



HAL
open science

De la détermination de la salinité de surface des océans à partir de mesures radiométriques hyperfréquences en bande L

Emmanuel P. Dinnat

► **To cite this version:**

Emmanuel P. Dinnat. De la détermination de la salinité de surface des océans à partir de mesures radiométriques hyperfréquences en bande L. Physique [physics]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. NNT : . tel-00003277

HAL Id: tel-00003277

<https://theses.hal.science/tel-00003277>

Submitted on 27 Aug 2003

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.

De la détermination de la salinité de surface des océans à partir de mesures radiométriques hyperfréquences en bande L

par

Emmanuel P. Dinnat

THÈSE

*présentée pour l'obtention du grade de
Docteur de l'Université Paris 6*



Composition du jury

Pierre Encrenaz	Président
Hélène Dupuis	Rapporteur
Odile Picon	Rapporteur
Mark Drinkwater	Examineur
Philippe Waldteufel	Examineur
Gérard Caudal	Directeur de thèse
Jacqueline Etcheto	Directeur de thèse



Laboratoire d'Océanographie DYnamique et de Climatologie

Mars 2003

Ce paragraphe a pour but de remercier les personnes et institutions qui m'ont aidé à entreprendre et à mener à bien les travaux exposés dans cette thèse.

Je souhaite exprimer ma profonde gratitude à Jacqueline Etcheto, directeur de recherche au Laboratoire d'Océanographie DYnamique et de Climatologie (LODYC), et Gérard Caudal, professeur à l'université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines et chercheur au Centre d'étude des Environnements Terrestres et Planétaires (CETP), qui ont encadré ma thèse, ainsi qu'à Jacqueline Boutin (LODYC) avec qui j'ai travaillé en étroite collaboration. Je leur suis extrêmement reconnaissant pour leur soutien scientifique et leur extrême disponibilité, mais aussi pour leurs qualités humaines qui ont rendu agréables ces trois années (et quelques mois ...) passées auprès d'eux.

Je tiens aussi à remercier Stéphanie Contardo (ingénieur au LODYC) qui a collaboré significativement à mes travaux, ainsi que Nicolas Martin, Antonio Lourenco (ingénieurs au LODYC), pour le travail accompli au profit de la mission SMOS, et Sylvain Morvan (IPSL), pour sa contribution à la campagne EuroSTARRS.

Je remercie Philippe Waldteufel (Service d'Aéronomie) pour, entre autre, les calculs du champ de vue et du bruit radiométrique de SMOS, mais aussi pour les nombreuses discussions relatives à mes travaux et à SMOS en général.

Enfin, je tiens à remercier tout ceux qui, de par leur conversations avec moi ou leur participation active m'ont aidé à accomplir mes recherches, soit : Jean-Yves Delahay et Peter Golé (CETP) pour le calcul de la température de brillance de la galaxie, Gabriel Soriano (Institut Fresnel) pour les discussions sur les modèles électromagnétiques rigoureux, Christine Boone (CLS) pour les informations sur l'étude de la variabilité de la SSS, Laurence Eymard pour les discussions sur les modèles de permittivité de l'eau de mer, Jerry Miller (Naval Research Laboratory, NRL) et Joel Wesson (NRL) pour les données EuroSTARRS et pour l'aide apportée à leur interprétation, ainsi que toutes les personnes aux LODYC qui ont partagé avec moi un peu de leur savoir en océanographie physique.

Enfin, je tiens à remercier les membres du jury d'avoir évalué cette thèse et pour leur commentaires qui ont contribué à l'amélioration de ce manuscrit.

Certains des travaux effectués durant ma thèse ont été soutenus par le Centre National des Etudes Spatiales (CNES) et l'Agence Spatiale Européenne (ASE).

Table des matières

Préambule	15
I Introduction Générale	17
1 Pourquoi mesurer la salinité?	19
1.1 Le rôle de la salinité	24
1.2 La mesure de la salinité	27
2 Radiométrie hyperfréquence	31
2.1 Le principe physique de la mesure	31
2.1.1 La permittivité de l'eau de mer	31
2.1.2 La mesure faite par un radiomètre	32
2.2 Pourquoi la bande L?	35
2.3 La méthode de mesure et ses limites	36
3 Présentation de SMOS	39
3.1 Caractéristiques de l'instrument	41
3.2 Champ de vue et mesures multiangulaires	43
3.3 Comparaison avec la mission Aquarius	43
II La Mesure de la Salinité des Océans par un Radiomètre en Bande L	47
4 Modèle d'émissivité de l'océan	49
4.1 Vecteur de Stokes	49
4.2 Constante diélectrique de l'océan	54
4.3 Description de la surface de la mer	57
4.3.1 Description statistique de la surface de la mer	57
4.3.2 Variances des pentes et des hauteurs de la surface océanique	58
4.3.3 Densité de probabilité des pentes de la surface océanique	59
4.3.4 Description de la mer du vent	59
4.3.5 Modèle de spectre de mer pleinement développée	62
4.3.6 Modulation hydrodynamique pour l'asymétrie <i>upwind/downwind</i>	66
4.3.7 Coefficient de traînée	66
4.3.8 Spectre omnidirectionnel de la mer du vent et variation angulaire	69
4.3.9 Description de la houle	72
4.4 Diffusion par une surface rugueuse	72

4.4.1	Fonction de poids pour la diffusion par une surface rugueuse	83
4.5	Description de l'écume	88
4.5.1	Taux de couverture	88
4.5.2	Emissivité de l'écume	90
4.6	Résultats du modèle	93
4.6.1	La température de brillance pour une surface océanique plane	93
4.6.2	La modification de la température de brillance induite par la rugosité de la surface océanique	103
4.6.3	Effet de l'écume sur la température de brillance de l'océan	113
4.6.4	Influence de la houle	116
5	Étude de sensibilité	117
5.1	Imprécision de la modélisation	117
5.1.1	La constante diélectrique	117
5.1.2	Le nombre d'onde de coupure	118
5.1.3	Le spectre des vagues	119
5.1.4	Comparaisons avec le modèle UCL	125
5.1.5	Article : effet de la proximité de la côte sur la T_b induite par le vent en bande L	126
5.1.6	Sensibilité de l'effet du vent sur T_b à la <i>SST</i> et à la <i>SSS</i>	127
5.2	Imprécision de la mesure	133
5.2.1	Principe de la méthode d'inversion	133
5.2.2	Application de la méthode à l'inversion de la <i>SSS</i> à partir des mesure de SMOS	135
5.2.3	Article : incertitudes sur la salinité de surface restituée à partir de mesures SMOS sur l'océan global	136
6	Effets parasites	161
6.1	Les rayonnements extra-terrestres	161
6.2	Principes du transfert radiatif atmosphérique	163
6.2.1	Équation de transfert radiatif	163
6.2.2	Épaisseur optique	164
6.2.3	Épaisseur d'atmosphère	165
6.3	Température de brillance et atténuation de l'atmosphère	167
6.3.1	Influence des paramètres atmosphériques	173
6.3.2	Influence du vent	179
6.4	Effets de l'ionosphère et rotation Faraday	179
7	Validation des modèles en bande L	181
7.1	Description des campagnes	181
7.1.1	Les campagnes antérieures au projet SMOS	181
7.1.2	Les campagnes ESA de préparation à SMOS	182
7.2	Préparation des données EuroSTARRS	192
7.2.1	Correction de l'attitude du radiomètre	192
7.2.2	Projection des polarisations	194
7.2.3	Correction du lobe d'antenne	197
7.3	Comparaisons modèles/mesures	198
7.3.1	Comparaison modèle d'émissivité/mesures EuroSTARRS traitées	198
7.3.2	Taux de couverture de la surface océanique par l'écume	200
7.3.3	Sensibilité de la T_b au vent	200
7.3.4	Article : comparaison des mesures EuroSTARRS et WISE avec les modèles d'émissivité de la mer	209
III	Conclusion et Perspectives	213
7.3.5	Les travaux effectués et les résultats obtenus	215
7.3.6	Perspectives	217

Bibliographie	217
Annexes	226
A Les équations de Maxwell	227
A.1 Solution des équations de Maxwell	227
B Relations entre les champs électrique et magnétique et le vecteur d'onde	228
C Perméabilité magnétique de l'eau de mer	229
D Indice de réfraction	230
E Vitesse de phase et atténuation d'une onde électromagnétique dans un milieu à pertes	230
F La racine carrée d'un nombre complexe	231
G Équation de Debye	231
H Décomposition en série de Fourier	233
I Coefficients bistatiques	233
J Transformation de coordonnées	234
J.1 Définition des coordonnées locales	234
J.2 Définition des angles normaux	237
J.3 Passage des coordonnées terrestres aux coordonnées locales	238
J.4 Rotation des polarisations	239
K Changement de repère pour les pentes.	240
K.1 Coefficient correcteur pour calculer la surface effective vue sous une inclinai- son donnée	240
L Angles d'incidence et d'élévation	241
M Angles d'élévation pour une antenne visant aux limbes	241
N Calcul de la matrice de covariance de variables inversées	241
O Résolution de systèmes linéaires	242
P Article : influence en bande L des paramètres des modèles d'émissivité de la surface océanique pour l'estimation de la salinité	247
Q Article : problèmes concernant la modélisation de l'émissivité de la mer en bande L pour la restitution de la salinité de surface	254
R Liste de mes Publications	265
Liste des Symboles	267
Index	270

Table des figures

1.1	Salinité à la surface des océans pour le mois de Janvier (climatologie 1998)	20
1.2	Histogramme de la salinité de surface des océans sur le globe	20
1.3	Salinité de surface des océans en fonction de la température sur tout le globe	21
1.4	Salinité de surface et bilan hydrologique en fonction de la latitude	21
1.5	Trajet de l’Astrolabe dans l’océan Pacifique Sud (sud de l’Australie)	22
1.6	Variation temporelle d’un front de salinité dans l’océan Pacifique Sud	23
1.7	Profils verticaux de salinité pour différents océans et à différentes latitudes	23
1.8	Profils de salinité dans l’océan Pacifique	24
1.9	Oscillations El Niño et salinité de surface	25
1.10	Variation temporelle de la salinité de surface en mer du Labrador	27
1.11	Échantillonnage <i>in-situ</i> de la salinité dans l’océan Pacifique	29
1.12	Nombre de mesures <i>in-situ</i> historiques de la salinité de surface sur le globe pour le mois de juillet	29
2.1	Définition du repère lié à l’océan	33
2.2	Passage de la température de brillance à la température d’antenne	34
2.3	Permittivités relatives de l’eau de mer et de l’eau pure en fonction de la fréquence	35
2.4	Coefficients de Fresnel à 1.41 GHz	37
2.5	Variation des coefficients de Fresnel avec la <i>SSS</i>	38
3.1	Nombre de mesures radiométriques SMOS à la surface du globe dans un pixel de 200x200 km ² , sur une période de dix jours (orbites ascendantes et descendantes).	40
3.2	Illustrations de SMOS. Sur la figure (a) on distingue les trois bras, composés chacun de trois sections, portant chacune six antennes. La figure (b) est une illustration du <i>hub</i> , c’est à dire du support sur lequel sont fixés les trois bras. Il porte 6 rangées de trois antennes. L’instrument porte au total 72 antennes.	41
3.3	Illustration du déploiement du satellite SMOS (concept initial).	41
3.4	Résolution des pixels dans le champ de vue de SMOS	43
3.5	Angle d’incidence des pixels dans le champ de vue de SMOS	44
3.6	Angles d’incidence des pixels dans le FOV de SMOS	44
3.7	À gauche, illustration du déplacement sur le sol du FOV de SMOS entre les instants t_1 , t_2 et t_3 . X est une cible à la surface de l’océan. À droite, illustration du déplacement de la cible dans le FOV, dû au déplacement de SMOS, entre les instants t_1 , t_2 et t_3	45
3.8	Vue d’artiste du satellite Aquarius	45
4.1	Plan de polarisation	50
4.2	Plan d’incidence	51
4.3	Polarisations horizontales et verticales	52

4.4	Constante diélectrique de l'eau de mer à 1.41 GHz pour différentes <i>SST</i> et <i>SSS</i> . . .	55
4.5	Dérivée des coefficients de Fresnel par rapport à la permittivité	56
4.6	Hauteur de la surface océanique	58
4.7	Variances des pentes totale mesurées par Cox et Munk et calculé à partir d'un modèle de spectre	65
4.8	Amplification et atténuation des petites vagues respectivement du côté sous le vent ($S_u < 0$) et au vent ($S_u > 0$) des grandes vagues.	66
4.9	Variation du coefficient de trainée en fonction du vent	68
4.10	Rapport entre des coefficients de trainée obtenus à partir de deux modèles différents, en fonction du vent	68
4.11	Variation du coefficient de trainée en fonction du vent, pour des vents faibles . . .	69
4.12	Spectre omnidirectionnel de la mer du vent pour plusieurs vents	70
4.13	Spectre omnidirectionnel de la mer du vent pour les vents faibles	70
4.14	Amplitude de la deuxième harmonique du spectre de la mer du vent pour plusieurs vents	71
4.15	Rapport entre l'amplitude de la deuxième harmonique du spectre de la mer du vent et le spectre omnidirectionnel	71
4.16	Spectre des vagues de houle (trait plein) et spectres de la mer du vent (tirets) pour $U_{10} = 10 \text{ m.s}^{-1}$ (modèle DV).	73
4.17	Illustration du phénomène de réflexion d'une onde EM sur une surface plane . . .	73
4.18	Illustration du phénomène de réflexion d'une onde EM sur une surface rugueuse . .	74
4.19	Diffusion par les grandes et petites vagues	76
4.20	Illustration du phénomène d'ombrage d'une vague à forte pente	77
4.21	Variances de pentes pour différents nombres d'onde de coupure	77
4.22	Fonctions de poids (harmoniques 0 et 2 en trait plein et tirets) en valeur absolue (à gauche) et signes des fonctions de poids (à droite) à $\theta = 0^\circ$, $SST = 15^\circ\text{C}$ et $SSS = 35$ psu (modèle KS pour la constante diélectrique).	85
4.23	Fonctions de poids (harmoniques 0 et 2 en trait plein et tirets) en valeur absolue (à gauche) et signes des fonctions de poids (à droite) à $\theta = 30^\circ$, $SST = 15^\circ\text{C}$ et $SSS = 35$ psu (modèle KS pour la constante diélectrique).	86
4.24	Fonctions de poids (harmoniques 0 et 2 en trait plein et tirets) en valeur absolue (à gauche) et signes des fonctions de poids (à droite) à $\theta = 60^\circ$, $SST = 15^\circ\text{C}$ et $SSS = 35$ psu (modèle KS pour la constante diélectrique).	87
4.25	Taux de couverture de l'écume	89
4.26	Influence de l'écume sur la température de brillance océanique en fonction de la fréquence	90
4.27	Température de brillance de l'écume en fonction de l'angle d'incidence d'après le modèle de Stogryn	92
4.28	Variation de la T_b de l'écume avec la SST et θ d'après le modèle de Droppleman .	92
4.29	Variation de la T_b de l'écume avec la fraction d'air et θ d'après le modèle de Droppleman	93
4.30	Variation de la température de brillance d'une surface océanique plane avec l'angle d'incidence	94
4.31	Variation de la température de brillance à 1.41 GHz au nadir avec la salinité . . .	94
4.32	Variation de la température de brillance avec la salinité à 2.65 GHz et 14 GHz au nadir	95
4.33	Variation de la température de brillance avec la température à 1.41 GHz au nadir .	95
4.34	Sensibilité de la température de brillance à la salinité en fonction de la température	96
4.35	Sensibilité de la température de brillance à la température en fonction de la température, pour une salinité de 35 psu	96
4.36	Sensibilité de la température de brillance à la température en fonction de la température, pour une salinité de 31 psu	97
4.37	Sensibilité de la température de brillance à la température en fonction de la température, pour une salinité de 38 psu	97
4.38	Carte globales de SST , SSS et U	99

4.39	Carte globale de $T_{b\ plat}$ (i.e. $T_{b\ mer}$ pour un vent nul) dérivée des SST climatologiques de Reynolds et des SSS climatologiques de Levitus, au nadir.	100
4.40	Carte globale de $T_{b\ plat}$ (i.e. $T_{b\ mer}$ pour un vent nul) dérivée des SST climatologiques de Reynolds et pour une SSS fixée partout à 35 psu, au nadir.	101
4.41	Carte globale de $T_{b\ plat}$ (i.e. $T_{b\ mer}$ pour un vent nul) dérivée des SSS climatologiques de Levitus et pour une SST fixée partout à 15°C, au nadir.	102
4.42	Température de brillance de l'océan en fonction de l'angle d'incidence pour plusieurs vents	103
4.43	Température de brillance omnidirectionnelle induite par un vent de 8 m.s ⁻¹ en fonction de θ	104
4.44	Variation azimutales de $T_{v\ mer}$ et $T_{h\ mer}$ induites par un vent de 8 m.s ⁻¹ en fonction de θ	104
4.45	Variation azimutales de $T_{3\ mer}$ et $T_{4\ mer}$ induites par un vent de 8 m.s ⁻¹ en fonction de θ	105
4.46	Variation de l'amplitude du spectre de courbure 2D avec le vent à différentes longueurs d'ondes.	106
4.47	Température de brillance de l'océan induite par le vent en fonction du vent pour plusieurs angles d'incidence	106
4.48	Carte des vents à la surface du globe mesurés par le diffusiomètre QSCAT	109
4.49	Histogramme des vents à la surface du globe mesurés par le diffusiomètre QSCAT	110
4.50	Carte globale de $T_{b\ mer}$ dérivée des SST climatologiques de Reynolds et des SSS climatologiques de Levitus, pour les vents mesurés par le satellite QSCAT.	110
4.51	Variabilité sur $T_{b\ mer}$ induite par la variabilité du vent mesurée par le satellite QSCAT.	111
4.52	Influence de l'écume sur $T_{b\ mer}$ en fonction du vent au nadir.	113
4.53	Influence de l'écume sur $T_{b\ mer}$ en fonction du vent à 30° d'angle d'incidence.	114
4.54	Influence de l'écume sur $T_{b\ mer}$ en fonction du vent à 60° d'angle d'incidence.	114
4.55	Effet de la houle sur $T_{b\ mer}$ en fonction de l'angle d'azimut par rapport au vent, à des angles d'incidence de 0° (a) et de 60° (b), pour un vent de 10 m.s ⁻¹ . L'angle entre la direction des vagues de houle et la direction du vent est de 0° (trait plein), 30° (tirets), 45° (points) et 60° (tirets-points). Les caractéristique de la houle étudiée sont données dans la section 4.3.9.	116
5.1	Spectre de mer pleinement développé d'après Elfouhaily et al.	119
5.2	Spectre de courbure 2D pour un vent à 10 m de 10 m.s ⁻¹ d'après différents modèles	119
5.3	Facteur d'amplitude de la seconde harmonique du spectre des vagues pour deux modèles	120
5.4	Température de brillance omnidirectionnelle induite par le vent simulées à partir du modèle de spectre ELF.	120
5.5	Spectre de courbure du modèle de spectre ELF autour de $k_0 = 30$ rad.m ⁻¹ (i.e. $\lambda_0 = 0.21$ m) pour $U_{10} = 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8$ m.s ⁻¹	121
5.6	Variance des hauteurs des petites échelles calculée à partir des modèles de spectre DV et ELF.	121
5.7	Variance des pentes dans les directions <i>upwind</i> et <i>crosswind</i> calculée à partir du modèle de spectre ELF pour les grandes échelles (GE) uniquement ($\sigma_{u,GE}$ et $\sigma_{c,GE}$) ou pour toutes les échelles (σ_u et σ_c).	122
5.8	Température de brillance omnidirectionnelle induite par un vent de 10 m.s ⁻¹ en fonction de θ	122
5.9	Variation azimutales de $T_{v\ mer}$ et $T_{h\ mer}$ induites par un vent de 10 m.s ⁻¹ en fonction de θ	123
5.10	Variation azimutales de ; $T_{3\ mer}$ et $T_{4\ mer}$ induites par un vent de 10 m.s ⁻¹ en fonction de θ	124
5.11	Température de brillance en V-pol et au nadir, en fonction du vent, déduite des modèles LODYC (rouge), UCL (bleu) et UCL "sans correction" (vert).	125
6.1	Les différentes contributions aux rayonnements mesurés par l'instrument	162
6.2	Température de brillance de la galaxie en fonction des coordonnées galactiques	162

6.3	Atténuation et émission de brillance à travers une couche atmosphérique	164
6.4	Épaisseur d'atmosphère traversée par une onde en incidence oblique	166
6.5	Géométrie du calcul de l'épaisseur atmosphérique	166
6.6	Chemin atmosphérique en fonction de l'altitude	167
6.7	Profil de la température atmosphérique	169
6.8	Coefficient d'absorption atmosphérique en fonction de la fréquence	169
6.9	Profil de la pression atmosphérique	170
6.10	Profil atmosphériques des coefficients d'absorption en bande L pour O ₂ et H ₂ O	170
6.11	Profil de l'épaisseur optique atmosphérique en bande L	171
6.12	Profil de la température de brillance atmosphérique	172
6.13	Température de brillance descendante	172
6.14	Atténuation par l'atmosphère de la température de brillance de la mer.	173
6.15	Contribution de l'atmosphère et du fond cosmologique à la température apparente.	173
6.16	(a, b, c) : cartes globales moyennes de la température, pression et humidité relative de l'atmosphère au niveau de la mer durant l'année 2000, d'après le modèle ECMWF, à 00h00. Les moyennes sont calculées sur 12 cartes (une pour un jour donné de chaque mois). Les échelles de couleur vont de -25°C à +25°C (a), de 980 mbar à 1020 mbar (b), et de 40% à 90% (c).	175
6.17	(a, b, c) : écarts types de la température, pression et humidité relative de l'atmosphère au niveau de la mer durant l'année 2000, d'après le modèle ECMWF. Les écarts type sont calculés sur 12 cartes (une pour un jour de données, chaque mois), à 00h00. Les échelles de couleur vont de 0°C à 10°C (a), de 0 mbar à 15 mbar (b) et de 0% à 20% (c).	176
6.18	Coefficient d'absorption au niveau de la mer à 1.41 GHz et 19 GHz	177
6.19	Température de brillance (en K) de l'atmosphère en fonction de la température de l'atmosphère à $z = 0$ km, avec $P(0) = 1013$ mb, et $H_r(0) = 70\%$	177
6.20	Température de brillance (en K) de l'atmosphère en fonction de la pression à $z = 0$ km, avec $T(z) = 20^\circ\text{C}$ et $H_r = 70\%$	178
6.21	Température de brillance (en K) de l'atmosphère en fonction de l'humidité relative à $z = 0$ km, $T(z) = 20^\circ\text{C}$ et $P(z) = 1013$ mb.	178
6.22	Modification de l'angle d'incidence du rayonnement atmosphérique à la surface d'une vague	179
6.23	Dépendance en vent des effets atmosphériques sur la température de brillance reçue par un radiomètre.	180
7.1	Localisation des campagnes EuroSTARRS (Ocean) et WISE	182
7.2	Bathymétrie et trajectoires de la campagne EuroSTARRS	183
7.3	Installation du radiomètre sous l'avion (EuroSTARRS)	184
7.4	Direction de visée des antennes (EuroSTARRS)	185
7.5	Repère lié à l'avion (EuroSTARRS)	185
7.6	Altitude et cap par rapport au nord de l'avion pendant les trois vols de la campagnes EuroSTARRS	186
7.7	Attitude de l'avion (angles de roulis et de tangage) de l'avion pendant les trois vols EuroSTARRS	187
7.8	Attitude (angle de lacet) de l'avion pendant les trois vols EuroSTARRS	188
7.9	Trajet de l'avion pendant la campagne EuroSTARRS au dessus de la bouée Gascogne (codage couleur pour le temps).	188
7.10	Trajet de l'avion pendant la campagne EuroSTARRS pour le transit en Méditerranée (codage couleur pour le temps).	189
7.11	Salinité dans la zone de la bouée Gascogne (campagne EuroSTARRS Atlantique) mesurée au laboratoire à partir d'échantillons prélevés à bord d'un bateau.	190
7.12	Histogramme des mesures de salinité dans la zone de la bouée Gascogne.	190
7.13	Direction de visée des antennes lorsque l'avion est incliné	192
7.14	Mélange des polarisations de la T_b dans un référentiel incliné	194
7.15	Variation de l'angle de rotation des polarisations pour les données EuroSTARRS avec l'angle d'incidence, pour les six antennes, à partir des données du vol Gascogne.	195

7.16	Différence entre la température de brillance en polarisation x (T_x) du STARRS, et celle émise par la mer en polarisation verticale T_v . Ces T_b sont simulées par le modèle d'émissivité à partir des données du vol Gascogne.	196
7.17	Histogramme de la différence entre la température de brillance en polarisation x (T_x) du STARRS, et celle émise par la mer en polarisation verticale T_v . Ces T_b sont simulées par le modèle d'émissivité à partir des données du vol Gascogne.	196
7.18	Gain de l'antenne du STARRS dans le plan transversal de l'avion	197
7.19	Gain de l'antenne du STARRS dans le plan longitudinal de l'avion	197
7.20	Traitements successifs des données du STARRS pour l'antenne 3R.	198
7.21	Températures d'antenne mesurées pendant la campagne EuroSTARRS et simulées pour les mêmes conditions, pour les six antennes.	199
7.22	Comparaison du taux de couverture de la surface océanique par l'écume mesuré pendant la campagne WISE 2001 et simulé à partir d'un modèle développé pour une mer pleinement développée (Monahan and Lu, [60]).	201
7.23	Vent QSCAT co-localisé avec le trajet du STARRS pendant le transit Méditerranéen.	201
7.24	Mesures de SSS faites par l'IRD le 28 novembre.	202
7.25	Mesures de SSS faites par l'IRD le 28 novembre.	202
7.26	Température d'antenne mesurée par le STARRS et simulée avec le modèle d'émissivité (a) et angle d'incidence de la mesure (b) pendant le transit Méditerranéen, pour l'antenne 1L.	203
7.27	Température d'antenne mesurée par le STARRS et simulée avec le modèle d'émissivité (a) et angle d'incidence de la mesure (b) pendant le transit Méditerranéen, pour l'antenne 3L.	204
7.28	Comparaison du vent ramené à 10 m de hauteur à partir des mesures de vent à 69 m de hauteur (station météorologique de Casablanca) en supposant une atmosphère neutre (axe des ordonnées) ou en prenant en compte la stabilité de l'atmosphère (axe des abscisses). Les données sont issues de la campagne WISE 2000.	205
7.29	Variation du rapport entre le vent ramené à 10 m de hauteur à partir des mesures faites à une hauteur de 2 m (bouée ICM) et de celles faites à une hauteur de 69 m (station Casablanca), en fonction de la stabilité, pendant la campagne WISE 2000	205
7.30	Comparaison des sensibilité $T_{b\ mer}$ au vent dérivées des mesures WISE 2000 et simulées avec un modèle d'émissivité deux-échelles, en utilisant trois modèles de spectre différents.	206
7.31	Variation de la somme des $T_{b\ mer}$ en V- et H-pol avec le vent, d'après les mesures WISE 2001 et des simulations en utilisant le spectre ELF	207
7.32	Comparaison de l'effet du vent sur les données EuroSTARRS et de celui prédit par les modèles	208
7.33	Signaux radiométrique en polarisation horizontale (figure de gauche) et diffusiométrique en polarisation verticale (figure de droite) à 30° d'angle d'incidence en bande L. La SST et la SSS sont : (courbe bleue) 15°C , 35 psu ; (courbe verte, tirets points) 15°C , 30 psu ; (courbe rouge, tirets) 0°C , 35 psu.	218
7.34	Influence relative des vagues selon leur longueur d'onde sur les signaux radiométrique et diffusiométrique. L'échelle verticale représente la valeur (en dB) des fonctions de poids omnidirectionnelles pour un radiomètre à 30° d'angle d'incidence (courbe bleue) et un diffusiomètre à 20° , 30° , 40° et 50° d'angle d'incidence (flèches rouges) en bande L en fonction du rapport entre la longueur d'onde de la vague et celle de l'instrument.	219
7.35	Repère local d'une vague de grande échelle	235
7.36	Schéma d'une vague et des pentes S_x et S_y respectivement dans les \vec{x} et \vec{y}	235
7.37	Angles normaux à la surface d'une vague de grande échelle	237
7.38	Définition des angles d'incidence et d'élévation.	244
7.39	Définition des angles d'incidence et d'élévation dans l'approximation des plans parallèles.	245
7.40	Antenne visant aux limbes. α est l'angle d'élévation de l'antenne, a est la distance au centre de la Terre et b est le rayon terrestre.	246

Liste des tableaux

1.1	Représentation relative des différents sels dans l'eau de mer	19
1.2	Variabilité de la SSS à la surface de l'océan Atlantique à différentes échelles spatiales	27
2.1	Bandes hyperfréquences	35
4.1	Conductivité ionique de l'eau de mer à 1.4 GHz	57
7.1	Orientation des antennes du STARRS par rapport à leur support	184
7.2	Orientation des antennes du STARRS par rapport à l'avion	184
7.3	Biais et écart type de la différence σ_{diff} . entre (1) les $T_{b\ mer}$ simulées et les T_A mesurées pendant la campagne EuroSTARRS/Gascogne et entre (2) les T_A simulées et mesurées.	200

La télédétection par satellite est aujourd'hui une composante à part entière de l'océanographie. Elle permet d'effectuer des mesures de vents, de température de surface (*SST* pour *Sea Surface Temperature*), de couleur de l'eau (pour la mesure de la chlorophylle), de topographie, ... avec des couvertures spatiales et temporelles bien supérieures à celles obtenues par des méthodes *in situ*.

