de l'angle limite d'incidence (Figure 6-III-3), j'ai limité le calcul de la m_{ss} aux angles inférieurs à 12° . En effet, les résultats montrent que la m_{ss} reste constante pour des angles limites de 10 à 12° . On respecte alors l'hypothèse quasi-spéculaire, et la diffusion de Bragg intervient peu.

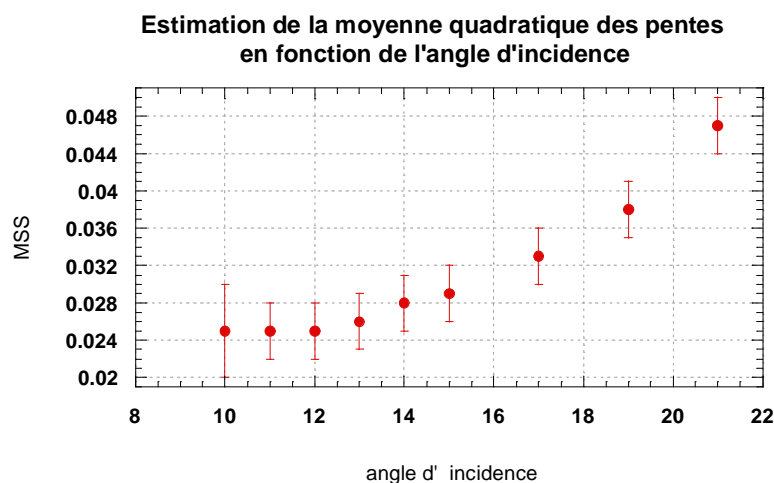


Figure 6-III-3 Détermination de l' angle limite d' incidence pour l' ajustement et l' estimation de la

c) Ajustement du coefficient de rétrodiffusion radar

L'estimation de m_{ss} à partir des mesures RESSAC est basée sur l'hypothèse d'une rétrodiffusion quasi-spéculaire et d'une distribution gaussienne des pentes. Or, d'après différents travaux dont ceux de Cox et Munk [1954], la distribution des pentes s'éloigne d'une gaussienne. Hauser *et al* [1995] propose un ajustement du coefficient de rétrodiffusion radar (NRCS) qui tient compte d'une distribution exponentielle des pentes de la forme:

$$pdf_e(\zeta') = pdf_e(\tan \theta) = \frac{1}{s_e} \exp\left(-\frac{\tan \theta}{s_e}\right) \quad (6-III-16)$$

avec s_e la moyenne des pentes.

Ils introduisent alors le paramètre de pseudo-variance des pentes (psv) qui est une expression similaire à la variance des pentes, et défini comme suit.

En effectuant un ajustement parabolique de $|\sigma_0 \cdot \cos^4 \theta|_{dB}$ en fonction de $\tan \theta$:

$$|\sigma_0 \cdot \cos^4 \theta|_{dB} = A' \cdot \tan^2(\theta) + B' \cdot \tan \theta + C' \quad (6-III-17)$$

on déduit la pseudo variance des pentes:

$$psv = \frac{-10 \log e}{\langle 2A' \tan \theta + B' \rangle} \quad (6-III-18)$$

Pour retrouver la variance des pentes d' une distribution gaussienne. On identifie les dérivées en fonction de $\tan \theta$ des équations (6-III-12) et (6-III-17) et on obtient une relation entre la variance et la pseudo variance des pentes:

$$mss = \frac{2\langle \tan \theta \rangle}{psv} = -10 \log e \cdot \frac{2\langle \tan \theta \rangle}{\langle 2A' \tan \theta + B' \rangle} \quad (6-III-19)$$

Cette définition de la pseudo variance des pentes repose encore sur l'hypothèse d' une rétrodiffusion spéculaire du signal. On peut s' affranchir de cette hypothèse et définir une nouvelle estimation de la variance des pentes en considérant la dépendance du coefficient de rétrodiffusion radar (σ_0) en fonction de l' angle d' incidence, et en effectuant un ajustement parabolique de la forme:

$$|\sigma_0|_{dB} = A'' \theta^2 + B'' \theta + C'' \quad (6-III-20)$$

En dérivant l' équation (6-III-20), on obtient:

$$\frac{\partial \sigma_0}{\sigma_0} = \frac{d \ln \sigma_0}{d\theta} \delta\theta = \frac{1}{10 \cdot \log e} \cdot (2A'' \theta + B'') \left(-\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \quad (6-III-21)$$

Or sous l'hypothèse d' une réflexion quasi spéculaire et d' une mer gaussienne:

$$\frac{\delta \sigma_0}{\sigma_0} = \left[-4 \tan \theta + \frac{1}{\cos^2 \theta} \frac{2 \tan \theta}{mss} \right] \frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad (6-III-22)$$

Donc en identifiant, on introduit une nouvelle variance des pentes:

$$mss = \frac{2\langle \tan \theta \rangle}{\langle \cos^2 \theta \rangle} \left[\langle 4 \tan \theta \rangle - \frac{\langle 2A'' \theta + B'' \rangle}{10 \cdot \log e} \right]^{-1} \quad (6-III-23)$$

Afin de tester quel ajustement est le mieux adapté pour décrire la décroissance du NRCS en fonction de l' angle d' incidence, j' ai ajusté sur les données RESSAC les différents fonctions décrites par les équations 6-III-12 pour le modèle gaussien (GAUSS), 6-III-17 pour le modèle exponentiel (EXPO), et 6-III-20 pour le modèle sans hypothèses (SSHYP). La Figure 6-III-4 illustre un exemple de ces ajustements.

Pour un angle d' incidence inférieur à 12° , l'h ypothèse d'une distribution gaussienne des pentes permet de reproduire la valeur observée du coefficient de rétrodiffusion radar (NRCS). Pour une incidence supérieure à 12° , les valeurs du NRCS ajusté selon hypothèse gaussienne sont inférieures aux valeurs observées. Le modèle exponentiel permet d'obtenir un ajustement du coefficient de rétrodiffusion radar très proche de la mesure tant que l' angle est inférieur à 14° . Au-delà de 14° , les valeurs de NRCS déduites de l'ajustement par le modèle exponentiel sont supérieures aux valeurs de NRCS mesurées. Quant aux valeurs estimées par ajustement sans hypothèse sur la forme de la distribution, elles sont presque égales aux valeurs mesurées quelque soit l' incidence considéré.

Ainsi, tous ces ajustements conduisent à la même valeur de l' estimation d' une moyenne quadratique des pentes d' une distribution gaussienne à condition de limiter d' angle d' incidence à 12° . A plus grande incidence ($\theta > 15^\circ$), on observe un écart important entre, d'une part, les valeurs ajustées du NRCS par hypothèse d' une distribution des pentes de la surface gaussienne ou exponentielle et, d'autre part, celles mesurées. Ceci tend à prouver que la diffusion de Bragg n' est pas négligeable à ces incidences.

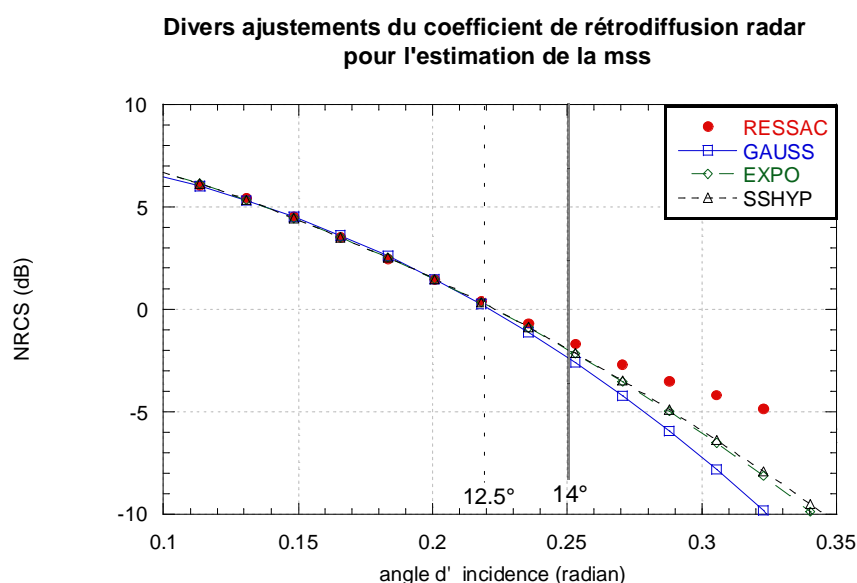


Figure 6-III-4 Ajustements du NRCS comme si la distribution était une pure gaussienne (GAUSS), avec une contribution exponentielle (EXPO), sans hypothèse sur la rétrodiffusion spéculaire (SSHYP)

Une partie de l' augmentation du signal NRCS entre 12 et 15 degrés peut être due aussi à une mauvaise forme de l' ajustement de la forme de la distribution de probabilité des pentes. En effet, l' ajustement gaussien sous-estime davantage le NRCS que les autres ajustements.

Aucune de ces fonctions d' ajustement ne s' est révélée meilleure qu' une autre dans la mesure où l' on limite l' angle d' incidence à 12°, soit 0.21 rad.

Dans la suite de ce chapitre 6 concernant l'étude de la distribution des pentes à petites échelles, j'ai utilisé les valeurs de mss obtenues sous l'hypothèse d'une distribution gaussienne des pentes et en limitant l'angle à 12°.

d) Forme de la distribution des pentes

Cox et Munk [1954] ont évalué la mss en ajustant la distribution des pentes sur une série de Gram-Charlier définie par l' équation(6-II-3). Ils ont montré que la distribution des pentes n' est pas une pure gaussienne et que les facteurs d'aplatissement (kurtosis) et d'asymétrie (skewness) ne sont pas négligeables.

Selon Cox & Munk [1954], les facteurs d'asymétrie (c_{21} et c_{03}) augmentent avec le vent pour une mer propre suivant les lois:

$$\begin{aligned} c_{21} &= 0.01 - 0.0086U \pm 0.03 \\ c_{03} &= 0.04 - 0.033U \pm 0.12 \end{aligned} \quad (6-III-24 \text{ a, b})$$

Pour une mer recouverte d'h uile, ces facteurs ne sont plus dépendants du vent. Leurs valeurs moyennes sont de: $c_{21} = 0.00 \pm 0.02$ et $c_{03} = 0.02 \pm 0.05$. (6-III-25 a, b)

Les facteurs d' aplatissement (c_{40} , c_{22} et c_{04}) sont quant à eux constants et faiblement dépendant de la nature de la surface (propre ou huileuse). Leurs valeurs sont:

- pour une mer propre:

$$c_{40} = 0.40 \pm 0.23, c_{22} = 0.12 \pm 0.06, c_{04} = 0.23 \pm 0.41 \quad (6-III-26 \text{ a, b, c})$$

- pour une mer recouverte d'h uile:

$$c_{40} = 0.36 \pm 0.24, c_{22} = 0.10 \pm 0.05, c_{04} = 0.26 \pm 0.31 \quad (6-III-27 \text{ a, b, c})$$

Jackson [1992] considère que si l' on prend en compte les facteurs d' aplatissement dans le calcul de la mss , on augmente celle-ci de 6%.

Liu [1997] suggère que les facteurs d' aplatissement sont dus aux non linéarités des interactions entre vagues de gravité et vagues de capillarité-gravité. Il propose un modèle double échelle traduisant la statistiques des grandes vagues comme une distribution des pentes gaussiennes et une autre statistique pour les petites vagues. La statistique des petites vagues permet d' illustrer leur caractéristique. Ces petites vagues se placent préférentiellement sur la

face avant la crête des vagues, plutôt que dans le creux. Liu introduit un nouveau facteur d'aplatissement et propose la forme suivante pour la probabilité des pentes:

$$pdf(\zeta'_x, \zeta'_y) = \frac{n}{n-1} \frac{1}{2\pi \cdot \sigma_u \cdot \sigma_c} \times \left[1 + \frac{\zeta_x^2}{(n-1)\sigma_u^2} + \frac{\zeta_y^2}{(n-1)\sigma_c^2} \right]^{-(n+2)/2} + \text{asymétrie}$$

(6-III-28)

Quand n tend vers 100, la distribution est proche d'une distribution gaussienne. Pour retrouver les valeurs de peakedness décrites par Cox et Munk, il faut fixer n à la valeur 10. D'après le modèle de surface de la mer utilisé par Liu, ce facteur varie en fonction du vent: à vent faible, la forme de la pdf est plus pointue que celle d'une gaussienne pour $U=4\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ on a $n=6$, et à vent fort la pdf se rapproche de la gaussienne n augmente et vaut 50 pour $U=15\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$.

L'approche de Chapron [2000] est similaire à celle de Liu [1997] précédemment citée. Les effets de non-linéarité des interactions entre vagues créent des moments d'ordre supérieurs dans la statistique des pentes des vagues. Les petites vagues superposées aux grandes vagues sont une source d'irrégularité, leur répartition n'est pas uniforme, et leur présence est plus importante sur la face avant que dans le creux. Pour Chapron, comme pour Liu, il est nécessaire de proposer un modèle qui tienne compte des deux échelles. Chapron [2000] introduit une probabilité des pentes qui a les propriétés statistiques d'une gaussienne à grande échelle, et qui est perturbé à petite échelle par une petite fluctuation δ . Cette distribution s'écrit:

$$pdf(\zeta) = \frac{\alpha_0}{\pi} \cdot (1 + \alpha_0 \Delta \cdot \zeta^2)^{-(1+\Delta)/\Delta} \quad (6-III-29)$$

où Δ définit la variance de la petite fluctuation δ et α_0 est l'inverse de la variance des pentes de la gaussienne. La mss de la distribution donnée par (6-III-29) est proportionnelle à la distribution des pentes de la gaussienne et vaut:

$$mss = \frac{1 + \Delta}{\alpha_0} \quad (6-III-30)$$

La valeur de Δ qui permet d'approcher les résultats de Cox et Munk est de 0.23 et ne dépendrait pas du vent. Cette correction Δ caractérise les petites échelles. Cependant aucune mesure n'a permis jusqu'à présent de préciser si ces fluctuations sont ou non dépendantes du vent, ou de l'état de la mer.

Selon ce modèle, l'ajustement du NRCS en fonction de $\tan^2 \theta$ conduit à sous-estimer la mss d'un facteur $1 + \Delta$. Ainsi, pour tenir compte de l'aplatissement de la distribution des pentes

lors du calcul de la *mss* à partir du profil de NRCS des données RESSAC, il faut la corriger du facteur Δ (égal à 20%).

Au nadir, la *mss* est proportionnelle au NRCS via le coefficient de réflectivité de Fresnel. De nombreux auteurs [Jackson 1992, Elfouhaily 2000] ont noté que le coefficient de Fresnel nominal ($\rho_{nominal}$) n'est pas cohérent avec la mesure, et utilisent un coefficient de Fresnel effectif (ρ_{eff}) afin de corriger la mesure des erreurs d'étalonnage d'une part et d'effets de diffraction d'autre part. Or en tenant compte de l'effet d'aplatissement, c'est à dire de la correction de $1+\Delta$, on parvient à expliquer en grande partie (80%) la valeur ρ_{eff} utilisée à la place du $\rho_{nominal}$ [Chapron, 2000].

Dans les résultats présentés ci-après, l'estimation de la *mss* à partir des données de l'altimètre TOPEX sont effectuées avec un ρ_{eff} qui tient compte de l'aplatissement. Pour les données RESSAC, aucun terme correctif lié au facteur d'aplatissement n'a été appliquée. Une sous-estimation de 20% est donc possible sur les données RESSAC.

IV. RESULTATS DES MESURES RESSAC

A. Présentation des situations

Pour différents vols du radar RESSAC, la *mss* a été estimée comme décrit précédemment par ajustement linéaire en considérant la *pdf* des pentes gaussienne (équations (6-III-12) et (6-III-13)). Lorsque le radar survole les plates-formes ASIS et Atalante, les valeurs de *mss* peuvent être reliées aux mesures d'état de mer et de flux turbulents de quantité de mouvements. Les cas étudiés sont présentés dans le Tableau 6-IV-1 ci-dessous. Les différentes informations regroupées sont le numéro de spectres RESSAC, le jour du vol, la localisation du point de mesure, la *mss*, les directions des deux maxima de *mss* (mss_{up} et mss_{down}), le rapport du maximum au minimum de *mss* (MSS_{Up}/MSS_{Cr}), la direction du vent ($dirU$), le vent équivalent neutre à 10m ($U10n$), la vitesse de frottement (U^*), l'appareil de mesure de l'état de mer (FIMR, ASIS ou RESSAC), la hauteur significative (Hs), les directions et fréquence moyenne de la composante de la mer du vent, et de la composante de la houle, le rapport de l'énergie de la mer du vent à la houle (E_{mdv}/E_{swl}), la pente principale (Hs/L), l'âge des vagues ($Cp/U10n$ et Cp/U^*).

Tableau 6-IV-1 Regroupement des données de MSS, état de mer et flux de quantité de mouvement récoltées durant l'expérience FETCH98.

| RESSAC | Point | MSS | Dir Up / Down | MSS Up / MSS Cr | DirU | U10n | U* | Vagues | Hs | Mer du vent (dir, Fm) | Houle (dir, Fm) | Emdv / Eswl | Hs/L | Cp / U10n | Cf / U* |
|----------------------|-------------------|--------|---------------|-----------------|------|------|-------|--------|------|-----------------------|-----------------|-------------|-------|-----------|---------|
| sp1-0817 18/03/98 | 42.62°N 4.34°E | 0.0210 | 246 150 | 0.83 | 7 | 5.3 | 0.131 | Fimr | 0.63 | | 192 0.278 | 0.00 | 0.031 | 1.05 | 42. |
| sp1-1012 20/03/98 | 42.97°N 4.32°E | 0.0256 | 1 173 | 0.79 | 351 | 15.7 | 0.637 | Asis | 1.84 | 358 0.208 | 61 0.196 | 0.69 | 0.051 | 0.48 | 11. |
| sp2-1013 20/03/98 | 42.44°N 4.35°E | 0.0232 | 194 319 | 0.85 | 334 | 11.4 | 0.474 | Ressac | 2.54 | 8 0.141 | | 1. | 0.032 | 0.97 | 23. |
| sp2-1213 24/03/98 | 43.12°N 4.01°E | 0.0232 | 201 29 | 0.73 | 4. | 13.5 | 0.501 | Ressac | 1.22 | 333 0.118 | 247 0.143 | 0.79 | 0.011 | 0.98 | 26. |
| sp4-1213 24/03/98 | 42.89°N 4.23°E | 0.0256 | 194 14 | 0.74 | 3 | 15.2 | 0.563 | Asis | 1.76 | 346 0.192 | 53 0.185 | 0.76 | 0.041 | 0.54 | 14. |
| sp3-1409 28/03/98 | 43.00°N 4.07°E | 0.0222 | 272 133 | 0.84 | 135 | 7.6 | 0.227 | Fimr | 1.08 | | 318 0.233 | 0.00 | 0.037 | 0.88 | 29. |
| sp1-1617 03/04/98 | 42.78°N 4.44°E | 0.0258 | 231 18 | | 170 | 12.7 | 0.589 | Ressac | 1.98 | 194 0.167 | 180 0.149 | 0.24 | 0.036 | 0.73 | 15. |
| sp5-1616 03/04/98 | 42.86°N 4.25°E | 0.0253 | 242 106 | 0.70 | 132 | 9.5 | 0.319 | Asis | 2.34 | 133 0.167 | 215 0.145 | 0.44 | 0.031 | 1.13 | 33. |
| sp4-1714 04/04/98 | 42.82°N 4.99°E | 0.0215 | 293 155 | 0.75 | 294 | 4.4 | 0.123 | Ressac | 1.18 | | 179 0.145 | 0.00 | 0.016 | 2.45 | 87. |
| sp1-1813 05/04/98 | 42.95°N 4.37°E | 0.0243 | 110 220 | 0.76 | 252 | 16.4 | 0.699 | Asis | 1.19 | 230 0.286 | 161 0.182 | 0.67 | 0.062 | 0.33 | 7. |
| sp4-2014 07/04/98 | 42.87°N 4.26°E | 0.0221 | 65 279 | 0.87 | 259 | 6.5 | 0.195 | Asis | 1.13 | 283 0.217 | 192 0.172 | 0.32 | 0.021 | 1.40 | 46. |

Les cas du 20 et 24 Mars sont des cas durant lesquels le Mistral est bien établi. Le 18 Mars est un épisode de fin de Mistral avec un vent faible, et une hauteur significative peu élevée. Les 28 Mars et 04 Avril sont des cas de vents faibles avec des rotations fréquentes du vent, et une légère houle (environ un mètre de hauteur significative). Les autres cas sont des cas de mer mixte avec présence simultanée de mer du vent et de houle, souvent croisée.

B. MSS totale

a) Relation à l'intensité du vent et/ou du stress

Les mesures effectuées par le radar RESSAC durant la campagne FETCH montrent une légère dépendance de la *mss* en fonction du vent: la moyenne quadratique des pentes augmente avec l'augmentation de la vitesse de frottement (Figure 6-IV-1) et du vent (Figure 6-IV-2). Mais, ces valeurs de moyenne quadratique des pentes (*mss*) estimées grâce aux données RESSAC ne correspondent pas aux valeurs attendues, c'est à dire les valeurs déterminées par le modèle de Liu [2000] ou bien celles mesurées lors de campagnes antérieures [Cox & Munk, 1954 ; Jackson, 1992 ; Walsh, 1992].

En fonction des longueurs d'onde de l'instrument utilisé (radar, optique, ..) pour estimer la moyenne quadratique des pentes, les relations entre la *mss* et le vent diffèrent. Une diminution de la sensibilité, lorsque la longueur d'onde électromagnétique utilisée pour la mesure augmente, est confirmée par les relations des expériences antérieures. Une des premières relations linéaires a été établie par Cox et Munk [1954] (6-IV-1). Sur d'autres jeux de données, on retrouve cette relation à un coefficient de proportionnalité près qui est de 0.85 pour les mesures de Walsh [1998] à 36 GHz (6-IV-2), et de 0.5 pour les mesures de Jackson [1992] à 14 GHz (6-IV-3).

- Cox et Munk [1954] (domaine optique): $mss = 0.003 + 0.00512 \cdot U_{12.5}$ (6-IV-1)

- Walsh [1992] (36 GHz): $mss = 0.00417 \cdot U_{10}$ (6-IV-2)

- Jackson [1992] (14 GHz): $mss = 0.012 + 0.0024 \cdot U_{10}$ (6-IV-3)

Donc, on s'attend à une sous-estimation des *mss* par la mesure RESSAC (bande C) par rapport à ces résultats et une moins sensibilité moins importante en fonction du vent. Cette sensibilité de la mesure en bande C est reconnue comme amoindrie comparée à des mesures à plus haute fréquence, car le filtrage effectué par le processus de rétrodiffusion électromagnétique est plus important [Jackson 1992, Liu 2000].

Mais la dépendance constatée sur les données RESSAC est encore moins importante que ce que prévoit le modèle de rétrodiffusion proposé par Liu [2000]. En effet les valeurs de *mss* estimées par RESSAC pour un vent compris entre 4.5 et 16.5 m.s⁻¹ correspondent à des valeurs de *mss* du modèle de Liu équivalentes à un vent proche de 12 m.s⁻¹. Toutes les corrections envisagées pour l'estimation de la *mss* par le radar RESSAC (Annexe A3) ne permettent pas d'expliquer une erreur supérieure à 20%.

Ainsi, la faible sensibilité des données RESSAC au vent n'est pas compatible avec les relations précédemment établies lors d'expériences antérieures. Ceci remet en doute les valeurs nominales mesurées. Cependant, le comportement de la *mss* en fonction du vent est cohérent avec ce que l'on attend, c'est à dire une augmentation de la *mss*. Ceci permet d'envisager l'étude du comportement de la *mss* en fonction d'autres paramètres géophysiques, comme l'âge ou la pente principale des vagues.

Figure 6-IV-1 Moyenne quadratique des pentes en fonction du stress - données de l'expérience FETCH98.

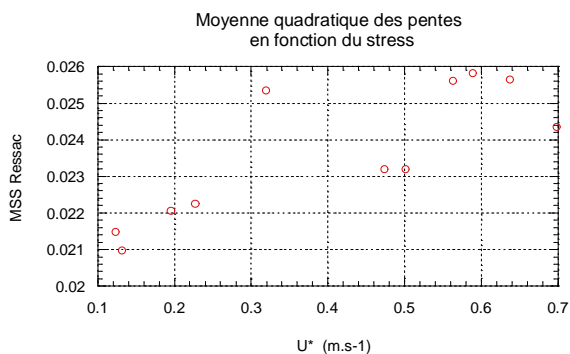
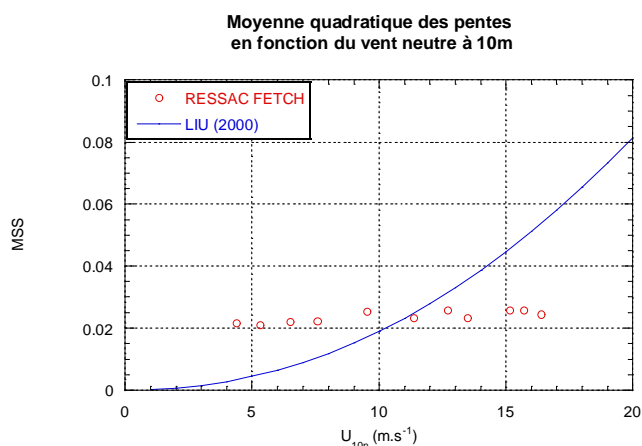


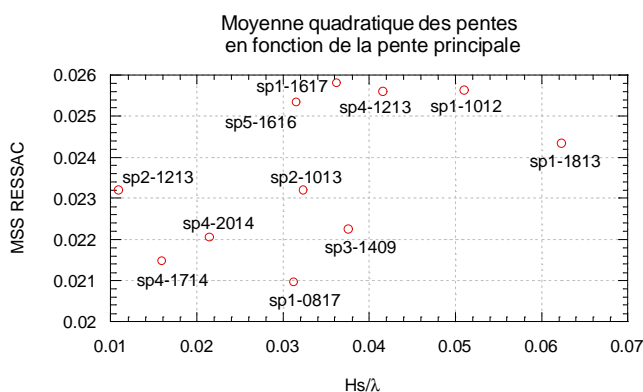
Figure 6-IV-2 Moyenne quadratique des pentes en fonction du vent - données de l'expérience FETCH98



b) Relation à la pente des vagues

La moyenne quadratique des pentes estimées par le radar RESSAC est représentative des pentes à petite échelle. Or la répartition des petites vagues peut être modifiée par la présence de grandes vagues du fait notamment de la modulation hydrodynamique [Smith, 1990]. La dépendance entre la *mss* estimée par le radar RESSAC durant l' expérience FETCH et la pente significative des vagues qui est définie comme le rapport entre la hauteur significative et la longueur d' onde du pic est illustrée eFigure 6-IV-3. Malgré la forte dispersion des données, on note une augmentation de la *mss* avec l' augmentation de la pente significative.

Figure 6-IV-3 Moyenne quadratique des pentes en fonction de la pente significative données de l'expérience FETCH98



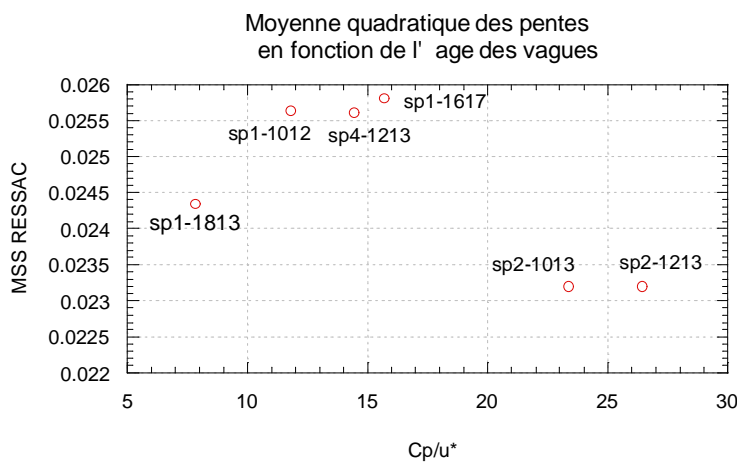
c) Relation à l' âge des vagues

Cette relation à la pente des vagues est synonyme en cas de mer du vent à une relation de la mss en fonction de l' âge des vagues. En effet si la mer n' a pas encore atteint son plein développement, la pente significative diminue quand les vagues vieillissent suivant la relation JONSWAP suivante:

$$\frac{H_s}{\lambda} = 0.026 \left(\frac{U}{C_p} \right)^{1/2} \quad (6-IV-4)$$

En traçant la mss en fonction de l' âge des vagues pour les cas de mer du vent (Figure 6-IV-4), on constate une diminution de la mss en fonction de l' âge des vagues.

Figure 6-IV-4 Moyenne quadratique des pentes en fonction de l' âge des vagues- données FETCH98



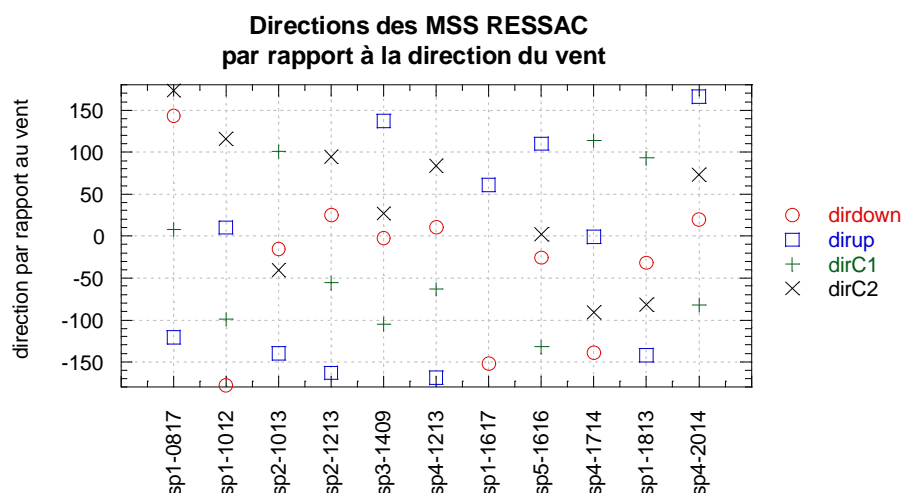
C. MSS directionnelle

a) Direction des extrema de MSS

La rotation de l'antenne RESSAC permet d'estimer la mss directionnelle. En fonction de l'azimut, nous avons déterminé la direction du maximum de mss noté mss_{up} , le second maximum est reconnu comme mss_{down} , et les deux minima comme mss_{cross1} et mss_{cross2} . Ces appellations font référence à la direction du vent, car la mss est supposée être plus importante dans la direction du vent que dans les directions perpendiculaires.

Sur la Figure 6-IV-5 les directions des extrema de mss par rapport à la direction du vent sont représentées par point de mesure. Les résultats montrent que la direction dite "downwind" est fréquemment celle du vent. La direction upwind est assez fréquemment à l' opposé de la direction downwind. Les directions cross devraient être perpendiculaires des directions upwind et downwind.

Figure 6-IV-5 Directions des MSS up, down, cross1 et cross2, par rapport à la direction du vent - données FETCH98 -



Dans les cas de vents faibles, la direction du vent est souvent mal estimée par l' anémomètre. De même la signature de la direction n' est pas claire sur les données du radar RESSAC à faible incidence. Quand le vent est faible (voir Figure 6-IV-6), l' anisotropie est faible et la mss directionnelle tend vers une valeur unique en fonction de l' azimut. Pour les cas de mer croisée, les directions des mss_{cross} sont mal déterminées.

b) Anisotropie

La mss mesurée par Cox et Munk [1954] est anisotrope, c' est à dire est maximale dans la direction du vent, et minimale dans les directions perpendiculaires. Le rapport d' anisotropie est défini comme étant le rapport entre le maximum et le minimum de la mss, soit mss_{cr}/mss_{up} . Pour Cox et Munk, ce rapport est compris entre 55% et 100% et vaut en moyenne 75% pour une surface propre. Des vents constants diminuent ce rapport, alors que des vents intermittents (en rafales) augmentent ce rapport jusqu' à l' unité.