Il n'existe pas à l'heure actuelle de mesure satellitale de salinité de surface des océans (*SSS* pour *Sea Surface Salinity*). Celle-ci est exclusivement mesurée *in situ*, à partir de navires marchands et parfois de bateaux océanographiques, lors de campagnes de mesures en mer ou plus rarement sur des bouées de surface. C'est pour cela que les mesures ne couvrent ni toutes les régions, ni toutes les périodes de l'année; elles sont échantillonnées principalement le long des voies maritimes commerciales. En conséquence, l'analyse des variations saisonnières et interannuelles s'avère être très difficile.

La salinité de surface est un des paramètres qui gouvernent la circulation océanique globale, qui est une composante importante du système climatique de la planète. Elle est à la fois actrice de la physique de l'océan, en influant sur la formation et sur la circulation des masses d'eau, et traceur, en permettant l'identification des différentes masses d'eau. L'assimilation de champ globaux et réguliers de *SSS* par les modèles numériques de circulation océanique constituerait un apport considérable à la compréhension de l'océan et des phénomènes climatiques en dépendant. En outre, des champs de *SSS* permettant le suivi temporel et spatial des fronts océaniques pourraient servir à suivre l'évolution des différentes masses d'eau. C'est pourquoi de nombreuses équipes scientifiques à travers le monde relèvent actuellement le défi technologique de la télédétection de la *SSS* par satellite, et particulièrement en Europe avec la mission de l'Agence Spatiale Européenne (ESA, pour *European Space Agency*) *Soil Moisture and Ocean Salinity* (SMOS).

Le regain d'intérêt pour la mesure satellitale de la *SSS* est récent, dû essentiellement à l'apparition des radiomètres à synthèse d'ouverture qui permettent d'accéder à une résolution spatiale raisonnable pour une structure d'antenne de taille embarquable sur un satellite. Les prémices de la recherche sur la dépendance en salinité du signal électromagnétique (EM) sont apparues dans les années 50, avec les premières mesures de la constante diélectrique de solutions salines. En 1970 eut lieu la première démonstration de mesure de *SSS* par un radiomètre aéroporté en bande L [26], suivie en 1977 par la première et unique tentative de mesure par satellite avec Skylab. Malgré la mauvaise connaissance (par rapport à aujourd'hui) des corrections à apporter aux données, on put observer une corrélation entre le signal et la *SSS*. Malgré ces débuts prometteurs, le projet fut délaissé jusque dans les années 90. En effet, pour être exploitables scientifiquement, les mesures de *SSS* doivent avoir une résolution spatiale de l'ordre de la centaine de kilomètres. Un satellite permettant une telle résolution nécessiterait un radiomètre avec une antenne réelle de taille difficilement deployable dans l'espace. Pour résoudre ce problème, SMOS va employer, pour la première fois dans l'espace, la technique de synthèse d'ouverture à deux dimensions (i.e. antenne synthétique). Le traitement du signal d'un tel instrument (i.e. la reconstruction d'image) est un vrai défi technologique, mais se pose aussi le problème de l'interprétation géophysique du signal, et notamment de la restitution de la *SSS*.

C'est dans ce contexte que je suis arrivé au Laboratoire d'Océanographie DYnamique et de Climatologie (LODYC) en 1999 pour effectuer mon stage de DEA tout d'abord, puis ma thèse sous la direction de Jacqueline Etcheto et de Gérard Caudal (Centre d'étude des Environnements Terrestres et Planétaires, CETP). L'équipe spatiale du LODYC étudie depuis 10 ans les échanges air-mer du CO₂ en s'appuyant notamment sur les mesures satellitales de vent, de *SST* et de couleur de l'océan. J'y ai travaillé pendant plus de trois ans en étroite collaboration avec Jacqueline Boutin sur l'étude et la mise au point d'un modèle d'émissivité de l'océan entre autres. Les travaux que j'ai effectués et les résultats que j'ai obtenus sont exposés dans les pages qui suivent ...

Dans le chapitre 1, j'exposerai pourquoi la salinité est un paramètre important dans la physique de l'océan. Dans le chapitre 2, je décrirai qualitativement les processus physiques qui permettent la mesure de la salinité par radiométrie hyperfréquence ainsi que les processus qui rendent difficile cette mesure. Dans le chapitre 3, je présenterai des caractéristiques de la configuration de l'instrument SMOS ainsi que la stratégie de mesure qui découle de cette configuration. J'introduirai la mission NASA, complémentaire à SMOS pour la mesure de la salinité des océans, qu'est Aquarius. Dans le chapitre 4, je décrirai les modèles que j'ai employés pour simuler numériquement la température de brillance de l'océan et j'exposerai les résultats obtenus. Dans le chapitre 5, j'analyserai l'influence des différentes sources d'erreur (incertitude sur les modèles, incertitude sur les paramètres ancillaires, erreur de mesures de la température de brillance) sur la précision de la salinité restitué. Dans le chapitre 6, je décrirai comment des sources de rayonnement autre que l'océan peuvent perturber la mesure de la salinité. Dans le chapitre 7, je montrerai les mesures de campagnes récentes de préparation à SMOS et exposerai les travaux de validation des modèles que j'ai effectués à partir de ces mesures. Enfin, dans la partie III, je résumerai les résultats obtenus durant cette thèse et j'exposerai l'orientation de mes recherches futures.

Première partie

Introduction Générale

Pourquoi mesurer la salinité de surface des océans ?

Environ 96,5 % de la mer est constituée d'eau : les 3,5 % restant sont constitués de matière dissoute, essentiellement sous forme d'ions ([65]). En effet, la constante diélectrique élevée de l'eau (81 fois celle du vide) rend facile la formation des ions et difficile la recombinaison de ces derniers en molécules. C'est cette matière dissoute qui constitue le sel. La salinité est définie comme le rapport entre la masse de sel et la masse d'eau de mer, en gramme de sel par kilogramme d'eau de mer (partie par millier, ou *practical salinity unit* (psu) qui équivaut à la partie par millier, voir section 1.2). Parmi les ions contenus dans l'eau de mer, ceux issus de la molécule NaCl sont de loin les plus nombreux en constituant les trois quarts de la masse totale de sel (voir table 1.1). La répartition relative entre les différents sels est sensiblement constante dans la majeure partie des océans ([22]) ; on peut donc déterminer la concentration de tous les constituants (et donc la salinité) à partir de la mesure d'un seul constituant. Ainsi, on a déterminé pendant longtemps la salinité à partir de la seule mesure de chlorinité.

sel	masse (% masse totale de sel)
NaCl	77.9
MgCl ₂	10.6
MgSO ₄	4.9
CaSO ₄	3.6
K ₂ SO ₄	2.3
CaCO ₃	< 1
KBr	< 1
SrSO ₄	< 1
H ₂ BO ₃	< 1

TAB. 1.1: Représentation relative des différents sels dans l'eau de mer

La salinité détermine, avec la température, la densité des masses d'eau qui est un paramètre clé de la circulation océanique ([70]). L'importance de la salinité pour l'océanographie physique, ainsi que son application à l'identification des fronts entre différentes masses d'eau, seront détaillées dans la section 1.1 .

Au large, la salinité de surface des océans (*SSS* pour *Sea Surface Salinity*) est comprise entre 30 et 40 psu (voir la figure 1.1, bas). Près des côtes ou dans certaines mers fermées à forte décharge de fleuves (en Mer Noire par exemple), elle peut être beaucoup plus basse (voir figure 1.1, haut). Elle est en moyenne de 34.7 psu et environ 75% de la surface océanique mondiale a une salinité comprise entre 34 et 36 psu (voir la figure 1.2 obtenue à partir de la climatologie Levitus, [7]). La figure 1.3 illustre les valeurs de la température de surface (*SST* pour *Sea Surface Temperature*) et

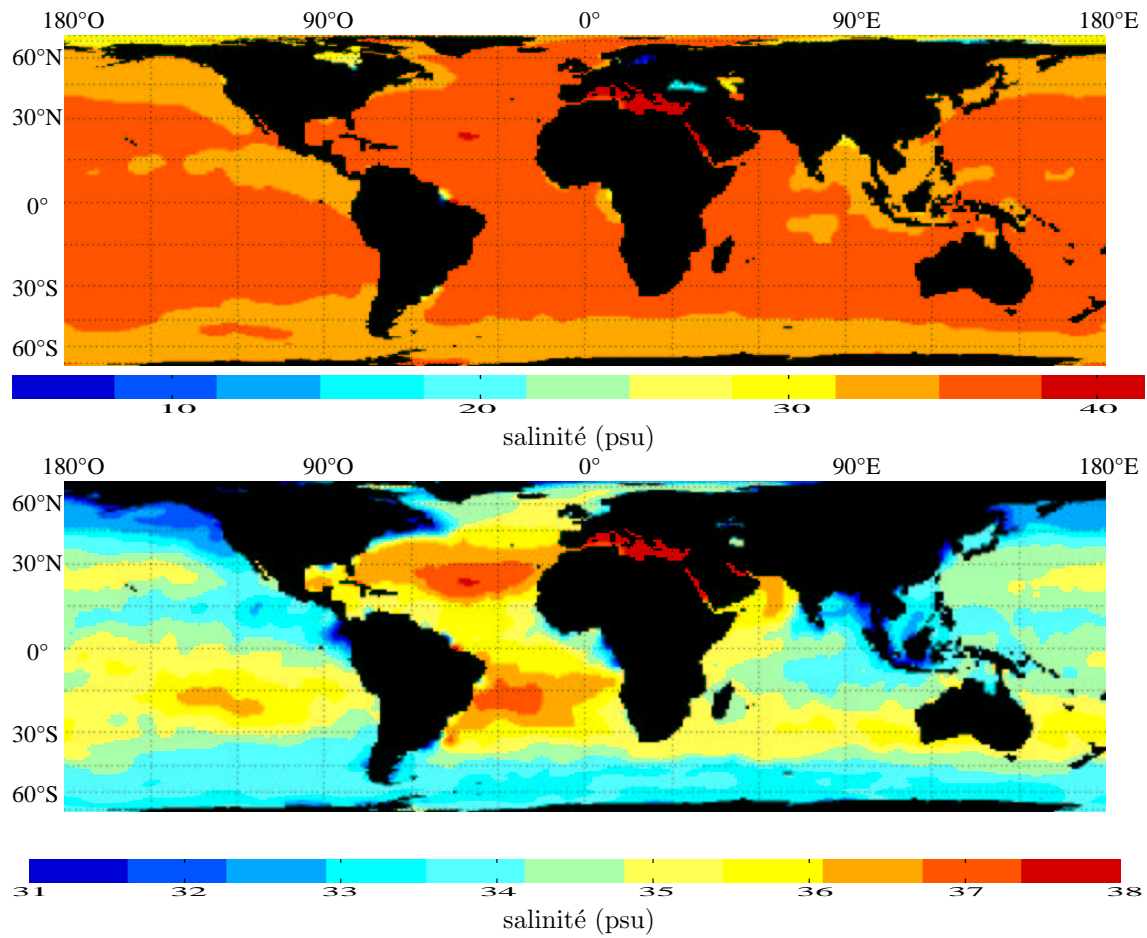


FIG. 1.1: Salinité climatologique à la surface des océans pour le mois de Janvier ([7])

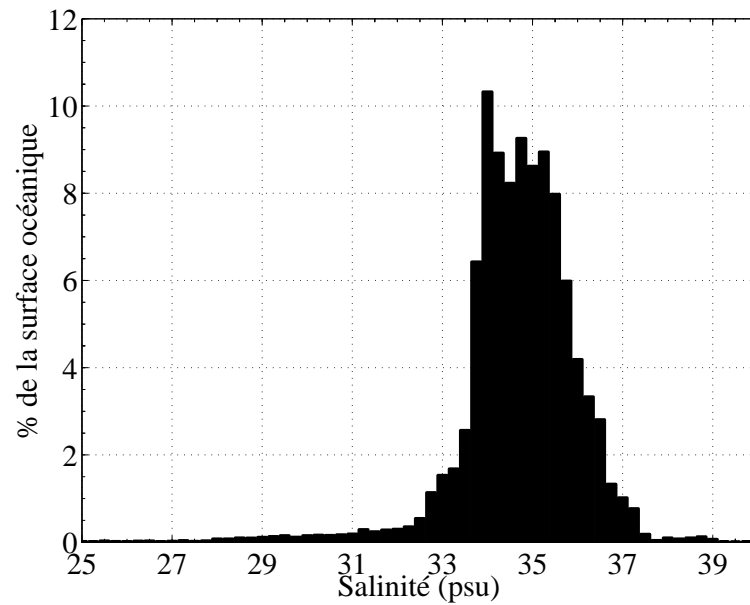


FIG. 1.2: Répartition des différentes valeurs de salinité à la surface de l'océan mondial (d'après la climatologie Levitus, [7])

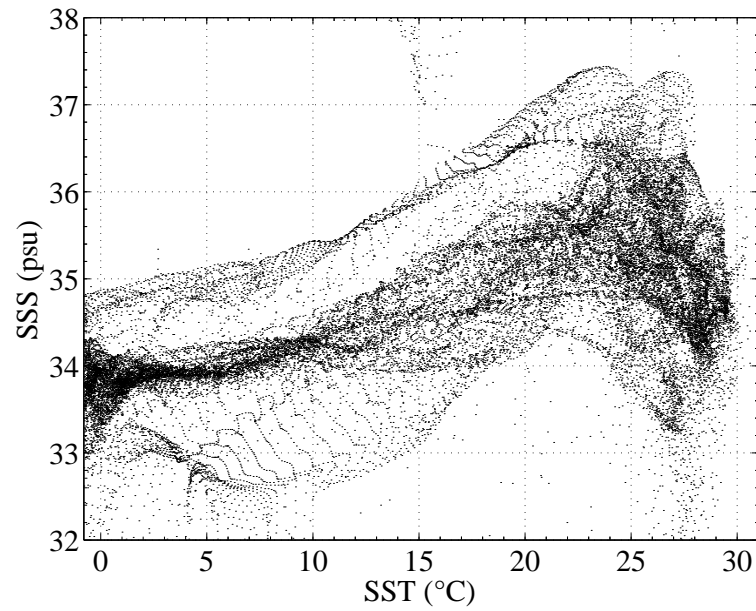


FIG. 1.3: Salinité de surface des océans en fonction de la température de surface au mois de Janvier pour tout le globe où un point représente $1^\circ \times 1^\circ$ (d'après la climatologie Levitus, [7]).

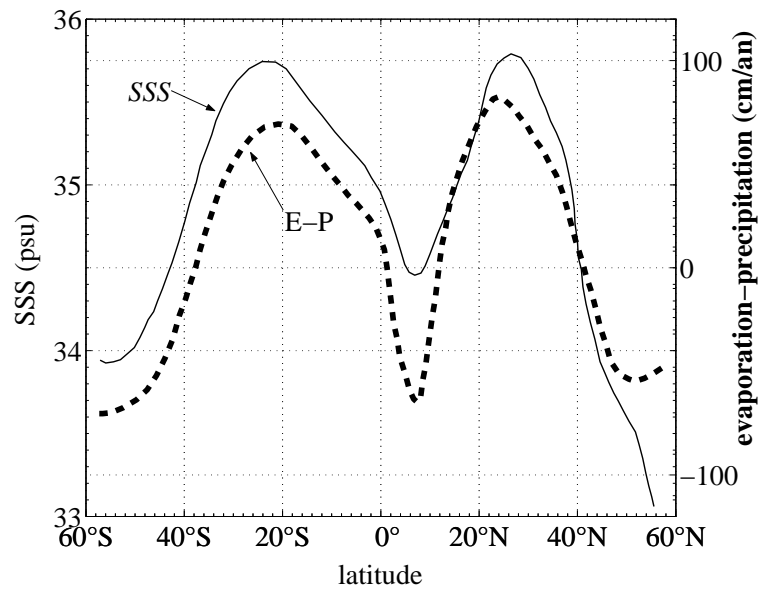


FIG. 1.4: Salinité de surface (moyennée sur tous les océans) et bilan hydrologique (évaporation - précipitations) en fonction de la latitude (d'après [70]).

SSS pour chaque 1° carré de la surface océanique mondiale : on note que les eaux très froides, qui sont situées dans les zones arctiques et antarctiques, ont des *SSS* toujours inférieures à 35 psu et que les très fortes salinités (où la *SSS* est supérieures à 37 psu) sont situées principalement dans les mers chaudes (où la *SST* est supérieure à 20°C).

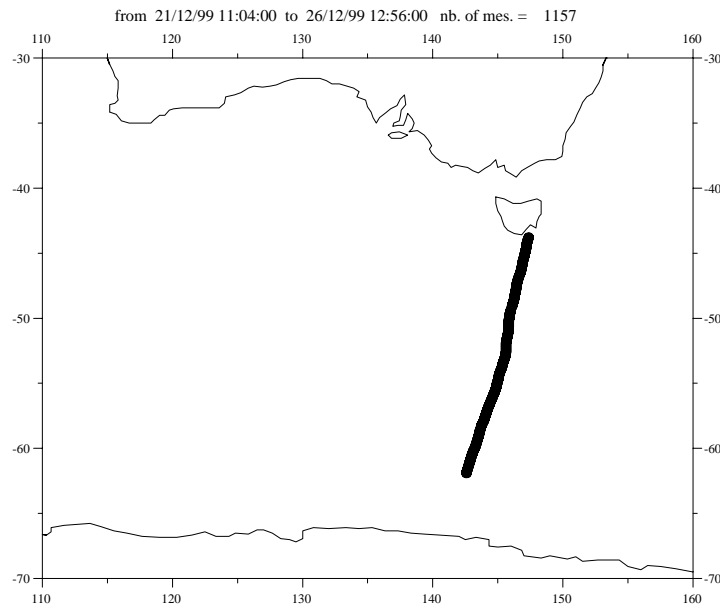


FIG. 1.5: Trajet du bateau l'Astrolabe dans l'océan Pacifique Sud (au sud de l'Australie) entre Hobart (Tasmanie) et Dumont d'Urville (Terre Adélie) (campagne SURVeillance de l'océan auSTRAL, SURVOSTRAL). Au cours de cette campagne (de 1993 à 1999), les *SST* et *SSS* ont été mesurées à travers le courant circumpolaire plusieurs fois durant le printemps et l'été Austral (d'Octobre à Mars).

La *SSS* varie moins rapidement que la *SST*, car elle est moins sensible aux conditions météorologiques. Les variations de *SSS* d'une masse d'eau sont principalement gouvernées par les processus d'évaporation - précipitations (voir la figure 1.4), sauf près des côtes où la décharge en eau douce des fleuves est très importante. Au large, une variation de 1 psu est exceptionnelle car elle nécessite des précipitations violentes qui sont peu courantes. La *SSS* est donc un bon traceur des différentes masses d'eau océaniques (voir section 1.1). En revanche, à la frontière entre deux masses d'eau, on peut observer des différences atteignant 1 psu (voir la figure 1.6). À moyenne et basse latitude, l'évaporation dans les régions chaudes, en l'absence de pluie, crée un maximum de salinité en surface (cf. mer méditerranée, mer rouge qui constituent des bassins d'évaporation). En cas de précipitations violentes, comme cela arrive par exemple dans les tropiques (dans la zone de convergence inter-tropicale), la salinité de surface diminue. La figure 1.4 illustre la bonne corrélation entre la salinité et les flux d'évaporation - précipitations en fonction de la latitude, sauf aux hautes latitudes nord. Dans le bassin arctique en effet, la *SSS* est modifiée par la fonte des glaces et par une forte décharge de fleuves qui apportent de l'eau douce. Ainsi, plus on va vers le nord, plus la salinité est basse, bien que le bilan hydrologique (évaporation-précipitations) soit à peu près constant. Le bassin arctique constitue ainsi un bassin de dilution. Au contraire, l'océan antarctique ne subit pas de décharge de fleuves et est beaucoup plus grand et ouvert : on n'observe donc pas la même diminution de *SSS* qu'en arctique.

Le but de la mission SMOS est de mesurer la salinité de surface des océans et l'humidité des sols sur les terres émergées, ce dernier objectif n'étant pas traité dans cette thèse. En réalité, l'instrument mesure les caractéristiques de l'eau de mer intégrées sur une profondeur, l'épaisseur de peau, qui est de l'ordre du centimètre (voir l'annexe E) à la fréquence de SMOS (i.e. 1.4 GHz, voir section 2.2). Il convient donc d'examiner la variation de la salinité avec la profondeur pour savoir de quelle couche superficielle de l'océan la mesure sera caractéristique. Le profil vertical de la salinité dans l'océan est variable selon les régions (voir fig. 1.7) à cause des conditions physiques

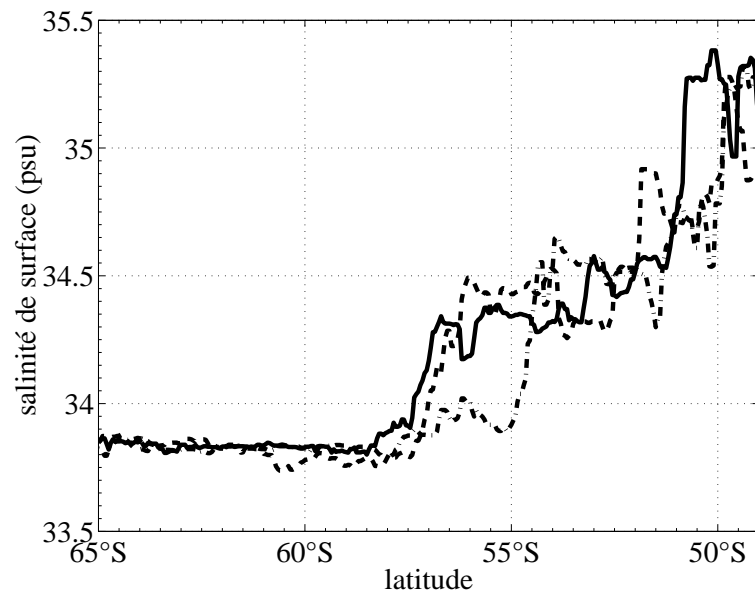


FIG. 1.6: Front de salinité entre Hobart et Dumont d'Urville (voir figure 1.5) dans l'océan Pacifique Sud (d'après R. Morrow et A. Chaigneau, *communication privée*, voir aussi [10]), les 12 janvier 1995 (trait plein), 10 décembre 1995 (tirets) et 14 janvier 1996 (points-tirets). La position du front se déplace de 2° en latitude entre les mois de décembre 1995 et janvier 1996. Ce déplacement n'est pas régulier d'une année sur l'autre (variation inter-annuelle).

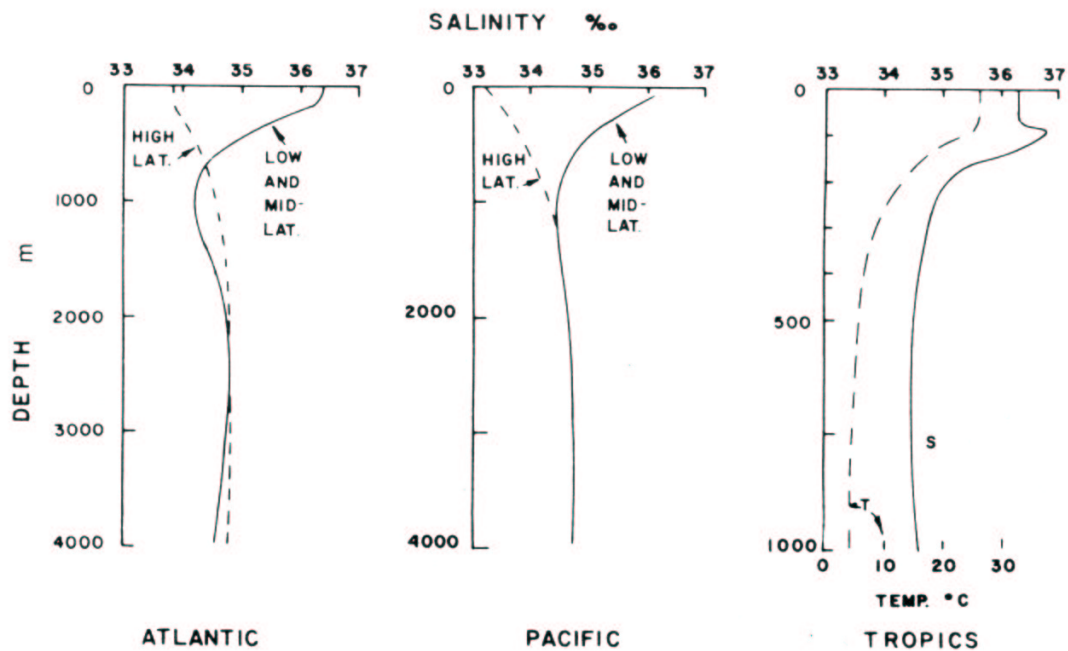


FIG. 1.7: (Gauche) Profil vertical de la salinité dans l'océan Atlantique aux hautes et basses latitudes. (Centre) Profil vertical de la salinité dans l'océan Pacifique aux hautes et basses latitudes. (Droite) Profils verticaux de la salinité et de la température aux latitudes tropicales (d'après [70])

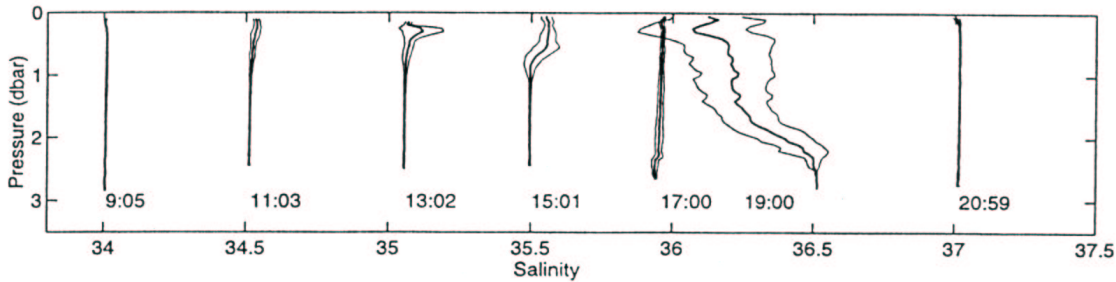


FIG. 1.8: Profils de salinité en océan Pacifique Équatorial Ouest (région de la *warm pool*) obtenus pendant l'expérience TOGA COARE (d'après [81]).

très différentes qui règnent aux diverses latitudes. Schématiquement, la salinité est homogène dans une couche de surface en dessous de laquelle elle subit un gradient (dans la couche appelée la halocline). L'épaisseur de la couche de surface homogène en densité, appelée la couche de mélange, dépend du mélange vertical entre les eaux de surface et les eaux plus profondes : ce mélange est contrôlé par la turbulence induite par le vent de surface, et par le rapport entre la densité de l'eau de surface et la densité de l'eau sous-jacente. Aux moyennes latitudes, l'épaisseur de la couche de mélange varie de 50 à 200 mètres. La variation de la salinité dans les premiers mètres est toujours extrêmement faible (inférieure à 0.1 psu) (voir figure 1.8) sauf en cas de fortes précipitations par vents très faibles où une pellicule d'eau douce peut se former à la surface, et dans les panaches des grands fleuves. Une forte évaporation, par vent très faible, peut entraîner une augmentation sensible de la salinité près de la surface, comme on peut le voir sur la figure 1.8 en milieu de journée (profils entre 11h et 15h). Cependant, à l'heure locale de passage de SMOS pour l'orbite du soir (i.e. 18h), l'effet de l'évaporation sur le profil de salinité a disparu. Il faut aussi noter que ces profils ont été mesurés dans une zone dans laquelle les vents sont généralement faibles, ce qui limite le mélange des eaux de surface et qui favorise la formation de gradient verticaux de *SSS* et *SST*.