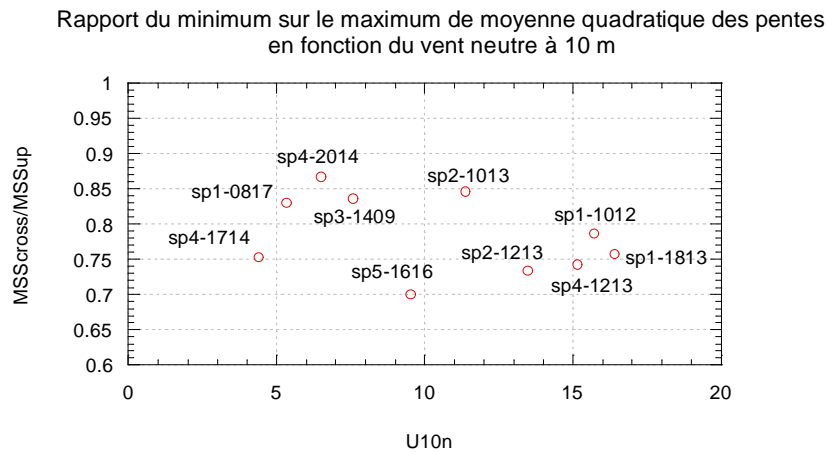
Masuko et al [1986] ont trouvé une dépendance du rapport d' anisotropie en fonction du vent: pour un vent de $7.9m.s^{-1}$ le rapport vaut 58%, et pour un vent de $9.3m.s^{-1}$ ce rapport est de 78%.

Cette tendance n' est pas reproduite sur les mesures du radar RESSAC, les données sont assez dispersées. Le rapport d' anisotropie diminue légèrement avec l' intensité du vent (Figure 6-III-1), c' est à dire que la différence entre maxima et minima augmente.

Aucune relation entre ce rapport et l' état de mer (houle, mer du vent, mer croisée), l' âge des vagues, ou la pente principale n' a été mise en évidence.

Le cas numéroté *sp4-2014* correspond à un vent faible en rotation, dans ce cas particulier le rapport tend vers l'unité.

Figure 6-IV-6 **Rapport d' anisotropie en fonction du vent neutre à 10m- données FETCH98**



V. CAS DU 24 MARS: DONNEES RESSAC, TOPEX ET LIDAR

Dans l'après-midi du 24 Mars 1998 les appareils MERLIN-IV portant le radar RESSAC et l' ARAT portant le lidar LEANDRE ont effectué un vol coordonné avec l' altimètre TOPEX entre 17h30 et 18h30. Ces trois instruments travaillent à des longueurs d' onde différentes, et permettent de restituer une *mss* omnidirectionnelle. La comparaison de ces mesures a permis d'identifier la sensibilité des instruments pour l'estimation de la *mss* en fonction de leurs longueurs d'onde. De plus, la situation météorologique de cette journée, déjà présentée dans le chapitre 4-II-B-b, est particulièrement intéressante. Le Mistral est bien établi dans la partie Nord, et dans la partie Sud un écoulement atmosphérique en provenance du golfe de Ligurie est observable. Cette situation météorologique a permis d'étudier en particulier l'évolution des paramètres géophysiques en fonction de la distance de fetch. Dans un premier temps, je présente la comparaison des estimations de la *mss* effectuées à partir de trois instruments de télédétection fonctionnant dans trois longueurs d' onde différentes. Puis, je présente la variation spatiale de la *mss* dans le cas de mer du vent en développement du 24 Mars 1998.

a) Restitution des *mss* lidar, topex

Le radar RESSAC fonctionne en bande C (5.35 GHz, soit 5.5 cm de longueur d' onde) avec une antenne inclinée à 12.5° avec une ouverture de lobe de 7° . L' analyse du coefficient de rétrodiffusion radar (NRCS) en fonction de l' angle d' incidence permet d' estimer la *mss* comme décrit précédemment (voir équations (6-III-12) et (6-III-13)).

L' altimètre TOPEX fonctionne dans les bandes C (5.3 GHz) et Ku (13.6 GHz). La *mss* estimée par l' altimètre est directement reliée au NRCS par l' équation (6-III-14). Le coefficient de proportionnalité est le coefficient de Fresnel effectif qui tient compte des erreurs d' étalonnage du NRCS, et des effets de diffraction ou des moments statistiques d' ordre supérieurs dus au caractère non gaussien de la surface. Les valeurs nominales du coefficient de Fresnel sont définies à partir de la permittivité de l' eau de mer et du vecteur d' onde. En bande C et Ku, ces valeurs sont respectivement 0.61 et 0.64. Les valeurs effectives du coefficients de Fresnel varient en fonction de l' intensité du vent [Valenzuela 1978]. Pour la bande Ku, le coefficient de Fresnel effectif varie entre 0.45 et 0.36 pour un vent de 7 à 15 m.s⁻¹. Les *mss* TOPEX sont estimées à partir de la mesure du NRCS en bande Ku avec un coefficient effectif de 0.4.

Le lidar LEANDRE mesure la réflectance à 732 nm. Le principe de mesure de la *mss* est décrit par Flamant *et al* [2002]. La réflectance est corrigée de l' absorption des particules d' eau et aérosols. Dans le cas d' une mesure au nadir, la réflectance ρ_s est proportionnelle à la *mss* via le coefficient de Fresnel ρ_0 :

$$\rho_s = \frac{\rho_0^2}{4 \cdot mss} \quad (6-V-1)$$

Avant de calculer la *mss*, on corrige la réflectance de la partie associée au déferlement. Cette correction sur le déferlement n' est effective que pour des vents supérieurs à 12 m.s⁻¹.

b) Evolution spatiale

Les estimations des *mss* effectuées par les trois instruments (RESSAC, TOPEX , LEANDRE) sont tracées en fonction de la latitude en Figure 6-V-1. La trace des instruments a été présentée précédemment en Figure 4-II-3. Le point de la côte correspond à la latitude 43.5°N. D' après les modèles de rétrodiffusion, on s' attend à observer une *mss* d' importance croissante en fonction des longueurs d' onde utilisées, c' est à dire RESSAC, puis TOPEX, puis LEANDRE.

En utilisant la valeur de 0.4 (ce coefficient tient compte de la non -gaussiannité, voir Chapitre 6 - III. B. d) comme coefficient de Fresnel effectif pour le calcul de la *mss* TOPEX, on obtient des valeurs du même ordre de grandeur entre les estimations du LEANDRE et de TOPEX. Ce coefficient a été choisi afin de compenser l' effet du filtrage du à la longueur d' onde de l' altimètre (bande Ku). Cependant la variabilité est moins importante sur les données TOPEX que sur les données du LEANDRE, ce qui prouve que la surface n' est pas perçue de la même manière par les deux instruments. Une partie de l' information de la surface

est lissée lorsqu' on travaille à des longueurs d' onde centimétriques et non pas sub millimétriques.

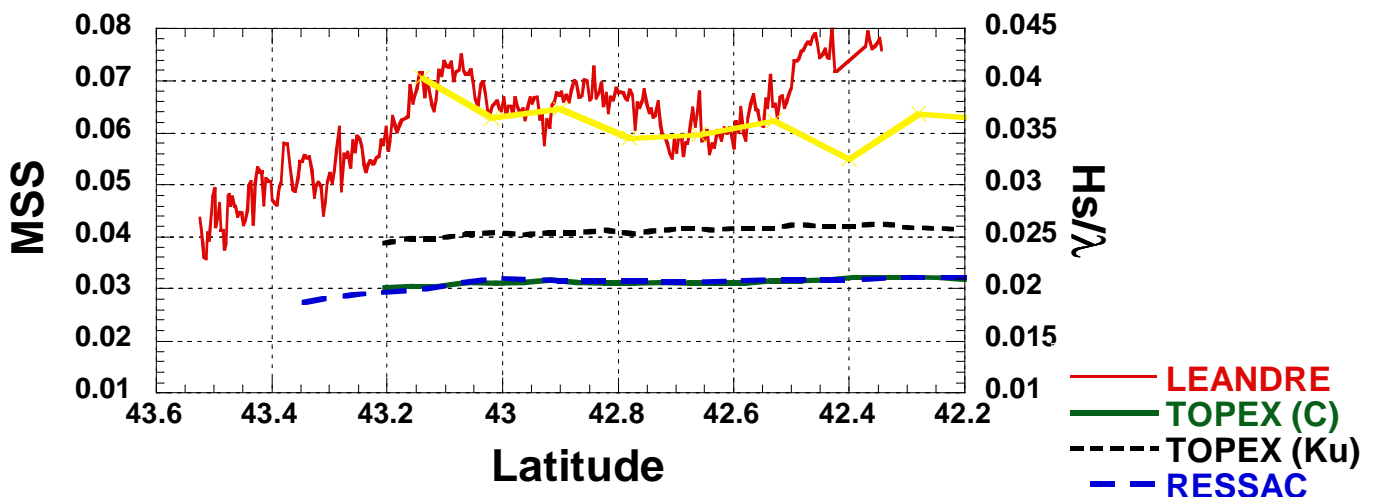
Les données RESSAC (qui n' ont reçues aucune correction) sont inférieures à celles mesurées par les deux autres instruments. Ceci est cohérent avec le principe de filtrage en fonction de la longueur d' onde électromagnétique de l' instrument, et la sous-estimation due au caractère non-gaussien de la surface.

Les données du LEANDRE (domaine optique) ne sont pas affectée par le filtrage dû à la longueur d' onde électromagnétique émise. Seules les données du LEANDRE seront utilisées par la suite pour étudier la variabilité spatiale de la *mss* le long de la trace. Ce travail a été réalisé en collaboration avec C. Flamant [2002, article soumis].

L' évolution spatiale de la *mss* se découpe en trois parties distinctes. On constate que la variabilité spatiale est plus détaillée sur les données du lidar LEANDRE, que sur les données TOPEX.

Figure 6-V-1 Moyenne quadratique des pentes (échelle gauche) estimées par RESSAC bande C (pointillés longs bleus), TOPEX bande Ku (pointillés courts noirs), bande C (trait continu vert), et LEANDRE 732nm (trait continu rouge) et pente principale des vagues (échelle de droite-trait continu jaune) - données FETCH du 24 MARS 1998.

VOLS du 24 MARS: 4 estimations de la MSS



De la côte (43.5°N) à 43.1°N, la *mss* augmente en s' éloignant de la côte. Notre interprétation est que cette croissance correspond à une croissance du vent qui se justifie par un changement de rugosité entre la côte et la mer. Ceci est fondé sur l'étude de C. Quentin [1998] réalisée à partir d'un modèle analytique de tranformation du vent en zone côtière [Kudryatsev & Makin, 1996], qui prévoit une évolution dans les 100 premiers kilomètres de fetch.

De plus Cox et Munk [1954] ont constaté qu' en cas de fetch court $m_{SS_{downwind}}$ n' a pas le temps d' atteindre sa valeur maximale. C' est à dire que la m_{SS} observée à fetch court est inférieure à celle du même vent à fetch plus long. Donc plus le fetch est court, moins la m_{SS} est élevée, ce qui correspond à la croissance de la première partie de la trace.

Entre 43.1°N et 42.8°N, la m_{SS} est à peu près constante. La situation correspond à un vent constant et une mer en développement. Les variations observées correspondent aux variations de la pente significative des vagues (échelle de droite, trait jaune, sur la Figure 6-V-1), c' est à dire que la m_{SS} diminue lorsque la pente significative diminue et inversement la m_{SS} augmente lorsque la pente significative augmente [Flamant *et al*, 2002]. Ceci correspond aux résultats obtenus sur la variation de la m_{SS} RESSAC en fonction de la pente significative (Chapitre 6 - IV. B. b) .

Entre 42.8° et 42.0°N, la m_{SS} estimée par le LEANDRE augmente. Cette augmentation est compatible avec l' advection d' une houle de Sud-ouest due à un deuxième écoulement atmosphérique du Golfe de Ligurie et qui augmente la hauteur significative des vagues. En présence de houle et de mer du vent, les interactions non-linéaires et la dissipation sont plus importantes, ce qui pourrait expliquer l' augmentation de m_{SS} observée à très petite échelle.

VI. CONCLUSIONS

Les premiers travaux sur la distribution des pentes ont été réalisés par C. Cox et W. Munk [1954] sur des données optiques. Nous avons montré que les données de NRCS du radar RESSAC peuvent être analysées jusqu' à 12° en terme de moyenne quadratique des pentes (m_{SS}). Les données du radar RESSAC ne permettent pas de remettre en cause l' hypothèse gaussienne à faible incidence.

Les travaux de Cox & Munk [1954] ont montré la dépendance de la moyenne quadratique des pentes en fonction du vent et du stress. Mais selon la gamme de fréquence utilisée, la moyenne quadratique des pentes observée n' est qu' une quantité partielle de la moyenne quadratique du spectre des vagues. Divers auteurs proposent de multiplier la relation de dépendance en fonction du vent définie par Cox et Munk par un facteur lié à la longueur de l' onde électromagnétique incidente. Sur nos données, nous avons effectivement observé une relation entre la m_{SS} mesurée par le radar RESSAC et le vent, cependant celle-ci est moins significative que ce qui est attendu. Nous avons noté également l' existence d' une relation entre la m_{SS} et la pente des vagues, cohérente avec une relation entre la m_{SS} et l' âge des vagues.

La direction du premier ou du second maximum de la *mss* directionnelle RESSAC correspond bien à la direction du vent. L' anisotropie de la *mss* dépend de l' intensité du vent et varie entre 0.75 et 1.0. Dans les cas de vent faible, les directions upwind, downwind et crosswind sont mal déterminées, car l' anisotropie est très faible. Sur le nombre de cas étudié, nous n' avons pas observé de dépendance de l' anisotropie avec les variables d' état de mer.

La distribution des pentes est souvent modélisée sous la forme d' une gaussienne, cependant on suppose que cette forme est une approximation du premier ordre, et d' importants facteurs d' aplatissement et d' asymétrie sont à considérer. La prise en compte de ces facteurs augmentent la moyenne quadratique. Cette modification peut également être incluse dans le coefficient effectif de réflectivité de Fresnel. Ainsi la mesure altimétrique de la *mss* en bande Ku permet de mesurer une *mss* compatible avec les mesures effectuées dans le domaine visible.

Malgré les différences ordre de grandeur des *mss* des trois instruments (RESSAC, TOPEX et LIDAR) dues au filtrage, l' analyse spatiale de la moyenne quadratique des pentes montre que celle-ci augmente lorsqu' on s' éloigne de la côte. Ceci témoigne de la forte évolution du vent dans les premiers kilomètres de fetch. Sur des distances de fetch plus importantes, l' évolution de la moyenne quadratique des pentes semble correspondre à une évolution de la pente principale des vagues.

Chapitre 7 - Conclusions et Perspectives

L' état de la mer est d' une importance capitale pour les applications maritimes, mais aussi scientifiques. Dans le cadre de mon travail de thèse effectué dans le cadre de l' expérience FETCH, j' ai mis en évidence la spécificité de l' état de la mer en zone côtière et son influence sur les flux turbulents, en particulier le flux de quantité de mouvement, et sur les signaux électromagnétiques.

Dans un premier temps, j'ai présenté les observations de l' état de la mer effectuées par les instruments *in situ* comme les bouées ASIS et FIMR et par le radar aéroporté RESSAC. Nous avons pu constater en comparant ces mesures que le radar RESSAC est un instrument performant pour la mesure du spectre directionnel des vagues en zone côtière lorsque la mer est suffisamment agitée (hauteur significative supérieure à 1m) et que la répartition d' énergie est dans une gamme de fréquence de 0.1 à 0.25 Hz. Cet instrument permet d' obtenir alors un spectre plus détaillé que le spectre des bouées. Ces résultats montrent qu' il est possible d' obtenir par un radar aéroporté à ouverture réelle des spectres directionnels de vagues avec une bonne définition en zone côtière (au problème d' étalonnage de l' énergie près) L' analyse des données RESSAC a mis en évidence la complexité des états de mer (mer mixte, ou mer croisée due à une rotation rapide du vent).

L' accès au spectre directionnel des vagues était une étape indispensable dans la suite de l' étude, car il a permis de classifier les états de la mer. La différenciation des états de mer est capitale car la houle et la mer du vent ont un rôle différent notamment dans les échanges d' énergie comme je l' ai montré lors de l' étude des flux. À partir du spectre directionnel nous avons pu différencier les parties mer du vent et houle en analysant la fréquence pic des différents trains de vagues, ainsi que la direction de propagation. Une simple analyse sur le spectre omnidirectionnel n' aurait pas permis de distinguer un cas de houle d' un état de pure mer du vent lors d' une rotation rapide du vent.

Dans un second temps pour compléter l' information fournie par les mesures de spectres directionnels, nous avons eu recours aux données des modèles de prévision d' état de mer. Il était nécessaire et indispensable de valider ces données au préalable. Les études statistiques sur les paramètres moyens ont montré que la modélisation du spectre des grandes vagues est à présent assez bien maîtrisée. Pour les données analysées, les modèles reproduisent

correctement les cas de mer du vent à condition que le champ de vent utilisé pour le forçage soit correct (problème du modèle IFS en zone côtière). Cependant j' ai montré que la loi de croissance observée à la bouée ASIS diffère sensiblement de la loi JONSWAP utilisé dans le modèle VAG. Cette différence qui n' est pas mis en évidence lorsqu' on examine juste la hauteur significative totale, est certainement compensée par d' autres termes de l'équation d' évolution des spectres de vagues. Concernant la houle, certains cas n' ont pas pu être bien prévus par les modèles numériques de prévision de l' état de mer. Il s' est avéré que ces erreurs étaient essentiellement liées à des erreurs dans les champs de vent dans la zone et au moment de la génération de ces vagues qui évoluent sous forme de houle. Avec une meilleure maîtrise du système couplé atmosphère-océan, on peut espérer réduire les erreurs liées à une mauvaise détermination de l' intensité et/ou de la localisation des structures météorologiques (dépression, anti-cyclone, ..). Une amélioration peut-être envisagée en partie par un approfondissement de nos connaissances sur les échanges d' énergie à l' interface, ce qui nous conduit à un autre objectif de la thèse: l' impact de l'état de mer sur les flux turbulents .

En étudiant les relations possibles entre les variables caractéristiques des flux de quantité de mouvement et celles de l' état de la mer, nous avons montré que celui-ci conditionne les échanges d' énergie. En effet, pour les cas de mer du vent nous avons caractérisé la dépendance du flux de quantité de mouvement avec le développement des vagues. Cette paramétrisation est indispensable lors des estimations du flux de quantité de mouvement, notamment à partir de la méthode aérodynamique de masse (ou "Bulk"). De même dans la méthode de calcul des flux dite inertio-dissipative, il serait judicieux d' introduire cette paramétrisation pour tenir compte de l' état de développement de la mer. Cette relation intervient aussi dans les modèles numériques de prévision atmosphériques couplés à la prévision de l' état de la mer, et est déjà implémentée dans certains modèles tel que WAM cycle 4. Il est donc capital d' évaluer correctement les coefficients de cette relation, notamment sur une base de données plus large que celle de la campagne FETCH, qui comprendrait notamment des cas de mer d' âges plus variés et de fortes houles, comme celles rencontrées lors de l' expérience CATCH [Eymard *et al*, 1999] par exemple. Pour ce qui concerne les relations entre les échanges d' énergie et les vagues, nous nous sommes limité à l' étude du flux de quantité de mouvement. Or de même que la présence de la mer du vent et son évolution modifie le bilan d' énergie, on peut se demander quelle est l' influence des vagues sur les autres termes du bilan, et notamment si les grandes vagues jouent un rôle sur les flux de quantité de chaleur sensible et latente. Il serait intéressant d' élargir l' étude des flux turbulents présenté au

chapitre 5 d'une part aux autres flux que le flux de quantité de mouvement et d'autre part sur une base de données ayant une plus large gamme d'âge des vagues.

L'accès à l'âge des vagues n'est cependant possible que si l'on dispose de données sur le spectre directionnel des vagues et sur l'intensité du vent. Ceci implique un effort instrumental supplémentaire lors des prochaines campagnes de mesure afin de mesurer à la fois le spectre directionnel des vagues et le vecteur vent. On peut espérer que ces paramètres seront accessibles dans un futur proche depuis l'espace, ce qui permettrait d'évaluer la relation entre les vagues et les flux turbulents, et alors d'améliorer l'estimation des échanges d'énergie.

Nous savons que dans les cas de la mer du vent, les vagues sont fortement reliées au vent local. Bien que les moyennes quadratiques des pentes estimées à partir des données du radar RESSAC évoluent peu en fonction de l'intensité du vent, nous avons montré que l'anisotropie de la moyenne quadratique des pentes est reliée à celle du vent. En effet la répartition des pentes n'est pas uniforme selon les directions de propagation. Sur les quelques cas dont nous disposons, nous avons observé que la moyenne quadratique des pentes des vagues est plus forte sous le vent, et que celle-ci augmente en fonction de la durée ou de la distance de fetch. Nos observations sont en nombre limité et ne nous ont pas permis d'effectuer une étude complète. Mais celles-ci sont toutefois intéressantes et viennent enrichir la base de données utilisée pour la validation des modèles de rétrodiffusion électromagnétiques à la surface de la mer, et devrait permettre de tester l'hypothèse d'une distribution gaussienne des pentes classiquement retenue.

Contrairement aux cas de houle pour lesquels on sait d'après les données expérimentales que l'étalement est étroit, la répartition angulaire de l'énergie de la mer du vent est encore mal connue et ce point mérite une étude plus approfondie. Seulement deux cas de mer du vent en développement (20 et 24 Mars) ont été bien documentés durant la campagne FETCH. L'évolution de l'étalement angulaire du spectre des vagues a été étudié en collaboration avec H. Pettersson [article accepté, 2002]. Mais, par la complexité du cas du 24 Mars (composante de houle superposée dans la partie Sud à la composante mer du vent) et le nombre limité de mesures, aucune évolution de l'étalement angulaire en cas de fetch limité n'a pu être établie.

En plein océan, la distance de fetch n'est plus très bien déterminée. Le centre de la dépression, ou une limite de front joue le même rôle que la côte: c'est une rupture du champ de vent. Dès que le champ de vent n'est plus homogène, le même phénomène de fetch que celui observé près des côtes existe. Dans tous les cas même lorsqu'on ne peut établir une distance de fetch,

l' âge des vagues demeure un paramètre accessible. Ainsi toutes les évolutions des flux turbulents, de la longueur de rugosité, ou de la moyenne quadratique des pentes peuvent être envisagées en fonction de ce paramètre. Cependant pour calculer l' âge des vagues, il est nécessaire d' accéder au spectre directionnel ou omnidirectionnel des vagues.

Les futures missions satellites, comme ENVISAT ou SWIMSAT, restitueront le spectre des vagues. Cette information couplée à d' autres mesures satellites de la surface de la mer: coefficient de rétrodiffusion radar (altimètres), ou de réflectance lidar, devrait permettre de poursuivre l' étude commencée dans le cadre de cette thèse, et d' établir des relations plus générales entre les paramètres de la télédétection et les caractéristiques des vagues.

ANNEXE 1: MÂT INSTRUMENTÉ DE L' ATALANTE

Le navire Atalante était doté pour la campagne FETCH d' un mât météorologique. Ce mât, d' une hauteur 12 m, est situé à l' avant du navire. A son sommet sont placés les capteurs météorologiques (photo A1-1) qui mesurent les paramètres météorologiques avec un échantillonnage rapide utilisés pour la mesure des flux turbulents.

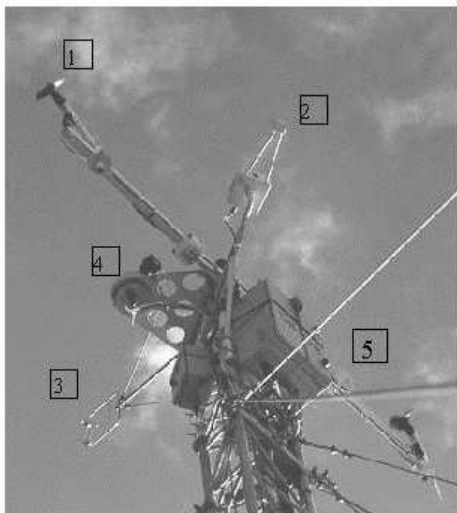


Photo A1-1
Capteurs au sommet du mât de l' Atalante:
(1), (2) GPS, (3) anémomètre sonic,
(4) réfractomètre, (5) centrale
d' inertie
(© CETP)

L' instrumentation montée sur le mât est composée d' un anémomètre sonic 3D horizontal (research GILL-SOLENT), du réfractomètre du CETP (décrit par Delahaye *et al.* [2001]), d' une centrale à inertie (en sommet de mât), d' un GPS (positionnement et datage des mesures), d' un capteur numérique de pression atmosphérique, d' une station météo automatique BATOS, d' un pluviomètre optique (type ORG 115 de Scientific Technology), d' un anémomètre et girouette (2 capteurs, modèle WIND MONITOR de YOUNG), de deux thermomètres et de deux hydromètres afin de doubler les mesures de température et d' humidité relative ventilés forcés. Les capteurs météorologiques sont situés à un hauteur de 17.8 m au dessus du niveau de la mer.

L' acquisition de l' anémomètre sonic qui mesure les variations de la vitesse du vent selon trois axes était synchronisée avec celle du réfractomètre qui mesure l' indice de réfraction de l' air lequel est relié à l' humidité relative. L' étalonnage de l' indice de réfraction a été vérifié a posteriori en laboratoire. Toutes ces acquisitions ont été effectuées à une fréquence de 50Hz.

Combinés avec la SST provenant du thermosalinographe, les paramètres moyens permettent le calcul des flux turbulents par méthode "Bulk". Le calcul des flux turbulents par méthode de dissipation a été réalisé après la campagne. Les taux de dissipation sont calculés à partir d' un maximum de 128 spectres de 512 points chacun (test de validité des données pour chaque fenêtre de 512 points), soit une valeur de flux sur environ 22 minutes, toutes les 30 minutes. Tous les paramètres météorologiques et de rayonnement sont enregistrés en continu.

ANNEXE 2: PLATE-FORME INSTRUMENTALE ASIS

La bouée ASIS (Air-Sea-Interaction-Spar) a été conçue pour étudier les interactions air-mer au Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science (RSMAS, Miami).

Elle est formée d'une ossature métallique de cinq pилonnes de 22cm de diamètre sur 3.5 m de long disposés en pentagone et surmontée d'une plateforme instrumentale pour la mesure des paramètres météorologiques moyens. Sur cette plate-forme, l'équipe du RSMAS de Miami a installé un mât météorologique de 4m équipé d'un anémomètre sonique pour la mesure du vecteur vent, ainsi que de capteurs d'humidité et de température. Ces mesures sont effectuées à une altitude d'environ 7m au-dessus du niveau de la mer (photo A2-1). Les données ont été enregistrées à bord de la bouée et transmettent par système Argos.

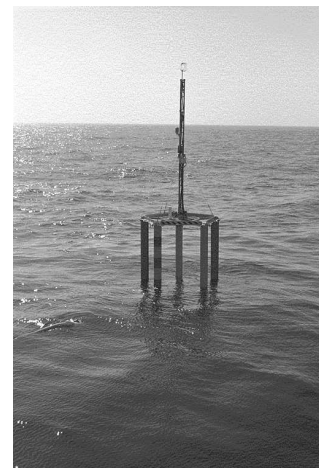


Photo A2-1 **Bouée ASIS** (©

La pression est mesurée par l'instrument Vaisala (modèle: PTB101B). La température et l'humidité de l'air sont mesurées par l'instrument Rotronics placé sur le mât à 5m, et la température de la mer par l'instrument Campbell Scientific (modèle: 107B) placé à 2m sous le niveau de la mer.

Le flux de quantité de mouvement peut être estimé à l'interface air-mer à partir d'instruments qui mesurent les fluctuations turbulentes des composantes du vent. Ces instruments doivent fonctionner avec une fréquence d'acquisition élevée. La mesure du vent est effectuée par un anémomètre sonique (modèle 1012R2A de Gill) qui mesure de la vitesse du son dans trois directions (géométrie asymétrique). Cet anémomètre est placé sur le mât et le niveau de mesure est de 7m au-dessus de la surface de la mer. Les composantes du vent ont été échantillonnées à 12 Hz. Ces mesures corrigées des mouvements de la plate-forme ont permis d'estimer le flux de quantité de mouvement par la méthode directe dite de corrélation turbulente.

La mesure des vagues s'effectue grâce à un réseau de fils capacitifs disposés comme suit : 5 fils forment un pentagone de 92cm de rayon sur le périmètre extérieur de la bouée, et 3 fils forment un triangle isocèle de 4.4 cm de côté au centre du pentagone. La hauteur des vagues est mesurée le long de chaque fil, et échantillonnée à 12 Hz.

Les mouvements de translation et de rotation de la bouée sont mesurés avec 6 degrés de liberté, d' une part pour les mouvements de translation par des accéléromètres montés selon 3 axes orthogonaux fabriqués par le Columbia Research Laboratory, et d' autre part pour les rotations par 3 gyroscopes à oscillateur à quartz (Systron-Donner) dont la fréquence est proportionnelle à la vitesse angulaire autour de chacun des axes des accéléromètres. L' ensemble du dispositif permet la mesure, à haute fréquence (supérieures à 0.04 Hz), d' accélérations dans la gamme $[-0.5g, +0.5g]$ où g est l' accélération de la pesanteur, et des variations d' angles de $\pm 20^\circ$. Les fluctuations basse fréquence (inférieures à 0.04 Hz) sont déduites des mesures d' un magnétomètre (Develco Fluxgate). Toutes les variables sont mesurées par rapport à un système de coordonnées fixe relatif à la bouée. Pour obtenir les variables dans le système de référence lié à la terre, un traitement en temps différé est appliqué. Les mouvements de la bouée sont échantillonnés et enregistrés à une fréquence de 12 Hz. L'étalonnage des capteurs d'élévation de la surface ont été réalisés au RSMAS, alors que celui des capteurs du mouvement de la plate-forme a été effectué pré et post campagne par le National Water Research Institute (Burlington, Canada).

Les élévations de la surface mesurées par les six capteurs combinées aux mouvement de la plate-forme permettent d'établir le spectre directionnel de densité d'énergie p par la méthode présentée par Drennan et al. [1994, 1998]. Les spectres ont été estimés à partir de la méthode de maximum de vraisemblance introduite par Capon [1969] sur 64 intervalles de fréquences de 0.125 à 1 Hz à intervalles régulier et sur 72 directions.

ANNEXE 3: ANALYSE D'ERREURS DES DONNEES RESSAC

I. INTRODUCTION

Le radar RESSAC a été utilisé durant la campagne FETCH selon la configuration décrite dans la Chapitre 3-III-B. Les premiers dépouillements scientifiques effectués à partir du signal du radar RESSAC reçu ont mis en évidence certains problèmes, notamment l'apparition d'un talon à basses fréquences et une sous-estimation de l'énergie du spectre des vagues. Indépendamment, l'étude technique menée par T. Podvin a prouvé que la rampe numérique utilisée pour l'émission du signal radar en modulation de fréquence était défectueuse [Podvin, Rapport Interne RI-CETP/01/99].

Dans cette annexe, je présente en première partie le défaut de la rampe numérique et son impact sur le signal reçu. J'ai analysé l'effet du défaut de la rampe numérique en supposant connu l'état de la mer et le signal rétrodiffusé, et j'ai simulé le signal radar reçu en tenant compte de la réponse impulsionnelle. Le but de cette simulation était de déterminer comment les défauts sur cette rampe ont perturbé l'analyse du signal reçu, et notamment d'expliquer l'apparition d'un talon à basses fréquences.

Dans la seconde partie de cette annexe, j'ai analysé l'estimation de la variance des pentes en comparant les estimations de la mesure RESSAC aux valeurs de la littérature, en particulier le modèle de Liu (2000). J'étudie, d'une part, l'éventualité d'une relation avec le défaut de la rampe numérique. D'autre part, j'ai vérifié comment la correction utilisée pour palier à la sous-estimation de l'énergie des vagues (voir Chapitre 3-III-B) pouvait être utilisée pour corriger l'estimation de la variance des pentes.

II. ANALYSE DU SIGNAL RADAR REÇU

A. Le radar RESSAC: Modulation de fréquence

Le radar RESSAC est un radar FM/CW, c'est à dire à modulation de fréquence et à amplitude constante. On désigne par FM/CW (Frequency Modulated/Continuous Wave) les radars qui émettent continûment une onde modulée en fréquence. Le système du radar RESSAC a été décrit par D. Hauser *et al.* [1992]. Très souvent, et c'est le cas pour le radar RESSAC, la modulation de fréquence est linéaire sur une bande B : ce qui signifie que, si on appelle f_0 la

fréquence centrale, la fréquence de la sinusoïde émise augmente linéairement en fonction du temps de $f_0 - B/2$ à $f_0 + B/2$. Lorsqu'un tel signal est rétrodiffusé par une cible située à une distance r du radar, il revient à celui-ci après un temps $\tau_r = 2r/c$; il est alors appliqué à l'entrée d'un mélangeur qui multiplie les signaux émis et reçu à la date t , ce dernier correspondant à un signal qui a été émis à la date $t - \tau_r$.