1.1 La salinité acteur de la circulation océanique et traceur des masses d'eau

L'océan constitue un excellent agent de stockage et de transport de l'énergie thermique fournie par le Soleil au système océan-atmosphère. Il est en interaction continue avec l'atmosphère avec laquelle il échange de la quantité de mouvement, de la chaleur, de l'eau et du rayonnement. Alors que l'atmosphère constitue la composante rapide des transports de chaleur dans l'immense machine thermique terrestre, les couches profondes des océans peuvent migrer pendant des décennies. La circulation océanique est donc une composante essentielle du système climatique.

La circulation océanique dépend entre autre des caractéristiques des différentes masses d'eau. Une masse d'eau acquiert ses caractéristiques que sont la température et la salinité en surface sous l'effet des échanges avec l'atmosphère. Elle se forme lorsque sa densité, déterminée par la température et la salinité, lui permet de plonger jusqu'à une profondeur où elle sera en équilibre avec les autres masses d'eau. Elle va ensuite migrer très lentement vers les basses latitudes. Cette migration entre la surface et la profondeur est appelée la circulation thermohaline. La plongée d'eaux a lieu principalement aux hautes latitudes et permet un transport de chaleur entre les hautes et basses latitudes. Elle est particulièrement affectée par la salinité de surface qui va déterminer le seuil en température en dessous duquel l'eau de surface va plonger. Un exemple frappant de l'influence de cette circulation est son implication dans le circuit *Gulf Stream*/ dérive Nord-Atlantique. En effet, les hivers doux dont bénéficie l'ouest de l'Europe sont dus à l'apport de chaleur depuis les tropiques par les courants de surface sus-cités. Les eaux chaudes une fois arrivées en Atlantique Nord se refroidissent en transférant leur chaleur à l'atmosphère, deviennent donc plus denses et plongent avant de migrer vers les basses latitudes. L'intensité du *Gulf Stream* dépend en partie la circulation thermohaline (elle est aussi influencée par les vents) si bien que l'apport de chaleur vers les hautes latitude pourrait être dépendant de la salinité des eaux de l'Atlantique Nord ([3]).

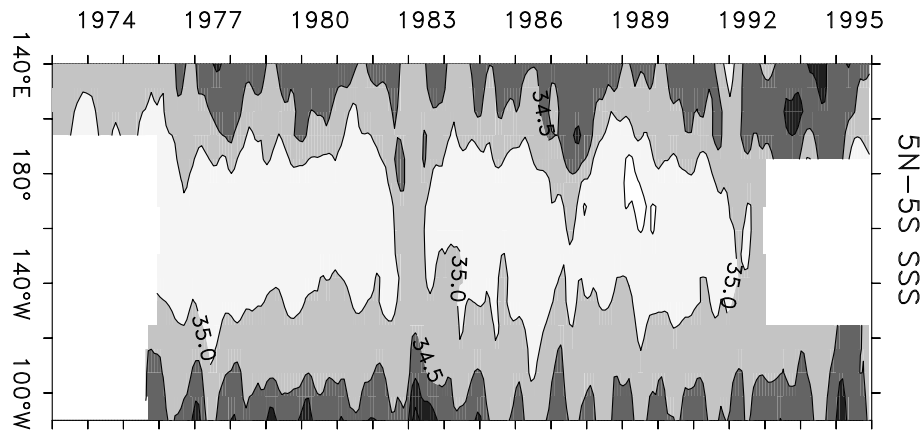


FIG. 1.9: Oscillations El Niño : variations longitude-temps de la salinité dans l'océan Pacifique équatorial (d'après [20])

Les principales régions de formation des masses d'eau sont les zones arctiques et antarctiques. Il s'y forme les masses d'eau les plus profondes, dont la profondeur est de quelques milliers de mètres. En arctique, l'Eau Profonde Nord Atlantique est formée à cause du refroidissement de l'eau en surface qui entraîne une augmentation de la densité. En antarctique, la formation de glace se fait avec de l'eau douce, libérant ainsi du sel dans le bassin antarctique et entraînant là aussi une augmentation de la densité. Il se forme aussi des masses d'eau de profondeur intermédiaire (de quelques centaines à quelques milliers de mètres de profondeur) dans des bassins d'évaporation. Par exemple, dans le bassin oriental de la Mer Méditerranée et dans la Mer Rouge la salinité augmente à cause du flux de chaleur solaire et de la faiblesse des précipitations ; les eaux de surface plongent et migrent respectivement vers les océans Atlantique et Indien.

La *SSS* est donc un acteur important de la circulation océanique qu'il est primordial de connaître pour une bonne compréhension de la physique de l'océan. Mais la connaissance de la *SSS* peut aussi servir de traceur des différentes masses d'eau. Depuis quelques années, un phénomène climatique appelé *El Niño* attire une attention particulière de par sa violence et ses conséquences dramatiques.

Les événements *El Niño* présentent une forte signature en *SSS* au niveau de l'équateur, entre l'Indonésie et le continent Américain. La plupart des années, il existe dans l'ouest du Pacifique équatorial une région où l'eau en surface est chaude et peu salée que l'on appelle la *warm pool* (i.e. bassin d'eau chaude) et une région au centre du Pacifique équatorial où l'eau en surface est très salée que l'on appelle la zone d'*upwelling* (i.e. remontée d'eau). La faible salinité de la *warm pool* est due aux fortes précipitations qui s'y produisent et la forte salinité de la zone d'*upwelling* est induite par une remontée d'eau de sub-surface (l'eau du sous-courant équatorial) froide et salée. L'*upwelling* est créé par le vent qui souffle le long de l'équateur et qui fait diverger l'eau à la surface par la force de Coriolis, créant ainsi une remontée d'eau salée provenant du sous-courant équatorial. L'intensité de l'*upwelling* équatorial varie, en relation avec les anomalies du régime des vents. Lorsque l'*upwelling* faiblit, on assiste à l'extension de la *warm pool* vers le continent Américain. Durant les événements *El Niño*, l'*upwelling* s'affaiblit voire disparaît, et les eaux de la *warm pool* se propagent vers l'Est créant une diminution de la salinité sur le Pacifique central, comme on peut le voir sur la figure 1.9 pour les années 1983 et 1987 par exemple. Il existe un processus inverse, La Niña, qui provoque une extension de l'*upwelling* sur la *warm pool* et une augmentation de la salinité dans le Pacifique central (par exemple en 1988-89 sur la figure 1.9). La mesure régulière et à long terme des champs de *SSS* dans cette région permettra de mieux comprendre et prévoir les événements *El Niño*.

Dans le cadre de la mission SMOS, plusieurs études ont été menées ([43, 28, 29]) concernant l'utilisation de la *SSS* pour les études d'océanographie physique. L'une d'entre elles ([59]) repose sur les résultats du modèle CLIPPER (laboratoires LEGI, LPO, LODYC, LEGOS), dont le but est de simuler la circulation en océan Atlantique à $1/6^\circ$ de résolution (basé sur le modèle OPA8.1). Ce modèle a été employé pour évaluer la variabilité spatio-temporelle de la *SSS*, ainsi que l'apport que constitueraient des champs réguliers de *SSS* (tels que ceux qui seront produits par SMOS) par

rapport à une *SSS* climatologique¹ pour la contrainte des modèles de circulation océanique.

Le modèle de circulation océanique est forcé en surface (conditions aux limites des champs verticaux des quantités physiques) par des champs de température, salinité, flux de chaleur, apport d'eau douce, et de moments (vitesse de friction associé au vent). Le modèle utilisé (CLIPPER) n'intègre pas de modèle de glace, dont la formation et la fonte affectent fortement la *SSS* dans l'Atlantique Nord Sub Polaire notamment et, par conséquent, la variation saisonnière de la *SSS* dans cette région. Pour prendre en compte ce flux d'eau douce causé par la fonte des glaces, le modèle est soumis à un rappel à la *SSS* climatologique (climatologie de Levitus, [1]). Ce rappel à la *SSS* climatologique est plus globalement motivé par l'incertitude sur les champs de bilan hydrologique² qui servent à forcer les flux d'eau douce.

Le modèle a été exécuté en mode standard (i.e. forçage de la *SSS* par le bilan hydrologique et par un rappel à la *SSS* climatologique) sur la période 1979-1999, et en mode libre (i.e. sans forçage à la *SSS* climatologique, la *SSS* étant alors contrainte uniquement par le bilan hydrologique) sur la période 1996-1999 en partant de l'état du mode standard en 1996. Bien que le mode standard soit justifié par l'incertitude sur le bilan hydrologique, qui peut entraîner une dérive de la *SSS* à long terme, il a tendance à effectuer un lissage des variations spatio-temporelles à cause de la *SSS* moyennée à laquelle il est rappelé. Le mode libre permet de mieux simuler les échelles des variations spatio-temporelle de la *SSS*.

Les modes standard et libre ont prédit des champs de *SSS* dont la structure est globalement comparable d'un mode à l'autre, avec des maxima et minima situés dans les mêmes régions. Cependant, les *SSS* prédites par le modèle en mode libre se sont avérées être plus réalistes dans les zones à forte variabilité, comme dans la zone de convergence intertropicale (ITCZ, pour *Inter Tropical Convergence Zone*) par exemple où les processus affectant la *SSS* ont une forte variabilité saisonnière et interannuelle. Par contre, comme attendu, les résultats du mode libre surestiment la *SSS* en Atlantique Nord Sub-polaire et en mer de Weddell à cause du déficit d'eau douce du modèle dans ces régions causé par l'absence de modèle de glace. De même, la variation saisonnière est sous-estimée à cause de l'absence du cycle saisonnier de la fonte/formation des glaces. Le modèle en mode standard restitue mieux la *SSS* et son cycle saisonnier dans ces régions polaires car la *SSS* climatologique à laquelle il est rappelé contient cette variation. Étant donnée l'importance de cette région pour la formation des eaux profondes et donc pour la circulation océanique à l'échelle globale, les auteurs soulignent la nécessité d'observations précises de *SSS* dans cette région.

Boone et Le Traon ([59]) ont étudié les échelles de variabilité spatio-temporelle de la *SSS* à l'aide du mode libre du modèle CLIPPER, en supposant que l'évolution libre du modèle sur trois ans, de 1997 à 1999, reproduisait des ordres de grandeur réalistes pour la variabilité de la *SSS*. Ils ont étudié des séries temporelles de *SSS* prédites par le modèle en un point de la mer du Labrador, du *Gulf Stream*, et des bassins des Canaries (Açores) et de l'Amazone (voir la figure 1.10 dont les données ont été fournies par C. Boone, et les figures dans [59]). Dans la mer du Labrador, une variation saisonnière due au cycle fonte/formation de glace engendre des variations de *SSS* de l'ordre de 0.4 psu sur des durées de l'ordre de six mois. Dans le *Gulf Stream*, on observe une forte variabilité temporelle à cause de la variabilité des méandres de ce courant. La *SSS* peut varier de plus de 1.5 psu en l'espace de trois mois, traduisant le passage d'un front séparant deux masses d'eau. Cette variation est très irrégulière. Dans le bassin des Canaries, on observe une forte variabilité annuelle, avec des variations de *SSS* de l'ordre de 0.5 psu en l'espace de quelques mois. Enfin, dans le bassin de l'Amazone on observe une très forte variabilité liée aux fortes précipitations qui s'y produisent. La *SSS* peut varier de 4 psu en quelques jours.

La variabilité spatiale de la *SSS* a été décomposée selon l'échelle à laquelle elle se produit. Différentes échelles ont été définies comme :

- les petites-échelles, qui sont inférieures à 300 km,
- les meso-échelles, qui sont comprises entre 300 km et 1000 km et
- les grandes-échelles qui sont supérieures à 1000 km.

¹ Actuellement, il n'existe pas de mesure régulière et continue dans le temps de la *SSS*. On dérive des champs "climatologiques" de *SSS* donc pour une période donnée de l'année en effectuant une statistique sur toutes les mesures disponibles acquises sur plusieurs années. Cette méthode lisse la variabilité de la *SSS*, notamment la variabilité inter-annuelle.

² Le bilan hydrologique est le bilan entre l'évaporation d'une part, qui augmente la *SSS*, et les précipitations et décharges de fleuves d'autre part, qui apportent de l'eau douce.

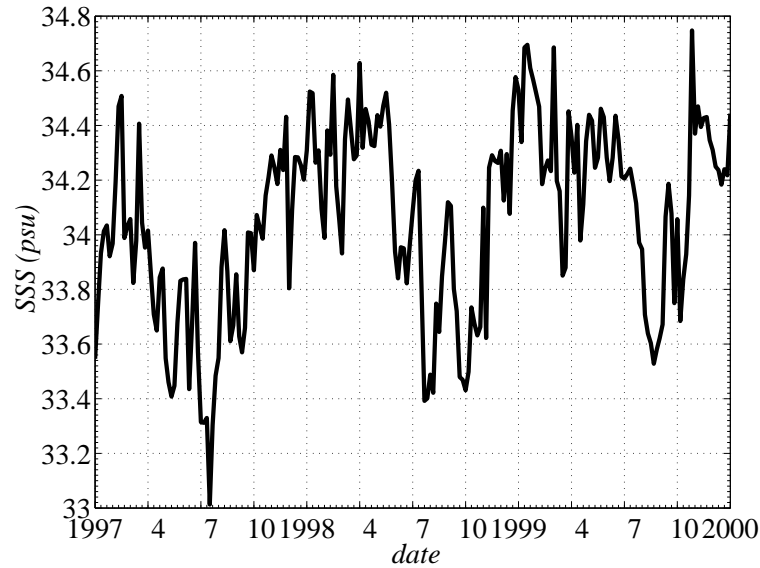


FIG. 1.10: Variation temporelle de la salinité de surface en mer du Labrador simulée par le modèle CLIPPER en mode libre (voir texte) à 55°N, 55°O.

Limite inférieure de la RMS de la SSS	0.05 psu	0.1 psu	0.15 psu	0.2 psu
Toutes échelles	93 %	72 %	54 %	38 %
Grandes- et Méso- échelles	90 %	65 %	41 %	24 %
Grandes-échelles	88 %	52 %	28 %	22 %
Méso-échelles	77 %	55 %	34 %	15 %
Petites-échelles	65 %	33 %	17 %	8%

TAB. 1.2: Pourcentage de la surface de l'océan Atlantique pour laquelle la variation de la SSS (en écart type, i.e. *Root Mean Square*) est supérieure à 0.05 psu, 0.1 psu, 0.15 psu et 0.2 psu (d'après [59]).

La SSS prédite par le modèle a été moyennée sur cinq jours et sur les différentes échelles définies précédemment pour étudier la contribution des différentes échelles à la variabilité de la SSS (voir la table 1.2). Il a été montré que les petites échelles (non observable par SMOS si l'on effectue une moyenne des pixels sur 200x200 km², voir la section 1.2) avaient sur la majeure partie de l'océan Atlantique (i.e. 77 %) une variabilité inférieure à 0.1 psu. Parmi les meso-échelles, seules celles à forte variabilité (i.e. supérieure à 0.2-0.3 psu) pourront être observées par SMOS. Les grandes-échelles, qui sont celles qui seront le mieux observées par SMOS, représentent une partie significative de la variabilité totale de la SSS et leur variabilité est majoritairement (88 % de la surface) supérieure à 0.05 psu. La variabilité de la SSS estimée par cette étude est supérieure à 0.1 psu sur 70% de l'océan Atlantique, et l'échelle spatiale de variabilité est supérieure à 300 km dans la majorité des cas (70%). Les spécifications fixées pour SMOS en terme de résolution spatiale et radiométrique (voir chapitre 3) sont compatibles avec une partie des variations de SSS à meso-échelle et avec la quasi-totalité des variations à grande-échelle.

1.2 La mesure de la salinité aujourd'hui et l'apport de SMOS pour demain

La salinité absolue est la masse de sel par unité de masse d'eau de mer. Sa mesure nécessite la mise en place de méthodes chimiques complexes et très coûteuses en temps, un simple chauffage conduisant à la perte de composés volatiles. En 1902, Forch et al. ([33]) ont proposé une méthode

chimique de mesure de la salinité et la définition suivante :

”La salinité est le poids en grammes de résidu solide contenu dans un kilogramme d’eau de mer quand tous les carbonates ont été transformés en oxydes, le brome et l’iode remplacés par une quantité équivalente de chlorures, et que toute la matière organique a été complètement oxydée.”

Leur méthode chimique étant techniquement difficile à mettre en œuvre, surtout à bord d’un bateau, ils proposèrent une loi reliant la salinité à la chlorinité, cette dernière étant relativement facile à mesurer par titrage. En effet, en se basant sur la ”loi de Dittmar” ([22]) selon laquelle la proportion des différents ions dans l’eau de mer est constante (voir section 1), on peut déduire la quantité de tous les sels à partir de la mesure d’un seul d’entre eux. À partir de mesures de chlorinité (Cl) et de salinité (S) sur des échantillons d’eau de mer provenant des mers Baltique, Méditerranée, Rouge et de l’océan Atlantique Nord, la loi suivante a été proposée pour la mesure de la salinité

$$S(‰) = 0.030 + 1.8050 Cl(‰). \quad (1.1)$$

Bien que (1.1) ait servi aux océanographes jusque dans les années 1950 pour la mesure de la salinité, plusieurs problèmes se sont posés. La proportion des différents ions dans l’eau de mer n’est pas absolument constante, elle peut varier en profondeur ([15]) ou près des décharges de fleuves. On constate que (1.1) n’est pas conservative à la fois pour S et Cl , et que pour une chlorinité de 0 ‰, la salinité déterminée à partir de (1.1) n’est pas nulle. Ce problème pour les faibles salinités est dû au fait que les échantillons d’eau de mer faiblement salés utilisés pour déterminer (1.1) n’avaient pas la même composition ionique que celle de la majorité des océans. Ces échantillons provenaient de la mer Baltique qui subit de fortes décharges de fleuves susceptibles de modifier la composition ionique de l’eau de mer.

De nos jours, la détermination de la salinité par titrage de la chlorinité est abandonnée au profit d’une mesure de conductivité de l’eau de mer, plus facile à mettre en œuvre qu’une méthode chimique. On déduit de cette conductivité une salinité ”pratique”. De plus, la conductivité de l’eau de mer est plus proche de sa densité (qui est ce qui intéresse principalement l’océanographie physique) que ne l’est la chlorinité ([53]). La mesure de la salinité pratique se fait à l’aide de thermosalinomètres (voir section 7.1.2.3) qui mesurent le rapport entre la conductivité de l’échantillon et celle d’une eau de référence dont on connaît la salinité (l’eau normale). La *Practical Salinity Scale* de 1978 (*PSS*, [53]) permet de relier directement la salinité à la conductivité quelque soit la composition ionique. Lewis a proposé la définition suivante : *”La salinité pratique est définie par le rapport (K_{15}) entre la conductivité d’un échantillon d’eau de mer à la pression atmosphérique standard et à la température de 15°C et celle d’une solution de KCl contenant 32.4356 g de KCl par kilogramme de solution aux mêmes pression et température.”* Bien que rigoureusement cette échelle n’ait pas d’unité, on peut trouver dans la littérature les unités de mesures suivantes pour la salinité pratique : le pss (*practical salinity scale*), le psu (*practical salinity unit*), ou la partie par millier (‰). J’adopterai dans cette thèse le psu comme unité de mesure. La loi pour passer du rapport de conductivité à la salinité pratique est donnée dans la section 7.1.2.3. La précision sur la salinité atteinte par une méthode de mesure de conductivité est de l’ordre 0.001 psu.

Il n’existe pas encore de mesure par satellite de la salinité à cause des contraintes techniques insolubles jusqu’à récemment (voir le chapitre 3). La mesure de la salinité se fait donc uniquement *in situ* : des échantillons d’eau de mer sont prélevés en surface ou en profondeur lors de campagnes en mer à bord de navires marchands ou océanographiques. Les échantillons sont ensuite analysés à bord ou en laboratoire, comme je l’ai fait lors de la campagne EuroSTARRS (voir la section 7.1.2.3). Une mesure en continu à bord du navire est aussi possible grâce à la facilité de mise en œuvre de la mesure par conductivité. Des profils verticaux de salinité peuvent aussi être obtenus à partir de sondes.

La figure 1.11 illustre un exemple de l’échantillonnage des mesures *in situ* de salinité de surface dont on dispose pour étudier les phénomènes climatiques du pacifique équatorial. Y sont représentées les localisations des mesures effectuées entre 1969 et 1988 par l’Institut de Recherche pour le Développement (IRD). Les données sont principalement collectées le long de quatre voies maritimes commerciales, et parfois lors de campagnes océanographiques ponctuelles. De même, à l’échelle globale, de grandes étendues de surface océanique ne sont pas ou très peu échantillonnées

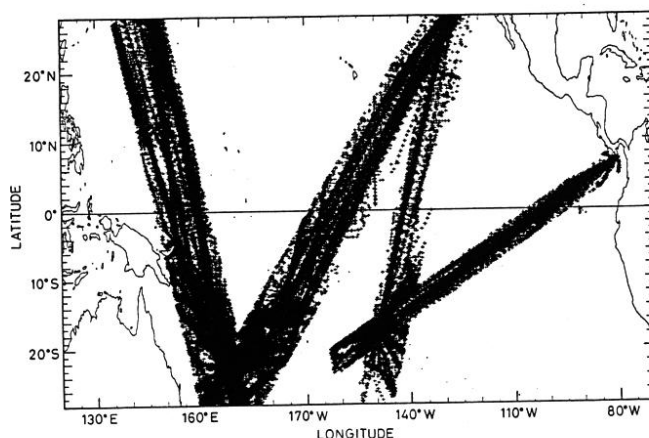


FIG. 1.11: Échantillonnage *in-situ* de la salinité dans l'océan Pacifique tropical par l'IRD entre 1969 et 1988 (d'après Delcroix et Hénin, [21])

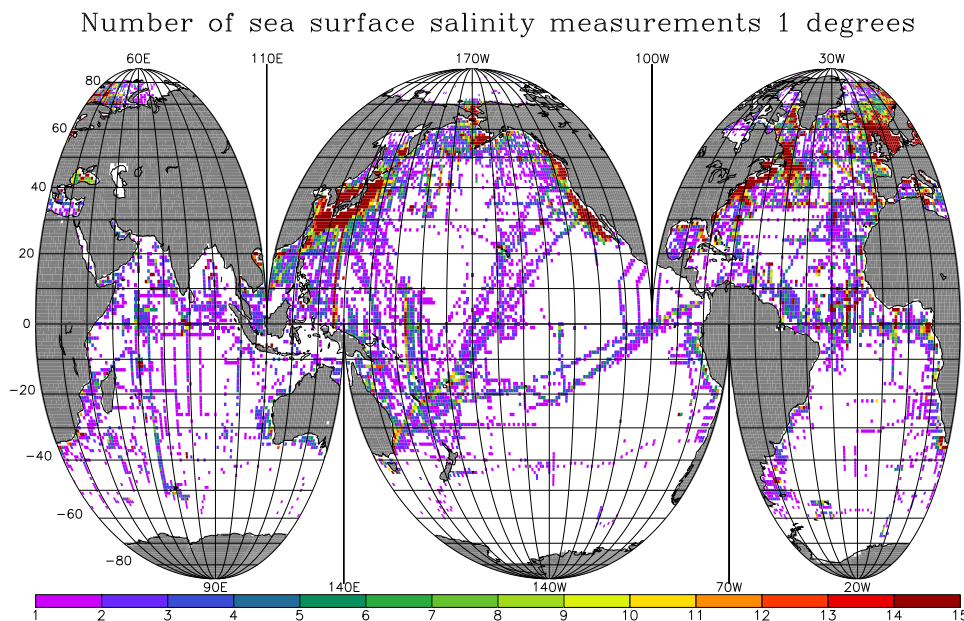


FIG. 1.12: Nombre de mesures *in-situ* historiques de la salinité de surface, par degré carré sur le globe, durant le mois de juillet (d'après [7]). Une grande partie de la surface océanique n'a jamais été échantillonnée ; SMOS fournira par conséquent les premières mesures historiques de SSS dans ces régions. De plus, la majorité des océans est très rarement échantillonnée, avec à peine une dizaine de mesures au cours des dernières décennies.

en salinité par les mesures *in situ* (voir la figure 1.12). La télédétection par satellite offrira des mesures de SSS régulières et couvrant toutes les régions du globe.

Le groupe Global Ocean Data Assimilation Experiment (GODAE, <http://www.bom.gov.au/bmrc/ocean/GODAE/>) a fourni les spécifications requises pour une mesure de salinité utilisable pour les études océaniques : la précision optimum sur une salinité moyennée sur $200 \times 200 \text{ km}^2$ et sur 10 jours est de 0.1 psu et le seuil en précision au delà duquel la mesure serait sans intérêt est de 1 psu.

La mesure satellitale aura une précision en *SSS* qui ne sera en rien comparable aux mesures *in situ* (pour les mesures *in situ*, la précision est de l'ordre de 0.001 psu), mais sa très bonne couverture spatio-temporelle ouvre la voie à l'étude de phénomènes à grande échelle et à leur suivi temporel jusqu'à plusieurs années (voir section 1.1). La résolution spatiale des mesures SMOS sera de 30 km à 50 km suivant la position du pixel dans le champ de vue du radiomètre (voir figure 3.4), et le temps de revisite sera d'au plus trois jours sur la majeure partie du globe (voir le chapitre 3). Avec de telles caractéristiques, et la précision radiométrique donnée dans la section 3 (de l'ordre de quelques degrés Kelvin), la précision visée sur la *SSS* moyennée sur des pavés de 200x200 km² et sur une période de 10 jours est de l'ordre de 0.1 psu (voir chapitre 5), ce qui satisferait les critères GODAE.

La radiométrie hyperfréquence comme outil de mesure de la salinité

La télédétection implique des instruments dits actifs (par exemple pour la mesure des vents à la surface des océans et de la topographie océanique) et des instruments dits passifs (par exemple pour la mesure de la couleur de l'eau ou de la température de surface des océans). Les premiers envoient un signal qui va se réfléchir sur une cible avant de revenir à l'instrument. On peut ainsi obtenir de l'information sur la cible, sur le milieu entre l'instrument et la cible, ainsi que la distance et la vitesse de la cible par rapport à l'instrument, comme avec le radar dans le domaine radioélectrique, ou le lidar dans le domaine visible. Les seconds mesurent le rayonnement propre d'une cible, et n'émettent pas de signal. De même que pour les instruments actifs, ils permettent de déterminer certaines caractéristiques de la cible ou du milieu entre l'instrument et la cible. Durant ma thèse, je me suis concentré principalement sur l'utilisation de la radiométrie, donc sur la télédétection passive, mais j'aborderai le thème de la télédétection active (radar et altimétrie) dans la partie III. Dans la section 2.1, je décrirai les principes et hypothèses physiques sur lesquels reposent la télédétection de la *SSS*. Le terme "hyperfréquences" fait référence à la gamme de fréquence dans laquelle l'instrument effectue ses mesures; dans la section 2.2, j'indiquerai quelle fréquence a été choisie pour SMOS et pourquoi. Enfin, dans la section 2.3, j'expliquerai quelles sont les limites et difficultés de la télédétection de la *SSS* et j'introduirai les études que j'ai menées concernant la faisabilité de cette approche.

2.1 Le principe physique de la mesure

2.1.1 Qu'est-ce que la permittivité de l'eau de mer ?

La permittivité (ε) de l'eau de mer caractérise ses propriétés diélectriques et dépend, à une fréquence donnée, de la salinité et de la température de l'eau. C'est en mesurant les propriétés diélectriques de l'océan que l'on va retrouver la salinité. Pour mesurer à distance ces propriétés diélectriques, on va mesurer l'énergie rayonnée (i.e. l'énergie électromagnétique (EM) émise) par la mer.

En faisant l'hypothèse que l'océan est à l'équilibre thermodynamique, il s'établit un équilibre entre les processus radiatifs d'absorption et d'émission à une température donnée. Comme l'énergie absorbée par l'eau de mer dépend de sa permittivité, on peut estimer cette dernière à partir de l'énergie rayonnée par l'océan, et ainsi estimer la salinité.