Dans le cas d'une seule cible immobile, le signal obtenu en sortie du récepteur, après le mélange est sinusoïdale. On en effectue alors la transformée de Fourier, car la fréquence de cette sinusoïde, ou fréquence de battement f_b , est directement reliée à la distance radar de la cible. Plus précisément, si f_0 est la fréquence de l'onde porteuse émise et modulée selon une pente K , alors f_b est donné par :

$$f_b = K \cdot \tau_r = K \frac{2r}{c} \quad (\text{A3-II-1})$$

avec c , la célérité de la lumière égale à $2.99 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$

et $K = 2.4 \times 10^{10} \text{ Hz.s}^{-1}$ (pour RESSAC).

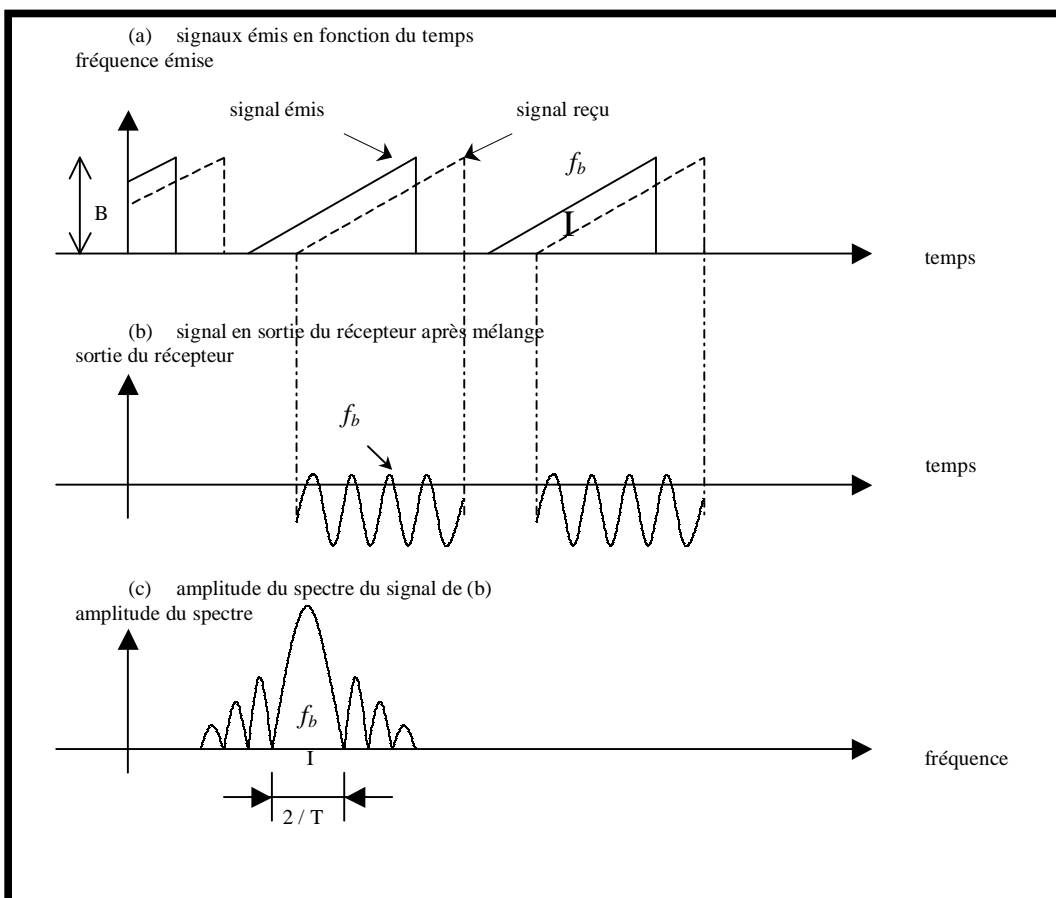


Figure A3-II-1 Schéma des signaux émis et reçus par le radar

La distance radiale r est convertible en angle d'incidence I par la relation :

$$r = \frac{h}{\cos I} \quad (\text{A3-II-2})$$

L'altitude h est déterminée grâce à la première fréquence enregistrée.

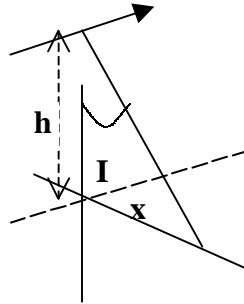


Figure A3-II-2 Géométrie de l'angle de visée radar

Le principe du radar FM/CW est d'analyser le signal radar en fonction de la différence de fréquences entre une rampe de fréquences émises et la rampe de fréquences rétrodiffusée par une cible. L'élément fondamental dans ce type de radar est la rampe de fréquence qui doit être parfaitement linéaire pour avoir une bonne résolution. Or la rampe numérique de fréquence qui contrôle l'émission du signal radar utilisée durant l'expérience FETCH n'a pas correctement fonctionné. Elle était affectée par des problèmes de raies parasites. Ce défaut a conduit à une réponse impulsionnelle du radar dégradée (voir Annexe A3-II- B.).

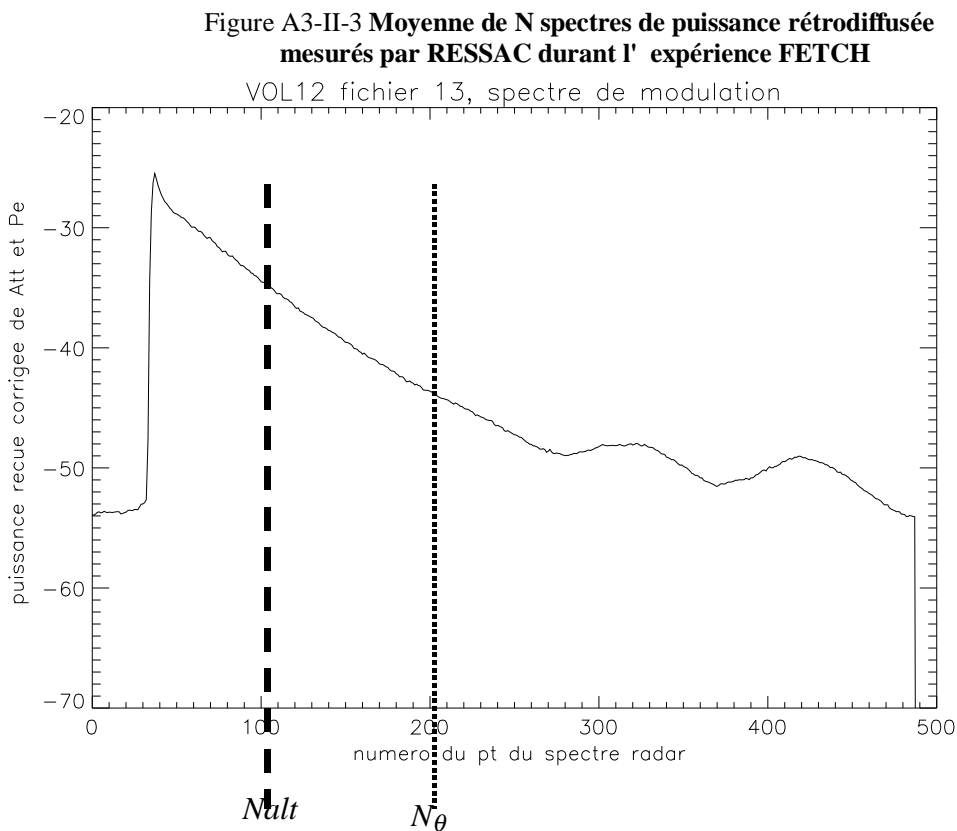
Les détails sur la réalisation technique de cette rampe numérique et les problèmes rencontrés sont décrits par T. Podvin dans le rapport interne RI-CETP/01/99 "Etude et développement de la rampe numérique pour les radars FM/CW" de Novembre 1998. La rampe a subi deux modifications en vue de son amélioration. La première modification a été réalisée entre les premiers essais en vol et le début de l'expérience FETCH. La seconde modification a été réalisée au cours de l'expérience FETCH et utilisée du 3 Mars au 14 Avril 1998.

B. Analyse de la réponse impulsionnelle

Le diagnostic d'un mauvais fonctionnement de la rampe numérique a été fait en analysant le signal radar enregistré. En effet, les spectres de puissance rétrodiffusée enregistrés durant l'expérience FETCH montrent une anomalie dans la zone de signal plus faible, le signal remonte et forme des bosses. Cet effet est illustré par la Figure A3-II-3 qui représente un spectre moyen (sur N échantillons consécutifs) de la puissance rétrodiffusée en fonction du

numéro du point de spectre radar, c'est à dire en fonction de la distance radiale qui sépare l'antenne de réception à la cible. Ces remontées du signal dans la zone de signal plus faible sont associées aux raies parasites de la rampe numérique, comme le montre l'analyse suivante.

En effet, la réponse impulsionnelle du radar RESSAC a été enregistrée et est tracée en fonction du nombre de portes radar N (nombre relatif à la différence de fréquence entre l'émission et la réception) en Figure A3-II-4-a. On note que le signal de la réponse impulsionnelle ne correspond pas à un dirac, notamment, il n'y a pas de décroissance du signal des harmoniques, mais au contraire il y a un signal de niveau constant.



C. Simulation du signal radar

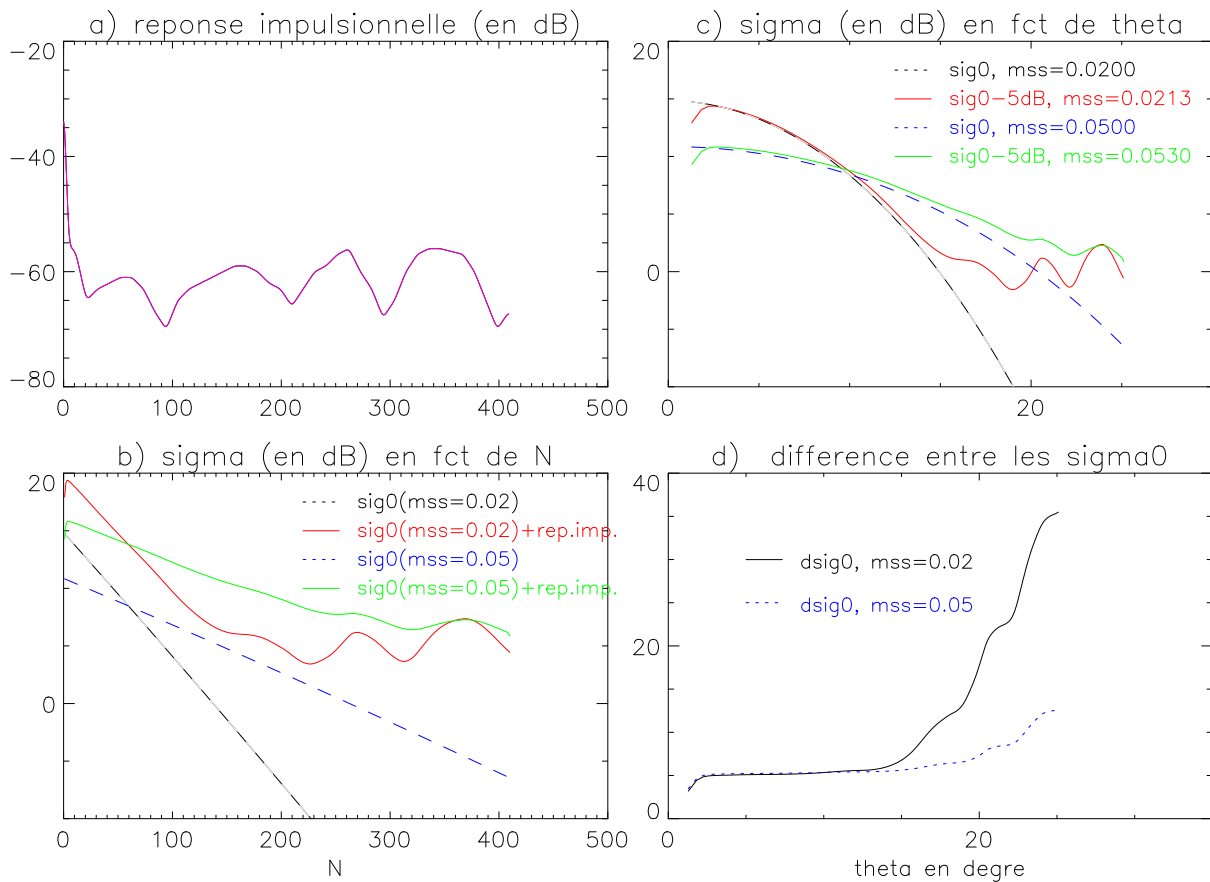
Afin de mettre en évidence, l'effet provoqué par la présence de ces rebonds dans la réponse impulsionnelle du radar, j'ai simulé le signal radar reçu en supposant connu le signal rétrodiffusé par la surface de la mer et en le convoluant à la réponse impulsionnelle du radar. Le signal rétrodiffusé par la surface de la mer est ici connu, et ne dépend que de l'état de la mer représenté par sa variance de pentes. En réception, le coefficient de rétrodiffusion radar

(σ_0) en fonction de l'angle d'incidence (θ) est modélisé par la formule de rétrodiffusion spéculaire donnée par Valenzuela [1978]:

$$\sigma_0(\theta) = \frac{|R|^2}{mss} \cdot \frac{1}{\cos^4(\theta)} \cdot \exp\left(-\frac{\tan^2(\theta)}{mss}\right) \quad (A3-II-3)$$

avec $|R|^2 = 0.61$ le coefficient de réflectivité de Fresnel en bande C, θ l'angle d' incidence, et mss la moyenne quadratique des pentes de la surface de l'océan .

Figure A3-II-4 Simulation du signal radar (σ_0) rétrodiffusé et reçu en tenant compte de la réponse impulsionnelle pour 2 valeurs de mss
 PRISE EN COMPTE DE LA REPOSE IMPULSIONNELLE
 avec 2 valeurs de mss de 0.02 et 0.05



Si la réponse impulsionnelle du radar était exactement un dirac, le coefficient de rétrodiffusion mesuré aurait la forme définie par l'équation (A3-II-3), soit le tracé en pointillé dans la Figure A3-II-4 pour deux valeurs de mss égales à 0.02 (noir) et 0.05 (bleu). Mais le signal est perturbé par la réponse impulsionnelle. Pour prendre en compte cette réponse impulsionnelle, le signal reçu est considéré comme égal au produit de convolution entre le signal rétrodiffusé et la réponse impulsionnelle du radar RESSAC. Les résultats de la simulation pour ce cas « perturbé » pour les mêmes valeurs de mss (0.02 en rouge, et 0.05 en vert) sont superposés aux signaux optimaux (réponse impulsionnelle idéale) en Figure A3-

II-4-b : la dégradation de la réponse impulsionnelle conduit à des courbes de niveau plus élevé et qui décroissent linéairement dans les premières portes (courte distance radiale) puis demeurent à un niveau constant et forment des bosses. Ces signaux reproduisent bien ce qui est mesuré par le radar RESSAC et illustré en Figure A3-II-3.

Les mêmes signaux sont tracés dans la Figure A3-II-4-c en fonction de l' angle d' incidence. Les différences entre les signaux optimaux et perturbés sont tracées en fonction de l' angle d' incidence en figure A3-II-2d. La différence est égale à 5dB à incidence inférieure à 15°, puis augmente en fonction de l'état de la mer : pour un vent faible à modéré ($mss=0.02$), la différence est de 20 dB pour une incidence de 20°.

Les bosses observées aux distances les plus lointaines résultent bien d'une réponse impulsionnelle dégradée du radar. Ces bosses introduisent une composante d' énergie importante dans les basses fréquences du spectre directionnel des vagues établis à partir de la mesure du radar RESSAC. Cette composante a été éliminée dans le traitement des données RESSAC selon la méthode que j'ai proposé dans le Chapitre 3-III-B. Les raies parasites de la réponse impulsionnelle augmentent le signal d'une valeur constante (+ 5dB) entre 0 et 15 degrés d' angle d' incidence. Au delà de 15°, signal reçu est déformé par les raies parasites et trop bruité. Le signal ne sera donc pas exploitable au delà de l'incidence 15°.

III. ERREUR SUR L'ESTIMATION DE LA VARIANCE DES PENTES

Les mesures du coefficient radar en fonction de l'incidence permettent d'estimer la variance des pentes à la surface de la mer (Chapitre 6). Cependant les mesures effectuées par le radar RESSAC ne sont pas cohérentes avec celles de la littérature, notamment comparées au modèle de Liu [2000]. Il a paru intéressant, d'une part, d'étudier l'effet de la réponse impulsionnelle déformée en terme de variance des pentes. D'autre part, les mesures brutes du radar RESSAC n'ont pas permis d'estimer directement la hauteur significative des vagues, et une correction concernant la sous-estimation de l'énergie a du être appliquée utilisant un jeu de coefficients de normalisation. Or, cette correction n'a pas été prise en compte dans l'estimation de la variance des pentes. Je me suis donc interrogée sur l'effet d'une telle correction en terme de variance des pentes .

A. Comparaison au modèle de Liu [2000]

Les mesures du radar RESSAC ont permis d'analyser le coefficient de rétrodiffusion du signal radar en fonction de l'angle d'incidence θ , et de l'angle de visée azimuthale φ , afin d'estimer la variance des pentes ($s^2(\varphi)$) de la surface de la mer dans la direction azimuthale suivant la relation vue au Chapitre 6 :

$$\sigma_0(\theta, \varphi) \cdot \cos^4(\theta) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\rho^2}{s(\varphi)} \exp\left(-\frac{\tan^2(\theta)}{2s^2(\varphi)}\right) \quad (\text{A3-III-1})$$

Or, les estimations de variance des pentes obtenues à partir des mesures RESSAC se sont révélées très peu sensibles aux variations de vent, notamment lorsqu'on les compare aux valeurs théoriques du modèle de Liu [2000] (Figure A3-III-1).

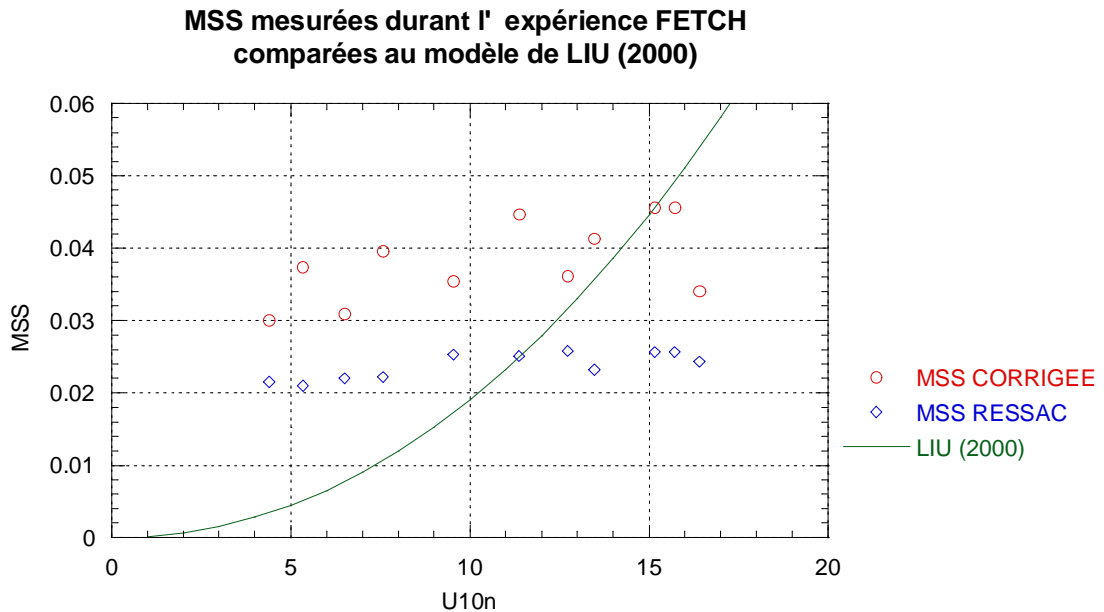
Le modèle de Liu [2000] permet d'estimer la variance des pentes (ou *mss*) observées par un radar en fonction du nombre de l'onde émise par ce dernier (k_{em}) et de l'intensité du vent (U_{10}) :

$$mss = 1.2 \cdot 10^{-4} \cdot U_{10}^{2.1} \cdot \ln\left(\frac{k_{em}^2}{2.5 \cdot 10^4} + 1\right) \quad (\text{A3-III-2})$$

La Figure A3-III-1 illustre la comparaison entre les estimations de la variance des pentes à partir des mesures du radar RESSAC (bande C) en fonction des mesures du vent effectuées par ailleurs, et les valeurs de variance des pentes du modèle de Liu [2000].

La faible sensibilité observée des données RESSAC en fonction du vent met en doute la validité de ces estimations. J'ai par la suite essayé de relier ce problème d'estimation de la variance des pentes aux autres problèmes rencontrés lors du traitement des données RESSAC : d'une part, la présence d'une réponse impulsionnelle du radar imparfaite, et d'autre part une sous-estimation systématique de la hauteur significative qui a été corrigée en utilisant une méthode de normalisation de l'énergie.

Figure A3-III-1 Variance des pentes en fonction du vent neutre à 10m modélisée par Liu [2000] (ligne verte), estimée par mesure RESSAC (losanges bleus), et corrigée selon la méthode appliquée pour la correction d'énergie des vagues (ronds rouges) durant l' expérience FETCH.



B. Effet de la réponse impulsionnelle

L'estimation de la variance des pentes est réalisée en considérant la dérivée du coefficient de rétrodiffusion radar en fonction de l'angle d'incidence. Or la simulation convoluant le signal rétrodiffusé à la réponse impulsionnelle affectée par la réponse impulsionnelle imparfaite (effectuée en Annexe A3-II-C.) a montré que la perturbation dépendait de la distance radiale. Il est donc possible que la perturbation de la réponse impulsionnelle affecte l'estimation de la variance des pentes. En fait, si l'on considère des valeurs de variance de pentes comprises entre $mss=0.02$ et $mss=0.05$, on voit sur la Figure A3-II-4 que la pente du coefficient de rétrodiffusion radar en fonction de l'incidence diffère quelque peu entre le signal radar rétrodiffusé idéal et le signal perturbé par la réponse impulsionnelle.

Il apparaît donc que la pente du coefficient de rétrodiffusion en fonction de l'angle d'incidence (θ) est modifiée: sur le signal perturbé (prenant en compte une réponse impulsionnelle imparfaite), on mesure des pentes de -84.8dB/rad pour une $mss=0.05$ et -32.7dB/rad pour une $mss=0.02$, alors que les pentes du signal rétrodiffusé correspondant à une réponse impulsionnelle idéale sont respectivement de -91.7dB/rad et -34.4dB/rad . Les estimation de la variance des pentes à partir du coefficient de rétrodiffusion du signal perturbé

ont des valeurs de 0.0213 et 0.053, au lieu des valeurs initiales de 0.020, et de 0.050 (valeurs prises pour simulées le signal radar idéal rétrodiffusé par la surface de la mer).

Ainsi, la présence d'une réponse impulsionnelle imparfaite modifie l'estimation de la variance des pentes : sous hypothèse gaussienne, les valeurs obtenues à partir des mesures RESSAC sont surestimées de +5%. Mais, la présence de cette réponse impulsionnelle imparfaite ne peut pas expliquer le manque de sensibilité observé observé sur les variances de pentes en fonction de l'intensité du vent.

C. Sous-estimation de la hauteur significative

Durant l' expérience FETCH, l'un des problème rencontré lors du traitement des données RESSAC a été la sous-estimation de l'énergie des vagues. J'ai montré dans le Chapitre 3 -III-B que cette sous-estimation pouvait être corrigée en multipliant le spectre d'énergie par un jeu de coefficients de normalisation. Ainsi, le spectre d'énergie corrigé ($F_{cor}(k, \varphi)$) est relié au spectre d'énergie observé ($F_{obs}(k, \varphi)$) selon la relation :

$$F_{cor}(k, \varphi) = cm0(k) + cm1 \cdot F(k, \varphi) \quad (\text{A3-III-3})$$

avec $cm0$ qui tend vers zéro et $cm1$ égal à 2.79 avant le 31 Mars, puis à 2.01.

Cette correction est équivalente à une correction du coefficient de normalisation α utilisé pour convertir le spectre de modulation radar ($P(k, \varphi)$) en spectre d'énergie ($F(k, \varphi)$) :

$$P(k, \varphi) = \sqrt{\frac{2\pi}{L_y}} \cdot \alpha^2 \cdot k^2 \cdot F(k, \varphi) \quad (\text{A3-III-4})$$

En appliquant la correction utilisé pour le spectre d'énergie, on devrait obtenir :

$$\alpha_{cor} = \alpha_{obs} \cdot \sqrt{cm1} \quad (\text{A3-III-5})$$

Or, ce coefficient de normalisation α peut aussi être relié à l'estimation de la variance des pentes par :

$$\alpha = \frac{1}{\tan \theta} - 4 * \tan \theta + \frac{2 * \tan \theta}{mss * \cos^2 \theta} \quad (\text{A3-III-6})$$

Si l' on applique sur le coefficient α la même correction que celle appliquée pour normaliser l' énergie des spectres directionnels, le facteur de correction à appliquer sur ce coefficient α est égal à 1.7 jusqu' au 31 Mars, puis 1.5. La date du 31 Mars correspondant à une modification de la rampe numérique d'émission du signal radar.

De même, si on prend en compte cette normalisation établie à partir de données externes (H_s altimètres), la variance des pentes estimée à partir des données RESSAC devrait être corrigée selon une relation du type :

$$mss_{cor} = mss_{obs} \cdot \beta \quad (\text{A3-III-7})$$

soit avec un facteur correctif β égal à 1.8 en première partie de l'expérience Fetch puis par un facteur de 1.4 après le 31 Mars 1998.

Mais cette correction conduirait à des valeurs de variances des pentes trop importantes par rapport à celles du modèle de Liu [2000] (Figure A3-III-1). De plus, cette correction ne permettrait pas d'atteindre une meilleure sensibilité en fonction de l'intensité du vent.

Ainsi, l'estimation de la variance des pentes à partir des données RESSAC n'a pas été corrigée en utilisant cette normalisation basée sur des données externes. Cette référence externe a toutefois servi à corriger l'amplitude des spectres des vagues et de la hauteur significative (H_s).

IV. CONCLUSIONS

La présence de raies parasites dans le signal émis par la rampe numérique du radar RESSAC perturbe la réponse impulsionnelle du radar et par conséquent la forme du signal reçu. En convoluant par simultaion cette réponse impulsionnelle au signal rétrodiffusé par la surface de la mer, j'ai constaté que la présence de cette réponse impulsionnelle dégradée rend inexploitable le signal radar pour de longues distances radiales et en zone de signal faible. Pour des cas de vent faible à modéré ($mss=0.02$), ou de mer peu développée, l'effet des rebonds du signal domine dans les grandes distances radiales. En conséquence, nous avons choisi une distance radiale limite pour l'exploitation du signal RESSAC qui, durant l'expérience FETCH, correspond à un angle d'incidence d'environ 15° .

De plus, la perturbation de la réponse impulsionnelle du radar modifie l'estimation de la variance des pentes : celle-ci est probablement sur-estimée de 5%.

Cette étude n'a pas permis d'expliquer le manque de sensibilité des variances des pentes en fonction de l'intensité du vent, ni la sous-estimation des densités spectrales de hauteur de vagues (et hauteur significative). Un étalonnage externe de ces hauteurs de vagues a été effectué en prenant les observations TOPEX comme référence (voir Chapitre 3).

ANNEXE 4:

**DIRECTIONAL WAVE MEASUREMENTS FROM THREE WAVE SENSORS
DURING FETCH EXPERIMENT**

Heidi Pettersson, Hans C. Graber, Danièle Hauser, Céline Quentin,
Kimmo K. Kahma, William M. Drennan, and M. Donelan

accepted by *Journal of Geophysical Research* section C

Directional wave measurements from three wave sensors during the FETCH experiment

Heidi Pettersson,¹ Hans C. Graber,² Danièle Hauser,³ Céline Quentin,³ Kimmo K. Kahma,¹ William M. Drennan,² and Mark A. Donelan²

Abstract. During the FETCH experiment, directional wave measurements were made by an airborne radar RESSAC and by two moored buoys, an Air-Sea Interaction Spar ASIS and a Directional Waverider. In order to define the performance and compatibility of these wave sensors with different measuring principles, a comparison of the directional measurements in a variety of meteorological conditions during the experiment is presented in this paper. It was found that within the limits of their operational ranges the sensors agreed on the one dimensional spectrum and the basic parameters derived from it, significant wave height and peak frequency. Differences were found in the measured directional properties. The sensors reported the general directional features of the wave field quite consistently, but from time to time there were disagreements in the shape of the directional distribution resulting in significant differences in the directional spreading parameter. These disagreements in the directional width caused also small inconsistencies in the reported mean propagation directions. No clear environmental or instrumental reason for the occasional differences could be found.

Short title: DIRECTIONAL WAVE SENSORS DURING FETCH

1. Introduction

Over the past 20 years, many new sensors have been developed to measure directional properties of ocean waves. Traditional sensors, including buoys and arrays of wave height sensors, are well suited for continuous time series measurements at fixed, usually coastal, locations. Newer techniques using remote sensing take advantage of the greatly enhanced spatial coverage offered by satellites or aircraft. In-situ and remotely sensed measurements are complementary in that the former provide good temporal resolution at a few locations, while the latter provide superior spatial coverage at selected (short or infrequent) time periods. Of the present sensors only the HF radar can provide both temporal and spatial coverage and often experimental goals are best achieved through a combination of in-situ and remotely sensed data, with model output used to fill in the gaps. Consequently, there is considerable interest in developing the ability to integrate data from different sources.

There have been a number of recent papers dedicated to the intercomparison of different directional wave sensors. These include *Allender et al.* [1989], who compare seven wave buoys deployed side-by-side at a site in the North Sea, *O'Reilly et al.* [1996], who compare Directional Waverider (DWR) and heave-pitch-roll buoys against a pressure array, and *Wyatt et al.* [1999], who compare a DWR with an HF radar. In addition, the volume edited by *Beal* [1991] contains many related papers from the LEWEX experiment, along with comparisons between measurements and models.

While the different wave sensors in general agree quite well on the one dimensional

spectrum and the basic parameters derived from it, the results concerning the directional spectrum have not been as satisfactory. Also as the operational principles of many of the sensors differ, as do the methods of analysis, consensus has not yet been reached on a clear set of parameters for comparing directional wave data. *Krogstad et al.* [1999] recently addressed this issue, and identified five 'most central' sea state parameters: the significant wave height, H_s , the mean and spectral peak periods, the mean wave direction and the directional spreading, the latter two being functions of frequency. *Krogstad et al.* [1999] also show the importance of estimating the sampling variability associated with the data being compared: significant differences between instruments will be indicated by variability greater than the expected sampling variability.

In this paper we compare three directional wave sensors that were operated during the FETCH experiment in 1998. One of the wave sensors is an airborne radar (RESSAC) of Centre d'Etude des Environnements Terrestres et Planétaires [*Hausser et al.*, 1992]. The two others are moored buoys, of which one is an air-sea interaction spar (ASIS) developed by Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science and Woods Hole Oceanographic Institution [*Graber et al.*, 2000] and the other is a commercial buoy, a Directional Waverider produced by Datowell b.v. The comparison is done in two parts. We compare first the two buoys which were moored side by side for a one week period. We then compare the airborne radar to the two buoys during overflights made by the aircraft.

1.1. The FETCH Experiment

The experimental area of FETCH (Flux, Etat de la mer et Télédetection en Condition de fetch variable), an extensive experiment for studies of air-sea interactions and fetch limited wave growth in high wind conditions [Houser *et al.*, 2000], was the Gulf of Lion in the northwestern Mediterranean Sea (Fig. 1). During the experiment a ship and several buoys were operated for in-situ measurements while instrumented aircrafts and satellites provided remote sensing observations. The time period of the experiment, from 12 March to 16 April 1998, was chosen to coincide with the expected period of high offshore winds: Mistral winds from the north, and Tramontane winds from the northwest.

During the first part of the experiment the ASIS and DWR buoys were deployed at $42^{\circ} 58'56''\text{N}$, $04^{\circ} 15'11''\text{E}$, roughly 60 km from the shore (point B in Fig. 1), for a side-by-side intercomparison. The distance between the buoys was approximately 2 km and the depth at the mooring site 100 m. DWR was moored on March 16 and ASIS a couple of days later on March 18. On March 25, DWR was recovered and redeployed at $43^{\circ} 09'34''\text{N}$, $04^{\circ} 06'15''\text{E}$, 25 km north-northwest from ASIS (point B' in Fig. 1). The water depth at this location was 90 m. The radar RESSAC was installed on board the Merlin-IV aircraft of the French Meteorological Office (Météo France). Wave measurements using RESSAC were made along flight tracks which passed over the locations of the moored buoys. Some of the RESSAC tracks were also simultaneous with overpasses from the satellite Topex-Poseidon.

[Fig. 1]

The meteorological data used in this study were measured on ASIS and on R/V l'Atalante. Both platforms employed sonic anemometers, at heights 7 m and 17 m respectively. Details of the ASIS meteorological sensors are given in *Dennan et al.* [2001]; see *Dupuis et al.* [2001] for information on the R/V l'Atalante systems. The time series of wind speed, wind direction and significant wave height as measured by ASIS are plotted in Figures 2 and 3. During the first part of the experiment when the two moored buoys were deployed side by side, the meteorology was dominated by two Mistral events on 19-21 and on 24 March (Fig. 2). The meteorology during the remaining period of the experiment was more complicated with inhomogeneous wind fields and frontal discontinuities in the western Mediterranean Sea (Fig. 3). The larger scale meteorological conditions are provided by the atmospheric circulation model Aladin, which is a regional adaption of the global atmospheric model of Météo France. The model is run twice a day at 0 and 12 UTC. Aladin uses a 10 km grid on the western Mediterranean Sea, and provides atmospheric variables every three hours.

2. The Wave Sensors

2.1. Real-aperture Radar RESSAC

The real-aperture airborne radar RESSAC (Radar pour l'Etude du Spectre de Surface par Analyse Circulaire) is a C-band radar with a scanning beam antenna. During FETCH, RESSAC was used in three different modes: the wave mode to acquire directional wave spectra, the scatterometer mode for wind and flux measurements,

[Figure:

and the low altitude mode to obtain the normalised radar cross-section. The basic processing of the wave mode data was done following *Hauser et al.* [1992]. The principle of measurement is based on the measurement of the modulation of the radar backscatter coefficient due to the slopes of longer waves. A large antenna (14° elevation $\times 3.4^\circ$ azimuth) looking at a mean incidence angle of 14° from a flight altitude of about 6000 m gives a footprint size of 1500 m \times 400 m. With this configuration the backscatter modulation is dominated by the tilt effect so that its density spectrum is linearly related to the slope spectrum of the waves [*Jackson and Walton*, 1985; *Jackson et al.*, 1985; *Hauser et al.*, 1992]. The antenna scans at a rate of three rotations per minute in the azimuth to cover all the directions giving a rather direct estimate of the two dimensional spectrum.

The directional spectrum is calculated at 64 wavenumbers which, using the dispersion relation for gravity waves in deep water, corresponds to a frequency range of 0.05 to 0.25 Hz. The energy density is averaged over 15° in direction and over 5 successive scans of the antenna. The time interval for the final spectrum is thus 1 min 40 s corresponding to a spatial extension of about 10 km along the aircraft track. The wavelength resolution depends on the wavelength itself, being typically about 10% of it. RESSAC provides a reliable estimate of two-dimensional wave spectrum for significant wave heights over 1 m and wavelengths larger than 30 - 40 m. These limitations are due to speckle noise and to the principle of measurement (assumption of linearity), respectively. As the radar measurements are related to the tilt of the waves which are nearly symmetric with respect to the crests, the two dimensional spectrum has a 180°

ambiguity. For a detailed description of the radar and data processing, see *Hauser et al.* [1992].

All the spectra measured during FETCH had a spurious background spectrum which had a high energy level at lower frequencies with decreasing trend towards higher frequencies. This background level was removed after estimating it by analysing the radar signal in the absence of the waves. Furthermore there was an underestimation of the energy density which was corrected on the basis of coincident Topex-Poseidon satellite measurements of significant wave heights [*Quentin and Hauser*, 1999]. Merih-IV made 11 flights during FETCH, and directional spectra were obtained from 7 of them.

2.2. Air-Sea Interaction Spar, ASIS

The ASIS buoy was developed as a platform from which to make high resolution measurements near the air-sea interface [*Graber et al.*, 2000]. The buoy is a multispar design, employing a pentagonal cage of slender cylinders (22 cm diameter by 3.5 m long) which are joined to a central spar element approximately 3 m below the mean surface. This central spar is terminated with a drag plate roughly 7 m below the surface. The overall dimensions of ASIS buoy are 9 m long by 1 m radius (at the surface). A sonic anemometer, measuring the wind vector, along with temperature and humidity sensors were mounted on a 4 m high mast. During FETCH, the ASIS buoy was deployed in a moored configuration, tethered to a secondary buoy to isolate additional downward forces.

The local surface elevation was measured by an array of 3.3 m long \times 0.9 mm

diameter capacitance wave gauges which were distributed in and around the ASIS cage. Here we use the data from an array of 6 gauges positioned as follows: five were mounted along the outer perimeter of the buoy, in a pentagon of 92.7 cm radius, and a sixth was mounted at the center of the buoy. This 6-element centered pentagon array is able to resolve waves of lengths greater than about 2 m. During the first half of the experiment (March 1998) one of the wave gauges at the outer perimeter was broken. All six staffs were operational during the second half of the experiment in April. The wave staffs were calibrated at RSMAS prior to deployment in the field.

In order to make wave array measurements from a nonstationary platform such as ASIS, the motion of the platform must be accurately recorded. The ASIS buoy is equipped with a 'strapped down' motion package located, along with the data acquisition system, in a watertight housing at the base of the buoy. The three orthogonal components of linear acceleration are measured with Columbia Research Laboratory accelerometers, while the three components of rotational motion are measured with solid state angular rate gyros (Systron Donner). Since the performance of the rate gyros declines at low frequencies, low frequency (< 0.04 Hz) angular motion was determined using either a compass (for yaw) or the tilt angles derived from the appropriate linear accelerometers (for pitch and roll). The high and low frequency angular motions are combined using complementary filtering. Details of the algorithms are available in *Drennon et al.* [1994, 1998]. Pre- and post-field calibrations of the ASIS motion sensors were carried out at the National Water Research Institute (NWRRI), Burlington, Canada.

2.3. Directional Waverider

The Directional Waverider, a 90 cm diameter sphere, is a surface following buoy that measures the three components of linear acceleration. The vertical acceleration (heave), along with pitch and roll, are measured using a Hippy40, a stabilised platform. The two horizontal components of acceleration are measured with accelerometers fixed to the buoy hull, which are converted on-board to axes aligned with north and west using the measured angles, and a three axis fluxgate compass. These data are double integrated to yield displacements, and further processed on board using Fourier analysis, following *Longuet-Higgins et al.* [1963]. Spectra are calculated at 64 frequency bins from 1600 s of data. Each half hour, the following data were transmitted via HF radio to the R/V 'l'Atalante: spectral density, mean direction, directional spreading, skewness and kurtosis (each for all 64 frequency bins), and 20 minute 1.28 Hz time series of buoy displacement in the vertical, north and west direction. The buoy was not equipped with an on-board data logger during FETCH, and since the ship was not always in the reception range, the time series and full spectral data are only available for about half of the time. The buoy sent also compressed directional spectra (13 spectral bands) via Argos satellite to cover the gaps.

The buoy was moored using the standard double rubber cord mooring line. The natural frequency of this mooring line is 0.05 Hz, which is also, according to the manuals, the lowest reliable frequency. The highest measurable frequency is 0.6 Hz, defined by the dimensions of the buoy. The manufacturer, Datwell b.v., calibrated the

buoy immediately after the experiment and all the calibrated parameters were within the specifications.

3. Directional Spectrum

The traditional method to calculate the directional spectrum from buoys measuring three components of motion (either heave, pitch and roll or 3-accelerations) is that presented by *Longuet-Higgins et al.* [1963]. The directional distribution is approximated with a Fourier series truncated to the first four coefficients that are possible to derive from the cross spectrum. This is done routinely on board DWR. The mean direction, $\theta_1(f) = \arctan(b_1(f)/a_1(f))$, and the directional spreading $\sigma_1(f) = (2(1 - r_1(f)))^{1/2}$, where $r_1(f) = \sqrt{a_1(f)^2 + b_1(f)^2}$, are calculated from the first pair of Fourier coefficients:

$$a_1(f) = Q_{12}(f)/\sqrt{(C_{22}(f) + C_{33}(f))C_{11}(f)}$$

$$b_1(f) = Q_{13}(f)/\sqrt{(C_{22}(f) + C_{33}(f))C_{11}(f)},$$

where f is frequency and C_{ij} and Q_{ij} are the real and imaginary parts (co- and quad-) of the cross spectrum between the i th and j th channels. Here, subscripts i, j can be either 1, 2 or 3, representing displacements in the vertical, north direction and west direction, respectively.

To be able to compare the directional spectrum defined as above, the corresponding parameters were calculated from the two other wave sensors. In the case of the ASIS buoy, the local sea surface slopes (pitch and roll) were calculated from the wave staff

array elevations. Then, $\theta_1(f)$ and $\sigma_1(f)$ were calculated as above where subscripts 1, 2 and 3 of C_{ij} and Q_{ij} now refer to displacement in the vertical direction, pitch angle and roll angle, respectively.

RESSAC gives the two dimensional wavenumber spectrum directly and the wavenumber spectrum has been converted to frequency spectrum, $F(f, \theta)$, using the dispersion relation for gravity waves in deep water. The co- and quad spectra were calculated from this spectrum according to their definitions:

$$C_{11}(f) = \int_0^{2\pi} F(f, \theta) d\theta$$

$$C_{22}(f) = \int_0^{2\pi} k^2 F(f, \theta) \cos^2 \theta d\theta$$

$$C_{33}(f) = \int_0^{2\pi} k^2 F(f, \theta) \sin^2 \theta d\theta$$

$$C_{23}(f) = \int_0^{2\pi} k^2 F(f, \theta) \sin \theta \cos \theta d\theta$$

$$Q_{12}(f) = \int_0^{2\pi} k F(f, \theta) \cos \theta d\theta$$

$$Q_{13}(f) = \int_0^{2\pi} k F(f, \theta) \sin \theta d\theta,$$

where k is the measured wavenumber.

The directional parameters $\theta_1(f)$ and $\sigma_1(f)$ do not contain enough information to solve the actual shape of the directional distribution [Krogstad and Barstow, 1999]. Another way to present the directional distribution is the two dimensional spectrum, $F(f, \theta)$, itself. Direct comparison of $F(f, \theta)$ from different sensors is not a straightforward task, as pointed out by *Krogstad et al.* [1999]. Nevertheless, a two dimensional spectrum reveals details of the directional distribution that cannot be

obtained from the directional parameters. In this study the two dimensional spectrum is used as a qualitative tool to interpret the environmental situation and differences between the wave sensors.

To calculate the two dimensional spectrum from the measurements of ASIS and DWR, the Maximum Likelihood Method (MLM, *Capon* [1969]) has been applied using the code by *Drennon et al.* [1994]. The two dimensional spectra of the ASIS buoy have been calculated from the full set of 6 (5 in the first half of the experiment) wires and 28.5 minutes of data. In the case of DWR, the 20-min displacement time series were used.

4. The Comparisons

4.1. ASIS-DWR Comparison

First we compare the two moored buoys, ASIS and DWR, during the side-by-side intercomparison period from 19 March to 25 March at point B (Fig. 1). The one dimensional parameters, significant wave height, H_s , and peak frequency, $f_p = 1/T_p$ are plotted versus time in Figs. 2c and 2d, respectively. The peak frequency is determined from the three frequencies that form the peak of the spectrum. The peak spreading angle and mean direction at the peak frequency are defined as mean of the values at the three frequencies that define the peak.

Approximately 20 % of the DWR data were received via Argos satellite alone. The Argos message consists of a 13-band spectrum and a significant wave height calculated

on board the buoy. The peak frequency is the mean of the frequency band that forms the peak of the spectrum. The corresponding mean direction and directional spreading represent a mean value of this frequency band. Errors do randomly occur when data is transmitted via Argos but the reliability of the Argos data can be verified by repeated transmission. Most of the Argos spectra were received only once which makes these spectra somewhat uncertain. Hence these Argos data are not used in detailed (spectral) comparisons presented in the next section.

In Fig. 4a, H_s from the two buoys are plotted against each other as a scatter plot. Here, the DWR data have been interpolated onto the denser ASIS data base to take account of time difference: the DWR values are calculated at half hourly intervals while those of ASIS are from every 28.5 minutes. The maximum likelihood regression (assuming equal variability, *Orear* [1982]) is close to the 1:1 line,

$$H_{s,DWR} = 1.004H_{s,ASIS} + 0.033$$

and the correlation coefficient, γ^2 , is 0.993. The coefficient of variation used in defining the 90 % confidence limits due to sampling variability [*Allender et al.*, 1989; *Krogstad et al.*, 1999] was estimated from the data. The value of this coefficient, $COV \approx 0.05$, is consistent with that reported by *Krogstad et al.* [1999] for a Directional Waverider deployed off Scotland. The 90% confidence limits are plotted in Fig. 4a, and as 91 % of the data points fall within these limits, the scatter in the plot can be attributed to sampling variability.

The corresponding plot for peak frequency is shown in Fig. 4b. The maximum

Fig. 4

likelihood regression line,

$$f_{n,DWR} = 1.021 f_{n,ASIS} - 0.004$$

($\gamma^2 = 0.981$), shows no significant difference between the two estimates. Again, over 90 % of the points fall within the 90 % confidence limits. The single point (denoted by star in Fig. 4b) that differs clearly from the regression line is associated with a bimodal sea state with the two spectral modes containing comparable energies. In this case the two buoys select different modes as the peak of the spectrum and therefore the point is excluded from the regression.

Next we compare the directional parameters. Figure 2e shows the time series of the spreading angles σ_n at the peak frequency. In many cases the agreement is reasonably good, but from time to time the spreading values reported by DWR are much smaller.

These disagreements can be seen as a bias in the left panel of Fig. 5 where the spreading angles at the peak frequency are plotted against each other. The spreading angles are scattered more evenly at frequencies above the peak and with energy levels above 0.02 E_{max} (Fig. 5, right panel). Here, only 51 % of the points fall within the 90 % confidence limits around the maximum likelihood regression line

$$\sigma_{1,DWR} = 1.05\sigma_{1,ASIS} - 3.63$$

and $\gamma^2 = 0.66$. Clearly the sampling variability cannot explain the scatter in the plot. Also, the most systematic differences between the two estimates are found in the peak of the spectrum. The occasional disagreements in the directional spreading are

Fig. 5

not connected to any particular meteorological event (Fig. 2) and there was no clear evidence of any instrumental or environmental factors that could explain the observed differences.

The last parameter to compare, the mean direction at the peak, θ_p , is plotted as a function of time in Fig. 2b. The cases where the two buoys disagree on the directional width of the spectrum lead also to some differences in the mean directions, but in general the buoys agree quite well with a mean offset of 1.7°.

4.2. ASIS-DWR-RESSAC Comparison

Due to the fact that RESSAC spectra are reliable only for $H_s > 1$ m, the seven Merlin flights yielded four cases for detailed comparison. Basic parameters from these RESSAC measurements are shown in Figures 2 and 3. The four cases are studied individually. When comparing mean directions, the 180° ambiguity in the RESSAC directions has been removed on the basis of the directions reported by the two other wave sensors. The ambiguity has been retained in the RESSAC two dimensional spectra. The results concerning the significant wave height have been verified by calculating H_s for the moored buoys using the high frequency limit of RESSAC, 0.25 Hz.

4.2.1. March 20: Three different meteorological events. The meteorology on March 20 was dominated by a Mistral that started on the previous evening. Around the middle of the day (March 20), there was a temporary weakening of the wind. The high winds resumed during the evening, with the wind speed growing rapidly to 15 ms^{-1} a few hours before the RESSAC observations. At that time wind was steady but fetch

limited conditions had not yet been reached (Fig. 2).

Three events during the day are selected for comparison. The first event is at the peak of the Mistral at 0100 UTC. The spectra reported by ASIS and DWR are plotted in Fig. 6a. The agreement is good on the one dimensional parameters as well

as on the directional parameters. The second event is during the weakening of the wind at 1030 UTC (Fig. 6b). The one dimensional parameters agree again well, but ASIS reports higher spreading values close to the peak. This is one example of the occasional disagreements between the buoys discussed in the previous section. During the third event, at the time of the RESSAC observations at 2200 UTC, there were no coincident DWR measurements. The one dimensional spectra and parameters of ASIS and RESSAC are consistent, but again ASIS is reporting a directionally broader spectrum (Fig. 6c). The disagreement in the directional width of the spectrum results also in small inconsistencies in the mean directions (Figs. 6b and 6c, middle panels). At this time, the two dimensional spectrum of ASIS is broader than that of RESSAC (Fig. 7). This is also the case with the two dimensional spectrum of ASIS compared to that of DWR during the decreasing wind event b (not shown).

The early morning of March 20 was a fetch limited event and the two cases later that day were measured in more inhomogeneous wind conditions, but the comparison between ASIS and DWR suggests that the differences in reported directional spectra are not necessarily connected to any certain meteorological event.

4.2.2. March 24: A fetch limited case. On March 24, the experimental region was under the influence of a second Mistral event with northerly winds up to 18

ms^{-1} (Figs. 2a-b). We focus on the period around 1740 UTC when data are available from both RESSAC and ASIS. Although no DWR data are available at that time, there is a full DWR spectrum from two hours earlier (1530 UTC). The wave growth for this period was fetch limited, and from 1030 to 1800 UTC the wind as measured at ASIS fulfils the requirements for steady wind conditions when data are used in fetch limited growth analysis (c.f. *Kahna and Calhoun* [1992], Fig 12a). At the mean wind speed of 13 ms^{-1} , waves require 5 hours to grow from shore to the 60 km fetch. Therefore by 1530 UTC the wave field can be considered as steady at the mooring site. This was verified using the ASIS data. Consequently, we combine the 1530 DWR data with the 1740 RESSAC and ASIS data for the comparison.

The one dimensional spectra from the three wave sensors are plotted in Fig 8a.

The shape of the spectra agree well, as do the basic parameters. The mean direction and spreading, plotted as a function of frequency in Figures 8b and 8c, are in agreement in the energy containing regions for three wave sensors. Here, like in the two cases on March 20 (Figs. 6a-b and 8b, lowest panels), the spreading curves of DWR show a sudden drop at lower frequencies. We believe this behaviour is an artifact related to the mooring of DWR. It can occasionally be observed in cases when there is no detectable energy at these frequencies (*Drennan et al., 2002*).

The two dimensional spectra are plotted in Figure 9. It is evident that the RESSAC spectrum shows more detail than the buoy spectra. For instance, the RESSAC spectrum shows two wave modes near the peak frequency while ASIS and DWR each have broad single mode. The continued presence of the bimodal sea along the RESSAC flight track

indicates that this is real feature, one that is clearly absent from the buoy spectra. On March 24 Mistral formed a belt of high winds which narrowed towards south. Close to the shore the wind directions were nearly orthogonal to the curved shore line. The horizontal distribution of the wind directions together with the differences in fetches along the shore line resulted in the bimodal or broad spectra reported by the sensors. Given that two wave modes are at the same frequency, and separated by less than 50 degrees in direction, it is likely this is beyond the resolution of the maximum likelihood method used to derive the two dimensional buoy spectra. We note that the three sensors agree in spreading width at this frequency: only the two dimensional representation shows some differences.

4.2.3. April 3: An inhomogeneous wind field. During the second part of the experiment DWR was moored closer to the shore, at point B' in Fig. 1. On April 3, the surface wind in western Mediterranean Sea as determined by the atmospheric model Aladin, was strongly inhomogeneous with sharp gradients and a 100 km scale cyclonic circulation. According to the wind measurements at ASIS and R/V l'Atalante this circulation generated 10-14 ms^{-1} south-southeast winds in the experimental area during the RESSAC flight in the afternoon. At the position of R/V l'Atalante further offshore (see Fig. 1) the wind rose from 3 ms^{-1} to 14 ms^{-1} between 1230 and 1330 UTC (Fig. 10). At the ASIS position, a mere 40 km north-northwest from R/V l'Atalante, this increase occurred 1.7 hours later, an expression of the inhomogeneity of the wind field.

The one dimensional spectra and directional parameters for the pairs RESSAC/DWR and RESSAC/ ASIS are plotted in Figures 11 and 12 respec-

Figure 11

tively, and the two dimensional spectra in Fig. 13. Closer to the shore, DWR reports a swell from the south and shorter waves from the southeast (Fig. 11 and panels e and f in Fig. 13). The RESSAC observations are in agreement with those of DWR (Fig. 11 and panel d in Fig. 13). The energy levels at higher frequencies were on the limit of RESSAC's operational range causing scatter in corresponding mean directions (Fig. 11b).

At 1622 UTC, ASIS at its position further south reports a swell from 240° and a wave field from the southeast (Fig. 13, panels b and c). In the hours preceding this, the wave field at ASIS was rapidly evolving (compare the ASIS data from 1425 UTC and 1622 UTC in Fig. 12). The wind sea becomes visible in the high frequency part of the ASIS spectrum at 1425 UTC and at 1500 UTC (not shown) the peak frequency of the wind sea is about 0.25 Hz. At 1530 UTC (not shown) the wind sea has shifted to $f_p = 0.16$ Hz, close enough to the swell $f_p = 0.14$ Hz to result in a bimodal directional spectrum at the ASIS position. According to the wave growth relations in *Kalnina and Calhoun* [1992], this growth of the wave field at ASIS is too rapid to be accounted for by local production alone. We hypothesize that additional wave energy has been advected into the ASIS region from the south-southeast, where the front passed earlier. With a constant frontal propagation speed of 6.3 ms^{-1} (estimated from Fig. 10), the 14 ms^{-1} southeast winds behind the front would have arrived about 70 km south-southeast of ASIS by 9 to 10 UTC. Using the group velocity 5.7 ms^{-1} to estimate the wave energy propagation speeds, wind waves created in this region would have reached the ASIS position by the time of the ASIS measurements.

Figure 12

The one dimensional spectrum of RESSAC at 1642 UTC is in agreement with that of ASIS, with a 10 cm difference in the significant wave height (Fig. 12, panel a). At the peak frequency, RESSAC sees only one wave field, a swell coming from 200° (Fig. 13, panel a). The two dimensional spectrum multiplied by f^5 shows, in the limits of the operational range of RESSAC, southeastern waves at higher frequencies (not shown). The mean directions reported by ASIS and RESSAC are in rather good agreement (Fig. 12b), but the disagreement in the directional shape of the spectrum results in significant differences in the spreading parameter (Fig. 12c).

The two peaks at close frequencies are clearly visible in ASIS two dimensional spectra during two hours after 1530 UTC (not shown). The calculated arrival time of the southeastern wind sea component to the DWR position 25 km north-northwest from ASIS is 1730 UTC. Due to the transmission problems there was only one DWR measurement available after that time and it is a spectrum received via Argos at 1900 UTC. This spectrum ($H_s = 2.3$ m) still has a directionally narrow peak (20°) at 0.13 Hz with a mean direction from 200°.

The rapid growth of the southeast component reported by ASIS is supported by the analysis of the meteorological conditions. The existence of this component at the same frequency than the swell was not confirmed by the other two sensors at the locations of comparison even if the significant wave heights were consistent.

As noted above, the other wave system, the swell, was observed by all instruments, but not from the same direction. At the DWR location both RESSAC and DWR report swell arriving from 180°. At the ASIS location RESSAC reports swell arriving from

200°, whereas ASIS reports it arriving from 240°. This difference is not explained by the passage of the front. We make the hypothesis that the swell direction was not homogeneous. This is supported by RESSAC data that shows the mean direction of the swell turning from 180° to 230° in the flight path.

Two hours before the flight ASIS shows a spectrum that is similar to RESSAC at the time of flight, and on the other hand further south RESSAC shows a directionally wider spectra indicating the presence of a southeast component at frequencies close to the peak (not shown), i.e. a spectra that are closer to the spectrum observed by ASIS at 1622 UTC. We cannot rule out the possibility that the basic assumptions of spectrum analysis, stationarity in the case of ASIS and homogeneity in the case of RESSAC, have been violated sufficiently to result in the observed discrepancies.

In summary: We have discussed above a possible structure for the wave field, but if this structure is correct, then the basic assumptions of the directional spectrum analysis may have been violated too much. The following points, discussed in detail above, support this view: a) ASIS two hours earlier shows narrow spreading in agreement with RESSAC; b) RESSAC south from ASIS shows wider spreading; c) RESSAC shows that the swell direction varies in space; d) the wave growth at ASIS is too fast unless advection is assumed.

The picture presented above provides a plausible scenario to explain the differences between the wave sensors. However, without additional evidence it cannot be considered as conclusive. In such strongly inhomogeneous conditions as these, comparison between different sensors should be treated with caution.

4.2.4. April 7: A swell case. The last case, on April 7, shows the wave field after an passage of an atmospheric frontal discontinuity, a frequently encountered situation during the second part of the experiment. Before the passage, the wind was from the south-southeast with wind speeds over 10 ms^{-1} . After the passage the wind turned to northwest, decreasing to 4 ms^{-1} (Fig. 3). At the ASIS location the significant wave height was on the limit of RESSAC's operational range as can be seen in the one dimensional spectrum close to ASIS (Fig. 14, panel a). The two dimensional spectrum of ASIS (panel c in Fig. 14) shows two wave fields, one from the south at lower frequencies and one from west-southwest at higher frequencies. The wave field reported by RESSAC has the same features (panel b in Fig. 14). On this flight the track of RESSAC did not go over the position of the DWR, but the buoy reported a wave field that is consistent with the other wave sensors. As the energy levels were low, the comparisons of the mean direction and spreading have not been made.

Fig. 14

5. Conclusions

The performance of three wave sensors with different measuring principles was studied in a variety of meteorological conditions during the FETCH experiment. Two of the wave sensors were moored buoys, an Air-Sea Interaction Spar buoy ASIS and a Directional Waverider DWR, and the third an airborne radar, RESSAC. In the limits of their operational ranges, the sensors reported the one dimensional spectrum and the basic parameters, the significant wave height and spectral peak frequency, consistently. Directional properties of a wave field are more problematic to measure and

quantity. In addition to instrumental limitations, different analysis techniques are not necessarily consistent. In this study mean direction and directional spreading as defined in *Longuet-Higgins et al.* [1963] were used. The spreading parameter, based on the first pair of the Fourier coefficients, is unable to describe the actual shape of the directional distribution [Krogstad and Barstow, 1999] but it is still an indicator of the directional width of the spectrum. Using the spreading parameter the higher directional resolution of RESSAC and ASIS was not taken into account.

The two dimensional spectra of the three sensors were qualitatively studied. The two dimensional spectra of RESSAC, which is a more direct measurement, showed in most cases more details than the two dimensional spectra of ASIS and DWR. These latter two were calculated using MLM technique which has a tendency to smooth the spectrum.

Comparison of the directional spreading at the spectral peak between the two moored buoys showed occasional disagreements. The same features were present when RESSAC was compared to ASIS, while the agreement was better between RESSAC and DWR. The most pronounced disagreement between ASIS and RESSAC was connected to a strongly inhomogeneous wind field, but in general no definite environmental or instrumental reason for the differences between the sensors was found. RESSAC with its limited operational range is more insensitive to low energy details of the wave field than ASIS, whose measurements rely on accurate corrections of the movements of the buoy. The disagreements on the directional width of the spectrum resulted also in small inconsistencies in the mean direction, but in most cases the three sensors agreed quite

well.

This study indicates the difficulties in measuring the directional properties of a wave field, especially when the directional width of the spectrum is studied. There can be significant differences in the reported width of the directional distribution between wave sensors and combining or comparing results from different wave sensors is questionable if the performance of the sensors themselves with respect to each other is not known.

Acknowledgments.

We thank the following people who contributed to the success of this work: H. Dupuis (DGO-Bordeaux), L. Eymard (GETP), J. Gabriele (NWRI, Canada), M. Rebozo (RSMAS), and H. Söderman (FIMR), as well as the officers and crew of the R/V 'l'Atlante. In addition, we gratefully acknowledge support for the FETCH experiment from the European Community MAST programme, grant CEE MAS3-CT96.0051, and from the French "Institut National des Sciences de l'Univers" (PATOM and PNTS grants).

References

- Allender, J., T. Audunson, S.F. Barstow, S. Bjerken, H.E. Krogstad, P. Steinbakke, L. Vardel, L.E. Borgman and C.Graham, The WADIC project: a comprehensive field evaluation of directional wave instrumentation, *Ocean Engng.*, 16, 505-536, 1989.
- Beal, R.C. (Ed.), *Directional ocean wave spectra*, 218 pp, The Johns Hopkins University press, Baltimore, 1991.
- Capou, J., High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis, *Proc. IEEE*, 57, 1408-1418, 1969.
- Datowell, b.v., Operation and service manual for "Directional Waverider" Mark II, 70 pp, Datowell bv, Laboratorium voor Instrumentatie, Harlem, Netherlands, 1996.
- Drennan, W.M., M.A. Donelan, N. Madsen, K.B. Katsaros, E.A. Terray and C.N. Flagg, Directional wave spectra from a Swath ship at sea, *J. Atmos. Oceanic Tech.*, 11, 1109-1116, 1994.
- Drennan, W.M., H.C. Graber, M.A. Donelan and E.A. Terray, Directional wave measurements from the ASIS (Air-sea interaction spar) buoy, *Proc. Oceans98*, 414-418, 1998.
- Drennan, W.M., H.C. Graber, D. Hausner and C. Quenlin, On the wave age dependence of wind stress over pure wind seas, *J. Geophys. Res.*, 2001 *this issue*.
- Drennan, W.M., K.K. Kahna, H.C. Graber, H. Petterson, M.A. Donelan and D. Hausner, ASIS-Directional Waverider comparison, in *Measuring and analysing the directional spectrum of ocean waves*, edited by Action COST714 WG3, European Commission, in press, 2002.
- Dupuis H., C. Guérin, D. Hausner, A. Weill, P. Nacass, W.M. Drennan, S. Cloché and H.C. Graber, Impact of flow distortion corrections on turbulent fluxes estimated by the

- inertial dissipation method during the FETCH experiment on R/V L'Atalante, *J. Geophys. Res.*, 2001 *this issue*.
- Graber, H.C., E.A. Terray, M.A. Donelan, W.M. Drennan, J. Van Leer and D.B. Peters, ASIS – A new air-sea interaction spar buoy: design and performance at sea, *J. Atmos. Oceanic Tech.*, 17, 708-720, 2000.
- Hauser D., G. Caudal, G.J. Rijckenberg, D. Vidal-Madjar, G. Laurent and P. Lancelin, RESSAC: a new air-borne FM/CW radar ocean wave spectrometer, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 30, 981-995, 1992.
- Hauser D., H. Dupuis, X. Durrien de Madron, C. Estournel, C. Flannant, J. Pelon, P. Queffelecoul, and J.-M. Lefèvre, La campagne FETCH: étude des échanges océan-atmosphère dans le golfe du Lion, *La Météorologie*, 8^e série, n° 29, 14-31, 2000.
- Jackson F.C. and W.T. Walton, A comparison of in situ and airborne radar observations of ocean wave directionality, *J. Geophys. Res.*, 90, 1005-1018, 1985.
- Jackson F.C., W.T. Walton and P.L. Baker, Aircraft and satellite measurement of ocean wave directional spectra using scanning-beam microwave radars, *J. Geophys. Res.*, 90, 987-1004, 1985.
- Kahna, K.K. and C.C. Calcoen, Reconciling Discrepancies in the Observed Growth of Wind-generated Waves, *J. Phys. Oceanogr.*, 22, 1389-1405, 1992.
- Krogstad, H.E., and S.F. Barstow, Directional distributions in ocean wave spectra, *Proc. of the Ninth International Offshore and Polar Eng. Conf., Brest, France, May 30-June 4 1999*, 79-86, 1999.
- Krogstad, H.E., J. Wolf, S.P. Thompson, and L.R. Wyatt, Methods for intercomparison of wave measurements, *Coastal Eng.* 37, 235-257, 1999.