La propagation d'une onde EM dans un milieu à pertes (i.e. dont la conductivité σ n'est pas nulle) dépend de la permittivité complexe ε_c (ou constante diélectrique) du milieu

$$\varepsilon_c = \varepsilon'_c + j\varepsilon''_c, \quad (2.1)$$

où ε'_c et ε''_c sont respectivement les parties réelles et imaginaires de ε_c . Les champs électrique et magnétiques d'une onde EM satisfaisant les équations de Maxwell (voir l'annexe A) s'écrivent

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(0) \cdot \exp[j(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r})] \quad (2.2)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}(0) \cdot \exp[j(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r})] \quad (2.3)$$

où $\vec{E}(0)$ et $\vec{H}(0)$ sont des vecteurs constants, ω est la pulsation de l'onde EM, t est le temps, \vec{r} est le vecteur de déplacement et \vec{k} est le vecteur d'onde dont la norme k est définie par

$$k = \omega \cdot \sqrt{\mu\varepsilon_c}, \quad (2.4)$$

où μ est la perméabilité magnétique du milieu. On définit la permittivité relative ε_r du milieu comme

$$\varepsilon_r = \varepsilon_c / \varepsilon_0 \quad (2.5)$$

$$= \varepsilon'_r + j\varepsilon''_r, \quad (2.6)$$

où ε_0 est la permittivité du vide, et l'on suppose que la perméabilité de l'eau de mer est celle du vide, c'est à dire que la perméabilité relative μ_r vaut 1 (voir l'annexe C). On en déduit l'indice de réfraction (voir l'annexe D) complexe

$$n = \sqrt{\varepsilon_r} \quad (2.7)$$

$$= n' + jn'' \quad (2.8)$$

où n' est la partie réelle de l'indice de réfraction, qui va déterminer le déphasage de l'onde lors de la propagation dans le milieu et n'' est sa partie imaginaire, qui va déterminer l'atténuation de l'onde (voir l'annexe E). On déduit de (2.7) et (2.8) et de l'annexe F que

$$n' = 1/\sqrt{2}[(\varepsilon_r'^2 + \varepsilon_r''^2)^{1/2} + \varepsilon_r']^{1/2} \text{ et} \quad (2.9)$$

$$n'' = \varepsilon_r'' / (|\varepsilon_r''| \sqrt{2}) [(\varepsilon_r'^2 + \varepsilon_r''^2)^{1/2} - \varepsilon_r']^{1/2}. \quad (2.10)$$

On voit ainsi, d'après (2.10), que les parties réelles et imaginaires de ε_r vont contribuer à l'atténuation de l'onde EM par le milieu. Dans le cas qui nous intéresse, le milieu à perte est l'eau de mer dont l'absorptivité va dépendre de sa permittivité. En utilisant le modèle de permittivité de [47] (voir section 4.2) à la fréquence de 1.4 GHz (voir la section 2.2), à $SST = 18^\circ\text{C}$ et $SSS = 35\text{psu}$, on détermine $\varepsilon_c = 72.6 - j64.6$ et une épaisseur de peau $\delta = 9.3$ mm (δ est de l'ordre du centimètre pour les températures et salinités rencontrées à la surface de l'océan, il peut atteindre la dizaine de centimètres pour l'eau douce).

2.1.2 Que mesure un radiomètre et quel est le lien avec la permittivité ?

On a vu dans la section précédente que l'océan rayonne de l'énergie, en quantité identique à celle qu'il absorbe. La puissance qu'il émet par unité d'angle solide et de surface s'appelle la brillance (B) et se mesure en Watts par stéradian et par mètre carré ($Wsr^{-1}m^{-2}$). On note que ce que l'on appelle couramment "brillance" en télédétection hyperfréquence correspond à la définition rigoureuse de la "luminance" (ou *radianance* en anglais). Rigoureusement, la brillance est la puissance reçue, par unité d'angle solide et de surface du capteur. On définit couramment la puissance rayonnée par la mer en terme de température de brillance (T_b), qui représente la température du corps noir qui aurait, à la fréquence ν , la même brillance que la mer. Un corps noir est un objet qui absorbe tout le rayonnement incident à sa surface, et par conséquent dont la réflectivité est nulle. Sa brillance spectrale B_ν^{cn} (i.e. la brillance par unité de fréquence, en $Wsr^{-1}m^{-2}Hz^{-1}$) à la fréquence ν lorsqu'il est à la température T est donnée par la loi de Planck

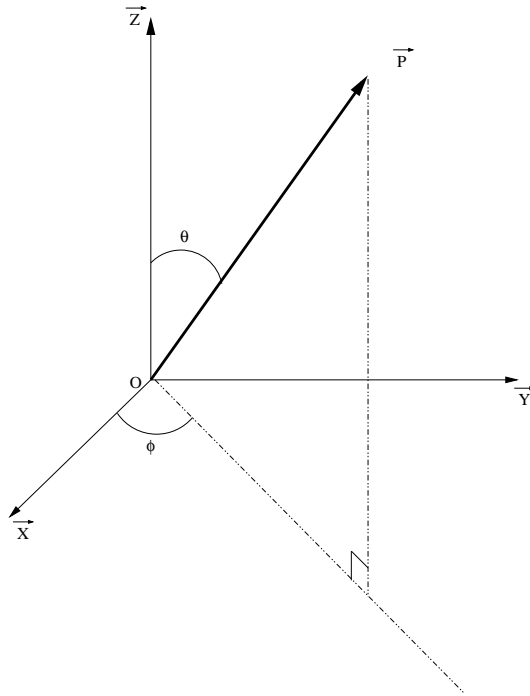


FIG. 2.1: Définition de l'angle d'incidence θ et d'azimut φ de la direction \vec{P} dans le repère lié à l'océan \mathcal{R}_o . L'axe \vec{Z} est normal à la surface de la Terre, le vecteur \vec{P} est la direction que l'on veut définir dans le repère \mathcal{R}_o . L'angle θ est défini comme l'angle entre les vecteurs \vec{Z} et \vec{P} , l'angle φ est l'angle entre une direction de référence \vec{X} dans le plan (O, \vec{X}, \vec{Y}) orthogonal à \vec{Z} et la projection de \vec{P} dans ce plan. La direction \vec{X} sans importance, car on suppose pour l'instant que la surface de la mer est isotrope. Elle sera définie dans le chapitre 4.

$$B_\nu^{cn} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/(k^*T)) - 1}, \quad (2.11)$$

où $c = 2.997925 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ est la vitesse de la lumière dans le vide, $h \simeq 6.62 \times 10^{-34}$ est la constante de Planck et $k^* \simeq 1.38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ est la constante de Boltzmann. Dans le domaine de fréquences qui nous intéresse, $h\nu \ll kT$, aussi on utilise l'approximation basses fréquences de Rayleigh-Jeans qui conduit à l'expression suivante pour la brillance d'un corps noir dans une bande de fréquence $\Delta\nu$

$$B^{cn} = \frac{2kT}{\lambda^2} \Delta\nu \quad (2.12)$$

$$= \frac{2kT_b}{\lambda^2} \Delta\nu. \quad (2.13)$$

La brillance de la mer n'est pas isotrope et sa variation avec la direction (θ, φ) (voir la figure 2.1 pour la définition des angles) va dépendre de la structure de la surface de la mer. Ainsi, la brillance de la mer dans une bande de fréquence $\Delta\nu$ et dans la direction (θ, φ) est donnée par

$$B(\theta, \varphi) = B_\nu(\theta, \varphi) \Delta\nu. \quad (2.14)$$

On a ainsi la définition de la T_b d'après (2.13) et (2.14) qui conduisent à

$$B(\theta, \varphi) = \frac{2kT_b(\theta, \varphi)}{\lambda^2} \Delta\nu. \quad (2.15)$$

Un corps noir (dont la T_b est par définition sa température physique) à l'équilibre thermodynamique est le corps qui émet le plus d'énergie; la T_b d'un milieu est donc au plus égale à sa

température physique (la *SST* pour le cas de la surface océanique). On définit alors l'émissivité e du milieu comme le rapport entre la brillance du milieu et celle d'un corps noir à la même température que le milieu. On déduit ainsi de (2.15) que l'émissivité de l'océan vaut

$$e(\theta, \varphi) = T_b(\theta, \varphi)/SST. \quad (2.16)$$

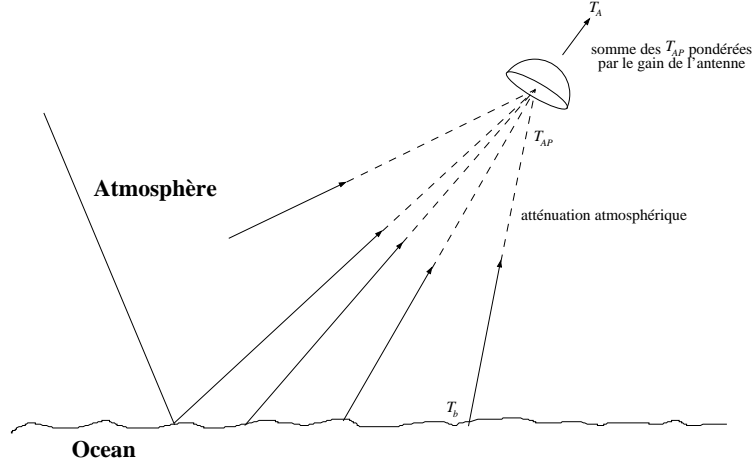


FIG. 2.2: Passage de la température de brillance à la température d'antenne.

Une grande partie de ma thèse a porté sur la modélisation de la température de brillance de la mer en fonction de plusieurs paramètres géophysiques (voir chapitre 4). Cependant, un radiomètre ne mesure pas directement la T_b d'une cible, mais une température d'antenne (T_A), qui est définie comme la température à laquelle une résistance délivrerait au récepteur de sortie une puissance de bruit thermique identique à celle délivrée par l'antenne. Pour relier la T_A à la T_b , on va distinguer deux étapes dans les processus qui conduisent de la puissance émise par la mer à la puissance mesurée par l'antenne (voir figure 2.2). Le premier processus à considérer est que plusieurs sources émettent vers l'instrument à partir de directions (θ_a, φ_a) différentes, et que l'océan n'est que l'une d'entre elles (voir chapitre 6). Ces différents rayonnements vont traverser un milieu susceptible de les modifier, l'atmosphère terrestre, avant d'atteindre l'antenne. À l'entrée de l'antenne, on a donc pour toutes les directions (θ_a, φ_a) des "températures apparentes", $T_{AP}(\theta_a, \varphi_a)$, qui vont toutes contribuer plus ou moins à la T_A . Le deuxième processus à considérer est que l'antenne est directive, c'est à dire que la fraction de puissance arrivant à l'antenne qui va être captée puis transformée en puissance de sortie dépend de la direction (θ_a, φ_a) d'où provient le rayonnement.

Seule une fraction de l'énergie arrivant dans la direction (θ_a, φ_a) est captée par l'antenne à cause des interférences destructives liées à la forme du capteur. De plus, de l'énergie va se dissiper dans le milieu à pertes que constitue l'antenne. La répartition angulaire de la puissance captée (P_c) par l'antenne (i.e. sans prendre en compte les pertes) définit le diagramme d'antenne normalisé $F_n(\theta_a, \varphi_a)$. Il s'agit de la puissance captée $P_c(\theta_a, \varphi_a)$ normalisée à la P_c maximale parmi toutes les directions. On en déduit la directivité (D), qui traduit la $P_c(\theta_a, \varphi_a)$ normalisée à la P_c moyenne sur toutes les directions. Ainsi,

$$D(\theta_a, \varphi_a) = \frac{F_n(\theta_a, \varphi_a)}{1/(4\pi) \iint_{\Omega} F_n(\theta_a, \varphi_a) d\Omega},$$

où $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ est l'angle solide élémentaire. Pour une antenne idéale sans pertes, on a alors

$$T_A = \iint_{\Omega} T_{AP}(\theta_a, \varphi_a) D(\theta_a, \varphi_a) d\Omega. \quad (2.17)$$

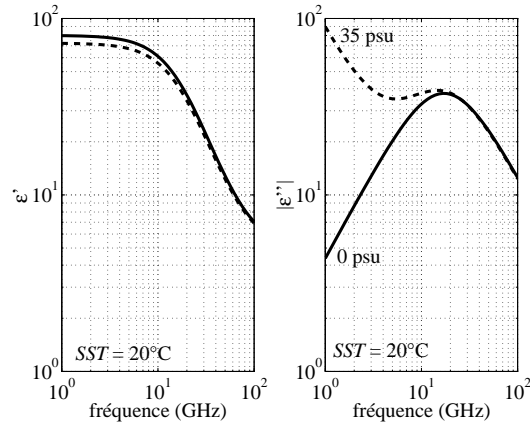


FIG. 2.3: Permittivités relatives de l'eau de mer à une salinité de 35 psu (tirets) et de l'eau pure (trait plein) en fonction de la fréquence (GHz). (gauche) partie réelle, (droite) valeur absolue de la partie imaginaire

Ainsi, la T_A résulte de la somme des T_{AP} pondérées par la directivité de l'antenne dans toutes les directions. En réalité, une antenne présente toujours des pertes par dissipation thermique et l'on définit le gain de l'antenne G comme

$$G(\theta_a, \varphi_a) = \eta D(\theta_a, \varphi_a), \quad (2.18)$$

où η_a est l'efficacité de l'antenne définie comme le rapport entre la puissance captée et la puissance en sortie de l'antenne.

2.2 Pourquoi la bande L ?

Il n'y a pas de définition stricte du domaine radio hyperfréquence, mais l'on considère communément qu'il s'étend de 0.3 à 300 GHz (de 1 m à 1 mm en longueur d'onde). On subdivise ce domaine en plusieurs bandes de fréquences, nommées par des lettres dont la définition est donnée dans le tableau 2.2.

Nom de la bande	Intervalle de fréquence (GHz)
P	0.225-0.390
L	0.390-1.550
S	1.550-4.20
C	4.20-5.75
X	5.75-10.90
K	10.90-36.0
Q	36.0-46.0
V	46.0-56.0
W	56.0-100.0

TAB. 2.1: Dénomination des subdivisions du domaine des hyperfréquences

La figure 2.3 illustre l'influence de la salinité sur la permittivité de l'eau dans le domaine des hyperfréquences, d'après le modèle de [47]. C'est pour les basses fréquences que la permittivité, notamment la partie imaginaire, est la plus sensible à la salinité. Au delà de 10 GHz, la salinité n'influence quasiment plus la permittivité. Les autres modèles de permittivité conduisent aux mêmes conclusions (voir la section 4.2).

On devrait donc choisir la fréquence la plus basse possible pour avoir une signature maximale de la salinité sur la T_b , mais on doit prendre en compte d'autres contraintes qui pèsent sur le choix de la fréquence.

On a tout d'abord une contrainte instrumentale : la résolution angulaire (ou spatiale) d'une antenne est d'autant moins bonne que la fréquence est basse. Néanmoins, on peut améliorer la résolution de l'antenne en augmentant sa taille. Il s'agit alors de faire un compromis entre la taille de l'antenne et la fréquence pour atteindre une résolution que l'on juge acceptable (voir le chapitre 3.1 pour plus de détails, notamment sur la notion d'antenne réelle ou synthétique).

Une seconde contrainte provient du fait que l'on utilise un instrument passif et que le signal en salinité est faible. On peut difficilement se prémunir des émissions parasites naturelles dues au soleil, à la lune ou à la galaxie (qu'il va falloir prendre en compte) mais on peut éviter (en théorie) une "pollution" de T_b causée par des instruments actifs. Pour cela, il nous faut utiliser une bande de fréquence protégée de toute émission d'origine humaine.

L'utilisation du spectre électromagnétique n'est pas libre et son utilisation est "réglementée" par les World Administrative Radio Conferences (WARC). Il existe plusieurs bandes de fréquences interdites en émission qui permettent l'utilisation de détecteurs passifs et la bande 1.400-1.427 GHz (bande L) en fait partie. Cette bande est protégée pour les besoins de la radio-astronomie car elle est fondamentale pour détecter l'hydrogène atomique (HI) dans l'univers. C'est pourquoi la bande de fréquences dans laquelle SMOS fonctionnera est fixée (à l'heure actuelle) à 1404-1423 GHz, avec une fréquence centrale $\nu_0 = 1.413$ GHz soit une longueur d'onde $\lambda_0 = c/\nu = 0.2123$ m où c est la vitesse de la lumière dans le vide. De plus, à cette fréquence l'atmosphère est relativement transparente et la quantité de vapeur d'eau non précipitante est sans effet sensible sur la mesure radiométrique, ce qui permettra à SMOS d'observer l'océan quelle que soit la couverture nuageuse (voir section 6.3).

2.3 La télédétection de la salinité et ses limites

D'après (2.16), la T_b de l'océan ($T_{b\ mer}$) est reliée à l'émissivité par

$$T_{b\ mer}(\theta, \varphi) = SST \cdot e(\theta, \varphi). \quad (2.19)$$

À l'équilibre thermodynamique, l'émissivité est égale à l'absorptivité a qui représente la fraction de puissance incidente à la surface de la mer qui est absorbée. On a donc

$$e = a \quad (2.20)$$

$$= (1 - R) \quad (2.21)$$

où R est le coefficient de réflexion de la surface.

La première difficulté pour estimer la SSS à partir d'un radiomètre, est de passer de la mesure de T_A à une estimation de la T_b de l'océan. Pour cela il faut corriger des effets du diagramme d'antenne, de la contribution des autres sources et de la traversée de l'atmosphère (voir chapitre 6 et 7.2). Une fois que l'on s'est ramené à une estimation de la T_b de l'océan, il faut inverser celle-ci en SSS . Un modèle simple pour relier la T_b de l'océan à la SSS consiste à considérer que la surface de la mer est plane et d'étendue infinie devant la longueur d'onde de l'instrument λ_0 . Dans ce cas, la réflexion à la surface est spéculaire et R est le coefficient de réflexion de Fresnel (R_{Fr}), qui dépend de l'angle d'incidence θ (pas de dépendance azimutale car dans ce modèle simpliste la surface de la mer est isotrope) et de la permittivité ε de l'eau de mer. On a ainsi

$$T_{b\ mer}(\theta, SST, SSS) \simeq T_{b\ plat} = SST \cdot (1 - R_{Fr}(\theta, \varepsilon_r(SST, SSS))), \quad (2.22)$$

où $T_{b\ plat}$ est la température de brillance d'une surface plane. Les coefficients de réflexion de la surface en polarisations verticale (R_v) et horizontale (R_h) (voir le chapitre 4.1 pour la définition des polarisations d'une onde EM) sont donnés par les coefficients de Fresnel ([90, 87])

$$R_v = R_{Fr, v} \quad (2.23)$$

$$= \left| \frac{\varepsilon_r \cos \theta - \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta}}{\varepsilon_r \cos \theta + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta}} \right|^2 \text{ et} \quad (2.24)$$

$$R_h = R_{Fr, h} \quad (2.25)$$

$$= \left| \frac{\cos \theta - \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta}} \right|^2. \quad (2.26)$$

La variation de ces coefficients en fonction de θ , pour une *SSS* et une *SST* moyennes, à la fréquence de 1.4 GHz est reporté sur la figure 2.4. La variation du coefficient de réflexion dépend de la polarisation : R_h est de l'ordre de 0.7 au nadir (i.e. à $\theta = 0^\circ$) et croît avec θ croissant jusqu'à 1 à $\theta = 90^\circ$ (i.e. incidence rasante) alors que R_v (qui vaut aussi 0.7 au nadir) décroît avec θ croissant jusqu'à un angle $\theta_B \simeq 84^\circ$. Cet angle θ_B pour lequel R_v passe par un minimum proche de 0 est l'angle de Brewster. On peut vérifier à partir de (2.23) que pour les milieux dont la permittivité est réelle (i.e. milieux sans pertes), à l'angle θ_B , l'onde en polarisation verticale n'est pas réfléchi (i.e. R_v passe par un minimum nul), et donc que le rayonnement réfléchi est totalement polarisé horizontalement ($\tan \theta_B = \sqrt{\varepsilon_r}$ pour un milieu sans pertes). Aux angles d'incidence supérieurs à θ_B , R_v croît avec θ jusqu'à 1 à incidence rasante. Ceci se traduit par une émissivité de l'ordre de 0.3 pour les deux polarisations au nadir¹, qui diminue en polarisation horizontale jusqu'à valoir 0 à incidence rasante, et qui augmente en polarisation verticale jusqu'à l'angle de Brewster où elle sera proche de 1, avant de chuter vers 0 à incidence rasante. La figure 2.5 illustre la variation des coefficients de Fresnel avec la *SSS* pour une *SST* de 15°C. On constate qu'elle est relativement faible, de l'ordre de 1.5×10^{-3} par psu, et qu'elle augmente en polarisation verticale quand θ augmente alors qu'elle diminue en polarisation horizontale. Il faut noter aussi que la sensibilité de R_v et R_h varie avec la *SST* (non montré) ; la sensibilité de T_{bmer} aux différents paramètres géophysiques est détaillée dans la section 4.6.

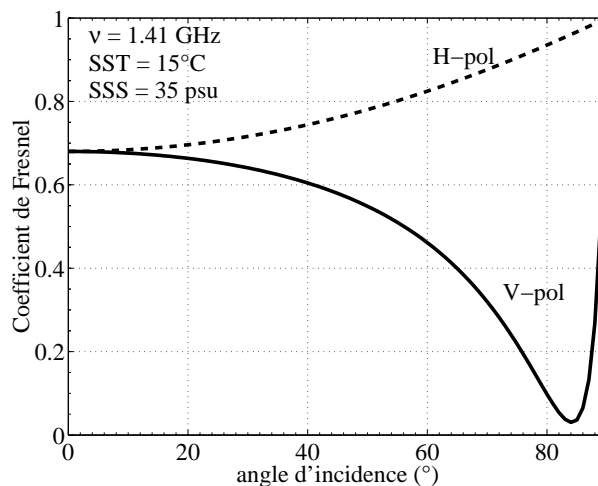


FIG. 2.4: Coefficients de Fresnel à 1.4 GHz pour une *SSS* et une *SST* moyennes, en polarisations verticale (V-pol) et horizontale (H-pol), pour des angles d'incidence variant de 0° à 90° . Le modèle utilisé pour ε_r est [47].

Pour restituer la *SSS* à partir de la T_b , il faut connaître précisément la dépendance de ε à la *SSS* et à la *SST* en bande L (voir sections 4.2 et 5.1). De plus, même si la relation entre ε_r et la *SSS* et la *SST* était parfaitement connue, il resterait une incertitude sur la *SSS* estimée résultant des incertitudes sur la mesure de la *SST* et de la T_b . Il en résulte une incertitude sur la *SSS* restituée qu'il faut évaluer (voir section 5.2). Enfin, le modèle décrit par (2.22) est très insuffisant pour estimer la T_b de l'océan car la surface océanique n'est pas plane et la T_b est sensible à la structure de la surface (voir section 4.6). Le coefficient R doit donc prendre en compte des paramètres comme le vecteur vent à la surface de l'océan, la quantité et l'émissivité de l'écume, la présence de houle, etc ...

On voit qu'il existe plusieurs sources d'incertitude lors de l'estimation de la *SSS* à partir de mesures radiométriques. Je traiterai principalement dans cette thèse des questions relatives à la

¹ bien que les deux polarisations soient indéfinies au nadir, voir section 4.1, cela n'empêche pas d'avoir une émissivité polarisée, voir section 4.6

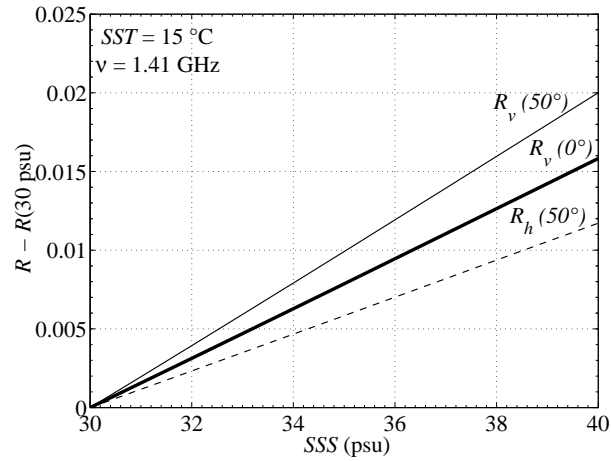


FIG. 2.5: Variation des coefficients de Fresnel avec la SSS à 1.4 GHz et pour une SST de 15°C . La différence entre le coefficient de Fresnel à une SSS donnée en abscisse et celui à une SSS de 30 psu est reportée en ordonnée. Le modèle utilisé pour ϵ_r est [47].

modélisation de la T_b de l'océan en bande L. J'exposerai aussi plus succinctement les problèmes des sources parasites et de la traversée de l'atmosphère. Concernant le bruit instrumental sur la mesure de la T_b par SMOS, j'utiliserai les estimations effectuées par P. Waldteufel (voir chapitres 3.1 et 5.2).

Présentation de SMOS

La mission *Soil Moisture and Ocean Salinity* (SMOS) de l'Agence Spatiale Européenne est prévue pour être lancée en 2006. Elle est actuellement (janvier 2003) en phase B. SMOS est un satellite orbitant à basse altitude, de l'ordre de 750 km, embarquant un radiomètre (MIRAS, pour *Microwave Imaging Radiometer with Aperture Synthesis*) en bande L fonctionnant dans la gamme de fréquences protégées 1404-1423 MHz. Son but est de produire des cartes globales et régulières de l'humidité des sols et de la salinité de surface des océans.

L'orbite de SMOS est heliosynchrone et les passages du satellite se font aux heures locales 6 h - 18 h à l'équateur. L'instrument MIRAS acquiert des images exploitables d'une largeur (i.e. fauchée) de l'ordre de 1200 km sur l'océan et de 1060 km sur les surfaces continentales (voir les figures 3.4 et 3.5 établies à l'aide du simulateur de champ de vue fourni par Philippe Waldteufel). On obtient ainsi une couverture globale de la surface du globe en trois jours (voir la figure 3.1 établie pour 10 jours d'observations à l'aide du simulateur d'orbite fourni par Yann Kerr, LI SMOS).

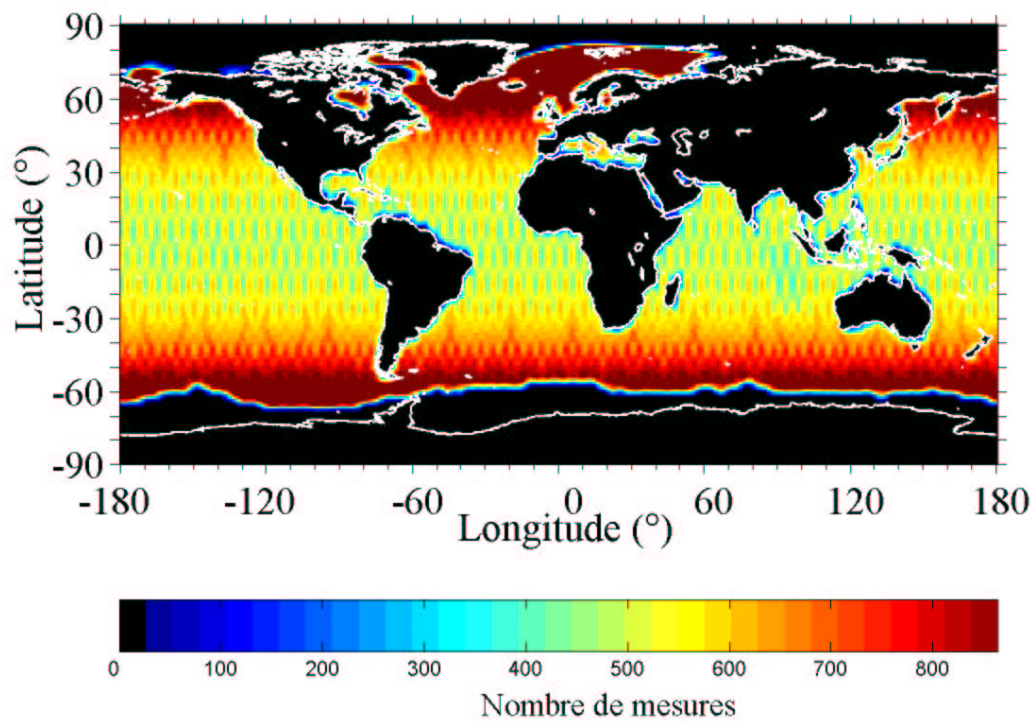


FIG. 3.1: Nombre de mesures radiométriques SMOS à la surface du globe dans un pixel de $200 \times 200 \text{ km}^2$, sur une période de dix jours (orbites ascendantes et descendantes).