- Longuet-Higgins, M.S., D.E. Cartwright and N.D. Smith, Observations of the directional spectrum of sea waves using the motion of a floating buoy, *Ocean wave spectra, proc.*, *Nat. Acad. of Science*, 111-132, 1963.
- Orear, J., Least squares when both variables have uncertainties, *Ann. J. Phys.*, 50, 912-916, 1982.
- O'Reilly, W.C., T.H.G. Herbers, R.J. Seymour and R.T. Guza, A comparison of directional buoy and fixed platform measurements of Pacific swell. *J. Atmos. Oceanic Tech.*, 13, 231-238, 1996.
- Quentin, C. and D. Hauser, Directional wave spectra during FETCH from the airborne radar RESSAC, *Réunion bilan, présentations des premiers résultats. Document FETCH No 11*, Centre d'Etude des Environnements Terrestres et Planétaires, 37-63, 1999.
- Wyatt, L.R., S.P. Thompson and R.R. Burton, Evaluation of high frequency radar wave measurement, *Coastal Eng.*, 37, 259-282, 1999.
-
- K. K.Kahna and H. Pettersson, Finnish Institute of Marine Research, P.O. Box 33, FIN-00931 Helsinki, Finland. (e-mail: kimmo.kahna@fimr.fi, heidi.pettersson@fimr.fi)
- M. A. Donelan, W. M. Drennan, and H. C. Graber, Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science, University of Miami, 4600 Rickenbacker Causeway, Miami, FL 33149. (e-mail: mdonelan@rsmas.miami.edu; wdrennan@rsmas.miami.edu; hgraber@rsmas.miami.edu)
- D. Hauser and C. Quentin, Centre d'Etude des Environnements Terrestres et Planétaires (CETP), 10-12 Avenue de l'Europe, F-78140 Velizy, France. (e-mail: daniel.hauser@cetp.jpl.fr; celine.quentin@cetp.jpl.fr)

Received Amonth 00, 0000; revised Amonth 00, 0000; accepted Amonth 00, 0000.

¹Finnish Institute of Marine Research, Helsinki, Finland

²Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science, University of Miami, Florida

³Centre d'Etude des Environnements Terrestres et Planétaires, Vélizy, France

Submitted for the FETCH special section in *Journal of Geophysical Research*

Figure 1. Geographic map of the FETCH experiment. Point B (42.98N, 4.25E) is the location of the ASIS buoy from March 18 to April 9. DWR was also at this location from March 16 to March 25. Point B' (43.16N, 4.10E) is the location of DWR after March 25. The solid line shows, for the case of April 3, the trajectory of the Merlin-IV aircraft with RESSAC on board. Data in the wave mode of RESSAC were obtained along the northwest-southeast part of the trajectory. The diamond shows the location of R/V I'Atalante during the intercomparison period on April 3.

Figure 2. Conditions during the period when the two wave buoys were deployed at the same location B. Unless otherwise noted, ASIS, DWR and RESSAC data are indicated by a line, diamonds and crosses respectively. The directions indicated are those the wind or waves are arriving from. Panel a) indicates the 7 m wind speed. Panel b) shows the wind direction from ASIS (line) and peak wave directions (ASIS \circ ; DWR \diamond). Panel c) indicates significant wave height. Panel d) shows peak frequency. Panel e) indicates the directional spreading at the peak frequency.

Figure 3. Conditions during the second part of the experiment as reported by ASIS at location B. The directions indicated are those the wind or waves are arriving from. Panel a) shows the 7 m wind. Panel b) indicates the wind (solid line) and wave (\circ) directions. Panel c) shows the significant wave height. Panel d) the peak frequency and panel e) the directional spreading at the peak frequency. The RESSAC data (3 and 7 April) are indicated by crosses.

Figure 4. Comparison of significant wave height (a) and peak frequency (b) as measured by ASIS and DWR at location B. The solid lines are fits to the data and the dashed lines indicate the 90% confidence bands, assuming equal variability for the two sensors. The bimodal sea case, denoted by star in (b), has been excluded from the regression.

Figure 5. Comparison of directional spreading, σ_1 , calculated following *Longuet-Higgins et al.* [1963], for ASIS and DWR at location B. Left plot: angular spreading at the peak frequency. Right plot: only data at frequencies above the peak, and with energy $E > 0.02E_{max}$ are used. The dashed lines indicate the 90% confidence bands, assuming equal variability for the two sensors. The dashed-dotted line is a fit to the data and the solid line the 1:1 relationship.

Figure 6. Case of March 20: one dimensional spectra, mean direction (arriving from) and directional spreading as a function of frequency. Panel a: ASIS (line) and DWR (dashed line and \diamond) at 0100 UTC, location B. Panel b: ASIS (line) at 1044 UTC and DWR (dashed line and \diamond) at 1030 UTC, location B. Panel c: ASIS (medium line) at 2159 UTC, location B and RESSAC (thick line) at 2206 UTC, near location B (43.00N, 4.27E).

Figure 7. Case of March 20: two-dimensional spectra obtained from RESSAC and ASIS. Panel a: RESSAC at 2206 UTC near location B (43.00N, 4.27E). Panel b: ASIS at 2159 UTC at location B. The normalized energy density (with respect to the peak) is plotted with contour levels of 0.25, 0.50, 0.75, and 0.95. The horizontal axis gives the azimuth (from true north), the vertical axis is for the frequency (Hz). For ASIS, the directions refer to waves coming from. For RESSAC, the 180° ambiguity in direction has not been removed and only frequencies larger than 0.123 Hz are considered for the plot.

Figure 8. Case of March 24: panel a: one dimensional spectra, panel b: mean direction (arriving from) and panel c: directional spreading. RESSAC (thick line) at 1746 UTC and ASIS (medium line and \diamond) at 1733 UTC. ASIS (thin line and \bullet) at 1536 UTC and DWR (dashed line and \diamond) at 1530 UTC. ASIS and DWR are at location B, RESSAC near location B at 43.02N, 4.24E.

Figure 9. Case of March 24: two-dimensional spectra obtained from DWR, ASIS and RESSAC. Panel a: DWR at location B at 1530 UTC. Panel b: ASIS at location B at 1536 UTC, Panel c: RESSAC near location B (43.02N, 4.24E) at 1746 UTC. Panel d: ASIS at location B at 1733 UTC. Conventions for contours are the same as in Fig. 7, except that for RESSAC the minimum frequency considered in the plot is 0.127 Hz.

Figure 10. The wind speed and direction from ASIS (line) and R/V l'Atlantide (\bullet) on 3 April. During most of the day, the R/V l'Atlantide maintained a steady course into the wind, passing ASIS around 9 UTC. By 13 UTC, the two platforms were roughly 40km apart.

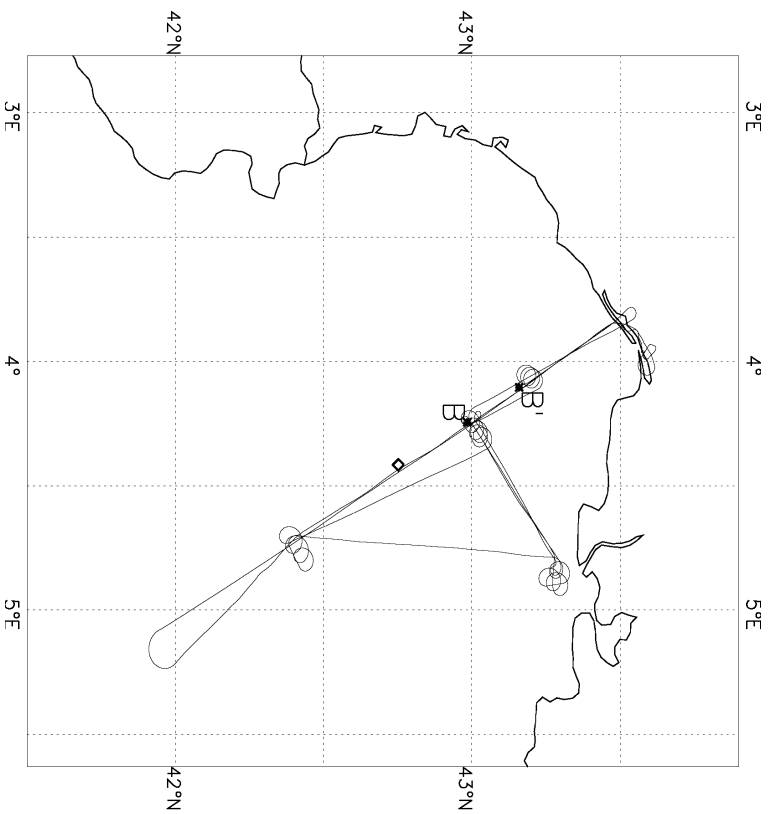
Figure 11. Case of April 3: panel a: one dimensional spectra, b: mean direction (arriving from) and panel c: directional spreading. DWR (dashed line and \diamond) at 1630 UTC, location B' and RESSAC (thick line) at 1639 UTC, location near B' (43.19N, 4.11E).

Figure 12. Case of April 3: panel a: one dimensional spectra, b: mean direction (arriving from) and panel c: directional spreading. ASIS (line and \circ) at 1622 UTC, location B and RESSAC (thick line) at 1642 UTC, location near B (43.00N, 4.27E) and ASIS (dashed line and \bullet) at 1425 UTC, location B.

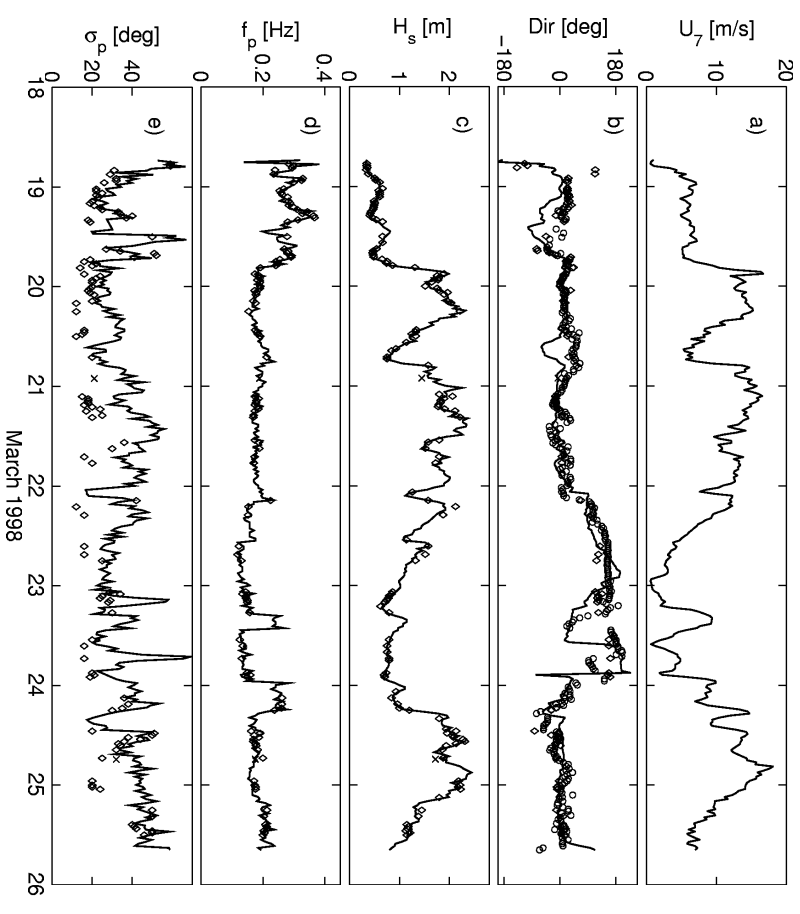
Figure 13. Case of April 3: two-dimensional spectra obtained from RESSAC, ASIS and DWR. Panel a: RESSAC at 1642 UTC near location B (43.00N, 4.27E). Panel b: ASIS at 1622 UTC at location B. Panel c: Same as b, but for the spectrum multiplied by f^5 . Panel d: RESSAC at 1639 UTC near location B' (43.19N, 4.11E). Panel e: DWR at 1630 UTC at location B'. Panel f: same as e, but for the spectrum multiplied by f^5 . Conventions for contours are the same as in Fig. 7, except that for RESSAC the minimum frequency considered in the plot is 0.090 Hz.

Figure 14. Case of April 7: (a): 1D energy spectrum for RESSAC (solid line), and ASIS (dashed line). (b) and (c) Two-dimensional spectrum for RESSAC at 1632 UTC and at location 43.03N, 4.38E, (b) and for ASIS at 1649 UTC at point B. Conventions for contours are the same as in Fig. 7, except that for RESSAC the minimum frequency considered in the plot is 0.096 Hz.

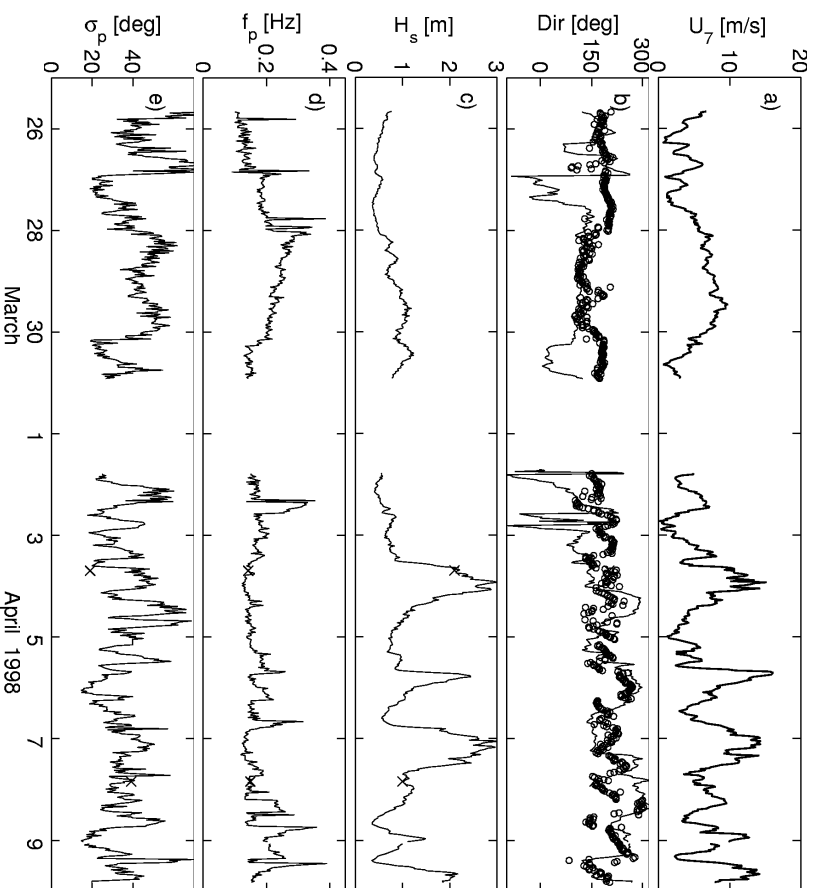
Pettersson et al., Directional wave sensors during FETCH, Fig. 1



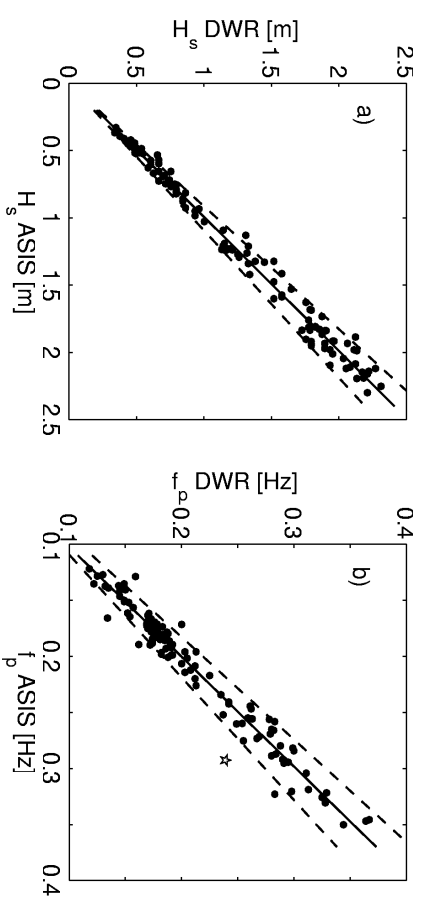
Pettersson et al., Directional wave sensors during FETCH, Fig. 2

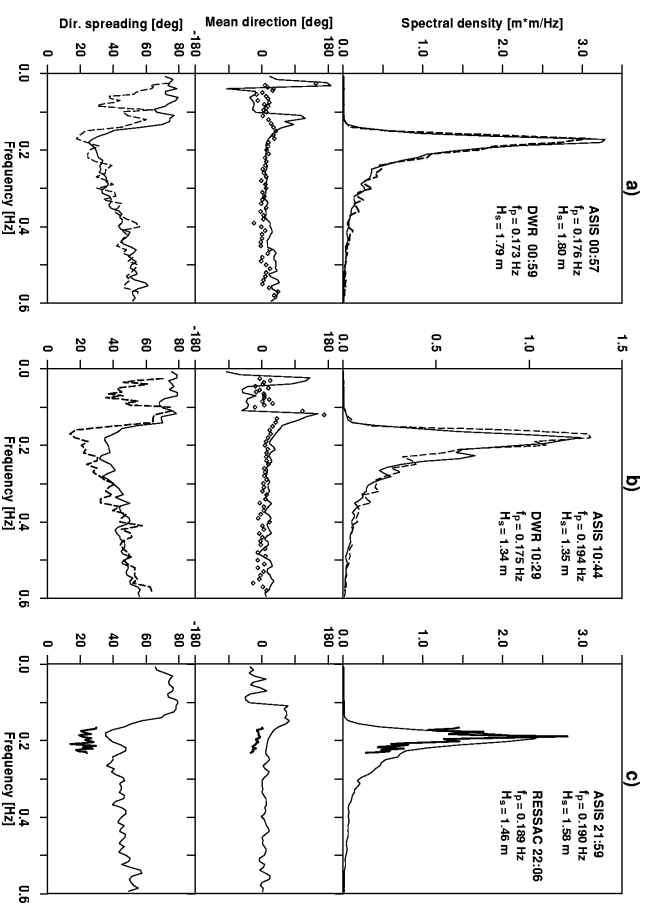
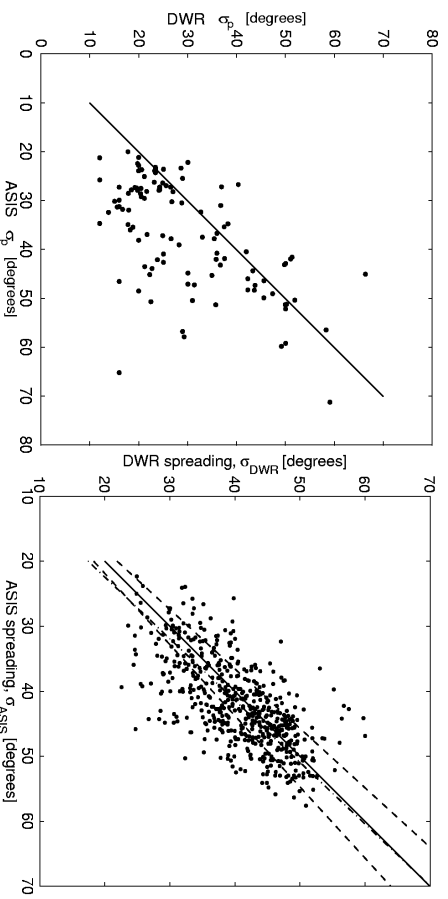


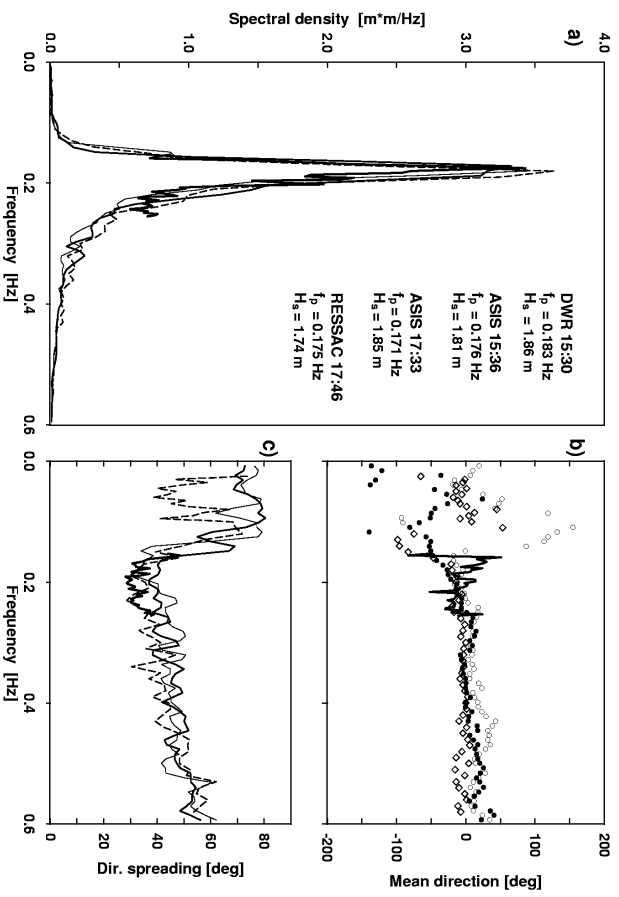
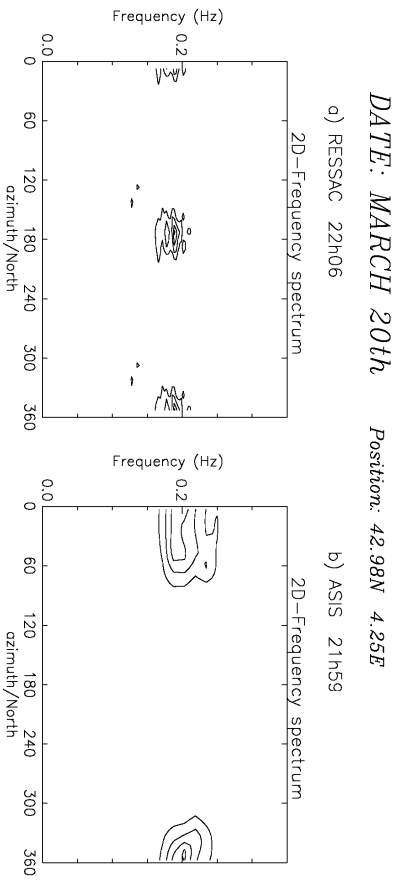
Pettersson et al., Directional wave sensors during FETCH, Fig. 3



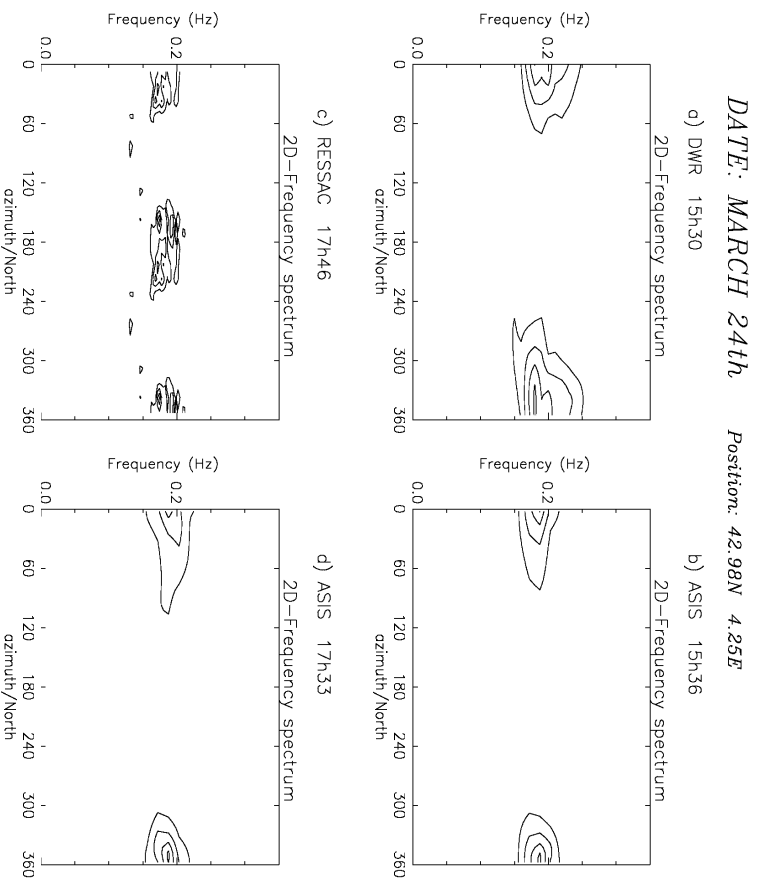
Pettersson et al., Directional wave sensors during FETCH, Fig. 4



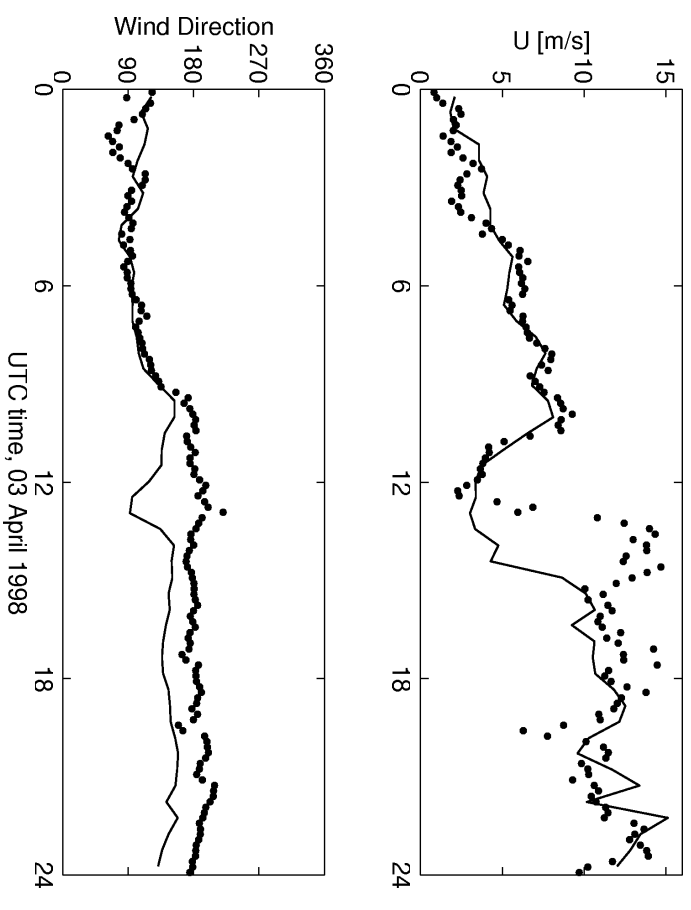


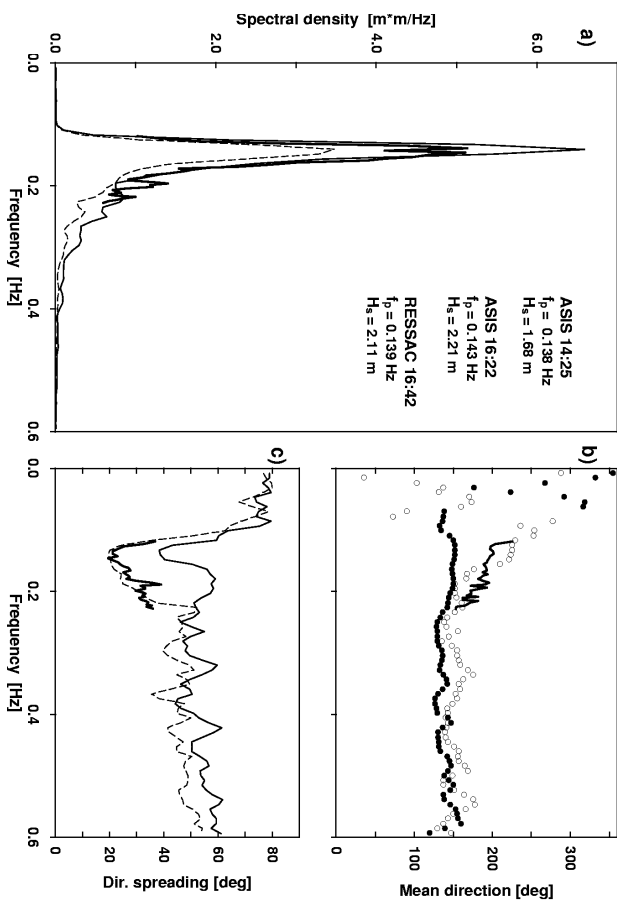
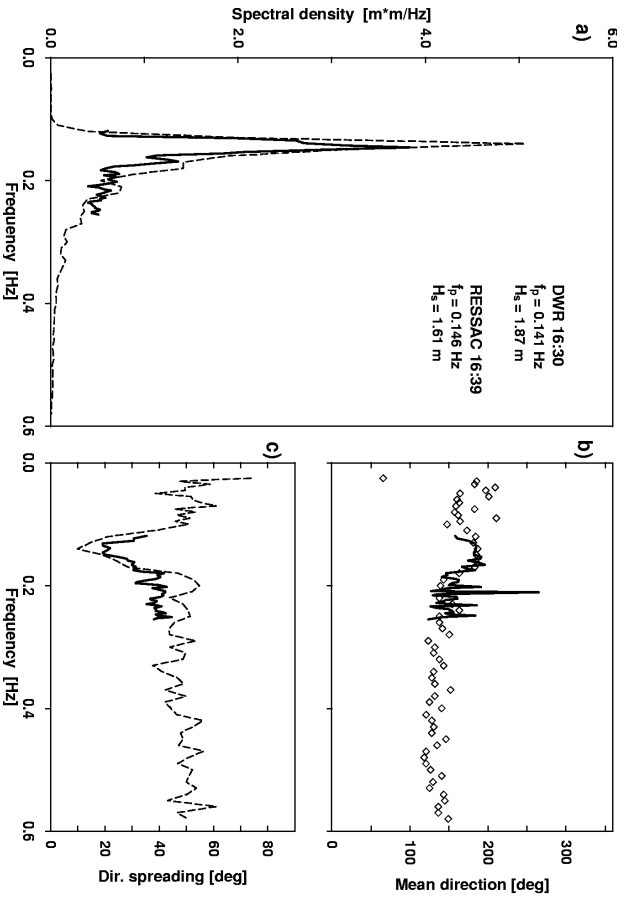


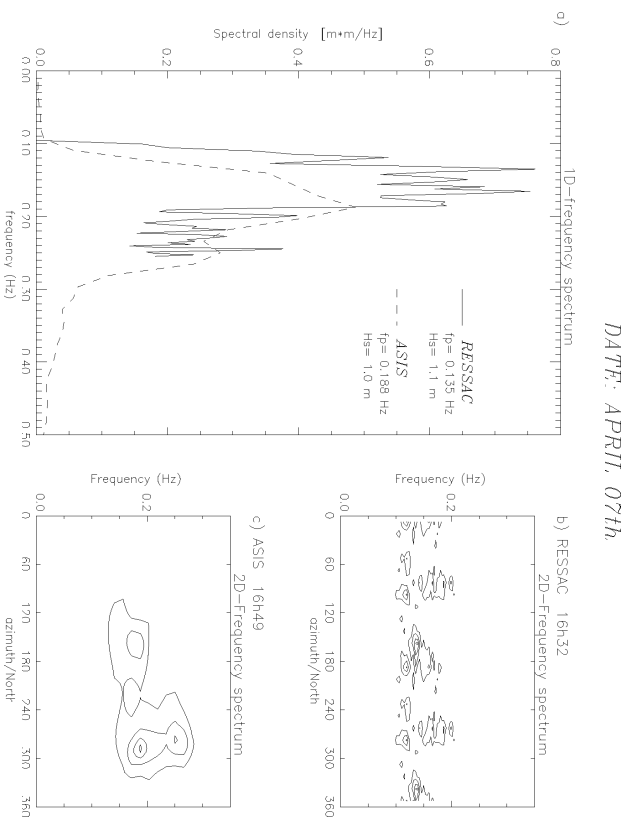
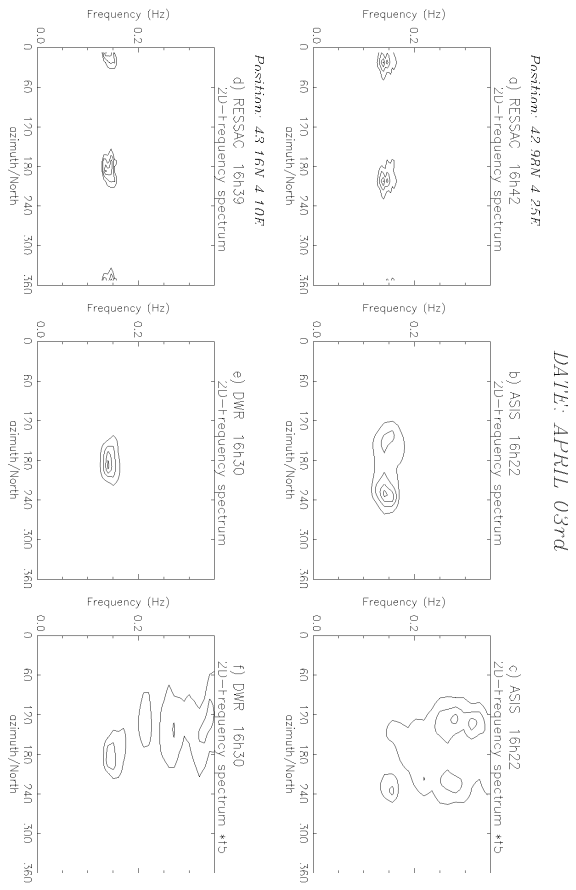
Petterson et al., Directional wave sensors during FETCH, Fig. 9



Petterson et al., Directional wave sensors during FETCH, Fig. 10







ANNEXE 5:

**ON THE WAVE AGE DEPENDENCE OF WIND STRESS
OVER PURE WIND SEAS**

William M. Drennan, Hans C. Graber, Danièle Hauser, and Céline Quentin

accepted by *Journal of Geophysical Research* section C

Submitted to the *Journal of Geophysical Research*, 2000

On the wave age dependence of wind stress over pure wind seas

William M. Drennan and Hans C. Graber

Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science,
University of Miami, Miami, Florida

Danièle Hauser and Céline Quentin

Centre d'étude des Environnements Terrestres et
Planétaires (CETP), Vélizy, France

Abstract

Data from five recent field campaigns are selected for pure wind sea, deep water and fully rough flow conditions. The combined data set includes a wide range of wave ages, with high variability in both friction velocity and wave phase speed. These data, which are expected to follow Monin-Obukhov similarity scaling, are used to investigate the influence of wave age on wind stress. The relationship between the dimensionless roughness and inverse wave age is found to be $z_o/\sigma = 13.3(u_*/c_p)^{3.4}$, where z_o is the surface roughness length, σ the standard deviation of the surface elevation, u_* the friction velocity, and c_p the dominant wave phase speed at the peak of the spectrum. This relationship, which represents a significant dependence of roughness on wave age, was obtained using a procedure that minimises the possible effects of spurious correlation in u_* . It is also shown to be consistent with the wave age relationship derived using an alternate form of the dimensionless roughness, namely the Charnock parameter $z_o g/u_*^2$, where g is the gravitational constant.

1. Introduction

The air-sea fluxes of momentum, heat and mass in the marine atmospheric boundary layer (MABL) are key boundary parameters for atmospheric, oceanic and wave models. With the recent efforts to couple ocean and wave information to atmospheric models [e.g. *Doyle, 2000; Hodur, 1997; Powers and Stoelinga, 2000*], accurate knowledge of the fluxes is increasingly important. As pointed out by *Powers and Stoelinga [2000]*, "... marine roughness lengths [related to air sea fluxes] can be a linchpin in coupled air-sea mesoscale models, strongly influencing the strength of communication across the atmosphere/ocean interface". Similarly, the accurate modelling of near-

surface processes in the ocean boundary layer (OBL) depends strongly on the coupling [*Noh, 1996*].

Direct measurement of these fluxes involves sampling the turbulent fluctuations of the relevant parameters (wind velocity, temperature, humidity) over a wide range of scales, and correlating them with concurrent and co-located measurements of the turbulent fluctuations of vertical velocity. For instance the momentum flux vector τ is given by

$$\tau = -\rho(\overline{u'w'}\hat{i} + \overline{v'w'}\hat{j}), \quad [1]$$

where ρ is the air density, u' , v' and w' are the turbulent components of horizontal in-line (with the mean wind), horizontal cross-wind and vertical velocities, respectively, and the overbar refers to time averaging over a suitable period (typically of order 30 min). In the marine environment, such measurements are challenging, and are therefore sparse in both time and space. Consequently, fluxes are typically estimated using indirect methods such as the bulk method, which uses more readily measured mean quantities (wind speed, air and sea surface temperatures, etc.) together with empirical bulk transfer coefficients. For momentum transfer,

$$|\tau| = \rho C_z (U_z - U_o)^2, \quad [2]$$

where C_z is the drag coefficient at z meters above mean sea level, U_z the mean z -meter wind speed and U_o the surface drift speed, usually assumed to be zero.

Given the importance of the bulk coefficients, much experimental and theoretical effort has been devoted to the development of accurate empirical relationships. That such relationships should exist follows from the similarity theory proposed by *Monin and Obukhov [1954]*. In a stationary and homogeneous atmospheric boundary layer, they postulated that there exists a layer near the surface where surface fluxes are constant. Then, assuming that the turbulence in the surface layer is generated by a combination of shear and buoyancy, they proposed that

$$\frac{(U_z - U_o)}{u_*} = f\left(\frac{z}{z_o}, \frac{z}{L}\right), \quad [3]$$

where $u_* = (|\tau|/\rho)^{1/2}$ is the friction velocity, z_o is the surface roughness length, and L , the Obukhov length, is given by

$$L = -u_*^3 [\kappa g/\rho(H/(c_p T_o) + 0.61E/L_v)]^{-1}, \quad [4]$$

where T_o is the reference potential temperature, H the sensible heat flux, E the latent heat flux, c_p the

specific heat at constant pressure, L_v the latent heat of vaporisation, κ is the von Kármán constant ≈ 0.4 , and g the gravitational acceleration. The roughness length z_o is expected to be related to the physical roughness elements, the surface waves, only for flows which are aerodynamically rough. We use the roughness Reynold's number criterion $u_* z_o / \nu > 2.3$, where ν is the kinematic viscosity, to identify these cases. For reference, $\nu \approx 1.44 \times 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ at 10°C .

The Obukhov length is the height where turbulence production due to shear is balanced by turbulence production due to buoyancy. In neutral conditions, that is flow with negligible buoyant forcing, $L \rightarrow \infty$, and

$$\frac{(U_{zN} - U_o)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \log \frac{z}{z_o}, \quad [5]$$

where the subscript N denotes neutral. This is the well known 'law of the wall' scaling. From [2] and [5], the neutral drag coefficient can be related to the roughness:

$$C_{zN} = \kappa^2 [\log(z/z_o)]^{-2}. \quad [6]$$

Consequently, it is common to discuss the surface roughness length instead of C_{zN} .

Based on dimensional reasoning, *Charnock* [1955] proposed $z_o = \alpha u_*^2 / g$, where α is the so-called Charnock parameter. Charnock took α as a constant, which implies $C_{zN} = f(z, U_{zN})$. Although many bulk relations of this form have been proposed [see e.g. *Geernaert*, 1990], there are significant differences between the various curves. A single relationship, one valid at all sites and in all conditions, remains elusive.

Kitaigorodskii and Volkov [1965] suggested that α must be a function of a wave related parameter, such as the wave age, c_p / u_* , to account for the fact that the roughness elements are moving surface waves. Here c_p is the phase speed of the surface waves at the spectral peak. Although support for proposed wave age dependence of α was first presented by *Donelan* [1982], it has remained controversial. Few other data sets have shown a strong wave age dependence. For a summary of recent results, see *Komen et al.* [1998].

There are several reasons why it has been difficult to determine the validity of a wave age dependence. First of all, relationships [3-6] are only expected to be valid within the confines of Monin-Obukhov (MO) theory. That a single roughness length is sufficient to describe the continuum of scales typically present on the ocean surface has its basis in the fact that ocean

wave spectra are self-similar. This idea was proposed by *Kitaigorodskii* [1961], and has since found considerable experimental support. See, for instance, the similarity forms of *Pierson and Moskowitz* [1964] for the 1D fully developed wave spectrum, *Hasselmann et al.* [1973] for the 1D spectrum for fetch limited waves and *Donelan et al.* [1985] for the 2D spectrum for fetch limited waves. These similarity relations, each restricted to unimodal wind seas, allow the wave spectrum to be described by a limited number of physical parameters: friction velocity (or wind speed), wave age (or fetch) and g . Hence, z_o , also a function of these parameters, acts as a surrogate for the wind sea wave spectrum.

However, these universal similarity spectra do not apply in multimodal sea states, i.e. conditions in which both wind sea and swell(s) are present. A single roughness parameter, z_o , may not be sufficient to describe the wave field in these conditions. Since the early work of *Volkov* [1970] and others, it has been recognized that the presence of swell waves can have a significant effect on the turbulent transfers. Recent evidence suggests that MO similarity theory is not valid in these conditions. For instance, *Drennan et al.* [1999] showed that the universal spectral scaling of u' , w' and $u'w'$ predicted by MO theory [see *Miyake et al.* 1970] breaks down when 'strong swells' (swells much more energetic than the wind sea) are present; in contrast, the scalings were supported by the pure wind sea data. Also, *Smedman et al.* [1999] showed that neutral wind speed profiles in the MABL are no longer logarithmic (as predicted by MO theory) when strong swells were observed.

Both of these conclusions are based on data collected during light wind ($U_{10} < 5\text{ms}^{-1}$), strong swell, conditions. More typical of the open ocean are so-called mixed-seas, when the swell and windsea components are of roughly the same magnitude. It is not yet clear whether the strong-swell effect reported above, and also by *Donelan et al.* [1997] in similar conditions, persists in the mixed-sea regime. However, existing observations in mixed seas indicate that the presence of swell can modify, and increase the scatter in, the drag coefficient relations compared to the pure wind sea regime [*Volkov*, 1970; *Geernaert et al.*, 1986; *Rieder*, 1997; *Donelan et al.*, 1997].

The presence of shoaling waves also affects the validity of MO theory. *Anctil and Donelan* [1996], and *Oost* [1998] have shown that shoaling waves can lead to a modified drag relation, with the surface roughness enhanced by wave breaking. Once again [3-6] are

not expected to be valid in these conditions, as the atmospheric turbulence may depend on an additional parameter, one related to the water depth.

Another problem plaguing studies seeking to validate the wave age dependence of roughness relates to the use of a single data set in the analysis [Smith *et al.*, 1992; Johnson *et al.* 1998]. In particular, many data sets have relatively little variation in c_p compared to u_* , and hence variability in wave age is almost entirely due to variability in friction velocity. In the well known HEXOS data set, $9.0 < c_p < 11.3\text{ms}^{-1}$, while $0.33 < u_* < 1.11\text{ms}^{-1}$ [Janssen, 1997]. Since u_* is also commonly used to form a dimensionless roughness variable (see below), the result is that an apparent correlation between dimensionless roughness and wave age can be spurious, resulting from the dependence of both roughness and wave age on u_* .

Here we study the influence of wave age on wind stress using field data that are carefully selected so as to follow MO theory. We restrict the data to pure wind sea, deep water and fully rough flow conditions. We use five recent data sets, each of which combines direct (eddy correlation) wind stress and directional wave data. The combined data set includes a wide range of wave ages, with high variability in both u_* and c_p . Consequently, it is possible greatly reduce the effect of spurious correlation on the wave age relationship.

2. The FETCH experiment

The FETCH (Flux, État de la mer et Télédétection en Condition de fetch variable, or Flux, sea state, and remote sensing in conditions of variable fetch) experiment took place from 12 March to 16 April 1998 in the Gulf of Lion, Mediterranean Sea. A detailed overview of the experiment is given by Hauser *et al.* [2000]. One of the goals of FETCH was to improve the parameterization of turbulent fluxes of momentum and heat with a particular emphasis on fetch-limited situations and high wind conditions. During FETCH, fluxes were measured from three platforms. Momentum flux was measured by eddy correlation from a moored Air-Sea Interaction Spar (ASIS) buoy (Fig. 1); momentum, heat and humidity fluxes were measured using the inertial dissipation method from the ship N.O. *L'Atalante*; eddy correlation fluxes were measured on a few occasions from an aircraft. Here we focus on the ASIS data, as only for these data are there coincident wave spectra.

An ASIS buoy [Graber *et al.* 2000] was deployed at

42° 58'56"N, 04° 15'11"E, roughly 50 km SSW of the Rhone delta at a depth of 100m. The buoy is a multispar design, using five slender cylinders (20cm dia by 2.5m length) at the apices of a pentagonal cage of radius 92.7cm. The five spar elements are joined to a larger single spar column approximately 2m below the mean surface level, and this central spar is terminated with a drag plate. The overall length of the buoy is 9m. ASIS is designed specifically for research at the air-sea interface: it is both stable (with pitch and roll motions about one third those of a 3m discus buoy) and aerodynamically clean. During FETCH, the ASIS buoy was deployed in a moored configuration, tethered to a secondary buoy so as to isolate additional downward forces.

2.1. Atmospheric turbulence measurements

The mission of ASIS during FETCH was to provide measurements of turbulent momentum fluxes and directional wave spectra, along with supporting mean MABL and OBL measurements. For fluxes, ASIS was equipped with a Gill 3-axis Solent sonic anemometer (model 1012R2A), yielding the full 3D wind vector, along with sonic temperature. The anemometer was mounted on top of a 4m meteorological mast, with the sensing volume at the height of 7m above the mean surface level. A motion package consisting of 3 orthogonal pairs of rate gyros (Systron Donner GC1-00050-100) and linear accelerometers (Columbia Research Laboratory SA-307HPTX), along with a compass (Precision Navigation TCM-2), was located in an underwater housing at the base of the buoy. These sensors yield all six components of motion of the buoy, and the signals are used to transform the wind velocity measurements to a stationary reference frame. Details of the motion correction algorithm are found in Anctil *et al.* [1994] and Graber *et al.* [2000]. A Rotronic temperature/relative humidity sensor (model MP-100C) mounted on the mast at 5m provided mean measurements of air temperature and relative humidity. A temperature transducer mounted 2 m below mean surface level recorded water temperature.

Data were sampled continuously at 12 Hz for 57min, and stored on board. Data were subsequently processed in blocks of 28.5 minutes. The time series were screened for spikes. After application of the motion correction algorithm, the horizontal velocities were rotated into the mean wind direction. A mean tilt correction was applied to the wind velocities forcing $\bar{w} = 0$. The anemometer employs an asymmetric head

design; those data where the mean wind direction was from the back of the sonic, through the probe supports, were rejected. The wind stress vector τ was calculated after first detrending the data. The data were transformed to neutral values using the flux profile relations, $\psi_u(z/L)$, of *Donelan [1990]*:

$$U_{zN} = U_z + (u_* / \kappa) \psi_u(z/L). \quad [7]$$

During FETCH, the heat and moisture fluxes (H and E) used to compute L [4] were not measured directly on ASIS, but calculated using bulk relations with constant Dalton and Stanton numbers of 0.0012 [*Smith, 1989*]. These values are very close to the recent ones of *DeCosmo et al. [1996]*. As these bulk relations require neutral values as input, an iterative algorithm is used. The iterative algorithm for L was convergent in all cases.

2.2. Wave measurements

Directional wave measurements were made using 6 capacitance wave gauges mounted in a centered pentagonal array, with one gauge on each of the five faces of the buoy, and a sixth in the center. The wave gauge data were combined with the buoy motion data to obtain the true surface elevation – see *Drennan et al. [1994, 1998]*. A standard array processing technique, the maximum likelihood method [*Capon, 1969*], was then applied to obtain directional wave spectra. As several of the FETCH goals depended on an accurate knowledge of the surface wave field, particularly its development as a function of fetch, wave measurements were also made by two waverider buoys, and a Merlin-IV aircraft carrying RESSAC radar [*Hauser et al., 2000*].

To classify each spectrum as pure wind sea or not, we use an automatic selection scheme. This selection is based on the analysis of directional spectra as multiple wave systems. *Gerling [1992]* proposed the partitioning of wave spectra into wave trains. His original decomposition scheme was modified and adapted for wave prediction models [*Komen et al., 1994*].

The wave train decomposition consists of finding maximum values (peaks) of energy in the directional spectrum and isolating the associated wave trains. A wave train is limited by local minima around the peak, and with spreading less than 45° on both sides of the peak direction. The directional spectrum is partitioned into at most five wave trains. The main parameters such as mean period, mean propagation direction, and rms surface elevation, are calculated for

each wave train. If two wave trains are close in period and direction, they are combined together. The main parameters are then recalculated. Only four wave trains, those with the most energy E , are kept. Here, $E = \int \int S_{\eta\eta}(f, \theta) d\theta df$ where $S_{\eta\eta}$ is the two dimensional energy spectrum of surface elevation (η), f is frequency and θ is propagation direction. An example of a bimodal wave system (wind sea plus swell) is given in Figure 2. The corresponding one dimensional frequency spectrum, $S_{\eta\eta}(f) = \int S_{\eta\eta}(f, \theta) d\theta$, is shown in the right panel. For future reference we introduce σ , the rms surface elevation, and the significant wave height, $H_s = 4\sigma = 4E^{1/2}$.

At most one wave train is identified as wind sea: the most energetic wave train which meets the criterion $U_{10} \cos(\theta) > 0.83c_p$ [*Donelan et al., 1985*], with $|\theta_d| < 45^\circ$, where θ_d is the angle between the mean wind and wave train directions. The other wave trains are classified as swells, if their mean period is greater than that of the wind sea. Wind sea and swell energy are compared to determine if swells can be neglected. In order to reduce, to the greatest degree possible, the effects of swell on the roughness [c.f. *Volkov, 1970*], we restrict the class of pure wind seas to those where the swell energy is very small compared to that of the windsea: $E(\text{swell}) \ll E(\text{wind sea})$. In practice, we take this to be $E(\text{swell}) < 5 E(\text{wind sea})$. This is a conservative definition. We anticipate the results for ‘pure wind seas’ to be applicable to situations of light-moderate swells, albeit with the likelihood of additional scatter.

3. The FETCH data

ASIS was deployed on 18 March (Julian day 77) 1998, and remained on site until recovery on 10 April (JD 99). During that time ASIS operated continuously with the exception of a 12 hour period on JD91 when it was recovered for maintenance and data backup. On JD90, there were no anemometer data due to problems with the power supply. The FETCH data set includes 1070 runs of 28.5 min. Of these 831 were considered valid for stress data.

The conditions during FETCH are summarised in Figure 3. The 10m neutral wind speed is plotted in Fig. 3a; the wind direction is given in panel c. Of particular note are the Mistral events of JDs 79-80 and 83. The Mistral is a regional wind occurring during conditions of high pressure over western Europe/Bay of Biscay, combined with a low pressure system south of the Alps. The resulting winds are reinforced by

orographic effects (Alps and Rhone valley). The Mistral, a northerly wind, is well known for its strong, steady and cold flow with near surface wind speeds sometimes in excess of 30 ms^{-1} . The latter half of the experiment was characterised by a sequence of four moderate fronts, with offshore (northerly) winds at the rear of each event. The wind stress (in-line and cross wind components) is shown in panel b, and the air and sea temperatures are shown in panel d. The air-sea temperature difference is typically small ($\pm 2^\circ$), except for the Mistral periods when cooler air is being advected in from the continent. The significant wave height is given in panel e. Note that the highest waves occur not with the high wind Mistral events, which are fetch limited, but with the later frontal passages. Also shown are the wave direction at the spectral peak (panel c), and the peak phase speed of the waves (e). The wave age is shown in panel f.

In Figure 4, the 10m neutral drag coefficient is plotted versus U_{10N} for the full FETCH data set. The data are well described in the mean by the *Smith* [1980] relation, except at the higher wind speeds, where *Smith* [1980] underpredicts the data. It is evident from Fig. 3 (a and f) that these higher wind speed values are usually associated with younger waves (higher values of u_*/c_p), indicating possible support for a wave age effect. This is explored further below. At the lower wind speeds, the data exhibit considerable scatter, as is typical in such relations. *Mahrt et al.* [1996] discuss several flux sampling problems which are expected to lead to increased scatter in these conditions. Furthermore, at low winds the presence of swell has been shown to have a dramatic effect on momentum flux, and indeed MO theory may not be valid in these conditions [*Drennan et al.*, 1999].

Donelan et al. [1993] concluded that the presence of significant swell precludes a relationship between roughness and wave age. Hence, we now restrict ourselves to the subset of data consisting of pure wind sea events. These data are distinguished in Fig. 4. As is typical in the ocean, there are few pure wind sea data for $U_{10N} < 6 \text{ ms}^{-1}$; swells dominate in these conditions.

It is common to use the Charnock parameter, α , as the dimensionless roughness, and to seek a relation of the form $\alpha = z_o g / u_*^2 = f(c_p / u_*)$. This has the disadvantage that both the dimensionless roughness and the wave age depend strongly on the friction velocity. Consequently, a ‘significant’ correlation between α and c_p / u_* may in fact be spurious, arising from the

fact that both variables are themselves highly correlated to u_* . Here we prefer the scaling of roughness on wave height, as proposed by *Kitaigorodskii* [1970], and subsequently used by *Donelan* [1990]. We note that this scaling is not completely free of potential self-correlation, as the roughness is not measured directly, but calculated from u_* via [5].

In Fig. 5, we plot the dimensionless roughness, z_o / σ versus inverse wave age. The FETCH wind-sea data are in qualitative agreement with the curve of *Donelan* [1990], showing increasing roughness for younger waves, although there is considerable scatter particularly for older waves (lower u_*/c_p). As the waves approach full development, it becomes more difficult to distinguish wind sea from swell. As discussed above, the addition of swell increases the variability of the stress (and hence roughness), as well as increasing the wave height over the pure wind sea value.

For the FETCH data, the range in peak phase speed is roughly a factor of 2.2, from 5 to 11 ms^{-1} , which compares with a factor of 3.9 variation in u_* - see Fig. 6 and Table 1. In contrast, the classical HEXOS data set has a factor 2.5 variation in u_* , but only 1.2 in c_p . Although the c_p range is larger for the FETCH data than for the HEXOS data, u_* remains the dominant source of variability in wave age. Hence spurious correlation remains a potential problem. We therefore choose to extend the analysis to include several other data sets representing different conditions. This approach, resulting in wider, and now roughly equal, ranges of u_* and c_p , allows us to reduce, to the greatest possible degree, any effects of spurious correlation in the analysis. Below, we introduce four recent data sets combining eddy correlation stress and directional wave measurements. The data, collected at different sites and from different platforms, complement the FETCH data and considerably increase the range of phase speed and wave age. These data are summarised in Table 1.

This approach of using multiple data sets to extend the parameter range was used by *Johnson et al.* [1998] who treated each data set as a single data point, and sought a relationship between the averaged dimensionless roughness and wave age. We follow a similar approach here, with two important differences: we include only data collected in pure wind sea, deep water, conditions, and we do not average the data sets. Although the approach of averaging data may be reasonable for experiments with narrow parameter ranges, it leads to very wide error bars for the data

considered here. Instead, we consider all data as representative of pure wind sea conditions, and treat all data points equally.

4. Other wind sea data

4.1. WAVES

The WAVES (Water-Air Vertical Exchange Study) experiment was conducted in 1987 from a tower at 12 m depth, 1.1 km from the western shore of Lake Ontario [Donelan *et al.*, 1999; Drennan *et al.*, 1999]. Wind stress measurements were made from a bivane at 12 m above mean water level, and directional wave spectra were calculated from an array of six capacitance wave gauges. The subset of pure wind sea data was selected using the same criteria as above. Seventy-eight 30-min runs met the criteria. The parameter range of these data is shown in Fig. 6. These data are characterised by a near bi-modal distribution of phase velocity. Runs with $c_p \approx 3\text{ms}^{-1}$ are short fetch (1-2 km) cases, while the faster waves result from fetches of up to 300km. The wide range of c_p results in a considerable range of wave age, with u_*/c_p values double those of the FETCH data set.

The Anctil and Donelan [1996] data mentioned earlier are part of the WAVES data base. However while Anctil and Donelan selected their data to study the effects of shoaling on wind stress, the wind sea data considered here exclude such conditions.

4.2. AGILE

During the autumn seasons of 1994 and 1995, the 15m research vessel *AGILE* was used to carry out eddy correlation measurements of momentum, sensible heat, water vapour and carbon dioxide fluxes in the western basin of Lake Ontario. Wave slopes and spectra, and profiles of currents and turbulent kinetic energy dissipation rates were also measured. The stress measurements were made using a Solent 3-axis sonic anemometer mounted on a bow mast at 7.8m. Full ship motion was measured using gyroscopes, linear accelerometers and a compass, and a motion correction algorithm was applied to the anemometer data, as described above. Details of the experimental set-up, and some preliminary results, are presented in Donelan and Drennan [1995]. The sampling strategy during these experiments was to collect data nearly continuously while heading into the wind, with the fetch varying from near zero to 20km.

Applying the same criteria as discussed above, only pure wind sea data are selected. From the two field seasons, sixty-four runs of 20-25 minutes length met these criteria. The $u_* - c_p$ parameter range of the *AGILE* data is shown in Fig. 6. The data set covers a friction velocity range similar to the *FETCH* and *WAVES* data sets, but with peak phase speeds spanning the gap between the other two sets.

4.3. SWADE

The Surface Wave Dynamics Experiment, *SWADE*, took place off the coast of Virginia in 1990-1991. Here we use stress data collected from a K-Gill anemometer mounted near the bow of a small ship [Donelan *et al.*, 1997]. The data are corrected for the motion of the ship, and classified according to sea state using directional spectra obtained from a bow mounted wave gauge array. Twelve runs are classified as pure wind sea data using the above criteria. The parameter range of the data is shown in Fig. 6.

4.4. HEXOS

HEXOS, the Humidity Exchange over the Sea experiment, was conducted in 1986 from a tower at 18m depth, in the North Sea [Smith *et al.*, 1992]. Early results from *HEXOS* [Maat *et al.*, 1991] provided support for a strong wave age dependence of the drag coefficient. These data were subsequently found to be influenced by flow distortion around the probe supports, but a re-analysis by Smith *et al.* [1992] showed a similar wave age dependence. Janssen [1997] questioned the statistical significance of the *HEXOS* wave age dependence, while Oost [1998] found that some of the higher wind/wave *HEXOS* data were affected by shoaling.

Here we use the *HEXOS* data published by Janssen [1997], applying the wave criteria of Oost [1998] to exclude shoaling conditions. The Janssen data were previously selected to be pure wind sea. We average the stress and mean wind values from the two anemometers, and use only those data from the rough flow regime. Twenty-eight data points meet the criteria. The parameter range of the full wind sea data set (50 points) is shown in Fig. 6. The points measured in conditions with peak wavelengths of greater than 80m have been circled: these are the points Oost [1998] identified as affected by shoaling. In contrast, Komen *et al.*, [1998] presented model results indicating that shoaling is not a problem for these data. In the analysis which follows these data are excluded. However it

was found that including these data changes the regression coefficients by order 0.3 %.

5. Wave age analysis

The combined $u_* - c_p$ parameter space for all five data sets is shown in Fig. 6. It covers a range of roughly a factor of five in each of phase speed and friction velocity, and an order of magnitude in wave age. In Fig. 7, the dimensionless roughness of the data is plotted versus inverse wave age. The five data sets are seen to exhibit a consistent behaviour, with a wave age dependence somewhat steeper than that of *Donelan* [1990]. For convenience, the relation of *Donelan* [1990], and other wave age relations referenced in the text, are included in Table 2. Henceforth the data are treated as a single data set. We divide the inverse wave age range equally into eight groups, and logarithmically average the data within each group. Here we exclude from the data set three points which lie 5, 3 and 3 standard deviations respectively (about 2 orders of magnitude) above their group means. The results, showing one standard deviation in the logarithms of inverse wave age and dimensionless roughness are plotted in Fig. 7.

There is some evidence that the two lowest data groups, corresponding to fully developed conditions, exhibit a different behaviour, i.e. a reduced wave age dependence compared with the younger classes. This is consistent with the early work of *Volkov* [1970] who considered fully developed waves, with $0.033 < u_*/c_p < 0.05$, as distinct from developing ones, $u_*/c_p \geq 0.05$. Similarly, *Oost* [1998] noted the existence of several wave age ranges, within each of which the roughness exhibited a different wave age dependence. In particular, for growing waves ($u_*/c_p > 1/17$) the Charnock parameter was found to exhibit a significant wave age dependence, while for waves near full development α was found to be constant. A third range, associated with shoaling conditions during HEXOS, is not of interest here.

Following *Volkov* [1970], we consider only the data representing developing seas, $u_*/c_p \geq 0.05$ and find the roughness/wave age relationship as

$$z_o/\sigma = 12.8(u_*/c_p)^{3.35 \pm 0.21}, \quad [8]$$

showing 95% confidence limits on the exponent. Equivalent confidence limits on the multiplicative factor yield the range [7.6, 21.5]. If the fully developed waves are retained, the regression yields $z_o/\sigma = 5.4(u_*/c_p)^{2.97 \pm 0.18}$, again showing 95% confidence lim-

its on the exponent. Confidence limits on the multiplier are [3.3, 8.7]. This is closer to the curve of *Donelan* [1990]: the wave age effect is reduced, but remains significant. This is in contrast to the HEXOS results, where the inclusion of the fully developed data removed the significance of the wave age dependence [*Oost* 1998]. With the HEXOS data, close to half the non-shoaling wind sea points were fully developed. With the combined data set considered here the wave age range is much larger, and the fully developed data make up only a small part of the data set.

As discussed above, even with the large parameter range there is still the possibility that the regression is affected by spurious correlation in that both the dimensionless roughness and wave age are dependent on the friction velocity. In order to investigate this, we separate the data into six groups based on the friction velocity: $u_* \leq 0.3$, $0.3 < u_* \leq 0.4$, ... , $u_* > 0.7$. By grouping the data this way, almost all of the variability in wave age is in the phase speed. The data (excluding the fully developed cases, $u_*/c_p < 0.05$) are replotted in Fig. 8, with each range denoted by a different symbol. For each of the groups, a linear regression between $\log(z_o/\sigma)$ and $\log(u_*/c_p)$ was carried out. The six regression lines are plotted in Fig. 8, and the coefficients are given in Table 3.

The best fit (logarithmic) for the lowest u_* group is significantly different from the others at the 95% confidence level. That is, null hypotheses based on these data reject the best fits derived from the other groups at the 95% confidence level. Similarly, null hypotheses based on the other groups reject the fit of this group at the same level. However, this group has a larger percentage variability in u_* , and a smaller range of c_p than the others (Fig. 6), and so may be affected by spurious correlation. Within the considerable scatter of the data, the remaining lines are equivalent (again, using null hypotheses tests at the 95% confidence level). Hence, we use a single curve, the average of the five regression lines, to describe the wave age relationship of the data set:

$$z_o/\sigma = 13.3(u_*/c_p)^{3.4}. \quad [9]$$

This curve, plotted in Figs. 7 and 8, is taken to be the best regression for the data set. It is not significantly different from [8], indicating that spurious correlation may not be a significant problem with our original correlation.

It is interesting that the inclusion of the fully developed data in the u_* groups does not significantly alter the regressions - see Table 3. See especially the

$0.3 < u_* \leq 0.4$ group, where the inclusion has nearly doubled the size of the group, but with negligible effect on the regression. Again, omitting the lowest u_* group due to possible spurious correlation, the mean of the regressions of the remaining 5 classes yields $z_o/\sigma = 11.7(u_*/c_p)^{3.35}$, which is close to [9]. Consequently, the wave age relationship [9] may well apply for both fully developed and developing sea.

6. Charnock parameterization

It has been common to use the Charnock parameter, $\alpha = z_o g / u_*^2$ for the dimensionless roughness. As this parameterization does not explicitly include any information on the wave field, it is conveniently used in atmospheric models. In Fig. 9 we plot our data set as α versus inverse wave age, again restricting the data to developing waves. Although there is considerably more scatter using this representation of roughness, regressions of the data grouped by u_* again yield consistent slopes. Again ignoring the lowest u_* bin, the mean of the regression lines yields

$$z_o g / u_*^2 = 1.59(u_*/c_p)^{1.67}. \quad [10]$$

This is close to the relation of *Johnson et al.* [1998], based on several experiments, but shows a stronger wave age dependence than the *HEXOS* relation of *Smith et al.* [1992]. Both relations are given in Table 2, and shown on Fig. 9. Once again, the inclusion of the fully developed data in the regression does not significantly change the fit (see Table 4).