3.1 Caractéristiques de l'instrument

La résolution spatiale est une contrainte forte pour la mesure de la *SSS* et surtout pour la mesure de l'humidité des sols. Elle doit être de l'ordre de 100 km pour que la mesure de la *SSS* soit utile aux océanographes (voir les recommandation GODAE dans la section 1.2).

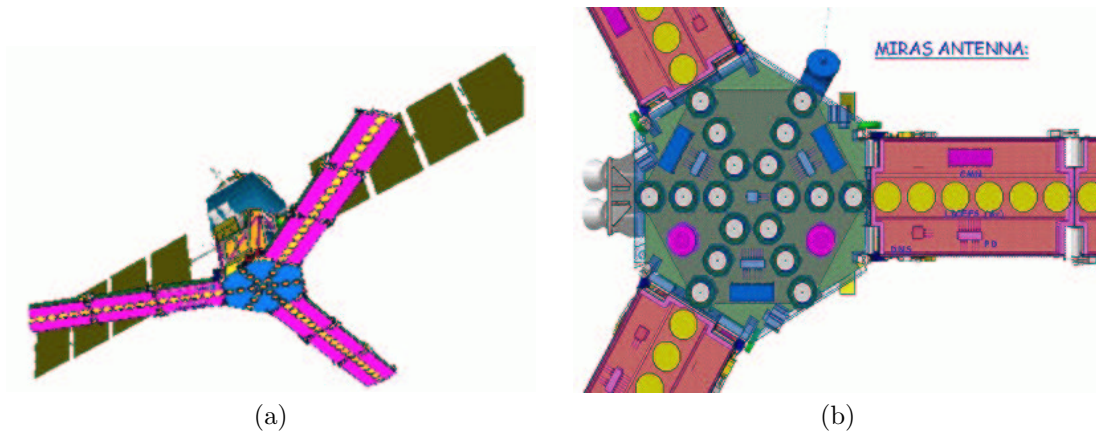


FIG. 3.2: Illustrations de SMOS. Sur la figure (a) on distingue les trois bras, composés chacun de trois sections, portant chacune six antennes. La figure (b) est une illustration du *hub*, c'est à dire du support sur lequel sont fixés les trois bras. Il porte 6 rangées de trois antennes. L'instrument porte au total 72 antennes.

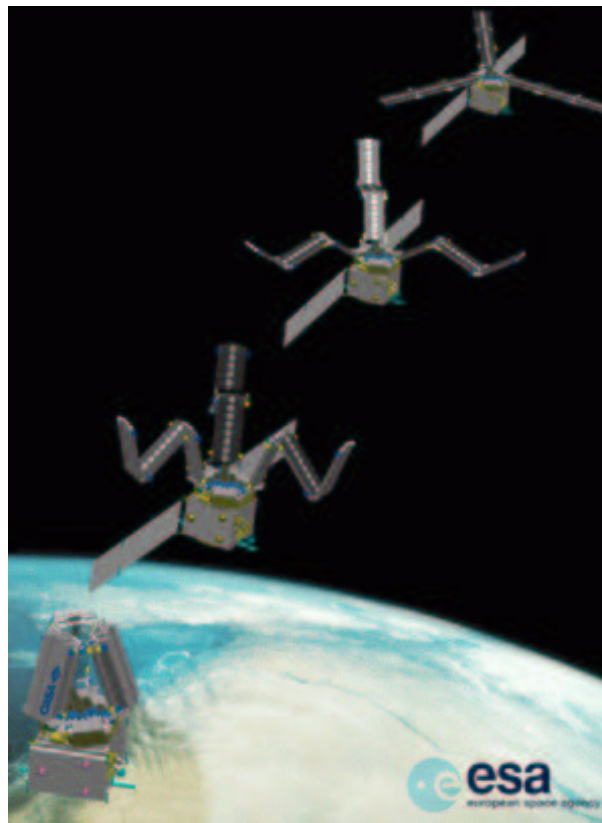


FIG. 3.3: Illustration du déploiement du satellite SMOS (concept initial).

La résolution spatiale d'une antenne réelle, de taille fixée, est d'autant plus dégradée que sa fréquence ν_0 est basse. En effet, la résolution angulaire $\delta\theta$ d'une antenne (cette résolution est liée

à la figure de diffraction de l'ouverture de l'antenne) est donnée par

$$\delta\theta = c_f \frac{\lambda_0}{D},$$

où $\lambda_0 = c/\nu_0$ est la longueur d'onde de l'antenne, D est sa taille et c_f est un coefficient qui dépend de la forme de l'antenne ([48, 90]). La résolution au sol δx se déduit de $\delta\theta$, pour une visée au nadir, par

$$\delta x \simeq c_f \frac{h\lambda_0}{D} = c_f \frac{hc}{D\nu_0}$$

où h est l'altitude de l'antenne et $\delta\theta$ est petit de sorte que $\sin \delta\theta \simeq \delta\theta$ et que la courbure de la Terre soit négligeable. On a vu dans la section 2.2, que la sensibilité de la T_{bmer} à la SSS est d'autant plus forte que la fréquence est basse. Mais plus ν_0 est basse, à taille d'antenne fixée, plus la résolution est médiocre. La taille d'une antenne est un problème important à la fréquence de 1.41 GHz (i.e. $\lambda_0 = 0.21$ m). À cette fréquence, une résolution spatiale de 30 km à une altitude $h = 750$ km nécessiterait une taille d'antenne de plus de 5 m. Une telle antenne serait difficilement déployable dans l'espace. C'est pour résoudre ce problème que MIRAS utilise la technique de synthèse d'ouverture.

Une antenne à synthèse d'ouverture est constituée d'un réseau d'antennes élémentaires, dont les mesures sont combinées de manière cohérente par interférométrie (i.e. en prenant en compte la phase relative des différents signaux mesurés, [48, 90]). La résolution angulaire de l'antenne à synthèse d'ouverture ainsi obtenue atteint celle qu'aurait une antenne à ouverture réelle dont la taille serait égale à la distance maximale entre deux antennes élémentaires. En d'autres termes, alors que dans les conditions précédemment citées une antenne réelle devait mesurer 5 m pour obtenir une résolution spatiale de 30 km, une antenne à synthèse d'ouverture atteint la même résolution à partir de deux antennes élémentaires distantes de 5 m. Une telle antenne est donc plus facile à déployer dans l'espace car les antennes élémentaires peuvent être très petites. MIRAS sera équipé de trois bras d'une longueur de 4 m, disposés en forme de Y, composés chacun de trois sections pliables aisément embarquable dans une fusée. Une fois dans l'espace, les bras se déploieront comme cela est illustré par exemple sur la figure 3.3. Les antennes élémentaires n'étant pas alignées, MIRAS sera un interféromètre à deux dimensions (le premier à être utilisé depuis l'espace) produisant des images de la surface de la Terre. Chacun des bras du Y porte 18 antennes élémentaires (6 par section), et 18 antennes élémentaires supplémentaires sont disposées sur le support (*hub*) des bras (voir la figure 3.2).

La contrepartie de la diminution de la taille de l'antenne, apportée par la technique de la synthèse d'ouverture, est que la précision (ou résolution) radiométrique sera d'autant plus dégradée que la surface collectrice réelle de l'antenne sera petite. La précision radiométrique d'une mesure élémentaire de MIRAS (σ_T) est donnée approximativement par (note technique, Waldteufel (1999))

$$\sigma_T = \frac{(T_{sys} + T_{geo})}{\sqrt{2}} \cdot \frac{A_{tot}}{A_r} \cdot \frac{1}{\sqrt{B\tau}} \quad (3.1)$$

où

T_{sys} est la température de bruit du système, estimée à 180 K,

T_{geo} est la température mesurée, variant entre 50 K et 150 K (i.e. T_{bmer} + d'autres sources à T_b plus faible),

$A_{tot} = \pi r^2$ est la surface du disque (de rayon $r = 4$ m) contenant les antennes élémentaires de l'instrument,

A_r est la surface collectrice réelle de l'antenne, c'est à dire la surface totale des antennes élémentaires,

B est la largeur de bande de fréquence dans laquelle est faite la mesure (Hz) et

τ est le temps d'intégration de la mesure (s).

A_r est donné par l'expression

$$A_r = \pi N \cdot (r_t \lambda_0 / 2)^2 \quad (3.2)$$

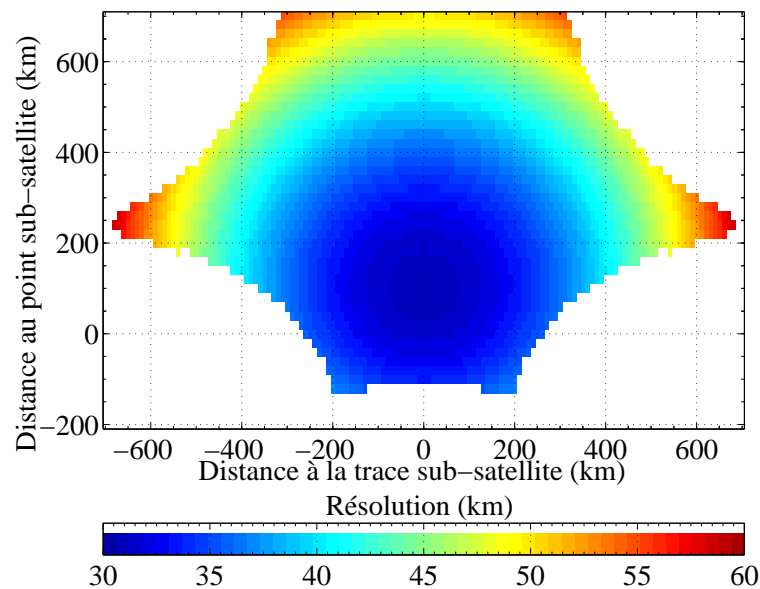


FIG. 3.4: Résolution des pixels (codé en couleur) dans le champ de vue de SMOS. Le point sub-satellite est aux coordonnées (0,0), l'axe des abscisses représente la distance à la trace sub-satellite (km) et l'axe des ordonnées la distance au point sub-satellite projetée le long de la trace sub-satellite (km).

où N est le nombre d'antennes élémentaires et $(r_t \lambda_0 / 2)^2$ est la surface d'une antenne élémentaire, avec $r_t = 0.88$ et $\lambda_0 = 0.21$ m. S'il on fixe $N = 72$, $B = 19$ MHz, $\tau = 1.5$ s pour chaque polarisation, on obtient une précision radiométrique de l'ordre du Kelvin (0.8 à 1.14 K pour T_{geo} variant de 50 K à 150 K). Cette estimation s'applique aux visées proches de l'axe de l'antenne; sur les marges du FOV, elle peut être détériorée par un facteur allant jusqu'à 2.5, par suite de l'effet du diagramme de rayonnement des antennes élémentaires de l'interféromètre.

3.2 Champ de vue et mesures multiangulaires

La résolution résultant du réseau d'antennes de MIRAS est illustrée en fonction de la position dans le champ de vue (FOV, pour *Field Of View*) de l'instrument sur la figure 3.4. Elle est comprise sur la majeure partie du FOV entre 30 et 45 km. Les angles d'incidence des pixels du FOV, reportés sur la figure 3.5, sont compris entre 0° et 50° . Leur répartition statistique est illustrée sur la figure 3.6; la majorité des pixels (i.e. 80%) sera vue à un angle d'incidence inférieur à 40° , ce qui représente des angles d'incidence modérés.

Lorsque le satellite avance le long de son orbite la projection du FOV sur le sol avance avec une vitesse de l'ordre de 6.5 km.s^{-1} (voir l'illustration de gauche sur la figure 3.7). Dans le référentiel du FOV, un point fixe X à la surface de l'océan va donc se déplacer (illustration de droite sur la figure 3.7) dans la même direction que le satellite mais dans le sens opposé (i.e. avec une distance à la trace sub-satellite constante sur les figures 3.4 et 3.5, et une distance au point sub-satellite qui varie). Par conséquent, comme l'angle d'incidence des pixels varie avec leur position dans le FOV, un point X à la surface de l'océan sera vu au cours du temps sous différents angles d'incidence à mesure que sa position dans le FOV change.

3.3 Comparaison avec la mission Aquarius

Aquarius est une mission de la *National Aeronautics and Space Administration* (NASA) destinée à mesurer la salinité des océans, dont le lancement est prévu pour 2006 ou 2007. La résolution spatiale des mesures sera de l'ordre de 100 km; la résolution radiométrique sera de l'ordre de 0.05 K.

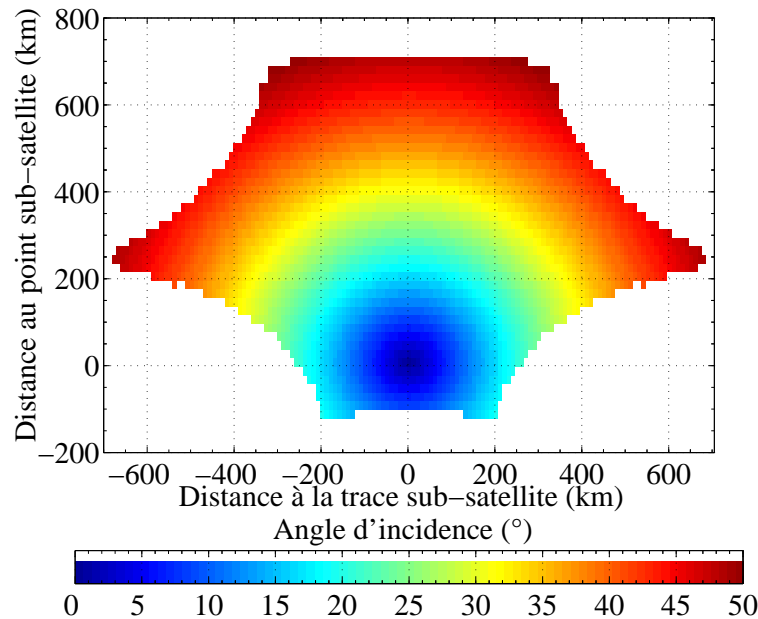


FIG. 3.5: Angle d'incidence des pixels (codé en couleur) dans le champ de vue de SMOS. Le système de coordonnées est le même que celui de la figure 3.4

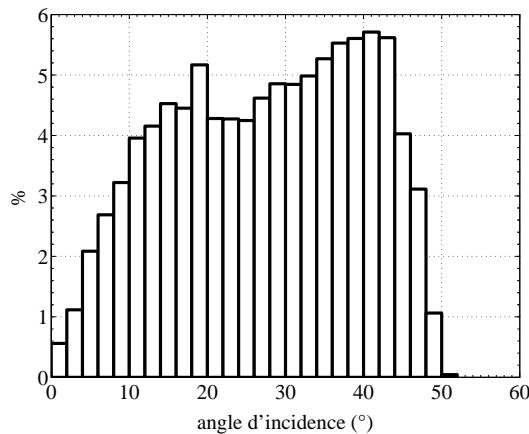


FIG. 3.6: Statistique sur les angles d'incidence des pixels dans le champ de vue de SMOS. Les barres représentent le pourcentage de pixels vus à une incidence donnée.

Aquarius embarque un ensemble constitué de trois radiomètres polarimétriques à 1.413 GHz et d'un diffusiomètre polarimétrique à 1.26 GHz. Il est équipé d'un réflecteur parabolique et de trois cornets (voir la vue d'artiste sur la figure 3.8) pointant aux angles d'incidence de 23.3° , 33.7° et 41.7° . Il sera à une altitude de 600 km et aura une largeur de fauchée de 300 km. Les résolutions au sol correspondant aux trois cornets seront respectivement de l'ordre de 70 km, 80 km et 90 km. Son orbite sera héliosynchrone avec un passage à 6 h du matin, de sorte d'éviter le reflet soleil. Une couverture globale nécessitera un délai de 8 jours.

La résolution au sol et l'échantillonnage temporels d'Aquarius sont moins bons que ceux de SMOS qui sont respectivement de l'ordre de 40 km et de 3 jours. Par contre, sa précision radiométrique (0.05 K) est bien meilleure sur une mesure individuelle que celle de SMOS (de l'ordre de 1 K à 2 K) car il utilise une antenne réelle. Néanmoins, les salinités estimées à partir des mesures SMOS instantanées et à une résolution de 40 km seront restituées par la combinaison de mesures

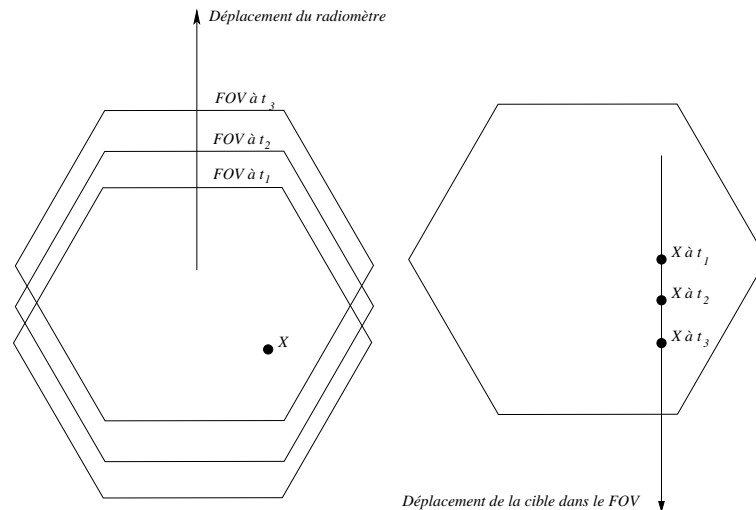


FIG. 3.7: À gauche, illustration du déplacement sur le sol du FOV de SMOS entre les instants t_1 , t_2 et t_3 . X est une cible à la surface de l'océan. À droite, illustration du déplacement de la cible dans le FOV, dû au déplacement de SMOS, entre les instants t_1 , t_2 et t_3 .

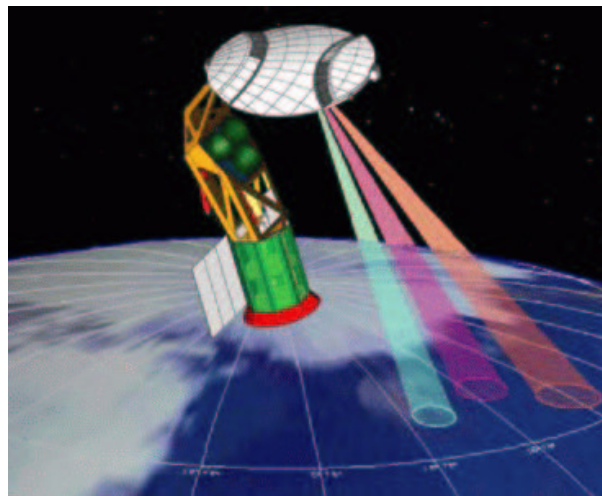


FIG. 3.8: Vue d'artiste du satellite Aquarius (<http://essp.gsfc.nasa.gov/aquarius/>).

de multiangulaires, ce qui permettra de diminuer l'incertitude sur la SSS instantané et à l'échelle 40 km. De plus, comme la variabilité spatiale de la SSS est relativement faible (les résolutions spatiales élevées de l'ordre de 30 km atteinte par SMOS sont surtout indispensables pour l'étude de l'humidité des sols), la précision sur la SSS pourra être améliorée et ramenée au même ordre de grandeur que celles d'Aquarius en effectuant une moyenne sur 10 jours et 200 km x 200 km. Une étude concernant l'erreur sur la SSS restituée sur un pavé de 200 km x 200 km et moyennée sur 10 jours à partir de mesures SMOS est exposée dans la section 5.2.

Aquarius pourrait servir à étalonner les mesures de SMOS, grâce à sa grande précision radiométrique d'une part, mais aussi grâce au fait qu'il embarque une antenne réelle dont les données sont plus simples à analyser. De plus, les diffusionmètres d'Aquarius permettront d'avoir une estimation de la rugosité de surface parfaitement collocalisée en espace et en temps avec les mesures radiométriques; l'effet du vent pourra être corrigé plus précisément que sur les mesures SMOS. Comme les altitudes des deux instruments sont différentes, il ne sera pas possible de synchroniser les deux orbites, ce qui rendra les points de rendez-vous assez rares. Mais on peut envisager d'effectuer l'étalonnage sur des moyennes régionales ou globales : pour cela, les échelles de variabilité spatio-

temporelle de la $T_{b_{mer}}$ sur le globe devront être étudiée.

Deuxième partie

**La Mesure de la Salinité des
Océans par un Radiomètre en
Bande L**

4.1 Vecteur de Stokes et polarisation d'une onde électromagnétique

On a vu dans la section 2.1.1 et dans l'annexe A que les champs électrique et magnétique d'une onde plane sont contenus dans le plan orthogonal à la direction de propagation \vec{k} , que l'on appelle le plan de polarisation P_p , et qu'ils sont orthogonaux entre eux (voir la figure 4.1).

Il existe cependant une infinité de directions dans le plan de polarisation et l'on va définir deux d'entre elles comme directions de référence. On définit tout d'abord le plan d'incidence P_i comme étant le plan formé par la normale à la surface de la Terre \vec{Z} et par la direction de propagation de l'onde \vec{k} (voir figure 4.2).

On définit la direction verticale \vec{v} , aussi appelée parallèle, comme appartenant à P_i et P_p , et la direction horizontale \vec{h} , aussi appelée perpendiculaire, comme étant orthogonale à P_i et appartenant à P_p . L'onde EM est dite polarisée verticalement (V-pol) ou horizontalement (H-pol) selon que le champ \vec{E} soit respectivement le long de \vec{v} ou de \vec{h} ¹. Les polarisations horizontale et verticale sont illustrées sur la figure 4.3. On peut ainsi décomposer les vecteurs \vec{E} et \vec{H} en composantes polarisées verticalement et horizontalement, ce qui conduit à

$$\vec{E} = E_v \vec{v} + E_h \vec{h}, \quad (4.1)$$

$$\vec{H} = H_v \vec{v} + H_h \vec{h}, \quad (4.2)$$

où E_v et H_v sont respectivement les amplitudes des champs \vec{E} et \vec{H} en V-pol et où E_h et H_h sont les amplitudes de ces mêmes champs en H-pol.

Lorsque l'on se place dans un plan de polarisation donné (i.e. à $z = \text{constante}$ si l'onde se déplace le long de $\vec{z} = \vec{k} / \|\vec{k}\|$), les extrémités des vecteurs \vec{E} et \vec{H} décrivent au cours du temps des courbes dans le plan de polarisation. Ces courbes vont caractériser la polarisation de l'onde EM. Lorsque les extrémités des vecteurs décrivent une droite, c'est à dire lorsque que le champ varie en amplitude mais est toujours orienté dans la même direction, l'onde est polarisée linéairement. Les polarisations verticale et horizontale sont des exemples de polarisation linéaire. Lorsque les extrémités des vecteurs décrivent un cercle ou une ellipse, l'onde est polarisée respectivement circulairement ou elliptiquement ; les polarisations circulaire et elliptique peuvent toujours être décomposées comme la superposition de deux polarisations linéaires orthogonales entre elles ([90]). Les polarisations linéaires, circulaires et elliptiques caractérisent des ondes totalement polarisées.

¹Les ondes EM polarisées horizontalement et verticalement sont aussi respectivement dites polarisées TE (car le champ électrique est transverse au plan d'incidence) et TM (car le champ magnétique est transverse au plan d'incidence [90]).

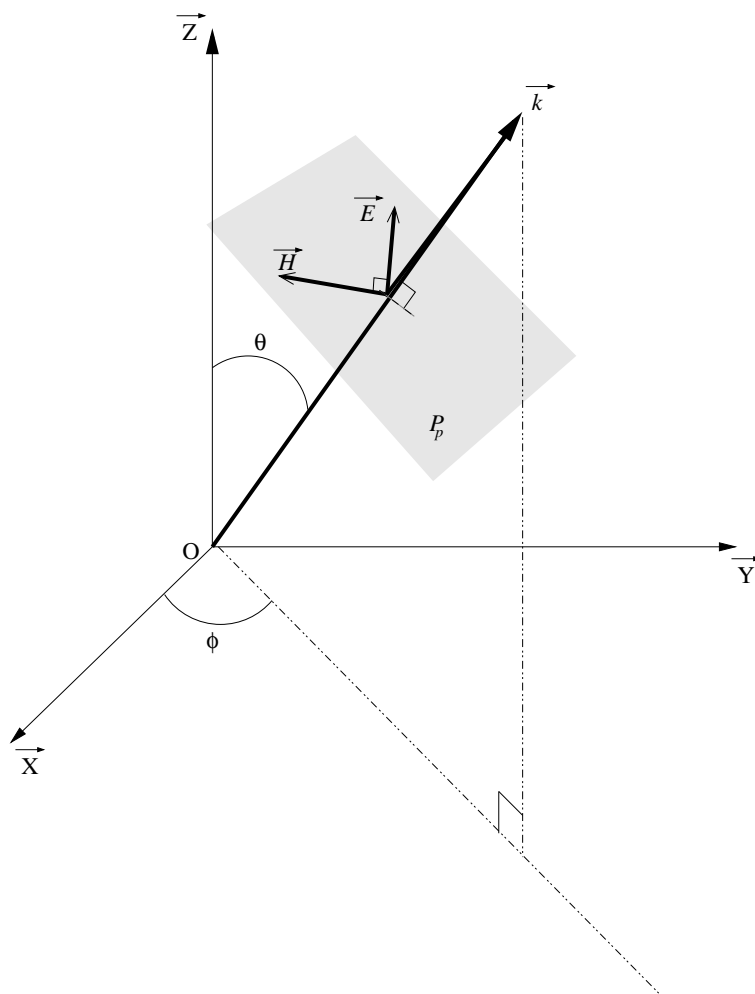


FIG. 4.1: Définition du plan de polarisation. La direction \vec{k} est une direction quelconque dans laquelle se propage l'onde EM. Les vecteurs \vec{E} et \vec{H} sont orthogonaux entre eux et avec \vec{k} ; \vec{E} et \vec{H} définissent le plan de polarisation.

Lors de processus radiatifs naturels, comme l'émission thermique par exemple, les ondes EM émises ne sont pas totalement polarisées et ne sont donc pas décomposables comme la somme d'ondes polarisées linéairement, circulairement et elliptiquement. Pour décrire la polarisation d'une onde EM totalement, partiellement ou non polarisée, on utilise les quatre paramètres de Stokes ([48, 11]) qui définissent le vecteur de Stokes. Les paramètres de Stokes décrivent la puissance totale transportée par l'onde et la répartition de cette puissance parmi les composantes de l'onde polarisées linéairement et circulairement. Le vecteur de Stokes s'écrit sous la forme

$$\vec{I}_S = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}$$

où le premier paramètre de Stokes, I , représente la puissance totale transportée par l'onde, c'est à dire la puissance transportée par les composantes polarisées et non polarisées. Le second paramètre de Stokes, Q , est défini comme la différence de puissance entre deux polarisations linéaires, orientées le long de deux directions de référence; ces polarisations linéaires de référence sont V- et H-pol, c'est à dire que Q est la différence de puissance entre les polarisations verticale et horizontale. U est la différence de puissance entre les polarisations linéaires orientées à $+45^\circ$ et -45° de la polarisation verticale. V est la différence de puissance entre les polarisations circulaires gauche

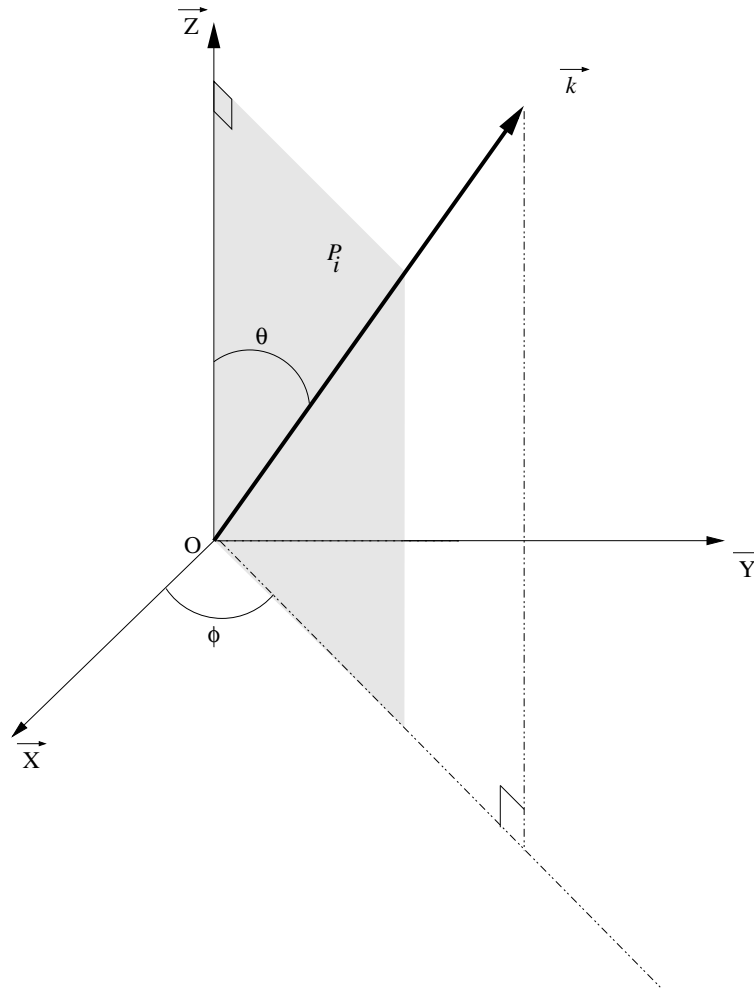


FIG. 4.2: Définition du plan d'incidence. Le vecteur \vec{Z} est normal à la surface de la Terre. La direction \vec{k} est une direction quelconque dans laquelle se propage l'onde EM. Le plan d'incidence est défini par les vecteurs \vec{k} et \vec{Z} .

et droite². Les deux premiers paramètres de Stokes (i.e. I et Q) donnent la décomposition de la puissance sur les V- et H-pol, et les deux derniers paramètres (i.e. U et V) donnent la corrélation des champs en V- et H-pol.

On définit les paramètres de Stokes normalisés à la puissance totale I pour obtenir la répartition relative de la puissance sur les différentes polarisations. Les quatre paramètres de Stokes normalisés sont défini par $i = I/I = 1$, $q = Q/I$, $u = U/I$ et $v = V/I$. On décompose alors n'importe quelle polarisation sur une base de quatre vecteurs de Stokes normalisés choisis parmi :

$(1, 1, 0, 0)$	onde polarisée linéairement en V-pol,
$(1, -1, 0, 0)$	onde polarisée linéairement en H-pol,
$(1, 0, 1, 0)$	onde polarisée à 45° de la polarisation verticale,
$(1, 1, -1, 0)$	onde polarisée à -45° de la polarisation verticale,
$(1, 0, 0, 1)$	onde polarisée circulairement à gauche,
$(1, 1, 0, -1)$	onde polarisée circulairement à droite.

Si $\sqrt{q^2 + u^2 + v^2} < 1$ (ou $\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2} < I$), l'onde est partiellement polarisée. Si $i = 1$, $q = u = v = 0$, il n'y a pas de corrélation entre les composantes verticales et horizontales des champs et la puissance moyenne de l'onde est identique dans toutes polarisations. Une telle onde

²Les termes gauche et droite font référence au sens de rotation des vecteurs \vec{E} et \vec{H} décrivant un cercle au cours du temps.

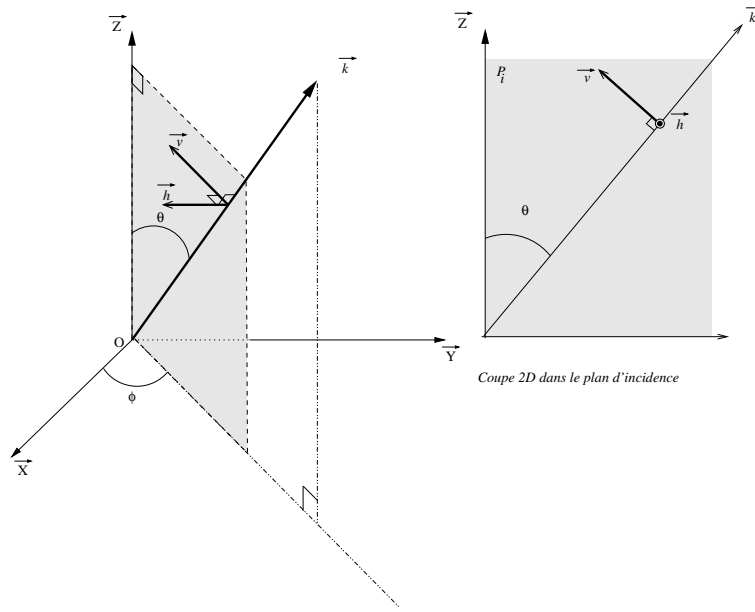


FIG. 4.3: Polarisation horizontales et verticales. La polarisation verticale \vec{v} est dans le plan d'incidence P_i et la polarisation horizontale \vec{h} est orthogonale à P_i .

est non-polarisée (cas de la lumière naturelle). Enfin, si $\sqrt{q^2 + u^2 + v^2} = 1$, l'onde est totalement polarisée.

Pour relier I, Q, U et V au champ EM, il faut déterminer la puissance transportée par une onde EM. La puissance transportée par une onde EM à travers une surface est déterminée par le flux du vecteur de Poynting à travers cette surface ([16]). Le vecteur de Poynting instantané en notation complexe \vec{S}_{ci} est donné par

$$\vec{S}_{ci} = \vec{E} \times \vec{H}^*. \quad (4.3)$$

On déduit de (4.3) le vecteur de Poynting moyen \vec{S}_{cm} sur une période de l'onde EM ([48]), qui caractérise le flux de la puissance moyenne transportée par l'onde

$$\vec{S}_{cm} = \langle \vec{S}_{ci} \rangle_t = \frac{1}{P} \int_0^P \vec{E} \times \vec{H}^* dt \quad (4.4)$$

où P est la période de l'onde et $\langle \dots \rangle_t$ désigne une moyenne temporelle. Pour une onde plane monochromatique dont les champs électrique et magnétique sont définis par (A.8) et (A.12) (i.e. une onde qui varie sinusoidalement avec le temps), on obtient ([78, 90, 89])

$$\vec{S}_{cm} = \frac{1}{2} \vec{E} \times \vec{H}^*. \quad (4.5)$$

Comme le vecteur d'onde \vec{k} est orthogonal à \vec{E} et \vec{H} , on en déduit que la puissance transportée est le long du vecteur d'onde. De plus, \vec{H} est orthogonal à \vec{E} et son amplitude $|\vec{H}|$ est égale à $1/\eta|\vec{E}|$ (voir l'annexe A). On en déduit le flux réel de la puissance moyenne transportée par l'onde

$$\vec{S}_m = \text{Re} \left\{ \vec{S}_{cm} \right\} = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ E \cdot \frac{E^*}{\eta^*} \right\} \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}, \quad (4.6)$$

soit

$$\vec{S}_m = \text{Re} \left\{ \frac{1}{2\eta^*} \right\} |E|^2 \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}. \quad (4.7)$$

Le flux de puissance transportée par une onde EM est donc proportionnel à $|E^2|$. Lorsque le signal n'est plus une onde monochromatique mais un bruit thermique filtré dans une bande de pulsations de largeur $\Delta\omega$, les paramètres de Stokes sont définis par ([104])

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \frac{1}{\eta} \begin{bmatrix} \langle |E_v|^2 \rangle + \langle |E_h|^2 \rangle \\ \langle |E_v|^2 \rangle - \langle |E_h|^2 \rangle \\ 2\text{Re} \langle E_v E_h^* \rangle \\ 2\text{Im} \langle E_v E_h^* \rangle \end{bmatrix}$$

où $\langle \dots \rangle$ désigne une moyenne d'ensemble (les variations temporelles du champ \vec{E} dans la bande de pulsations $\Delta\omega$ sont statistiques et non plus harmoniques comme pour une onde monochromatique) et η est l'impédance (réelle) de l'air.

Les mesures effectuées par un radiomètre polarimétrique permettant de déterminer des températures de brillance sur deux polarisations orthogonales entre elles, on va modifier les paramètres de Stokes précédemment définis pour se ramener à ces quantités. On va donc premièrement définir des paramètres de Stokes modifiés I_v et I_h ([11, 89]), qui donnent respectivement la puissance radiative en V- et H-pol. On a ainsi le vecteur de Stokes modifié

$$\begin{bmatrix} I_v \\ I_h \\ U \\ V \end{bmatrix} = \frac{1}{\eta} \begin{bmatrix} \langle |E_v|^2 \rangle \\ \langle |E_h|^2 \rangle \\ 2\text{Re} \langle E_v E_h^* \rangle \\ 2\text{Im} \langle E_v E_h^* \rangle \end{bmatrix}$$

avec $I_v + I_h = I$ et $I_v - I_h = Q$. Deuxièmement, on va relier la température de brillance d'une source à sa puissance radiative, c'est à dire à I_v, I_h, U et V .

On définit la température de brillance en polarisation \vec{x} (T_{bx}) d'une source ayant une brillance spectrale (i.e. émettant une puissance par unité de surface, d'angle solide et de fréquence) $B_{\nu,x}$ en polarisation x comme la température physique du corps noir qui aurait une brillance spectrale ($B_x^{cn}/\Delta\nu$) en polarisation x identique à $B_{\nu,x}$. La puissance émise par un corps noir (B^{cn}) en fonction de sa température est donnée en (2.13). Comme l'émission d'un corps noir n'est pas polarisée, seule la moitié de cette puissance émise l'est en polarisation x , d'où

$$\frac{B_x^{cn}}{\Delta\nu} = \frac{1}{2} \frac{B^{cn}}{\Delta\nu}, \quad (4.8)$$

$$= \frac{k^* T}{\lambda_0^2}. \quad (4.9)$$

On en déduit

$$T_{bx} = \frac{\lambda_0^2}{k^*} P_x \quad (4.10)$$

et

$$\vec{T}_b = \begin{bmatrix} T_v \\ T_h \\ T_3 \\ T_4 \end{bmatrix} = \frac{C}{\eta} \begin{bmatrix} \langle |E_v|^2 \rangle \\ \langle |E_h|^2 \rangle \\ 2\text{Re} \langle E_v E_h^* \rangle \\ 2\text{Im} \langle E_v E_h^* \rangle \end{bmatrix}.$$

où

$$C = \frac{\lambda_0^2}{k^*} \quad (4.11)$$

est la constante qui permet de passer d'une brillance spectrale à une T_b , $k^* = 1.3805 \times 10^{-23} JK^{-1}$ est la constante de Boltzmann et λ_0 est la longueur d'onde du radiomètre. On définit de plus $T_1 = T_v + T_h$ et $T_2 = T_v - T_h$ qui sont les équivalents en température de brillance des premier et second paramètres de Stokes I et Q .

On peut, comme dans la section 2.3, exprimer la \vec{T}_b en terme d'émissivité \vec{e} , et par conséquent en terme de réflectivité \vec{R} comme

$$\begin{bmatrix} T_v \\ T_h \\ T_3 \\ T_4 \end{bmatrix} = SST \times \vec{e} = SST \times \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} - \vec{R} \right].$$

Les sections suivantes de ce chapitre sont consacrées au problème de la modélisation de l'émissivité, et donc de la réflectivité \vec{R} , de la surface océanique. Par la suite, je parlerai de T_b et de R respectivement pour les éléments de \vec{T}_b et de \vec{R} , c'est à dire respectivement pour T_v, T_h, T_3 ou T_4 et R_v, R_h, R_3 ou R_4 .

4.2 Constante diélectrique de l'océan

Les modèles existants de constante diélectrique relative pour l'eau de mer reposent sur une approche semi-empirique : ε_r est relié à la fréquence électromagnétique ν par une fonction paramétrique dont les paramètres sont ajustés sur des mesures de constante diélectrique à différentes températures et salinités (i.e. les paramètres dépendent de la température et de la salinité). La fonction paramétrique est l'équation de relaxation, proposée par Debye ([18] pour les molécules polaires, voir l'annexe G) à partir d'hypothèse physiques. On déduit de (2.5), (A.11) et (G.51), l'équation à un temps de relaxation pour la constante diélectrique relative de l'eau de mer suivante :

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\varepsilon_{rs} - \varepsilon_{r\infty}}{1 + (j\omega/\omega_r)} - \frac{j\sigma_{ion}}{\omega\varepsilon_0}, \quad (4.12)$$

où $\varepsilon_{rs} = \varepsilon_s/\varepsilon_0$ est la permittivité statique relative (i.e. ε_r pour $\omega \rightarrow 0$), $\varepsilon_{r\infty} = \varepsilon_\infty/\varepsilon_0$ est la permittivité relative à haute fréquence, $\omega = 2\pi\nu$ est la pulsation de l'onde, ω_r est la pulsation de relaxation, σ_{ion} est la conductivité ionique de l'eau de mer (Sm^{-1}) et ε_0 est la permittivité du vide. La permittivité relative est composée d'une partie réelle (ε_r') et imaginaire (ε_r'') données par

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\varepsilon_{rs} - \varepsilon_{r\infty}}{1 + (\omega/\omega_r)^2}, \quad (4.13)$$

$$\varepsilon_r'' = (-\omega/\omega_r) \frac{\varepsilon_{rs} - \varepsilon_{r\infty}}{1 + (\omega/\omega_r)^2} - \frac{\sigma_{ion}}{\omega\varepsilon_0}. \quad (4.14)$$

Le premier terme de ε_r'' dans (4.14) traduit l'atténuation de l'onde par le phénomène de polarisation dipolaire (voir l'annexe G), alors que le deuxième terme traduit les pertes par conduction. On verra par la suite qu'en bande L, le terme de pertes par conduction l'emporte sur celui dû à la polarisation dipolaire. Les paramètres ε_{rs} , $\varepsilon_{r\infty}$, ω_r , et σ_{ion} dépendent de la température et de la salinité. Il est supposé dans tous les modèles que σ_{ion} est indépendant de la fréquence, ainsi que de la pression puisque l'on s'intéresse à la conductivité de l'eau de mer de surface.

Il existe très peu de mesures de la permittivité de l'eau de mer naturelle, particulièrement à 1.4 GHz ou aux basses radiofréquences en général. Comme la permittivité d'une solution NaCl diffère notablement de celle de l'eau de mer [32], je ne traiterai que des modèles basés sur des mesures effectuées avec, au moins en partie, des échantillons d'eau de mer naturelle. Les premières mesures ont été effectuées dans les années 70 par Ho et Hall ([37]) et Ho et al. ([38]) respectivement aux fréquences de 2.653 GHz et 1.43 GHz, sur des échantillons d'eau de mer et de solution NaCl. La précision annoncée sur les mesures en bande L est de 0.2% et 0.4% respectivement sur les parties réelles et imaginaires de ε_r . Cependant, [47], qui ont basé leur modèle de ε_r sur ces mesures (cité comme le modèle KS par la suite), ont mis en évidence l'existence d'un biais sur ε_r' mesuré par Ho et al.. La précision annoncée paraît donc optimiste. De plus, peu de mesures ont été effectuées dans l'intervalle de salinité 30-40 psu, qui concerne l'essentiel de la surface des océans, la plupart ayant été effectuée entre 4 et 30 psu. Plus récemment, [32] ont proposé un modèle (modèle EL) basé sur des mesures faites à des fréquences comprises entre 3 et 20 GHz, ainsi qu'aux fréquences 23.8, 36.5 et 89 GHz avec une précision absolue annoncée de 1%. Cependant, [85] a déterminé que la simplicité des régressions utilisées pour σ_{ion} dans le modèle EL était inadaptée pour déterminer

ε_r aux basses fréquences et entraînait des écarts sensibles entre σ_{ion} prédits et mesurés. Il a évalué cet écart à 8% pour une salinité de 20 psu et une température de -2°C , ce qui est très supérieur à la précision de 1% annoncée sur la mesure de conductivité. [86] ont proposé un modèle (modèle ST95) basé sur des mesures faites à des fréquences comprises entre 7 GHz et 14 GHz, et [85] a proposé un modèle (modèle ST97) reposant sur les mesures de [86] et de [32]. Le modèle ST97 conserve la paramétrisation de σ_{ion} déterminée pour le modèle ST95, de même que les équations déterminant les paramètres de la loi de Debye pour de l'eau douce. Il est à noter que les modèles ST95 et ST97 reposent sur une équation de Debye à deux pulsations de relaxation de la forme

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\varepsilon_{rs} - \varepsilon_1}{1 + (j\omega/\omega_{r1})} + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_{r\infty}}{1 + (j\omega/\omega_{r2})} - \frac{j\sigma_{ion}}{\omega\varepsilon_0} \quad (4.15)$$

où ε_1 est une permittivité intermédiaire, et ω_{r1} et ω_{r2} sont les deux pulsations de relaxation. Une telle équation à deux pulsations de relaxation s'avère nécessaire pour des études sur des larges gammes de fréquence. Cependant, comme $\omega_{r2} = 1000 \text{ rad.s}^{-1}$ dans les modèles ST95 et ST97, ce qui correspond à une fréquence de 160 GHz environ, on peut se ramener aux basses fréquences à une relation de la forme de (4.12). Enfin, très récemment [4] ont proposé un nouveau modèle développé spécifiquement pour la bande L. Je n'en traiterai que succinctement dans la partie 5.1, pour ce qui concerne la T_b prédite avec ce modèle, car aucune référence n'est encore disponible. D'autre part, des mesures sont en cours à l'université de Washington, toujours en bande L.

Il est difficile de déterminer *a priori* quel est le modèle susceptible d'être le plus fiable en bande L. Le modèle KS repose sur les seules mesures (jusqu'à très récemment) effectuées en bande L, mais celles-ci sont en faible nombre et peu fiables (à cause de la précision mise en défaut par [47] et de l'utilisation de solution de NaCl). Les modèles EL, ST95 et ST97 ont été développés à plus haute fréquence que 1.4 GHz et, bien que (4.12) nous permette de déterminer ε_r en bande L, il est probable que la précision annoncée pour ces modèles sera dégradée en bande L. De plus, le modèle EL a été développé pour des salinités supérieures à 20 psu (ce qui se traduit par exemple par le fait que σ_{ion} prédite par ce modèle pour de l'eau douce n'est pas nulle) et l'imprécision sur σ_{ion} ([85]) est critique pour l'estimation de la SSS. C'est pour ces raisons que j'ai évalué les différences entre les différents modèles en terme de ε_r et surtout l'incertitude induite par ces différences sur la $T_{b\text{mer}}$ (ce sujet sera discuté dans la section 5.1).

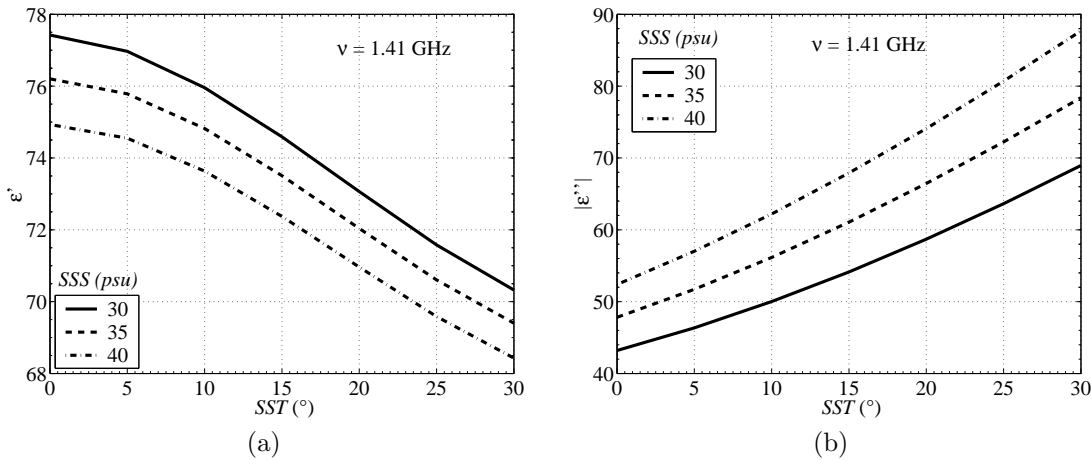


FIG. 4.4: Parties réelle (a) et imaginaire (b) de la constante diélectrique de l'eau de mer à 1.41 GHz pour différentes SST et SSS. Le modèle pour ε_r est [47].

La constante diélectrique à 1.41 GHz, calculée à partir du modèle KS, est reportée sur les figures 4.4.a (partie réelle) et 4.4.b (valeur absolue de la partie imaginaire) pour différentes SST et SSS. On constate que ε_r'' est beaucoup plus sensible à la SST et à la SSS que ε_r' . En effet, quand la SSS varie de 30 à 40 psu, ε_r'' varie de +23% et ε_r' de -3%. De même, quand la SST varie de 0 à 30°C , ε_r'' varie de +60% et ε_r' de -10%. La différence entre les constantes diélectriques prédites par les différents modèles est reportée et discutée dans la section 2 de l'article en annexe P. La différence

est la plus grande entre les modèles KS et EL ; le modèle KS prédit des ε'_r et ε''_r systématiquement plus grands de 0% à environ 4.5% selon la *SST* que ceux prédits par le modèle EL. Cette différence entre les modèles varie plus faiblement avec la *SSS*, indiquant un relatif accord des modèles sur l'influence de la salinité. Les modèles ST97 et ST95 présentent des résultats peu différents entre eux, et compris entre les prédictions du modèle KS et du modèle EL.

Dans le modèle simple exposé dans la section 2.3, la T_b de la mer ($T_{b\ mer}$) est directement relié aux coefficients de réflexion de Fresnel, donnés par (2.23). Bien que ce modèle soit insuffisant pour décrire tous les processus impliqués dans l'émissivité de la surface de la mer, on verra dans la section 5.1 que l'essentiel du signal en salinité et en température est dû aux coefficients donnés en (2.23), et donc que ce modèle rend compte relativement bien de la variation de $T_{b\ mer}$ avec la *SSS* et la *SST*.

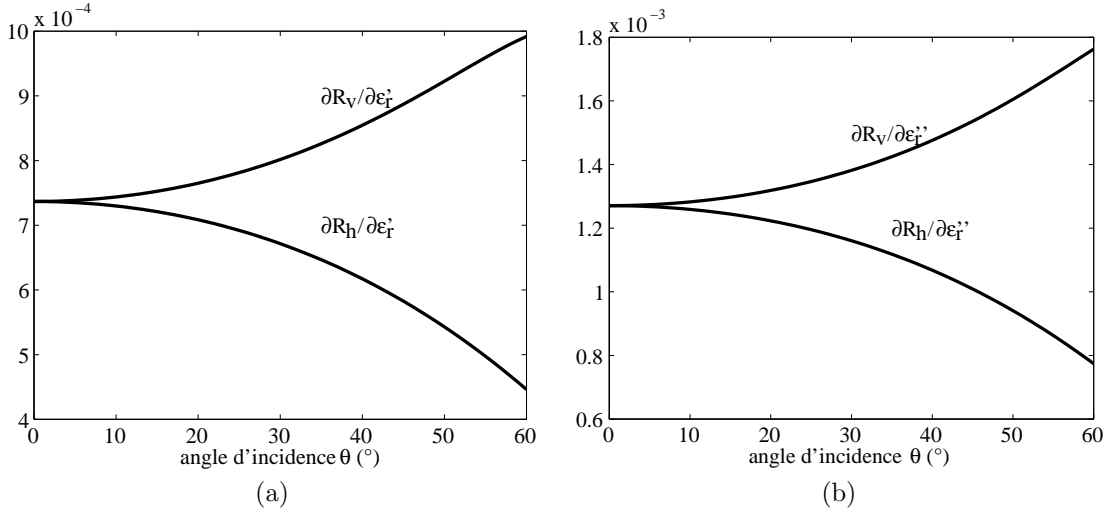


FIG. 4.5: Dérivée des coefficients de Fresnel par rapport à la permittivité. Dérivée des coefficients de Fresnel en polarisation verticale (R_V) et horizontale (R_H) par rapport aux parties réelles (a) et imaginaires (en valeur absolue) (b) de la constante diélectrique relative $\varepsilon_r = \varepsilon'_r + j\varepsilon''_r$.

La sensibilité des coefficients de Fresnel aux parties réelles et imaginaires de ε_r est reportée sur la figure 4.5. Les coefficients de réflexion sont plus sensibles à ε''_r qu'à ε'_r . On a vu par ailleurs que ε''_r est beaucoup plus sensible à la *SST* et à la *SSS* que ε'_r . D'autre part, le terme $j\sigma_{ion}/(\omega\varepsilon_0)$ représente de 75% (pour les faibles *SST*) à 95% (pour les fortes *SST*) de la valeur de ε''_r à 1.4 GHz. En effet, quand la température augmente, la viscosité de l'eau de mer diminue et ainsi la conductivité ionique augmente, contrairement à la polarisation dipolaire qui diminue. C'est la sensibilité de σ_{ion} à la *SSS* qui détermine principalement la sensibilité de ε_r à la *SSS*, et par conséquent celle des coefficients R_v et R_h .

Quand la fréquence augmente, la sensibilité de ε''_r à σ_{ion} diminue et c'est alors la nature polaire des molécules constituant l'eau de mer qui est à l'origine de l'absorption des ondes EM (phénomène de polarisation par orientation dipolaire). L'atténuation par polarisation dipolaire est liée au retard d'orientation des molécules polaires par rapport au champ électrique (voir l'annexe G). Le temps de relaxation de l'eau de mer, qui traduit ce retard d'orientation des molécules, correspond à une fréquence de relaxation variant de 10 GHz à 23 GHz entre 0°C et 30°C. Ainsi, à 1.4 GHz qui est une fréquence beaucoup plus basse que la fréquence de relaxation, les molécules suivent relativement bien le champ électrique ce qui explique que l'atténuation par polarisation dipolaire soit plus faible qu'à plus haute fréquence.

La conductivité σ_{ion} dérivée du modèle KS ([47]) est reportée dans le tableau 4.1 pour différentes températures et salinités. Elle est de 4.29 Sm^{-1} à 15°C et 35 psu et augmente quasi-linéairement avec la salinité et la température, pour des salinités comprises entre 30 psu et 40 psu et des températures comprises entre 0°C et 30°C. Les modèles ST95 et ST97 présentent des conductivités similaires à celles prédites par le modèle KS (i.e. elle diffère d'au plus 0.4%) dans la gamme 30-40 psu, alors que le modèle EL prédit un σ_{ion} systématiquement inférieur à celui prédit par le modèle

	0°C	15°C	30°C
30 psu	2.52	3.74	5.09
35 psu	2.91	4.29	5.83
40 psu	3.29	4.84	6.57

TAB. 4.1: Conductivité ionique de l'eau de mer en fonction de la température et de la salinité, d'après [47]

KS, d'environ 2-4% (voir la discussion précédente sur la paramétrisation de σ_{ion} par le modèle EL). Par conséquent, comme on peut le constater sur les figures de l'annexe P (section 2), ε'' diffère très peu (la différence est de l'ordre de 0.35%) entre les modèle KS et ST95 pour les *SST* élevées auxquelles σ_{ion} prévaut, alors que la différence entre les modèle KS et EL est de 2%. Cependant, les modèles ST97 et ST95 prédisent un σ_{ion} sensiblement différent (i.e. différence $\dot{\iota}$ 1%) de celui prédit par le modèle KS pour des salinités inférieures à 6 psu. De telles salinités ne concernent pas la mission SMOS.

4.3 Description de la surface de la mer

La surface de la mer en un lieu donné est constituée de vagues qui ont été générées soit par le vent local (on parle alors de mer du vent), soit par un vent distant et qui se sont alors propagées depuis ce point distant jusqu'au point local. On parle dans le deuxième cas de vagues de houle³, dont la longueur d'onde et la signature spectrale sont particulières (voir la section 4.3.9). Comme la réflectivité, et donc l'émissivité, de la surface océanique dépend de sa forme (voir la section 4.4), pour estimer T_{bmer} il faut un modèle décrivant cette surface.

4.3.1 Description statistique de la surface de la mer

La structure de la surface de la mer peut être considérée comme le résultat d'un processus aléatoire dans le sens où il n'est pas possible de prédire une partie du profil de la surface à partir de la connaissance du profil d'une autre partie de cette surface (de même qu'il n'est pas possible de prédire le profil de cette surface à un instant donné à partir de la connaissance du profil à un instant antérieur). On va donc décrire cette surface par ses propriétés statistiques.

La première caractéristique que l'on va définir est la hauteur $h(x, y, t)$ de la surface de la mer par rapport à une surface de référence, où h est une variable aléatoire à trois dimensions (3D) (voir la figure 4.6). Je vais séparer les variations spatiales des variations temporelles, en sachant qu'elles sont reliées par la physique du milieu et par l'équation de dispersion donnée en (4.32). Les variations spatiales de la hauteur sont définies par une variable aléatoire à deux dimensions (2D) $h(\vec{r})$, où $\vec{r} = x\vec{X} + y\vec{Y}$. On associe à h une distribution statistique $p(h)$, où $p(h)dh$ détermine la probabilité de n'importe quel point situé en \vec{r} d'être à une hauteur comprise entre h et $h + dh$ par rapport à la surface de référence. La surface moyenne (spatialement) de la mer est choisie comme surface de référence, de sorte que le moment d'ordre un (i.e. la moyenne) de h soit nul :

$$\langle h \rangle_s = \int_{-\infty}^{+\infty} h p(h) dh = 0 \quad (4.16)$$

où l'opérateur $\langle \dots \rangle_s$ désigne une moyenne spatiale. Ainsi, la somme de la profondeur des creux et de la hauteur des bosses se compense.