Equations [9] and [10] give us two different expressions for the roughness as a function of wave age. To verify their consistency, it is necessary to relate the wave height parameter σ of [9] to the wind and wave age. We use an empirical relationship between σ and an alternative form of inverse wave age, U_{10}/c_p , derived from field data in Lake Ontario [*Donelan et al.*, 1985]:

$$\sigma = 0.055(U_{10}^2/g)(U_{10}/c_p)^{-1.7}. \quad [11]$$

Using [11], and the definition of C_{D10} , in [9] we have

$$z_o = (13.3)(0.055)(U_{10}^2/g)C_{D10}^{0.85}(u_*/c_p)^{1.7}. \quad [12]$$

It is evident that [10] and [12] have very similar wave age dependence. Comparing the multiplicative factors, using z_{ch} to denote the roughness derived in [10], we have after some simplification

$$z_o/z_{ch} = 0.461C_{D10}^{-0.15}(u_*/c_p)^{0.03}. \quad [13]$$

Using typical values of C_{D10} (0.001 to 0.0015) and u_*/c_p (0.03 to 0.1), we have z_o/z_{ch} between 1.1 and

1.22. Hence, the two dimensionless representations of roughness, [9] and [10], yield essentially the same wave age dependence.

Using [6] and [10], we can determine parametric curves for the drag coefficient in terms of wind speed and wave age. Several curves spanning the range of FETCH values are plotted in Fig. 10. Similar curves using the z_o/σ parameterization [9], along with the Donelan fetch law [11], are also plotted but are indistinguishable from those using [6] and [10]. The FETCH wind sea data appear on the plot grouped by wave age, and averaged in 3 ms^{-1} wind speed bins. For each group, the \times represents the C_{D10} predicted using [6] and [10], based on the group's mean u_*/c_p and mean U_{10N} . The strongly forced developing sea data (\star and \circ) are well represented by the wave age dependent relations, with values well above those predicted by *Smith*, [1980]. The *Smith* relationship is seen to be representative of near fully developed wind sea conditions. The drag coefficients associated with the lowest wind speed group, $\overline{U_{10N}} = 7.3 \text{ ms}^{-1}$, with waves near full development ($u_*/c_p = 0.047$), are considerably higher than predicted. The significance of this is unclear, as the group size is small, and the scatter within the group large.

There clearly remains significant scatter in the data, which is not explained by the wave age dependent relations. Much of this is likely attributable to sampling variability. Other sources of variability include nonstationarity, boundary layer depth [e.g. *Mahrt et al.*, 1998], and large scale atmospheric features such as internal waves or roll cells [e.g. *Chen et al.*, 2001]. According to *Donelan*, [1990] the estimated sampling error in individual 28.5min FETCH estimates of $-u'w'$ = u_*^2 ranges from 9% at $U_7 = 15 \text{ ms}^{-1}$ to 16% ($U_7 = 5 \text{ ms}^{-1}$). *Komen et al.*, [1998] estimate the error in u_* as roughly 10%. Assuming errors (sampling and otherwise) of several per cent in U , Z , L , etc, a conservative estimate of the error of individual C_{D10} values is 20%. Consequently, it is not surprising that while the wave age dependent drag relations are in good general support of the data, individual points are not as well predicted.

7. Conclusions

Using five field data sets, we have investigated the wave age dependence of the surface wind stress. The data were selected as representative of pure wind seas, deep water, and fully rough flow. In these conditions, Monin-Obukhov theory is expected to hold, and a

unique relationship between drag coefficient (or surface roughness) and wave age is expected. For developing waves, it was found that $z_o/\sigma = 13.3(u_*/c_p)^{3.4}$, which implies a significant wave age effect in the drag coefficient. The inclusion of fully developed wind sea data in the regression did not significantly change the result. This relationship was found using a procedure that significantly reduced the likelihood of spurious correlation in friction velocity. Finally, the wave age relationship was shown to be consistent with that derived using the Charnock form of the dimensionless roughness, $z_o g/u_*^2 = 1.59(u_*/c_p)^{1.67}$. It is clear that drag coefficients during fetch- or duration-limited high wind events, such as Mistral, are not well predicted by traditional bulk relations. The wave age based relations presented here offer significant improvement.

These results provide strong support for a wave age dependence of roughness as proposed by *Kitaigorodskii and Volkov* [1965]. These are not the first data to provide this support, but they are the first with a wide enough parameter range to effectively eliminate the effects of spurious self-correlation in u_* which have plagued many other studies. The utility of these results is particularly high for the communities developing coupled air-sea models. Wave age dependence has been recognised as a significant factor, and this work provides some of the parameterizations necessary for further progress in these fields.

The current results were obtained for pure wind sea conditions, and this is a clear limitation to their general applicability. Pure or dominant wind seas are frequent in coastal regions, and bounded seas, and during high wind events, but swells are generally present in the open ocean. Although it seems likely that the results will hold in mixed seas with light-moderate swell, this remains to be tested. The challenge for the future is to develop a single parameterization, one valid not just in pure wind seas, but also swell dominated, mixed sea and depth-limited conditions. Given that Monin-Obukhov similarity theory (which forms the basis for the parameterization) can not be assumed valid in all these conditions, it seems that the first steps to achieving this goal must include the development of a modified MO theory.

Acknowledgments.

We thank the following people who contributed to the success of this work: M. Donelan and M. Rebozo (RS-MAS), L. Eymard (CETP), H. Dupuis (DGO-Bordeaux), J. Gabriele and J. Cooper (NWRI, Canada), as well as the

officers and crew of the N.O. *L'Atalante*, and the FETCH team. In addition, we gratefully acknowledge support for the FETCH experiment from the European Community MAST programme, grant CEE MAS3.CT96.0051, and from the French "Institut National des Sciences de l'Univers". WD also acknowledges partial support from ONR (N00014-94-1-0629) and NSF (OCE-9871855) for the AGILE experiment, and from the Royal Caribbean Junior Faculty Fund for travel.

References

- Anctil, F., and M.A. Donelan, Air-water momentum flux observations over shoaling waves, *J. Phys. Oceanogr.*, *26*, 1344-1353, 1996.
- Anctil, F., M.A. Donelan, W.M. Drennan and H.C. Graber, Eddy correlation measurements of air-sea fluxes from a Discus buoy, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *11*, 1144-1150, 1994.
- Capon, J., High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis, *Proc. IEEE*, *57*, 1408-1418, 1969.
- Charnock, H., Wind stress on a water surface, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *81*, 639-640, 1955.
- Chen, W. M.L. Banner, E.J. Walsh, J.B. Jensen and S.Lee, The Southern Ocean Waves Experiment. Part II: Sea Surface Response to Wind Speed and Wind Stress Variations, *J. Phys. Oceanogr.*, *31*, 174-198, 2001.
- DeCosmo, J., K.B. Katsaros, S.D. Smith, R.J. Anderson, W.A. Oost, K. Bumke and H. Chadwick, Air-sea exchange of water and sensible heat: The Humidity Exchange Over the Sea (HEXOS) results, *J. Geophys. Res.*, *101*, 12001-12016, 1996.
- Donelan, M.A., The dependence of the aerodynamic drag coefficient on wave parameters, in *1st intl conf on meteorol. & air-sea interaction of the coastal zone*, Amer. Meteorol. Soc., Boston, U.S.A., 381-387, 1982.
- Donelan, M.A., Air-Sea Interaction, in *The Sea: Ocean Engineering Science*, *9*, edited by B. LeMéhauté and D. Hanes, pp. 239-292, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1990.
- Donelan, M.A., F.W. Dobson, S.D. Smith and R.J. Anderson, On the dependence of sea surface roughness on wave development, *J. Phys. Oceanogr.*, *23*, 2143-2149, 1993.
- Donelan, M.A., and W.M. Drennan, Direct field measurements of the flux of carbon dioxide, in *Air-water gas transfer*, edited by B. Jähne and E.C. Monahan, pp. 677-683, Aeon-Verlag, 1995.
- Donelan, M.A., W.M. Drennan and K.B. Katsaros, The air-sea momentum flux in mixed wind sea and swell conditions, *J. Phys. Oceanogr.*, *27*, 2087-2099, 1997.
- Donelan, M.A., J. Hamilton and W.H. Hui, Directional spectra of wind generated waves, *Phil. Trans. R. Soc. London*, *A315*, 509-562, 1985.

- Donelan, M.A., N. Madsen, K.K. Kahma, I.K. Tsanis and W.M. Drennan, Apparatus for atmospheric boundary layer measurements over waves, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 16, 1172-1182, 1999.
- Doyle, J.D., Coupled ocean wave/atmosphere mesoscale model simulations of cyclogenesis, *Tellus*, 47A, 766-778, 1995.
- Drennan, W.M., M.A. Donelan, N. Madsen, K.B. Katsaros, E.A. Terray and C.N. Flagg, Directional wave spectra from a Swath ship at sea, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 11, 1109-1116, 1994.
- Drennan, W.M., H.C. Graber, M.A. Donelan and E.A. Terray, Directional wave measurements from the ASIS (Air-sea interaction spar) buoy, in *Proc. Oceans98*, 414-418, 1998.
- Drennan, W.M., K.K. Kahma and M.A. Donelan, On momentum flux and velocity spectra over waves, *Boundary-Layer Meteorol.*, 92, 489-515, 1999.
- Geernaert, G.L., Bulk parameterization for the wind stress and heat fluxes, in *Surface waves and fluxes*, edited by G.L. Geernaert and W.J. Plant, 91-172, Kluwer, 1990.
- Geernaert, G.L., K.B. Katsaros and K. Richter, Variations of the drag coefficient and its dependence on sea state, *J. Geophys. Res.*, 91, 7667-7679, 1986.
- Gerling, T.W., Partitioning sequences and arrays of directional ocean wave spectra into component wave systems, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 9, 444-458, 1991.
- Graber, H.C., E.A. Terray, M.A. Donelan, W.M. Drennan, J. Van Leer and D.B. Peters, ASIS – A new air-sea interaction spar buoy: design and performance at sea, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 17, 708-720, 2000.
- Hasselmann, K., T.P. Barnett, E. Bouws, H. Carlson, D.E. Cartwright, K. Enke, J.A. Ewing, H. Gienapp, D.E. Hasselmann, P. Kruseman, A. Meerburg, P. Müller, D.J. Olbers, K. Richter, W. Sell and H. Walden, Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), *Dt. Hydrogr. Z.*, A8 (Suppl.), 12, 1-95, 1973.
- Hauser D., H. Dupuis, X. Durrieu de Madron, C. Estournel, C. Flamant, J. Pelon, P. Queffeuilou, and J-M Lefèvre, La campagne FETCH: Une expérience pour l'étude des échanges océan/ atmosphère dans les conditions côtières du Golfe du Lion, *La Météorologie*, 29, 14-31, 2000.
- Hodur, R.M., The Naval Research Laboratory's Coupled Ocean/ Atmosphere Mesoscale Prediction System (COAMPS), *Mon. Weather Rev.*, 125, 1414-1430, 1997.
- Janssen, J.A.M., Does wind stress depend on sea state or not? A statistical analysis of HEXMAX data, *Boundary-Layer Meteorol.*, 83, 479-503, 1997.
- Johnson, H.K., J. Højstrup, H.J. Vested and S.E. Larsen, On the dependence of sea surface roughness on wind waves, *J. Phys. Oceanogr.*, 28, 1702-1716, 1998.
- Kitaigorodskii, S.A., Application of the theory of similarity to the analysis of wind-generated wave waves as a stochastic process, *Bull. Acad. Sci. USSR Geophys. Ser.*, 1, 105-117, 1961.
- Kitaigorodskii, S.A., *The Physics of Air-Sea Interaction*, 236 pp., Leningrad (Trans: Israel Program for Scientific Translations, 1973), 1970.
- Kitaigorodskii, S.A., and Y.A. Volkov, On the roughness parameter of the sea surface and the calculation of momentum flux in the near-water layer of the atmosphere, *Izv., Atmos. and Oceanic Phys.*, Engl. Transl., 1, 973-988, 1965.
- Komen, G., L. Cavaleri, M. Donelan, K. Hasselmann, S. Hasselmann and P.A.E.M. Janssen, *Dynamics and Modelling of Ocean Waves*, Cambridge University Press, 532 pp., 1994.
- Komen, G., P.A.E.M. Janssen, V. Makin and W. Oost, On the sea state dependence of the Charnock parameter, *Glob. Atmos. Ocean. Syst.*, 5, 367-388, 1998.
- Maat, N., C. Kraan and W.A. Oost, The roughness of wind waves, *Boundary-Layer Meteorol.*, 54, 89-103, 1991.
- Mahrt, L., D. Vickers, J. Edson, J. Sun, J. Højstrup, J. Hare and J.M. Wilczak, Heat flux in the coastal zone, *Boundary-Layer Meteorol.*, 86, 421-446, 1998.
- Mahrt, L., D. Vickers, J. Howell, J. Højstrup, J.M. Wilczak, J. Edson and J. Hare, Sea surface drag coefficients in the Risø Air Sea Experiment, *J. Geophys. Res.*, 101, 14327-14335, 1996.
- Miyake, M., R.W. Stewart and R.W. Burling, Spectra and cospectra of turbulence over water, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 96, 138-143, 1970.
- Monin, A.S., and A.M. Obukhov, Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere, *Akad. Nauk. SSSR Geofiz. Inst. Tr.*, 151, 163-187, 1954.
- Noh, Y., Dynamics of diurnal thermocline formation in the oceanic mixed layer, *J. Phys. Oceanogr.*, 26, 2183-2195, 1996.
- Oost, W.A., The KNMI HEXMAX stress data: a reanalysis, *Boundary-Layer Meteorol.*, 86, 447-468, 1998.
- Pierson, W.J. and L. Moskowitz, A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S.A. Kitaigorodskii, *J. Geophys. Res.*, 69, 5181-5190, 1964.
- Powers, J.G., and M.T. Stoelinga, A coupled air-sea mesoscale model: Experiments in atmospheric sensitivity to marine roughness, *Mon. Weather Rev.*, 128, 208-228, 2000.
- Rieder, K.F., Analysis of sea-surface drag parameterizations in open ocean conditions, *Boundary-Layer Meteorol.*, 82, 355-377, 1997.
- Smedman, A.S., U. Höglström, H. Bergström, A. Rutgersson, K.K. Kahma and H. Pettersson, A case study of air-sea interaction during swell conditions, *J. Geophys. Res.*, 104, 25833-25852, 1999.
- Smith, S.D., Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 709-726, 1980.
- Smith, S.D., Water vapor flux at the sea surface, *Boundary-Layer Meteorol.*, 47, 277-293, 1989.

Smith, S.D., R.J. Anderson, W.A. Oost, C. Kraan, N. Maat, J. deCosmo, K.B. Katsaros, K.L. Davidson, K. Bumke, L. Hasse and H.M. Chadwick, Sea surface wind stress and drag coefficients: the HEXOS results, *Boundary-Layer Meteorol.* 60, 109-142, 1992.

Volkov, Y.A., Turbulent flux of momentum and heat in the atmospheric surface layer over a disturbed surface, *Izv., Atmos. and oceanic phys.*, Engl. Transl., 6, 770-774, 1970.

W.M. Drennan and H.C. Graber, Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science, University of Miami, 4600 Rickenbacker Causeway, Miami, FL 33149, USA. (Email:wdrennan@rsmas.miami.edu)

D. Hauser and C. Quentin, Centre d'étude des Environnements Terrestres et Planétaires (CETP), 10-12 Avenue de l'Europe, F-78140 Vélizy, France

Received April 26, 2001

Table 1. Experimental data

| Campaign | Reference | Points | U_{10N} ms ⁻¹ | u_* ms ⁻¹ | c_p ms ⁻¹ | u_*/c_p |
|----------|----------------------------|--------|----------------------------|------------------------|------------------------|-----------|
| FETCH | This study | 110 | 4.9-18.9 | 0.21-0.82 | 5.0-10.9 | 0.03-0.10 |
| WAVES | Drennan <i>et al.</i> 1999 | 78 | 4.0-15.6 | 0.16-0.69 | 1.8-9.5 | 0.04-0.21 |
| AGILE | Donelan and Drennan 1995 | 64 | 4.0-14.9 | 0.17-0.82 | 2.2-7.2 | 0.05-0.18 |
| SWADE | Donelan <i>et al.</i> 1997 | 12 | 8.9-12.1 | 0.32-0.51 | 5.4-8.7 | 0.05-0.07 |
| HEXOS | Janssen 1997 | 28 | 9.1-17.1 | 0.33-0.84 | 9.0-10.6 | 0.04-0.08 |
| All | | 292 | 4.0-18.9 | 0.16-0.84 | 1.8-10.9 | 0.03-0.21 |

Table 2. Referenced wave age relations

| Reference | Relationship |
|----------------------------|--|
| Charnock 1955 | $z_o g / u_*^2 = \alpha$ |
| Maat <i>et al.</i> 1991 | $z_o g / u_*^2 = 0.8(u_*/c_p)^{1.0}$ |
| Smith <i>et al.</i> 1992 | $z_o g / u_*^2 = 0.48(u_*/c_p)^{1.0}$ |
| Johnson <i>et al.</i> 1998 | $z_o g / u_*^2 = 1.89(u_*/c_p)^{1.59}$ |
| This study | $z_o g / u_*^2 = 1.59(u_*/c_p)^{1.67}$ |
| Donelan 1990 | $z_o / \sigma = 1.84(u_*/c_p)^{2.53}$ |
| This study | $z_o / \sigma = 13.3(u_*/c_p)^{3.4}$ |

Table 3. Regression constants $\log(a)$ and b , in relation $z_o / \sigma = a(u_*/c_p)^b$ for different u_* ranges. Values are given for developing seas, $u_*/c_p \geq 0.05$ and the full pure wind sea data set. The 95% confidence ranges are indicated. N is the number of points in each class, with the number in the full data set in braces.

| u_* range | N | $u_*/c_p \geq 0.05$ | | All wind sea data | |
|-------------------------|-----------|---------------------|---------------|-------------------|---------------|
| | | $\log(a)$ | b | $\log(a)$ | b |
| $u_* \leq 0.3$ | 27 (36) | 1.0 ± 2.4 | 2.4 ± 1.0 | 0.3 ± 1.6 | 2.1 ± 0.6 |
| $0.3 < u_* \leq 0.4$ | 36 (60) | 1.9 ± 1.7 | 3.0 ± 0.7 | 1.7 ± 0.9 | 2.9 ± 0.3 |
| $0.4 < u_* \leq 0.5$ | 65 (80) | 2.7 ± 1.1 | 3.5 ± 0.4 | 2.3 ± 0.9 | 3.3 ± 0.3 |
| $0.5 < u_* \leq 0.6$ | 61 (62) | 2.4 ± 0.5 | 3.3 ± 0.2 | 2.3 ± 0.5 | 3.3 ± 0.2 |
| $0.6 < u_* \leq 0.7$ | 37 (37) | 2.8 ± 0.8 | 3.5 ± 0.3 | 2.8 ± 0.8 | 3.5 ± 0.3 |
| $0.7 < u_*$ | 14 (14) | 3.1 ± 1.7 | 3.7 ± 0.7 | 3.1 ± 1.7 | 3.7 ± 0.7 |
| Average ($u_* > 0.3$) | 240 (289) | 2.59 | 3.4 | 2.46 | 3.35 |

Table 4. Regression constants $\log(a)$ and b in relation $z_o g / u_*^2 = a(u_*/c_p)^b$ for different u_* ranges. Values are given for developing seas, $u_*/c_p \geq 0.05$ and the full pure wind sea data set. The 95% confidence ranges are indicated. N is the number of points in each class, with number in the full data set in braces.

| u_* range | N | $u_*/c_p \geq 0.05$ | | All wind sea data | |
|-------------------------|-----------|---------------------|---------------|-------------------|---------------|
| | | $\log(a)$ | b | $\log(a)$ | b |
| $u_* \leq 0.3$ | 27 (36) | -0.3 ± 2.4 | 1.0 ± 1.0 | -1.3 ± 1.6 | 0.6 ± 0.6 |
| $0.3 < u_* \leq 0.4$ | 36 (60) | 0.1 ± 1.5 | 1.4 ± 0.6 | -0.2 ± 0.7 | 1.3 ± 0.3 |
| $0.4 < u_* \leq 0.5$ | 65 (80) | 0.6 ± 1.0 | 1.8 ± 0.4 | 0.1 ± 0.8 | 1.5 ± 0.3 |
| $0.5 < u_* \leq 0.6$ | 61 (62) | 0.3 ± 0.4 | 1.6 ± 0.2 | 0.2 ± 0.4 | 1.5 ± 0.2 |
| $0.6 < u_* \leq 0.7$ | 37 (37) | 0.5 ± 0.6 | 1.7 ± 0.2 | 0.5 ± 0.6 | 1.7 ± 0.2 |
| $0.7 < u_*$ | 14 (14) | 0.9 ± 1.1 | 1.9 ± 0.5 | 0.9 ± 1.1 | 1.9 ± 0.5 |
| Average ($u_* > 0.3$) | 240 (289) | 0.46 | 1.67 | 0.29 | 1.59 |

Figure 1. Photograph of the ASIS (left) and tether buoys deployed during FETCH. For scale, the mast on ASIS has a height of 4m.

Figure 2. Sample ASIS directional spectrum from 1998 April 06, 06:05 Z. The left hand plot shows the 2D spectrum, with North and East at the top and right respectively. The wave trains are shown in the direction of propagation. The equispaced contours represent energy, and the four dotted circles represent frequencies 0.1, 0.2, 0.3 and 0.4 Hz. The right hand plot shows the 1D wave spectrum. This is a case of complex sea. It is decomposed into two wave trains, wind sea – $H_s=0.59\text{m}$, $f_p=0.257\text{Hz}$, $D=107^\circ$, $c_p=6.08\text{ ms}^{-1}$ – and one swell train – $H_s=0.60\text{m}$, $f_p=0.159\text{Hz}$, $D=11^\circ$, $c_p=9.83\text{ ms}^{-1}$. The wind, identified with the arrow on the left hand plot, is 6.6 ms^{-1} , from -99° .

Figure 3. Meteorological and wave conditions during FETCH. The data shown are: 10m neutral wind speed, panel a); Inline and cross-wind (\bullet) stress, τ/ρ [m^2s^{-2}], b); Wind and peak wave (\bullet) direction, c); Air and sea (dashed) temperatures, d); Significant wave height, e); and inverse wave age, f).

Figure 4. Drag coefficient versus wind speed, both 10m neutral, for the FETCH experiment. Pure wind sea data are distinguished from the swell and mixed sea cases. Four low wind swell cases lie outside of the range of the plot axes.

Figure 5. Dimensionless roughness versus inverse wave age for the FETCH data. The pure wind sea data meeting the rough flow criterion $z_o u_* / \nu > 2.3$ are identified with \bullet . Here z_o is the roughness length, σ the standard deviation of the surface elevation, u_* the friction velocity, c_p the peak wave phase speed, and ν the kinematic viscosity of air.

Figure 6. Distribution of friction velocity, u_* and peak phase speed, c_p for the five pure wind sea data sets considered here. The HEXOS data identified as shoaling by *Oost* [1998] are identified on the plot, and omitted from the data set.

Figure 7. Dimensionless roughness versus inverse wave age for pure wind data meeting the rough flow criterion $z_o u_* / \nu > 2.3$. Here z_o is the roughness length, σ the standard deviation of the surface elevation, u_* the friction velocity, c_p the peak wave phase speed, and ν the kinematic viscosity of air. Data sources are identified on the plot. The data are grouped into 8 classes of equal size, with the crosses indicating 1 standard deviation in $\log(z_o/\sigma)$ and $\log(u_*/c_p)$ for each class. The curves are *Donelan* [1990], dashed, and the relationship proposed here, solid.

Figure 8. Dimensionless roughness versus inverse wave age for developing windsea ($u_*/c_p \geq 0.05$), rough flow data. The data are grouped according to u_* , and a regression made for each group. The mean regression line for data from the five higher u_* classes is also shown (dashed).

Figure 9. Charnock parameter versus inverse wave age for developing windsea ($u_*/c_p \geq 0.05$) rough flow data. The data are grouped according to u_* , and a regression made for each group. The curves of *Smith et al.* [1992] (dash-dot), *Johnson et al.* [1998] (dashed), and the mean regression line for data from the five higher u_* classes (solid) are shown.

Figure 10. Drag coefficient versus wind speed, both 10m neutral, for FETCH wind sea data. The data are grouped by inverse wave age, $0.04 < u_*/c_p \leq 0.06$ (\diamond), $0.06 < u_*/c_p \leq 0.08$ (\star), $u_*/c_p > 0.08$ (o), in wind speed bins of 3 ms^{-1} , with the crosses indicating 1 standard deviation in C_{D10N} and U_{10N} . The \times s represent the expected drag coefficient of each group based on its mean u_*/c_p and U_{10N} . The curves are *Smith* [1980], and the wave age dependent drag relations resulting from [6] and [10].

Figures for manuscript “On the wave age dependence of wind stress”, by

William M. Drennan and Hans C. Graber,
Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science, University of Miami, Miami, FL, USA.

and

Danièle Hauser and Céline Quentin,
Centre d'étude des Environnements Terrestres et Planétaires (CETP), Vélizy, France

Submitted to the Journal of Geophysical Research, November 2000



Figure 1: Photograph of the ASIS (left) and tether buoys deployed during FETCH. For scale, the mast on ASIS has a height of 4m.

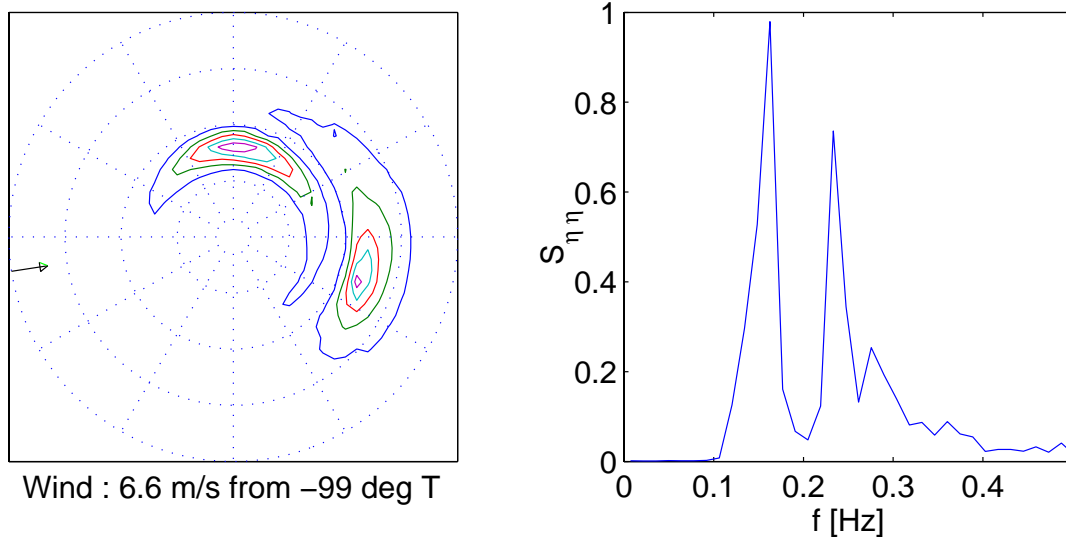


Figure 2: Sample ASIS directional spectrum from 1998 April 06, 06:05 Z. The left hand plot shows the 2D spectrum, with North and East at the top and right respectively. The wave trains are shown in the direction of propagation. The equispaced contours represent energy, and the four dashed circles represent frequencies 0.1, 0.2, 0.3 and 0.4 Hz. The right hand plot shows the 1D wave spectrum. This is a case of complex sea. It is decomposed into two wave trains, wind sea – $H_s = 0.59\text{m}$, $f_p = 0.257\text{Hz}$, $D = 107^\circ$, $c_p = 6.08\text{ m/s}$ – and one swell train – $H_s = 0.60\text{m}$, $f_p = 0.159\text{Hz}$, $D = 11^\circ$, $c_p = 9.83\text{ m/s}$. The wind, identified with the arrow on the left hand plot, is 6.6m/s , from -99° .

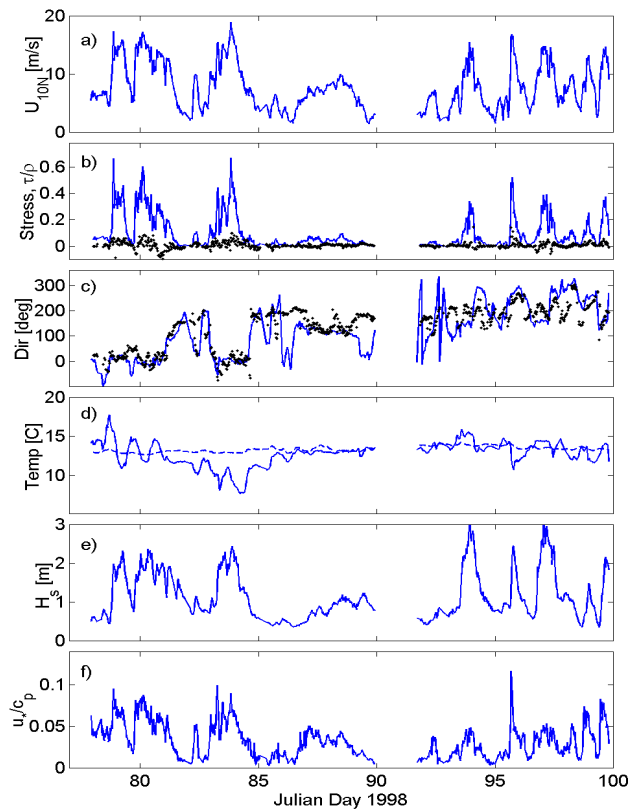


Figure 3: Meteorological and wave conditions during FETCH. The data shown are: 10m neutral wind speed, panel a); Inline and cross-wind (\bullet) stress, τ/ρ [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$], b); Wind and peak wave (\bullet) direction, c); Air and sea (dashed) temperatures, d); Significant wave height, e); and inverse wave age, f).

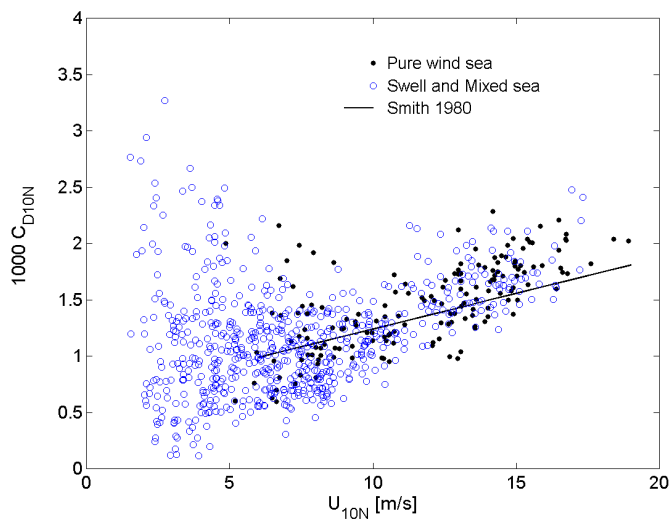


Figure 4: Drag coefficient versus wind speed, both 10m neutral, for the FETCH experiment. Pure wind sea data are distinguished from the swell and mixed sea cases. Four low wind swell cases lie outside of the range of the plot axes.

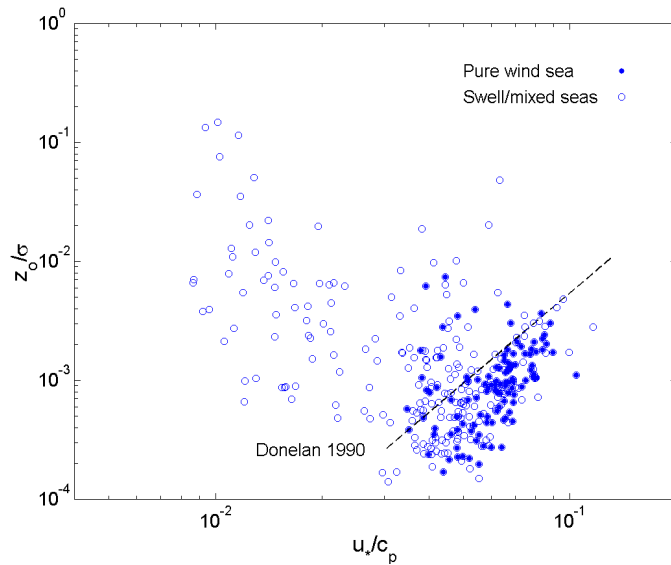


Figure 5: Dimensionless roughness versus inverse wave age for the FETCH data. The pure wind sea data meeting the rough flow criterion $z_0 u_* / \nu > 2.3$ are identified with \bullet . Here z_0 is the roughness length, $\sigma = H_s/4$ the standard deviation of the surface elevation, u_* the friction velocity, c_p the peak wave phase speed, and ν the kinematic viscosity of air.