On a alors

$$\sigma_h^2 = \langle (h - \langle h \rangle_s)^2 \rangle_s = \langle h^2 \rangle_s \quad (4.17)$$

où σ_h est l'écart type des hauteurs, et σ_h^2 est la variance des hauteurs, qui est égale ici à la puissance du signal $h(\vec{r})$. L'écart type des hauteurs σ_h est la moyenne quadratique de l'écart entre la surface de la mer et la surface de référence. À l'aide des paramètres précédemment définis (la distribution des hauteurs $p(h)$ et la variance des hauteurs σ_h^2), on ne définit pas complètement

³On parle aussi parfois de vagues de houle à propos des vagues résiduelles d'une ancienne mer du vent

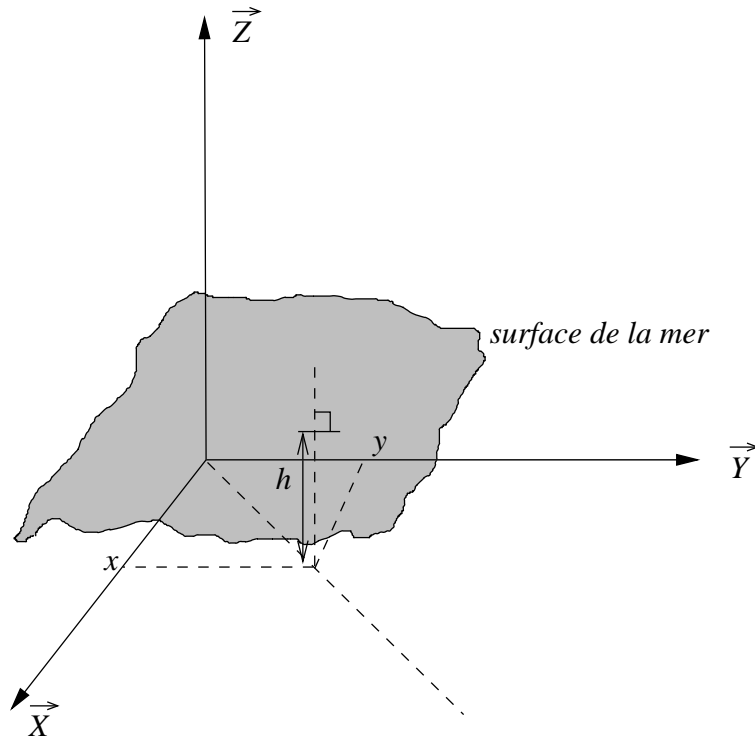


FIG. 4.6: Elevation (ou hauteur h) de la surface océanique à un instant t au point (x, y) par rapport à une surface de référence.

la statistique du profil de la surface car on se limite à la dimension verticale. Or une variation de hauteur h donnée peut se faire sur une échelle de longueur (i.e. une distance horizontale \vec{r}) plus ou moins grande. Pour plusieurs surfaces ayant les mêmes $p(h)$ et σ_h , on peut obtenir des profils très différents à cause d'échelles de longueurs différentes ([67]). Pour discerner ces différents profils, il faut prendre en compte la corrélation horizontale 2D de $h(\vec{r})$ sur une distance \vec{R} , définie par la fonction d'autocorrélation 2D

$$\rho(\vec{R}) = \frac{\langle h(\vec{r})h(\vec{r} + \vec{R}) \rangle_s}{\sigma_h^2} \quad (4.18)$$

ou encore par la fonction d'autocovariance 2D définie comme $\rho_0(\vec{R}) = \sigma_h^2 \rho(\vec{R})$, qui est égale à la fonction d'autocorrélation non normalisée et dont l'unité est le m^2 . À partir de la fonction d'autocovariance 2D, on définit le spectre de puissance 2D (en m^4) de la surface océanique comme

$$\Psi(\vec{k}) = \text{TF} [\rho_0(\vec{R})] \quad (4.19)$$

où TF est la transformée de Fourier, et $\vec{k} = k_x \vec{X} + k_y \vec{Y}$ est le vecteur d'onde en rad.m^{-1} . Le spectre de puissance Ψ contient les informations à la fois sur la hauteur de la surface et sur le taux de variation des hauteurs avec \vec{r} (c'est à dire sur les pentes de la surface).

4.3.2 Variances des pentes et des hauteurs de la surface océanique

À partir du spectre de la surface de la mer, on peut déterminer la variance d'une dérivée d'ordre n de la hauteur h par rapport à la coordonnée d'espace⁴ x_i ([67]) par la relation générale suivante

⁴Ici, x_i peut être soit x soit y .

$$\iint_D \Psi(\vec{k}) k_i^{2n} d\vec{k} = \left\langle \left(\frac{\partial^n h}{\partial x_i^n} \right)^2 \right\rangle_s \quad (4.20)$$

où D est le domaine 2D des \vec{k} (voir ⁵). On déduit de (4.20) pour $n = 0$ que la variance des hauteurs σ_h^2 est donnée par

$$\sigma_h^2 = \iint_D \Psi(\vec{k}) d\vec{k} \quad (4.21)$$

et que la variance des pentes σ_s^2 (pour $n = 1$, la pente le long d'une direction \vec{x}_i étant $\partial h / \partial x_i$) dans toutes les directions est donnée par

$$\sigma_s^2 = \iint_D \Psi(\vec{k}) k^2 d\vec{k}. \quad (4.22)$$

4.3.3 Densité de probabilité des pentes de la surface océanique

En chaque point de la surface océanique, on peut définir des pentes S_x et S_y le long de deux directions de références \vec{x} et \vec{y} orthogonales entre elles en assimilant localement la surface à un plan (voir la figure 7.36). La surface étant décrite statistiquement, on va associer à chaque couple de pentes ($S_x dS_x, S_y dS_y$) une probabilité $dP(S_x, S_y)$, où $P(S_x, S_y)$ est la fonction de densité de probabilité (FDP) des pentes. J'ai utilisé, comme proposé dans [102], une FDP gaussienne 2D définie par

$$P(S_x, S_y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\left(\frac{S_x}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{S_y}{\sigma_y} \right)^2 \right) \right], \quad (4.23)$$

où σ_x^2 et σ_y^2 sont les variances des pentes respectivement le long de \vec{x} et de \vec{y} , c'est à dire

$$\sigma_x^2 = \left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \right\rangle_s, \quad (4.24)$$

$$\sigma_y^2 = \left\langle \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)^2 \right\rangle_s. \quad (4.25)$$

4.3.4 Description de la mer du vent

Le vent \vec{U} à la surface de la mer va interagir avec elle, si bien que l'atmosphère et l'océan vont se transférer mutuellement de l'énergie à travers la dynamique des vagues de surface. Les vents que rencontrera SMOS à la surface du globe sont illustrés par des cartes et des histogrammes dans la section 4.6.2 déduits des mesures sur un jour et à 25 km de résolution du diffusiomètre QSCAT. Le module du vent à une hauteur de dix mètres au dessus de la surface de l'océan (U_{10}) est en moyenne sur tout le globe d'environ 8 m.s⁻¹ et l'écart type du module du vent est de 3.5 m.s⁻¹ (d'après les mesures QSCAT).

L'action du vent est dans un premier temps de créer des vagues de petite longueur d'onde auxquelles il va transférer de l'énergie. Ces petites vagues (de l'ordre de quelques centimètres), qui se forment rapidement sous l'action du vent et qui sont très vite saturées en énergie, vont ensuite former des vagues de plus grande longueur d'onde par interactions entre vagues tant que le vent fournira de l'énergie. Ainsi, au cours du temps, une partie de l'énergie fournie par le vent aux petites vagues est transférée à des vagues de longueur d'onde de plus en plus grande et une autre partie est dissipée par viscosité ou turbulence. Le développement des grandes vagues finira par atteindre une limite en longueur d'onde λ_p au delà de laquelle la vitesse de phase de la vague est tellement rapide que le vent ne lui apporte plus d'énergie. Le spectre de puissance va donc rapidement décroître au

⁵ $d\vec{k}$ a la dimension de m⁻² car on intègre dans un espace de \vec{k} à 2D.

delà de λ_p (ou en deça de $k_p = 2\pi/\lambda_p$), ce qui va aboutir à la présence d'un pic d'amplitude pour le spectre en $\lambda = \lambda_p$ (ou $k = k_p$). Les vagues résultant de l'action du vent local et récent constituent la mer du vent, par opposition au vagues de la houle qui ont voyagé sur une longue distance depuis le lieu de génération par le vent.

Lorsque, pour des vagues ayant une longueur d'onde donnée, les termes d'entrée d'énergie et de dissipation se compensent, ces vagues sont à l'équilibre. Pour qu'une mer soit à l'équilibre, il faut que le vent soit constant sur une durée et une distance suffisamment grands pour que toutes les longueurs d'onde du spectre soient à l'équilibre. Les vagues de quelques dizaines de mètres peuvent mettre plusieurs dizaines d'heures pour atteindre l'équilibre ([46]) et nécessiter que le vent souffle sur une distance de plusieurs dizaines de kilomètres de façon stationnaire ce qui fait qu'une mer n'est jamais rigoureusement à l'équilibre.

Le spectre de la mer du vent a des propriétés de symétrie par rapport à la direction (\vec{U}) du vent qui a donné naissance aux vagues; je vais donc utiliser la forme polaire du spectre de puissance donné en (4.19) qui va me permettre de séparer la composante moyenne du spectre sur toutes les directions (spectre omnidirectionnel) de la variation azimutale. Le vecteur d'onde \vec{k} a une norme (i.e. le nombre d'onde) k et fait un angle φ_0 avec le vecteur vent (\vec{U}) dans le plan de référence. On décompose alors Ψ sous la forme polaire suivante

$$\Psi(k, \varphi_0) = \frac{1}{k} S(k) \Phi(k, \varphi_0) \quad (4.26)$$

où $S(k)$ est la composante omnidirectionnelle du spectre de puissance, et $\Phi(k, \varphi_0)$ est la fonction d'étalement angulaire, normalisée de sorte que

$$\int_0^{2\pi} \Phi(k, \varphi_0) d\varphi_0 = 1. \quad (4.27)$$

On a ainsi

$$\int_0^{2\pi} k \Psi(k, \varphi_0) d\varphi_0 = S(k) \int_0^{2\pi} \Phi(k, \varphi_0) d\varphi_0 \quad (4.28)$$

$$= S(k) \quad (4.29)$$

et

$$\Phi(k, \varphi_0) = \frac{k \Psi(k, \varphi_0)}{\int_0^{2\pi} k \Psi(k, \varphi_0) d\varphi_0}. \quad (4.30)$$

C'est le spectre en fréquences spatiales $k = 2\pi/x_i$ qui est utilisé pour les calculs de diffusion des ondes électromagnétiques à la surface de l'océan, mais c'est souvent le spectre en fréquences temporelles $\nu = 1/t$ qui est mesuré (voir la section 7.1.2.1 avec les mesures du spectre des grandes vagues par la bouée houle par exemple). On relie ces deux spectres dans le domaine des grandes vagues par ([31, 52])

$$S(k) dk = S(\nu) d\nu = S(\omega) d\omega, \quad (4.31)$$

avec $\omega = 2\pi\nu$, la pulsation, et avec la relation de dispersion suivante

$$\omega^2 = gk \left(1 + \left(\frac{k}{k_m} \right)^2 \right), \quad (4.32)$$

où $k_m = \sqrt{\rho_e g / T_e}$ avec ρ_e la densité de l'eau de mer, g l'accélération de la pesanteur et T_e la tension superficielle (k_m est de l'ordre de 360 rad.m^{-1} pour $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$, $T_e = 0.078 \text{ N.m}^{-1}$ et $\rho_e = 1025 \text{ kg.m}^3$ qui sont des valeurs typiques de l'eau de mer). Une discussion sur le passage du spectre temporel au spectre spatial pour les hautes fréquences (i.e. les petites vagues) est donnée dans [52].

On déduit de (4.21) et de (4.22) respectivement les variances des hauteurs et des pentes de la mer du vent en coordonnées polaires

$$\sigma_h^2 = \int_0^{+\infty} k dk \int_0^{2\pi} \Psi(k, \varphi_0) d\varphi_0 \quad (4.33)$$

$$\sigma_s^2 = \int_0^{+\infty} k dk \int_0^{2\pi} k^2 \Psi(k, \varphi_0) d\varphi_0 \quad (4.34)$$

En introduisant (4.26) dans (4.33), on obtient la variance des hauteurs suivante

$$\sigma_h^2 = \int_0^{+\infty} k dk \int_0^{2\pi} (1/k) S(k) \Phi(k, \varphi_0) d\varphi_0 \quad (4.35)$$

$$= \int_0^{+\infty} S(k) dk \int_0^{2\pi} \Phi(k, \varphi_0) d\varphi_0, \quad (4.36)$$

d'où l'on déduit, d'après la normalisation (4.27), que

$$\sigma_h^2 = \int_0^{+\infty} S(k) dk. \quad (4.37)$$

De même, en introduisant (4.26) dans (4.34) on obtient la variance des pentes

$$\sigma_s^2 = \int_0^{+\infty} k dk \int_0^{2\pi} k^2 (1/k) S(k) \Phi(k, \varphi_0) d\varphi_0 \quad (4.38)$$

$$= \int_0^{+\infty} k^2 S(k) dk. \quad (4.39)$$

Les pentes sont *a priori* anisotropes, car il n'y a pas de raison pour qu'elles soient identiques le long du vecteur \vec{U} et dans des directions différentes, en particulier dans la direction transverse à \vec{U} . De plus, on verra que les pentes des petites vagues sont différentes selon qu'elle sont sur le côté face-au-vent ou sur le côté sous-le-vent d'une grande vague (phénomène de modulation hydrodynamique). La modulation hydrodynamique ne peut être restituée par le spectre défini en (4.19); elle sera prise en compte par un modèle empirique (voir la section 4.3.6).

Je vais déterminer l'expression de la variance des pentes σ_u^2 et σ_c^2 respectivement dans la direction du vent (direction face au vent \vec{e}_u , pour *upwind*) et le long de la direction transverse au vent (direction vent de travers \vec{e}_c , pour *crosswind*). On écrit alors $\vec{k} = k_u \vec{e}_u + k_c \vec{e}_c$ où $k_u = k \cos \varphi_0$ et $k_c = k \sin \varphi_0$. On déduit ensuite de (4.34)

$$\sigma_s^2 = \int_0^{+\infty} k dk \int_0^{2\pi} \Psi(k_u, k_c) (k_u^2 + k_c^2) d\varphi_0 \quad (4.40)$$

$$= \int_0^{+\infty} k dk \int_0^{2\pi} \Psi(k, \varphi_0) k^2 \cos^2 \varphi_0 d\varphi_0 \\ + \int_0^{+\infty} k dk \int_0^{2\pi} \Psi(k, \varphi_0) k^2 \sin^2 \varphi_0 d\varphi_0 \quad (4.41)$$

$$= \sigma_u^2 + \sigma_c^2 \quad (4.42)$$

d'où l'on dérive les expressions suivantes

$$\sigma_u^2 = \int_0^{+\infty} k^2 S(k) dk \int_0^{2\pi} \Phi(k, \varphi_0) \cos^2 \varphi_0 d\varphi_0, \text{ et} \quad (4.43)$$

$$\sigma_c^2 = \int_0^{+\infty} k^2 S(k) dk \int_0^{2\pi} \Phi(k, \varphi_0) \sin^2 \varphi_0 d\varphi_0. \quad (4.44)$$

Dans les sections qui suivent, je séparerai le spectre en différents domaines. Il y a tout d'abord, comme on l'a vu au début de cette section, une séparation liée à la physique des vagues en différents

domaines de longueur d'onde, dans lesquels les vagues ne sont pas générées et entretenues par les mêmes phénomènes physiques (gravité, capillarité, ... voir la section 4.3.5). Mais il y a aussi une séparation liée à l'interaction des ondes EM avec les vagues. En effet, la manière dont cette interaction va se faire dépend de la taille des vagues par rapport à la longueur d'onde de l'instrument (λ_0). On distinguera donc les vagues dont la taille est supérieure à λ_0 , ce que j'appellerai les grandes échelles (GE) et les vagues dont la taille est de l'ordre de et inférieure à λ_0 , ce que j'appellerai les petites échelles (PE) (voir les sections 4.3.6 et 4.4).

4.3.5 Modèle de spectre de mer pleinement développée

La mer est dite pleinement développée quand toutes les vagues sont à l'équilibre, c'est à dire quand le spectre ne dépend que du vent. Il existe de nombreux modèles de spectres pour une mer pleinement développée ([36, 30, 23, 2, 49]) et une revue de certains des modèles les plus récents, ainsi que l'établissement d'un nouveau modèle de spectre, a été faite par Elfouhaily et al. ([31]). La paramétrisation du spectre des vagues proposée par Elfouhaily et al. a l'avantage d'être applicable aussi bien aux mers pleinement développées qu'aux mers en développement, car elle prend en compte les conditions de *fetch*⁶ (i.e. des conditions pour lesquelles la mer n'est pas pleinement développée, voir la section 5.1.5).

Le spectre des vagues peut être décomposé schématiquement en quatre domaines de nombre d'onde ([52]); le domaine du pic spectral (très grandes vagues), le domaine d'équilibre, le domaine des vagues de gravité-capillarité et le domaine des vagues de capillarité (très petite vagues, inférieures au centimètre). Les domaines des plus basses fréquences, pour lesquels $k \ll k_m$ (domaine du pic spectral et domaine d'équilibre), correspondent à des vagues de gravité. Pour celles-ci, on dérive de (4.32) les vitesses de phase (v_p) et de groupe (v_g) des vagues suivantes

$$\begin{aligned} v_p &= \omega/k \simeq \sqrt{g/k} \\ v_g &= \partial\omega/\partial k \simeq 1/2\sqrt{g/k}. \end{aligned} \quad (4.45)$$

La propagation des vagues de gravité (dont la taille est supérieure à plusieurs dizaines de centimètres) est affectée essentiellement par la gravité (voir équations (4.45)), alors que celle des vagues de capillarité (dont la taille est inférieure au centimètre) est fortement affectée par la tension superficielle. Les vagues de capillarité-gravité (de l'ordre de quelques centimètres) sont influencées directement par le vent qui leur transfère de l'énergie qu'elles vont partiellement transmettre aux vagues de plus grande longueur d'onde. Le domaine d'équilibre concerne les vagues dont la taille est éloignée à la fois du pic spectral et de la transition gravité-capillarité (i.e. $k = k_m$, ce qui correspond à $\lambda \simeq 1.73$ cm), et pour lesquelles il est supposé que les termes d'entrée et de dissipation d'énergie s'équilibrent. Phillips ([68]) a établi sur des considérations dimensionnelles que l'expression de $\Psi(k, \varphi_0)$ dans le domaine d'équilibre était proportionnelle à k^{-4} et indépendante du vent. Depuis, Phillips ([69]) a redéfini cette dépendance comme étant une limite majorant l'énergie des vagues (i.e. une saturation) au delà de laquelle les vagues déferlent. En 1985, Phillips a réévalué la dépendance du spectre à l'équilibre comme étant proportionnelle à $u_* g k^{-3.5}$, soit, pour le spectre en pulsation, proportionnel $u_* g \omega^{-4}$, où u_* est la vitesse de friction du vent (voir la section 4.3.7) et g est l'accélération de la pesanteur. De nombreux modèles de spectre ([30, 23, 2, 31]) adoptent donc la forme suivante

$$\Psi(k, \varphi_0) = k^{-4} f(\varphi_0, k, u_*, g) \quad (4.46)$$

où une fonction f rend compte de la différence d'énergie du spectre à un k donné par rapport à un spectre saturé variant en k^{-4} , différence due au fait que les vagues déferlent à une hauteur plus faible que la hauteur de saturation.

Dans mes simulations d'émissivité, j'ai utilisé principalement le modèle de spectre de Durden et Vesecky ([30], appelé DV par la suite). Une comparaison de ce modèle de spectre avec le modèle proposé par Elfouhaily et al. ([31], appelé ELF par la suite) ainsi que de leur influence sur $T_{b\ mer}$ est exposée dans la section 5.1.3. Le modèle DV est applicable à une mer pleinement développée, c'est à dire à une mer qui est en équilibre avec le vent local et dont, par conséquent, l'énergie des

⁶Le *fetch* est la distance sur laquelle le vent est constant et a une action sur la mer. Près des côtes, lorsque le vent vient des terres, le *fetch* est limité par la distance à la côte dans la direction du vecteur vent.

vagues ne dépend que du seul paramètre U , contrairement aux vagues d'une mer en développement dont l'énergie dépend aussi de leur âge (voir la section 5.1.5). En pratique, le spectre est exprimé en fonction du module du vent U pour la partie basses fréquences et de la vitesse de friction u_* pour la partie hautes fréquences. Ces deux paramètres sont reliés par une loi donnée dans la section 4.3.7, si bien que l'on peut déterminer le spectre des vagues à partir de la seule connaissance soit de U , soit de u_* . La loi reliant U et u_* fait intervenir la stabilité de l'atmosphère qui dépend de ΔT , définie par

$$\Delta T = T_{\text{Air}} - T_{\text{Mer}}, \quad (4.47)$$

où T_{Air} est la température de l'air à une hauteur de référence et $T_{\text{Mer}} = SST$. En toute rigueur, il est donc nécessaire de connaître ΔT pour déterminer le spectre des vagues. En pratique, je négligerai l'influence de ΔT (dont l'ordre de grandeur est discuté dans la section 4.3.7) dans les études exposées dans cette thèse parce que, d'une part, cette influence est relativement faible et parce que, d'autre part, SMOS ne fera pas de mesures de T_{Air} et que je n'ai pas étudié la possibilité d'en obtenir une estimation par des modèles météorologiques. La loi utilisé pour relier u_* et U permet aussi de le profil vertical du vent, donc passer d'un vent à une altitude donnée à une autre (ce qui va être très utile par la suite, car les modèles de spectres sont fonction de valeurs de vent à des altitudes diverses).

Le spectre de puissance omnidirectionnel, d'après le modèle DV ([30]), est donné par

$$S(k) = \begin{cases} b_0 k^{-3} \exp[-\beta(k_c/k)^2] & , \quad \text{pour } k < k_j \\ a_0 k^{-3} \left(\frac{bku_*^2}{g_*}\right)^{a \log_{10}(k/k_j)} & , \quad \text{pour } k > k_j \end{cases} \quad (4.48)$$

où $k_j = 2$, $k_c = g/U_{19.5}$ avec $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$, l'accélération de la pesanteur, et $U_{19.5}$, le module du vent à une altitude de 19.5 m (voir la section 4.3.7 pour calculer le vent à 19.5 m à partir du vent à une autre altitude), $g_* = g + \gamma k^2$ avec $\gamma = 7.25 \times 10^{-5} \text{ m}^3.\text{s}^{-2}$, le rapport entre la tension superficielle et la densité de l'eau. Les constantes $a_0 = 0.004$ et $\beta = 0.74$ sont issues du modèle de spectre de Pierson et Moskowitz ([72]) qui a été ajusté sur des mesures d'état de mer ([63]) et $b_0 = a_0 \exp(1.85 \times 10^{-1} k_c^2)$ est calculé pour assurer la continuité du spectre en $k = 2$. Les constantes $a = 0.225$ et $b = 1.25$ ont été ajustées par régression sur des données diffusiométriques RADSCAT à 13.9 GHz [30]. Je montrerai dans la section 4.3.8 que la paramétrisation donnée en (4.48) pose problème pour les vents faibles.

Je suppose ici que la rugosité de surface résulte de l'effet du vent local (i.e. qu'on est en présence d'une mer du vent); les vagues sont par conséquent symétriques par rapport à la direction du vent. On utilise donc une fonction d'étalement angulaire symétrique par rapport à la direction du vent, choisie sous la forme

$$\Phi(k, \varphi_0) = \frac{1}{2\pi} (1 + \Delta(k) \cos(2\varphi_0)). \quad (4.49)$$

La fonction d'étalement angulaire module l'amplitude du spectre omnidirectionnel $S(k)$ en fonction de l'orientation des vagues relativement à la direction du vent (φ_0). La deuxième harmonique (i.e. le terme en $\cos(2\varphi_0)$) permet de rendre compte de l'asymétrie *upwind/crosswind* (i.e. entre les directions face au vent/transverse au vent). On peut alors réécrire le calcul des variances des pentes (4.43), (4.44) pour le cas où la fonction d'étalement est de la forme générale (4.49) comme

$$\sigma_u^2 = 1/4 \int_0^{+\infty} k^2 S(k) (2 + \Delta(k)) dk, \quad (4.50)$$

$$\sigma_c^2 = 1/4 \int_0^{+\infty} k^2 S(k) (2 - \Delta(k)) dk. \quad (4.51)$$

Dans le modèle de Durden et Vesecky, on a

$$\Delta(k) = c [1 - \exp(-sk^2)] \quad (4.52)$$

où $s = 1.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2$,

$$c = \frac{(1-R)(1+R)}{1-D}, \quad (4.53)$$

$$R = \frac{0.003 + 1.92 \times 10^{-3} U_{12.5}}{3.16 \times 10^{-3}} \quad (4.54)$$

et

$$D = \frac{\int_0^\infty k^2 S(k) \exp(-sk^2) dk}{\int_0^\infty k^2 S(k) dk}. \quad (4.55)$$

Le paramètre c , et donc R et D , ont été définis pour reproduire le rapport entre σ_u^2 et σ_c^2 observé par Cox et Munk ([14]). Cox et Munk ont estimé la variance des pentes à partir de photographies de l'image du Soleil à la surface de la mer. Les variances des pentes mesurées par Cox et Munk sont reliées au vent par les relations empiriques suivante

$$\sigma_u^2 = 0.000 + 3.16 \times 10^{-3} U_{12.5}, \quad (4.56)$$

$$\sigma_c^2 = 0.003 + 1.92 \times 10^{-3} U_{12.5}, \quad (4.57)$$

où $U_{12.5}$ est le module du vent à une hauteur de 12.5 m. Le modèle de spectre de Durden et Vesecky (modèle DV) reproduit 95% de la variance des pentes mesurée par Cox et Munk à $U_{10} \simeq 10 \text{ m.s}^{-1}$ ([102]). La figure 4.7 illustre la variance des pentes en fonction du vent déduite du modèle de spectre DV et des lois de Cox et Munk (CM). La variance des pentes du modèle de spectre DV est toujours en très bon accord avec les variances CM. La variance des pentes dans la direction du vent augmente plus rapidement avec le vent que celle dans la direction transverse. Bien que plusieurs modèles de spectres soient construits pour reproduire les variance CM ([30, 31]), des études ont montré que les variances mesurées par Cox et Munk pourraient être sous-estimées ([23, 2, 96]) d'un facteur 1.7 à plus de deux, parceque la variance des pentes mesurée ne correspondrait pas à celle intégrée sur tout le spectre ([30]). En conséquence, l'énergie des spectres ajustés sur les variances CM serait sous-estimée. Dans ce contexte, Yueh a proposé de multiplier le modèle DV par un facteur deux ([102]). De plus, une fois cette modification du spectre effectuée, les températures de brillance simulées par son modèle s'ajustent mieux avec des données radiométriques à 19.35 GHz et 37 GHz ([102]). Lorsque j'utiliserai le modèle de Durden et Vesecky dont l'amplitude est multipliée par un facteur deux, je l'appellerai DV2 (par opposition à DV qui concerne le spectre original).