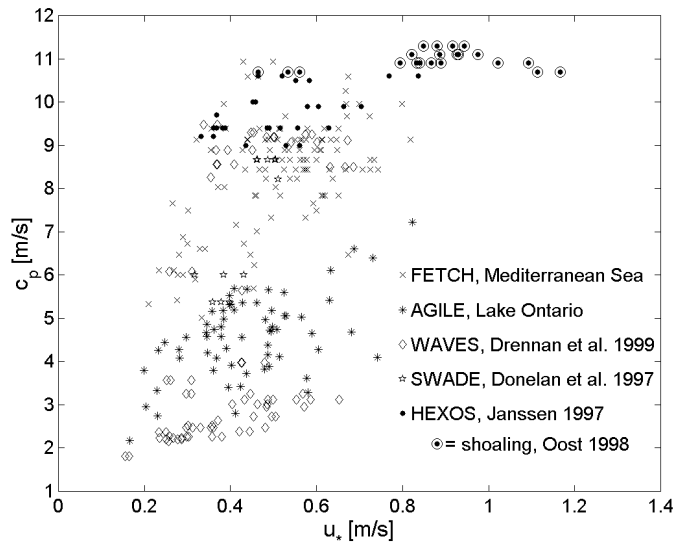


Figure 6: Distribution of friction velocity, u_* and peak phase speed, c_p for the five pure wind sea data sets considered here. The HEXOS data identified as shoaling by Oost [1998] are identified on the plot, and omitted from the data set.

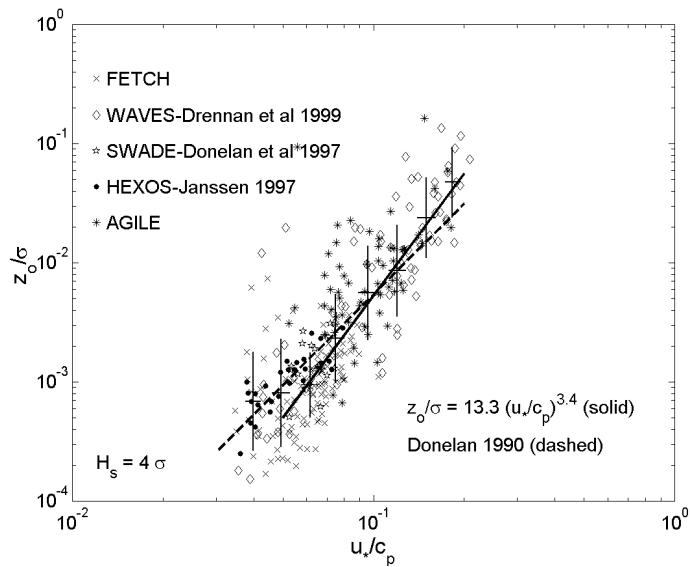


Figure 7: Dimensionless roughness versus inverse wave age for pure wind data meeting the rough flow criterion $z_0 u_* / \nu > 2.3$. Here z_0 is the roughness length, σ the standard deviation of the surface elevation, u_* the friction velocity, c_p the peak wave phase speed, and ν the kinematic viscosity of air. Data sources are identified on the plot. The data are grouped into 8 classes of equal size, with the crosses indicating 1 standard deviation in $\log(z_0 / \sigma)$ and $\log(u_* / c_p)$ for each class. The curves are Donelan [1990], dashed, and the relationship proposed here, solid.

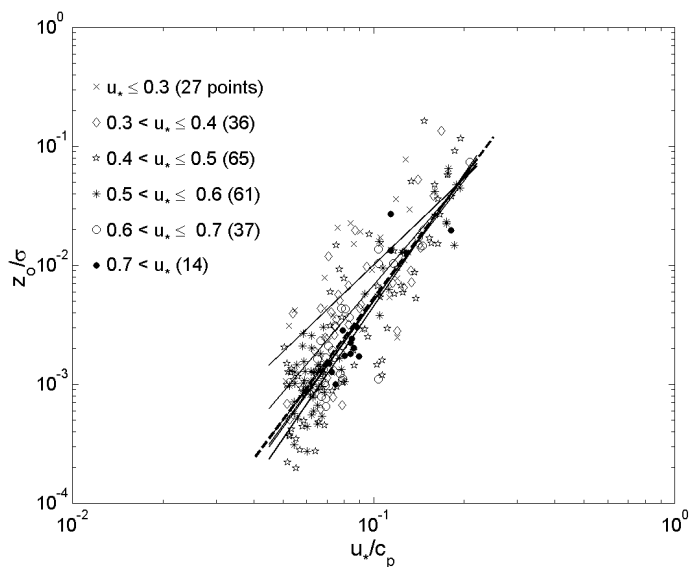


Figure 8: Dimensionless roughness versus inverse wave age for developing windsea ($u_* / c_p \geq 0.05$), rough flow data. The data are grouped according to u_* , and a regression made for each group. The mean regression line for data from the five higher u_* classes is also shown (dashed).

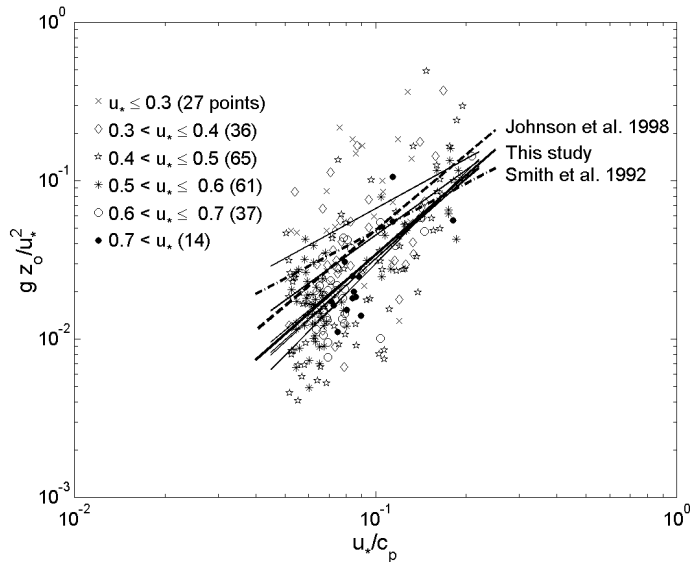


Figure 9: Charnock parameter versus inverse wave age for developing windsea ($u_* / c_p \geq 0.05$) rough flow data. The data are grouped according to u_* , and a regression made for each group. The curves of Smith et al. [1992] (dash-dot), Johnson et al. [1997] (dashed), and the mean regression line for data from the five higher u_* classes (solid) are shown.

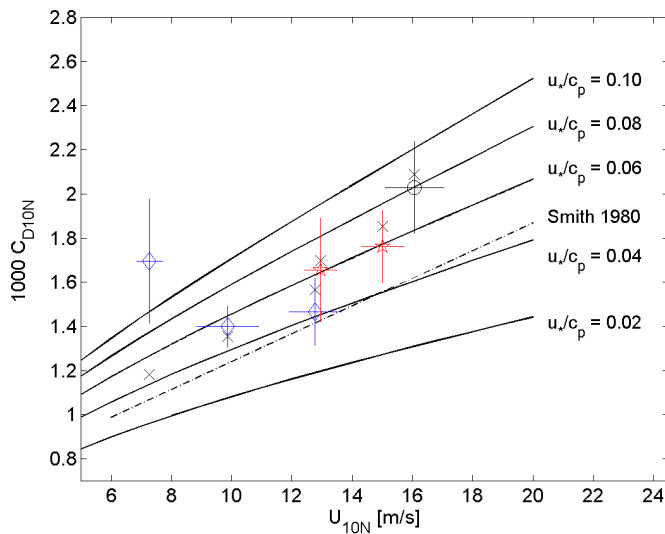


Figure 10: Drag coefficient versus wind speed, both 10m neutral, for FETCH wind sea data. The data are grouped by inverse wave age, $0.04 < u_* / c_p \leq 0.06$ (\diamond), $0.06 < u_* / c_p \leq 0.08$ (\star), and $u_* / c_p > 0.08$ (\circ), in wind speed bins of 3m/s, with the crosses indicating 1 standard deviation in C_{D10N} and U_{10N} . The \times 's represent the expected drag coefficient of each group based on its mean u_* / c_p and U_{10N} . The curves are Smith [1980], and the wave age dependent drag relations resulting from [5] and [9].

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Anctil F., M. A. Donelan, W. M. Drennan, H. C. Graber, 1994: Eddy-correlation measurements of air-sea fluxes from a discuss buoy, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **11**, 1144-1150
- Babanin, A.V., and Y. P. Soloviev, 1998: Field investigation of transformation of the wind wave frequency spectrum with fetch and the stage of development, *Journal of Physical Oceanography*, **28**, 563-576
- Barrick D. E., 1968: A relationship between the slope probability density function and the physical optics integral in rough surface scattering, *Proceedings IEEE*, **36**, 1728-1729
- Benoit M., P. Frigaard, H.A. Schäffer, 1997: Analyzing multidirectional wave spectra: a tentative classification of available methods, *Proceedings IAHR seminar on multidirectional waves and their interaction with structures*, 28th IAHR Congress, San Francisco (USA), 131-158
- Bonekamp Hans, 2001: On the physical air-sea fluxes for climate modeling, PhD thesis, *University of Utrecht*, Netherlands, 131 pp., soutenue le 01 Février 2001.
- Brown G. S., 1977: The Average Impulse Response of a rough surface and its applications, *IEEE Transactions on antennas and Propagation*, **25**, 67-74
- Burgers G., 1990: A guide to the Nedwam model, Scientific report WR-90-04, *KNMI De Bilt*
- Capon J., 1969: High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis, *Proceedings of the IEEE*, **51**, NO.8, August 1969
- Chapron B., V. Kerbaol, D. Vandermark, and T. Elfouhaily, 2000: Importance of peakedness in sea surface slope measurements and applications, *Journal of Geophysical Research*, **105** (C7), 17195-17202
- Charnock H., 1955: Wind stress on a water surface. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **81**, 639-640
- Cox C.S. and W.H. Munk, 1954: Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the Sun' s glitter *Journal of the Optical Society of America*, **44**, 838-850
- Davidan I. N., 1980: Investigation of wave probability structure on field data, *Trudi* (en Russe), GOIN, **151**, 8-26
- Delahaye J.Y., C. Guérin, J.-P. Vinson, H. Dupuis, H. Branger, L. Eymard, J. Lavergnat and G. Lachaud, 2001: A new shipborne microwave refractometer for estimating the evaporation flux at the sea surface, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **18**, 459-475, Mars 2001
- Dobson F., W. Perrie, and B. Toulany, 1989: On the deep-water fetch laws for wind-generated surface gravity waves, *Atmosphere-Ocean* , **27** (1), 210-236
- Donelan M.A., 1982: The dependence of the aerodynamic drag coefficient on wave parameters, in 1st international conference on meteorology and air-sea interaction of the coastal zone, *American Meteorological Society*, Boston, USA, 381-387
- Donelan M.A., J. Hamilton, and W.H. Hui, 1985: Directional spectra of wind-generated waves, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, A315, 509-562

- Donelan M.A., and Hui W.H., 1990: Mechanics of ocean surface waves, *Kluwer Academic Publishers*, **Vol I**, 209-246
- Donelan M.A., F.W Dobson, D. Smith, and R. J. Anderson, 1993: On the dependence of sea surface roughness on wave development, *Journal of Physical Oceanography*, **23**, No.9, 2143-2149
- Drennan W.M., M.A.Donelan, and N. Madsen, 1994: Directional wave spectra from a Swath ship at sea, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **11**, 1109-1116
- Drennan W.M., H. C. Graber, M. A. Donelan, E. A. Terray, 1998: Directional wave measurements from the ASIS(Air-Sea Interaction Spar) buoy, in *Proceedings Oceans98*, 414-418
- Drennan W.M., H. C. Graber, D. Hauser, and C. Quentin, 2002: On the wave age dependence of wind stress over pure wind sea, *Journal of Geophysical Research* section C accepté en Mai 2001
- Dupuis H., P.K. Taylor, A. Weill, and K. Katsaros, 1997: Inertial dissipation method applied to derive turbulent fluxes over the ocean during the Surface of Ocean, Fluxes and Interactions with the Atmosphere/Atlantic Stratocumulus Transition Experiment (SOFIA/ASTEX) and Structure des Echanges Mer-Atmosphere, Propriétés des Hétérogénéités Oceaniques: Recherche Experimentale (SEMAPHORE) experiments with low to moderate wind speeds, *Journal of Geophysical Research*, **102** (C9), 21115-21129
- Dupuis H., C. Guérin, A. Weill and D. Hauser, 1999: Heat fluxes by the inertial dissipation method during FETCH, in *Proceedings of the symposium on the wind-driven Air-Sea Interface*, edited by M. B. Ed., 297-304, School of Mathematics, University of New South Wales, Sydney, Australia
- Dupuis H., C. Guerin, A. Weill, P. Nacass and D. Hauser, 2002: Impact of flow distortion corrections on turbulent fluxes estimated by the inertial dissipation method during the FETCH experiment on R/V Atalante, *Journal of Geophysical Research* section C, soumis en Janvier 2002
- Durden S.L., and J.F. Vesecky, 1985: A physical radar cross-section model for a wind-driven sea with swell, *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, **OE-10**, No.4, October 1985
- Ebuchi N., H. Kawamura, and Y. Toba, 1992: Growth of wind waves with fetch observed by the Geosat altimeter in the Japan sea under Wintermonsson, *Journal of Geophysical Research*, **97**(C1), 809-819
- Elfouhaily T., B. Chapron, K. Katsaros, and D. Vandemark, 1997: A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves, *Journal of Geophysical Research*, **102** (C7), 15781-15796
- Elfouhaily T., D. R. Thompson, B. Chapron, D. Vandemark, 2000: Improved electromagnetic bias theory, *Journal of Geophysical Research*, **105** (C1), 1299-1310, January 15, 2000
- Ewans K.C., and Kibblewhite A.C., 1990: An examination of fetch-limited wave growth off the west coast of Zealand by a comparison with the JONSWAP results, *Journal of Physical Oceanography*, **20**, 1278-1297, September 1990

- Eymard L., S. Planton, P. Durand, Y. Camus, P.Y. Le Traon, L. Prieur, A. Weill, D. Hauser, B. Le Squere, J. Rolland, J. Pelon, F. Baudin, B. Benech, J.L. Brenguier, G. Caniaux, P. De Mey, E. Dombrowski, A. Druilhet, H. Dupuis, B. Ferret, C. Flamant, P. Flamant, F. Hernandez, D. Jourdan, K.B. Katsaros, D. Lambert, J.M. Lefevre, P. Le Borgne, A. Marsouin, H. Roquet, J. Tournadre, V. Trouillet, B. Zakardjian, 1996: Study of the air-sea interactions at the mesoscale, the SEMAPHORE experiment, *Ann. Geophysicae*, **14**, 986-1015
- Eymard L., G. Caniaux, H. Dupuis, L. Prieur, H. Giordani, R. Troadec, P. Bessemoulin, G. Lachaud, G. Bohours, D. Bourras, C. Guérin, P. Le Borgne, A. Brisson, A. Marsouin, 1999: Surface fluxes in the North Atlantic Current during the CATCH/FASTEX experiment, *Q.J.R.Meteorol. Soc.*, **125**, 3563-3599
- Flamant C., J. Pelon, D. Hauser, C. Quentin, W. Drennan, F. Gohin, B. Chapron, J. Gourrion, 2002: Analysis of surface wind and roughness length evolution with fetch using a combination of airborne lidar and radar measurements, *Journal of Geophysical Research* soumis en Mars 2002
- Fradon Béatrice, 1997: Modélisation numérique de l'état de la mer: comparaison des performances et des limites d' un modèle de deuxième génération et d' un modèle de troisième génération dans le cadre de l' expérience SEMAPHORE *Thèse de doctorat de l' université PARIS VII* 235 pp., soutenue le 17 Septembre 1997.
- Garratt J.R., 1977: Review of drag coefficients over Oceans and continents, *Monthly weather review*, **105**, 915-914, July 1977
- Garratt J.R., 1992: The atmospheric boundary layer, *Cambridge University Press*, New York, 316 pp.
- Geernaert G.L., K.L. Davidson, S; E. Larsen, T. Mikkelsen, 1988: Wind stress measurements during the Tower Ocean Wave and Radar Experiment, *Journal of Geophysical Research*, **93**, 13913-13923
- Gerling T.W., 1991: Partitioning Sequences and Arrays of Directional Ocean Wave Spectra into Component Wave Systems, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **9**, 444-458.
- Guillaume A., 1994: Analyzing directional evolution ocean waves for operational research applications, in *proceedings of International conference on sea-air interaction and on meteorology and oceanography of the coastal zone*, AMS 1994.
- Hara T., and W.J. Plant, 1994: Hydrodynamic modulation of short wind-wave spectra by long waves and its measurement using microwave backscatter, *Journal of Geophysical Research*, **99** (C5), 9767-9784
- Hasselmann K., T.P. Barnett, E. Bouws, H. Carlson, D.E. Cartwright, K. Ende, J.A. Ewing, H. Gienapp, D.E. Hasselmann, D. Kruseman, A. Meerburg, P. Müller, D.J. Olbers, K. Richter, W. Sell and H. Walden, 1973: Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), *Deut. Hydrogr. Z. Suppl.* , **A8** (12), 95pp.
- Hasselmann K., D.B. Ross, P. Müller, and W. Sell, 1976: A parametric wave prediction model, *Journal of Physical Oceanography*, **6**, 200-228

- Hasselmann S., and K. Hasselmann, 1985: Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer in a gravity-wave spectrum. Part II: Parameterizations of the nonlinear energy transfer for application in wave models, *Journal of Physical Oceanography*, **15**, No.11, 1378-1391
- Hauser D., G. Caudal, G.J. Rijckenberg, D. Vidal-Madjar, G. Laurent, and P. Lancelin, 1992: RESSAC: A new airborne FM/CW radar ocean wave spectrometer, *IEEE Transaction Geoscience Remote Sensing*, **30** (5), 981-995
- Hauser D., G. Caudal, and L. K. Shay: Behavior of the ocean radar cross-section at low incidence, observed in the vicinity of the gulf stream, *IEEE Transactions on geoscience and remote sensing*, **33**, No.1, 162-171, January 1995
- Hauser D., H. Dupuis, X. Durrieu de Madron, C; Estournel, C. Flamant, J. Pelon, P. Queffeulou et Jean-Michel Lefèvre, 2000: La campagne FETCH- Etudes des échanges océan-atmosphère dans le golfe du lion, *La Météorologie*, 8^{ème} série No.29, 14-31, Mars 2000
- Herbath H., and P.A.E.M. Janssen, 1999: Improvement of the short-fetch behavior in the Wave ocean Model (WAM), *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **16**, 884-892
- Högström U., 1996: Review of some basic characteristics of the atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorology*, **78**, 215-246
- Holthuijsen L.H., 1998: The concept and features of the ocean wave spectrum, in *Proceedings of Provision and engineering/operational application of ocean wave data*, UNESCO, Paris 21-25 September 1998, **WMO/TD-No.938**, (Marine Meteorology and Related Oceanographic Activities Report No. 42)
- Jackson F.C., 1981: An analysis of short pulse and dual frequency radar techniques for measuring ocean wave spectra from satellites, *Radio Science*, **16**, No.6, 1385-1400
- Jackson F.C., W.T.Walton, and C.Y. Peng, 1985: A comparison of in situ and airborne radar observations of ocean wave directionality, *Journal of Geophysical Research*, **90** (C1), 1005-1018, January 20, 1985
- Jackson F.C., W. T. Walton, D. E. Hines, B. A. Walter, C. Y. Peng, 1992: Sea Surface Mean Square Slope from Ku-Band Backscatter Data, *Journal of Geophysical Research*, **97** (C7), 11411-11427, July 1992
- Jähne B., and K.S. Riemer, 1990: Two-dimensional wave number spectra of small-scale water surface waves, *Journal of Geophysical Research*, **95** (C7), 11531-11546, July 15, 1990
- Janssen, P.A.E.M., 1989: Wave-Induced Stress and the Drag of Air Flow over Sea Waves, *Journal of Physical Oceanography*, **19**, No. 6, 745-772
- Janssen P.A.E.M., 1995: The wave model, *European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*, Meteorological Training Course Lecture Series, printed 9 January 2001
- Janssen P.A.E.M., 1999: On the effect of ocean waves on the kinetic energy balance and consequences from the Inertial dissipation technique, *Journal of Physical Oceanography*, **29**, 530-534

- Janssen P.A.E.M. and G.J. Komen, 1985: Effect of the atmospheric stability on the growth of surface gravity waves, *Boundary Layer Meteorology*, **32**, 85-96
- Jeffreys H., 1924: On the formation of waves by wind, *Proceedings Royal Society*, **A107**, 189-206
- Jeffreys H., 1925: On the formation of waves by wind II, *Proceedings Royal Society*, **A110**, 341-347
- Johnson H.K., J. Hojstrup, H.J. Vested, S.E. Larsen, 1998: On the dependence of sea surface roughness on wind waves, *Journal of Physical Oceanography*, **28**, 1702-1716
- Kahma K. K., 1981: A study of the growth of the wave spectrum with fetch, *Journal of Physical Oceanography*, **11**, 1503-1515
- Kahma, K. K., C. J. Calhoun, 1992: Reconciling Discrepancies in the Observed Growth of Wind-generated Waves, *Journal of Physical Oceanography*, **22**, 1389-1405.
- Kitaigorodski S.A., 1961: Application of the theory of similarity to the analysis of wind-generated wave waves as a stochastic process, *Bulletin Academ. Scienc. USSR Geophys. Ser. 1*, 105-117
- Kitaigorodski S.A. and Y.A. Volkov, 1965: On the roughness parameter of the sea surface and the calculation of momentum flux in the near-water layer of the atmosphere, *Izv., Atmos. And Oceanic Phys., Engl. Transl.*, **1**, 973-988
- Komen G.J., L. Cavaleri, M. Donelan, K. Hasselmann, S. Hasselmann, P.A.E.M. Janssen, 1994: Dynamics and Modelling of Ocean Waves, *Cambridge University Press*, USA, 1994
- Komen, G., P.A.E.M Janssen, V. Makin, and W. Oost, 1998: On the sea-state dependence of the Charnock coefficient, *The Global Atmosphere and ocean System*, **5**, 367-388
- Kudryavstev V., D. Hauser, G. Caudal, and B. Chapron, 2002: Radar backscatter from the sea surface: a semi-empirical model including non-Bragg scattering,- Part I: Surface model and background radar cross-section, *Journal of Geophysical Research section C*, accepted pour publication en Février 2002
- Kudryavtsev V. N. and V. K. Makin, 1996: *Transformation of Wind in the coastal zone*, KNMI, DeBilt
- Landau L.D. and E.M. Lifschitz, 1971: Mécanique des fluides (chapitre 1: Fluide parfait, 9-61), *Editions Mir.*, Moscou, 669pp.
- Large W.G., 1979: The turbulent fluxes of momentum and sensible heat over the sea during moderate to strong winds, PhD thesis, *University of British Columbia*, 180pp.
- Large, W.G., and S. Pond, 1981: Open Ocean Momentum Flux Measurements in Moderate to Strong Winds, *Journal of Physical Oceanography*, **11**, No. 3, 324-336
- Large W.G. and S. Pond, 1982: Sensible and Latent heat flux measurements over the ocean, *Journal of Physical Oceanography*, **12**, 464-482

- Liu Y., X-H. Yan, W. T. Liu, P. A. Hwang, 1997: The probability Density Function of Ocean Surface Slopes and Its effects on radar backscatter, *Journal of Physical Oceanography*, **27**, 782-797
- Liu Y., M-Y. Su, X-H. Yan, W. T. Liu, 2000: The Mean-Square Slope of Ocean Surface Waves and Its effects on radar backscatter, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **17**, 1092-1105
- Longuet-Higgins M.S., D.E. Cartwright and N.D. Smith, 1963: Observations of the directional spectrum of sea water using the motion of a floating buoy, Ocean wave spectra, in *Proceedings of Nat. Acad. Of Science*, 111-132
- Makin V.K., V.N. Kudryavtsev, and C. Mastenbroek, 1995: Drag of the sea surface, *Boundary-Layer Meteorology*, **73**, 159-182
- Masuko H., O. Ken' ichi, S. Masanobu, and N. Shuntaro, 1986: Measurement of microwave backscattering signatures of the ocean surface using X band and Ku band airborne scatterometers, *Journal of Geophysical Research*, **91** (C11), 13065-13083, November 15, 1986
- Miles J.W., 1957: On the generation of surface waves by shear flows, *Journal of Fluid Mechanics*, **3**, 185-204
- Miles J.W., 1959: On the generation of surface waves by shear flows, part 2, *Journal of Fluid Mechanics*, **6**, 568-582
- Miles J.W., 1959: On the generation of surface waves by shear flows, part 3, *Journal of Fluid Mechanics*, **6**, 583-598
- Monin A.S. and A.M. Obukhov, 1954: Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere, *Akad. Nauk. SSSR Geofiz. Inst. Tr.*, **151**, 163-187
- Oost W.A., 2001: The KNMI HEXMAX stress data: a reanalysis, *Boundary Layer Meteorology*, **86**, 447-468
- Paris M.M., père et fils, 1867: "Note sur un trace-roulis et sur un trace-vague", *Compte-rendu*, **64** (14), 731-738
- Pedrerros R., G. Dardier, H. Dupuis, W. Drennan, A. Weill, C. Guérin and P. Nacass, 2002: momentum and heat fluxes by eddy correlation method on R/V l' Atalante and ASIS buoy during FETCH experiment, *Journal of Geophysical Research*, section C, soumis en 2002.
- Pettersson H., H.C. Graber, D. Hauser, C. Quentin, K.K. Kahma, W.M. Drennan and M.A. Donelan, 2002: Directional wave measurements from three wave sensors during the FETCH experiment, *Journal of Geophysical Research*, section C, accepté en Mars 2002.
- Phillips O.M., 1957: On the generation of waves by turbulent wind, *Journal of Fluid Mechanics*, **2**, 417-445
- Phillips O.M., 1958: On some properties of the spectrum of wind-generated ocean waves, *Journal of Marine Research*, 231-245
- Phillips O.M., 1977: The dynamics of the upper ocean, *Cambridge University Press*, 336 pp., 2nd edition

- Phillips O.M., 1985: Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves, *Journal of Fluid Mechanics*, **156**, 505-531
- Pierson W.J. Jr and L. Moskowitz, 1964: A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S.A. Kitaigorodskii, *Journal of Geophysical Research*, **69**, 5181
- Podvin T., 1998: Rapport Interne RI-CETP/01/99 « Etude et développement de la rampe numérique pour les radars FM/CW », Novembre 1998, CETP éditeur.
- Queffeuilou P., 1999: Long-term comparison of ERS, TOPEX and POSEIDON altimeter wind and wave measurements, *ISOPE 99*, Brest 31 Mai - 4 Juin 1999
- Queffeuilou P., T. Elfouhaily, V. Kerbaol, P. Leborgne, and J.M.Lefevre, 1996: Remote sensing of wind and wave over the Mediterranean Sea. *Proceedings of the 2nd ERS Pilot Project Workshop, London 6-8 December 1995*, ESA SP-383, 47-52, February 1996
- Quentin C., 1998: rapport de stage de DEA Méthodes Physiques en Télédétection « Etude des paramètres de la télédétection radar au-dessus de l'océan en zone côtière et condition de " Fetch court " », Université ParisVI.
- Rieder, K.F., J.A. Smith, and R.A. Keller, 1994: Observed directional characteristics of the wind, wind stress, and surface waves on the open ocean, *Journal of Geophysical Research*, **99** (C11), 22589-22596
- Rieder K.F., J.A Smith, 1998: Removing wave effects from the wind stress vector, *Journal of Geophysical Research*, **103** (C1), 1363-1374
- Riley D.S., M.A. Donelan and W.H. Hui, 1982: An extended Miles' theory for wave generation by wind, *Boundary Layer Meteorology*, **22**, 209-225
- Shaw W.J., 1990: Theory and scaling of lower atmospheric turbulence, Surface Waves and Fluxes, **Vol I**, *Kluwer Academic Publishers*, Netherlands, 63-90
- Smith S.D., 1980: Wind Stress and Heat Flux over the Ocean in Gale Force Winds, *Journal of Physical Oceanography*, **10**, NO.5, 709-726, May 1980.
- Smith S.D. , 1988: Coefficients for sea surface wind stress, heat flux and wind profiles as a function of wind speed and temperature, *Journal of Geophysical Research*, **93** (C12), 15467-15 474, December 15, 1988.
- Smith S.D., K.B. Katsaros, W.A. Oost and P.G. Mestager, 1990: Two major experiment in the humidity exchange over the sea (HEXOS) program, *Bulletin of American Meteorological Society*, **71**, 161-172
- Snyder R.L., 1974: A field study of wave induced pressure fluctuation above surface gravity waves, *Journal of Marine Research*, **32**, 497-531
- Snyder R.L., F.W. Dobson, J.A. Elliot and R.B. Long, 1981: Array measurements of atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves, *Journal of Fluid Mechanics*, **102**, 1-59

- Sreenivasan K. R., A. J. Chambers, and R. A. Antonia, 1978: Accuracy of moments of velocity and scalar fluctuations in the atmospheric surface layer, *Boundary-Layer Meteorology*, **14**, 341-359
- Steward R.H., 1985: Method of satellite oceanography, *University of California Press*, 360 pp.
- Stull R. B., 1988: An introduction to boundary layer meteorology, *Kluwer Academic Publishers*, Dordrecht, Holland
- Taylor P. K., and members of the WGASF, 2000: Final report of the Joint WCRP/SCOR Working Group on Air-Sea Fluxes (SCOR Working Group 110) INTERCOMPARISON AND VALIDATION OF OCEAN ATMOSPHERE ENERGY FLUX FIELDS
- Taylor, P.K. and M.J. Yelland, 2000: On the apparent "imbalance" term in the turbulent kinetic energy budget, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **17**, 82-89
- Taylor P.K., and M.J. Yelland, 2001: The dependence of sea surface roughness on the height and steepness of the waves, *Journal of Physical Oceanography*, **31**, 572-590
- Ulaby F.T., R.K. Moore, and A.K. Fung, 1982: Measurement and discrimination. Microwave remote sensing active and passive. **Vol II**, D.S. Simonet Ed., Addison-Wesley Publishing Company, 457-561
- Valenzuela G. R. , 1978: Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves - A review, *Boundary Layer Meteorology*, **13**, 61-85
- Volkov Y.A., 1970: Turbulent flux of momentum and heat in the atmospheric surface layer over a disturbed surface, *Izv., Atmos. And Oceanic Phys.*, Engl. Transl., **6**, 770-774
- Walsh E.J., D.C. Vandemark, C.A. Friehe, S.P. Burns, D. Khelif, R.N. Swift, and J.F. Scott, 1998: Measuring sea surface mean square slope with a 36 GHz scanning radar altimeter, *Journal of Geophysical Research*, **103** (C6), 12587-12601
- Walsh E.J. D.E Hagan, D.P. Rogers, R.A. Keller, C.W. Fairall, C.A. Friehe, S.P. Bruns, D. Khelif, D.C Vandemark, R.N. Swift, and J.F. Scott, 1998: Observations of sea surface mean square slope under light wind during the Tropical Ocean-Global Atmosphere Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment *Journal of Geophysical Research*, **103** (C6), 12603-12612
- WAMDI Group, 1988: The WAM model- A third generation ocean wave prediction model, *Journal of Physical Oceanography*, **18**, 1775-1810
- Wen S.C., D.C. Zhang, P.Z. Guo, and B.H. Chen, 1989: Parameters in wind-wave frequency spectra and their bearings on spectrum forms and growth, *Acta Oceanol. Sinica*, **8**, 15-39
- Wilson B.W., 1965: Numerical prediction of ocean waves in the North Atlantic for December 1959, *Dtsch. Hydrogr. Z.*, **18**, 114-130
- Witter D.L. and D.B. Chelton, 1991, A Geosat Altimeter Wind Speed Algorithm and a Method for Altimeter Wind Speed Algorithm Development, *Journal of Geophysical Research*, **96** (C5), 8853-8860

Wright J.W., 1968: A new model for sea clutter, *IEEE Transaction Antennas Propag.*, **AP-16**, 217-223

Yelland, M. J., B. I. Moat, P. K. Taylor, R. W. Pascal, J. Hutchings, V. C. Cornell, 1998: Wind Stress Measurements from the Open Ocean Corrected for Airflow Distortion by the Ship, *Journal of Physical Oceanography*, **28**, No. 7, 1511–1526