Les modèles de spectre ont une variation proche de k^{-4} dans le domaine d'équilibre. Pour supprimer cette variation, on utilise fréquemment le spectre de courbure (ou de saturation) défini comme

$$C(k, \varphi_0) = \Psi(k, \varphi_0) \cdot k^4. \quad (4.58)$$

On peut décomposer le spectre sous la forme d'une série de Fourier tronquée à l'ordre deux (voir l'annexe H) pour séparer la composante omnidirectionnelle de la variation angulaire azimutale. On a alors

$$\Psi(k, \varphi_0) = \Psi_0(k) + \Psi_1(k) \cos(\varphi_0) + \Psi_2(k) \cos(2\varphi_0) \quad (4.59)$$

où

$$\Psi_0(k) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Psi(k, \varphi_0) d\varphi_0 \quad (4.60)$$

$$\Psi_1(k) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \Psi(k, \varphi_0) \cos(\varphi_0) d\varphi_0 \quad (4.61)$$

$$\Psi_2(k) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \Psi(k, \varphi_0) \cos(2\varphi_0) d\varphi_0 \quad (4.62)$$

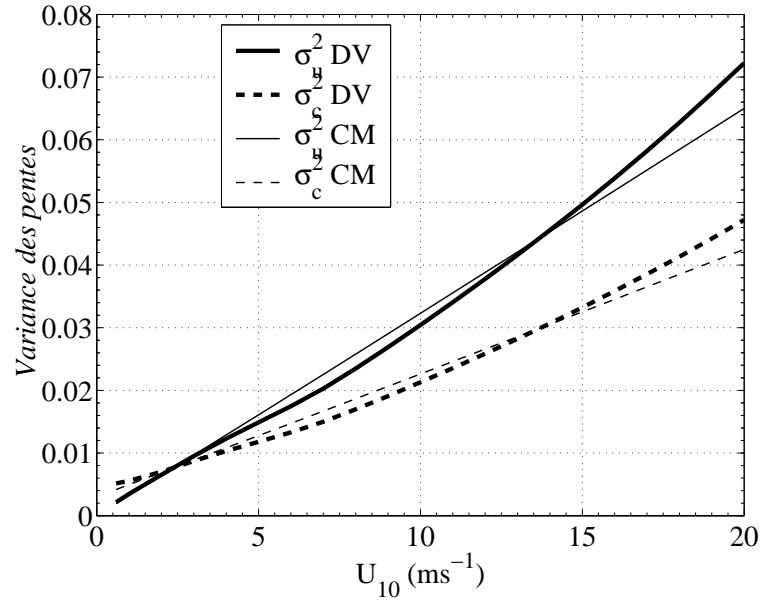


FIG. 4.7: Variance des pentes mesurées par Cox et Munk ([14]) et calculées à partir du modèle de spectre de Durden et Vesecky ([30]) sur toutes les échelles.

et donc, d'après (4.26) et (4.49),

$$\Psi_0(k) = S(k)/(2\pi k) \quad (4.63)$$

$$\Psi_1(k) = 0 \quad (4.64)$$

$$\Psi_2(k) = \Delta(k)S(k)/(2\pi k) \quad (4.65)$$

$$= \Delta(k)\Psi_0(k) \quad (4.66)$$

Le rapport entre l'amplitude de la variation azimutale du spectre et le spectre moyenné sur toutes les directions est donné par $\Delta(k)$, défini en (4.49).

On décompose de même le spectre de courbure comme

$$C(k, \varphi_0) = C_0(k) + C_1(k) \cos(\varphi_0) + C_2(k) \cos(2\varphi_0), \quad (4.67)$$

où

$$C_0(k) = \frac{1}{2\pi} S(k) \cdot k^3, \quad (4.68)$$

$$C_1(k) = 0, \quad (4.69)$$

$$C_2(k) = \frac{1}{2\pi} \Delta(k) S(k) \cdot k^3 \quad (4.70)$$

$$= \Delta(k) C_0(k). \quad (4.71)$$

On utilise aussi le spectre de courbure à une dimension (1D) $B(k) = S(k) \cdot k^3$ et le spectre de puissance 1D $S(k)$ reliés aux définitions précédentes par

$$S(k) = 2\pi \Psi_0(k), \quad (4.72)$$

$$B(k) = 2\pi C_0(k). \quad (4.73)$$

4.3.6 Modulation hydrodynamique pour l'asymétrie *upwind/downwind*

L'asymétrie des vagues entre les directions face au vent et vent arrière (asymétrie *upwind/downwind*) ne peut être décrite le spectre défini par (4.19). Elle est causée par une présence accrue des petites vagues sur le côté sous le vent (*leeward*) des grandes vagues (voir la figure 4.8). Il y a donc une interaction entre les vagues de grande et de petite longueur d'onde (modulation hydrodynamique), conduisant à ce que le côté au vent (*windward*) des grandes vagues soit moins rugueux que le côté sous le vent. Un spectre tel que celui défini par (4.19) suppose que la surface de la mer résulte de la superposition d'ondes à différentes longueurs d'onde sans interactions entre elles. Il ne peut donc reproduire l'asymétrie *upwind/downwind*, qui nécessiterait la connaissance de statistiques d'ordre supérieur (bispectre) prenant en compte la corrélation des différentes phases.

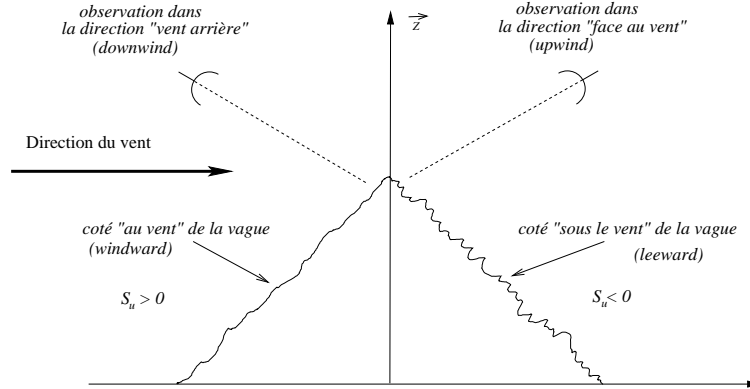


FIG. 4.8: Amplification et atténuation des petites vagues respectivement du côté sous le vent ($S_u < 0$) et au vent ($S_u > 0$) des grandes vagues.

Pour rendre compte de ce phénomène, j'ai utilisé une paramétrisation empirique validée à haute fréquence ([102]) qui relie l'accroissement en amplitude du spectre dans le domaine des petites échelles à la pente de la grande vague sur laquelle les petites vagues se trouvent. On exprime ainsi h_A , le facteur multiplicatif du spectre appliqué à la partie haute fréquence du spectre uniquement (voir la section 4.4), en fonction de la pente dans la direction face au vent (S_u) et de l'écart type des pentes des grandes vagues (GE pour Grandes Échelles) dans cette direction ($\sigma_{u,GE}$) comme

$$\begin{cases} h_A = 1 - 0.4S_u/\sigma_{u,GE} & \text{si } |S_u/\sigma_{u,GE}| \leq 1.25, \\ h_A = 1 - 0.5S_u/|S_u| & \text{si } |S_u/\sigma_{u,GE}| > 1.25. \end{cases} \quad (4.74)$$

L'expression de $\sigma_{u,GE}$ est donnée dans la section 4.4. L'amplification (quand $S_u < 0$) ou l'atténuation (quand $S_u > 0$) des petites vagues augmente quand le rapport $S_u/\sigma_{u,GE}$ augmente jusqu'à la valeur 1.25; au delà, il y a saturation de l'asymétrie qui reste constante.

4.3.7 Coefficient de traînée

Dans les modèles de spectre de mer que j'ai utilisés ([30, 31]), la partie basse fréquence, c'est à dire celle qui correspond aux vagues de grande longueur d'onde, dépend du module du vent U , alors que la partie haute fréquence dépend de la vitesse de friction u_* (voir (4.48)). Pour relier ces deux paramètres, on définit un coefficient de traînée (C_D) qui traduit l'efficacité du transfert de quantité de mouvement du vent vers la surface océanique ([80, 24, 44, 46]). On a alors

$$C_D = \tau / (\rho_a U^2) = u_*^2 / U^2, \quad (4.75)$$

avec

$$u_* = \sqrt{\tau / \rho_a} \quad (4.76)$$

où τ est la contrainte de cisaillement du vent et ρ_a est la densité de l'air. Le profil du vent est décrit par une loi logarithmique de la forme

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_M \left(\frac{z}{L} \right) \right] \quad (4.77)$$

où $\kappa = 0.4$ est la constante de Von Karman, z_0 est longueur de rugosité aérodynamique, et ψ_M est une fonction qui traduit l'influence de la différence de température entre l'air et la mer (i.e. la stabilité) sur le profil du vent, avec L , la longueur de stabilité Monin-Obukhov.

La longueur de stabilité L est une fonction de $\Delta T = T_{\text{Air}} - T_{\text{Mer}}$ dont l'expression est donnée dans [80, 35]. Quand l'air au dessus de la surface de la mer est plus chaud que l'eau de mer, il se refroidit au contact de la mer et la colonne d'air est stable. Quand l'air est plus froid que l'eau de mer, il se réchauffe et par conséquence s'élève, créant ainsi des turbulences et rendant l'atmosphère instable. Ainsi, $\Delta T > 0^\circ\text{C}$ caractérise essentiellement une atmosphère stable, $\Delta T < 0^\circ\text{C}$ une atmosphère instable et $\Delta T = 0^\circ\text{C}$ une atmosphère neutre. Il est à noter que que le profil d'humidité de l'air joue aussi un rôle dans la stabilité. L'influence de la stabilité sur C_D a notamment été étudiée par Smith ([80]), Liu et Tang ([55]) et récemment par Guissard ([35]). Cette influence est généralement faible. D'après [35], U_{10} dérivé d'un u_* donné varie de l'ordre de $\pm 1 \text{ m.s}^{-1}$ pour $\Delta T = \pm 12^\circ$, cette variation étant un peu plus faible pour les atmosphères instables ($\Delta T < 0$) que pour les atmosphères stables ($\Delta T > 0$). Cet ordre de grandeur est constant pour tous les vents supérieurs à 5 m.s^{-1} . De même, Liu et Tang ([55]) évaluent l'influence de la stabilité à moins de 1 m.s^{-1} pour un ΔT compris entre -5° et 3° . Nous avons testé l'influence de la stabilité sur le profil du vent pour les vents mesurés durant la campagne WISE 2001 à l'aide du modèle donné dans [55], et nous avons étudié l'influence de la stabilité pendant cette campagne sur la dispersion des mesures de vent; nous n'avons trouvé aucune influence sensible (voir la section 7.3). De plus, comme SMOS ne disposera pas de la mesure de ΔT , je vais négliger l'influence de la stabilité sur le profil du vent. On déduit ainsi de (4.75) et (4.77) le coefficient de trainée pour une atmosphère neutre (C_{DN}) par la relation suivante

$$C_{DN} = \left[\frac{\kappa}{\ln(z/z_0)} \right]^2. \quad (4.78)$$

En utilisant le vent à 10 mètres de hauteur (U_{10}), on définit

$$C_{10N} = \left[\frac{\kappa}{\ln(10/z_0)} \right]^2. \quad (4.79)$$

Pour déterminer le profil du vent, on doit déterminer la longueur de rugosité aérodynamique z_0 . Une loi couramment utilisée est celle proposée par Smith ([80]), qui décompose z_0 comme

$$z_0 = z_c + z_l, \quad (4.80)$$

où z_c , la rugosité aérodynamique proposé par Charnock ([12]), est induite par les petites vagues et dépend de u_* . On a alors

$$z_c = \alpha_c / g u_*^2 \quad (4.81)$$

où $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$ et α_c vaut 0.011 ([80]) ou 0.012 ([13]) pour les mers pleinement développées. α_c est plus grand dans les zones cotières ([34]), où la mer est partiellement développée (i.e. les vagues sont dites jeunes ou matures) et où les pentes des petites vagues sont plus fortes. Je supposerai dans la suite que la mer est pleinement développée car la majorité des mesures SMOS seront faites au large, mais le problème de la proximité de la côte se posera pour l'utilisation de données acquises lors de campagnes de validation. L'effet de la proximité de la côte sur l'état de mer, ainsi que sur la T_b induite, est étudié dans la section 5.1.5 en utilisant, entre autre, un modèle de z_0 qui prend en compte le développement des vagues ([24]).

La longueur de rugosité pour une surface lisse z_l dépend de la viscosité de l'air ν_a et de la vitesse de friction u_* comme

$$z_l = 0.11 \nu_a / u_*, \quad (4.82)$$

où $\nu_a = 14 \times 10^{-6} \text{ m.s}^{-2}$ ([8]).

J'ai utilisé la longueur de rugosité proposée par Pierson ([71]), utilisée par Durden et Vesecky ([30]) et Yueh ([102]), et donnée par la relation suivante

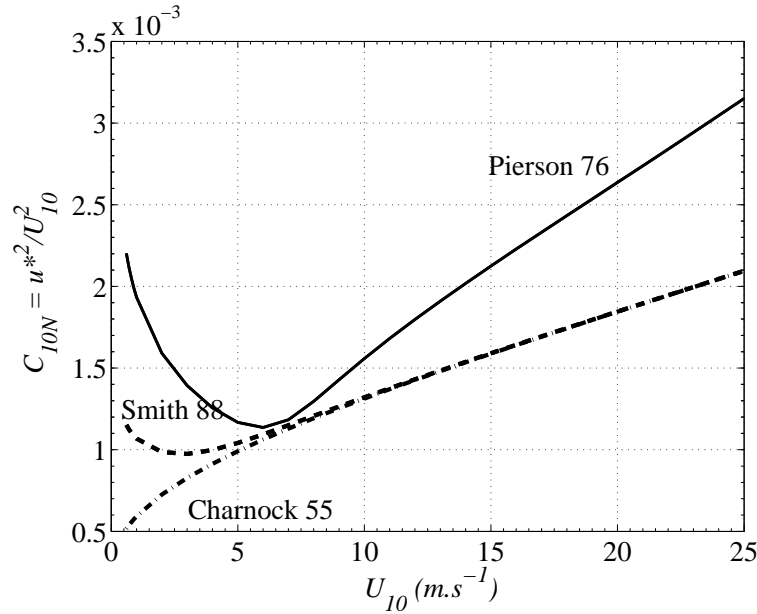


FIG. 4.9: Variation du coefficient de trainée (C_{10N}) en fonction du vent (U_{10}), à 10 mètres de hauteur au dessus de la mer. Les modèles utilisés pour la rugosité aérodynamique z_0 sont issus de [80] (tirets), [12] (tirets-points) et [71] (trait plein).

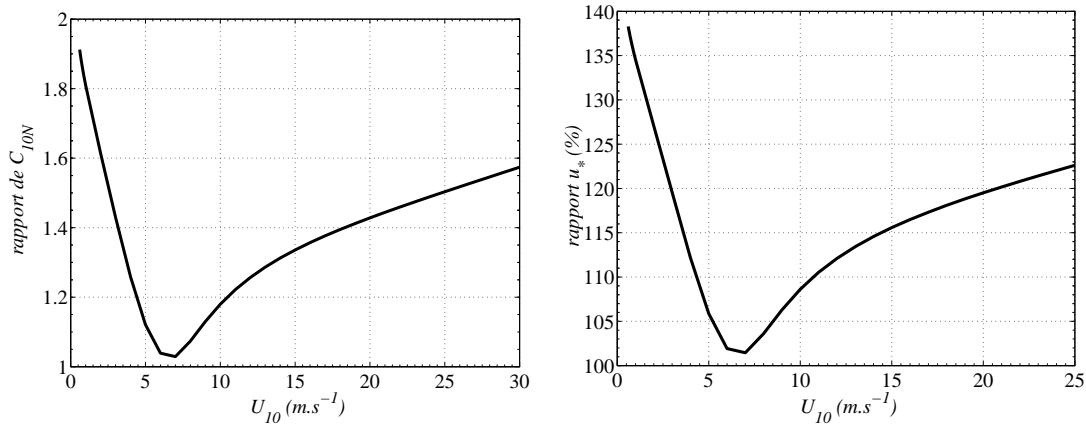


FIG. 4.10: Rapport entre (a) les coefficients de trainée (C_{10N}) et (b) les vitesses de friction (u_*) obtenus à partir des modèles Pierson 76 ([71]) et Smith 88 ([80]), en fonction du vent (U_{10}).

$$z_0 = 6.84 \times 10^{-5} / u_* + 4.28 \times 10^{-3} u_*^2 - 4.43 \times 10^{-4}. \quad (4.83)$$

La figure 4.9 illustre le C_{10N} dérivé des modèles de z_0 de Charnock (Ch55), Smith (Sm88) et Pierson (Pi76). Les modèles Ch55 et Sm88 ne diffèrent que pour des vents inférieurs à $5 m.s^{-1}$ alors que le modèle Pi76 est systématiquement au dessus des deux autres. Il n'y a que pour des vents proches de $6 m.s^{-1}$ que le modèle Pi76 est en relativement bon accord avec les modèles Sm88 et Ch55 (voir les figures 4.10.a et 4.10.b). Pour un U_{10} fixé dans la gamme allant de $3 m.s^{-1}$ à $20 m.s^{-1}$, la vitesse de friction u_* dérivée du modèle Pi76 diffère de 1% (à $U_{10} = 6 m.s^{-1}$) à 20% de celle prédite par le modèle Sm88. La différence la plus forte entre les trois modèles est dans la gamme des vents faibles : à $U_{10} = 1 m.s^{-1}$, le modèle Pi76 est trois fois plus fort en C_{10N} que le modèle Ch55. Dupuis et al. ([27]) ont récemment (1997) étudié le C_{10N} pour des vents inférieurs à $5.5 m.s^{-1}$ et proposé une loi reliant le C_{10N} à U_{10} . J'ai reporté sur la figure 4.11 les modèles Ch55,

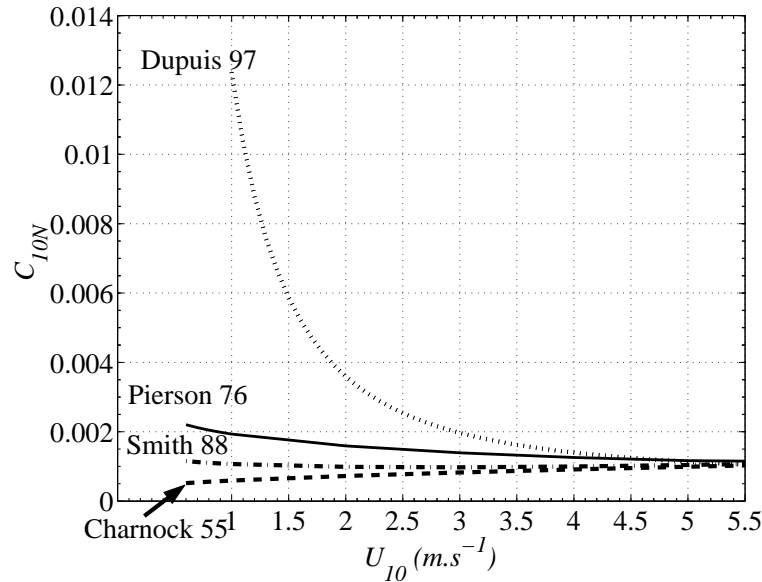


FIG. 4.11: Variation du coefficient de traînée (C_{10N}) en fonction du vent (U_{10}), à 10 mètres de hauteur au dessus de la mer. Les modèles utilisés pour la rugosité aérodynamique z_0 sont issus de [80] (tirets), [12] (tirets-points) et [71] (trait plein). Le modèle de C_{10N} de Dupuis et al. ([27]) est tracé en pointillés.

Sm88 et Pi76 à vents faibles, ainsi que celui proposé par Dupuis et al.. Ce dernier modèle est en bon accord avec les autres modèles pour U_{10} proche de 5 m.s^{-1} , mais il diverge fortement pour les vents faibles, particulièrement pour U_{10} en dessous de 3 m.s^{-1} . Par conséquent, le u_* par vent faible pourrait être fortement sous-estimé par les modèles Ch55, Sm88 et même Pi76. Cependant, il faut noter qu'il est probable que pour des vents aussi faibles, les modèles de spectre de mer soient très incertains.

Les modèles de z_0 que j'ai présentés jusqu'ici ne tiennent pas compte du développement partiel des vagues. En cas de fetch limité, il est nécessaire de prendre en compte d'autres paramètres que u_* . Dans la section 5.1.5, j'ai utilisé la loi suivante proposée par Donelan et al. ([24])

$$z_0 = 3.7 \times 10^{-5} (U^2/g)(U/C_p)^{0.9} \quad (4.84)$$

où z_0 dépend de l'inverse de l'âge de vagues $\Omega = U/C_p$ où U est le module du vent et C_p est la vitesse de phase des vagues de longueur d'onde $\lambda = \lambda_p$, la longueur d'onde du pic basses fréquences du spectre.

L'écart sur u_* induit par les différences entre les z_0 déduits de (4.83) (modèle Pierson) et de (4.80) (modèle Smith) peut atteindre un taux important de 20 % pour des vents de l'ordre de 3 m.s^{-1} ou 20 m.s^{-1} . Le modèle de Smith est très couramment utilisé, mais le modèle de Pierson a été utilisé dans plusieurs modèles d'émissivité (modèle de Yueh, [102], modèle de l'Université Catholique de Louvain, [52]). Pour pouvoir effectuer des comparaisons cohérentes entre mes résultats et les résultats de ces modèles, notamment dans le cadre de l'étude [6], j'ai utilisé le modèle de Pierson. De plus, Durden et Vesecky, dont j'utilise le modèle de spectre des vagues, ont utilisé le modèle de Pierson pour établir leur modèle de spectre à partir de mesures diffusiométriques. L'amplitude du spectre des vagues est mal connue et elle est souvent ajustée sur des mesures radar ou radiométriques. On sait maintenant que le modèle de spectre DV (voir la section 7.3) induit une sous estimation de l'effet du vent sur la T_b . Utiliser le modèle de Smith reviendrait à diminuer l'effet du vent sur la T_b , ce qui serait contraire aux observations.

4.3.8 Spectre omnidirectionnel de la mer du vent et variation angulaire

J'ai reporté sur les figures 4.12, 4.13 et 4.14 les harmoniques 0 et 2 des spectres de puissance et de courbure de la mer du vent calculées à partir du modèle de spectre DV2 (équations 4.48 et 4.52,

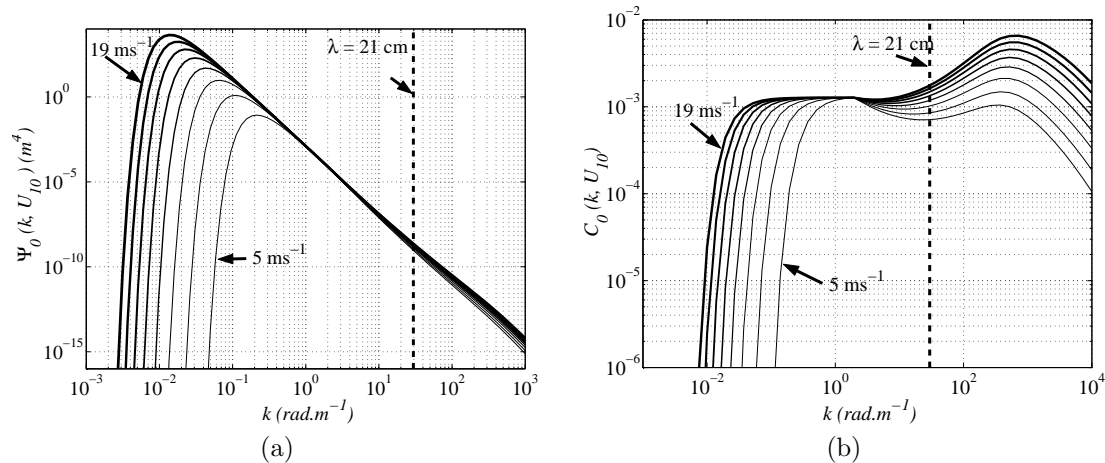


FIG. 4.12: Spectres de puissance 2D (a) et de courbure 2D (b) omnidirectionnels de la mer du vent en fonction du nombre d'onde pour des vents allant de 5 $m.s^{-1}$ à 19 $m.s^{-1}$ par pas de 2 $m.s^{-1}$, d'après le modèle [30] dont l'amplitude est multipliée par un facteur deux.

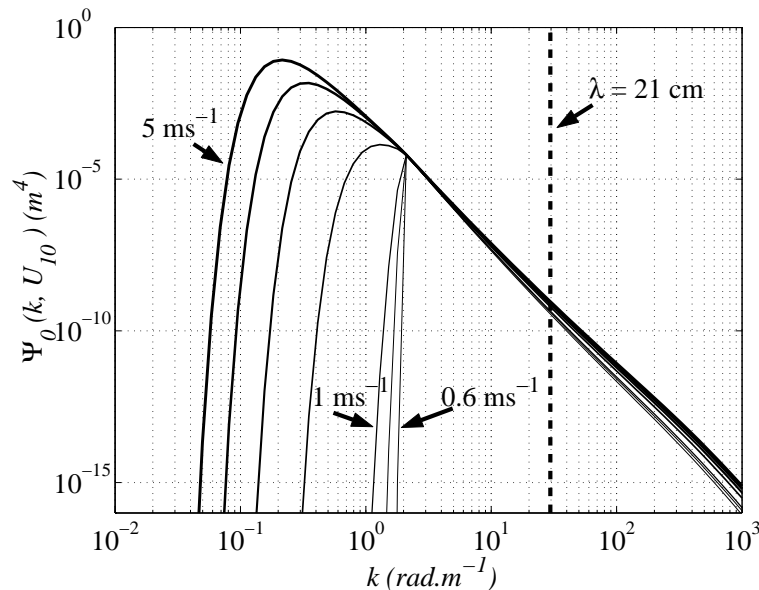


FIG. 4.13: Spectre de puissance omnidirectionnel de la mer du vent en fonction du nombre d'onde pour des vents de 0.6, 0.8, 1, 2, 3, 4 et 5 $m.s^{-1}$, d'après le modèle [30] dont l'amplitude est multipliée par un facteur deux.

avec la modification $a_0 = 0.008$), du modèle de coefficient de traînée pour une atmosphère neutre donné en (4.78) et du modèle de rugosité aérodynamique de Pierson (équation 4.83). Ces spectres sont représentés pour plusieurs vents couvrant la gamme des vents les plus courants à la surface du globe (voir la section 4.6.2). J'ai mis en évidence la longueur d'onde de 21 cm, car le rôle des vagues dont la taille est de cet ordre de grandeur est très important dans le processus d'émissivité de la surface océanique en bande L (voir la section 4.4).

Le spectre omnidirectionnel de puissance est représenté sur la figure 4.12.a. Dans le domaine des basses fréquences, on remarque la présence d'un pic dont la position et l'amplitude dépendent fortement de U . Lorsque le vent augmente, le nombre d'onde du pic k_p diminue et l'amplitude du spectre à ce nombre d'onde augmente. L'amplitude de ces variations diminue à mesure que le vent augmente. Lorsque U varie de 5 $m.s^{-1}$ à 19 $m.s^{-1}$, k_p varie de 0.2 $rad.m^{-1}$ à 0.015 $rad.m^{-1}$, soit une variation de λ_p de 30 m à 400 m. Dans le domaine des hautes fréquences, l'amplitude du

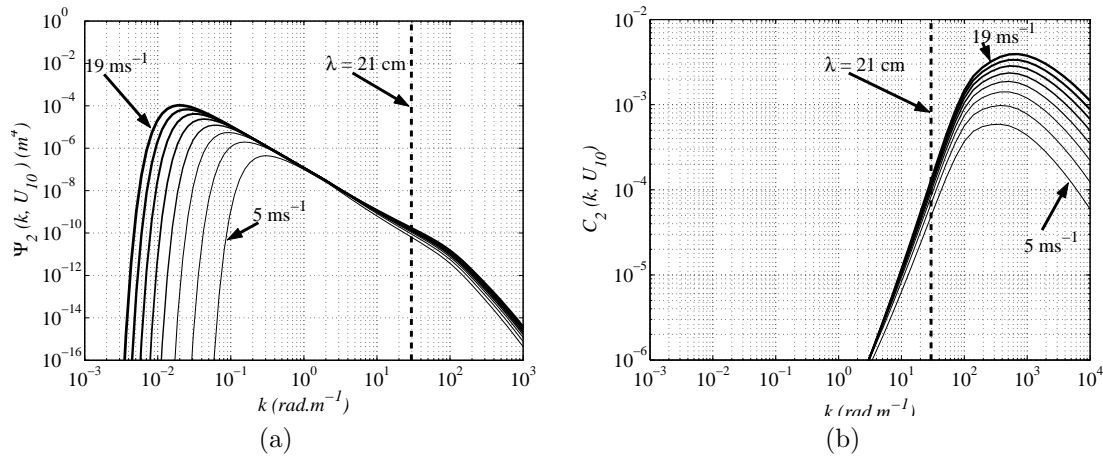


FIG. 4.14: Amplitude de la deuxième harmonique du spectre de puissance 2D (a) et de courbure 2D (b) de la mer du vent en fonction du nombre d'onde pour des vents allant de 5 m.s^{-1} à 19 m.s^{-1} par pas de 2 m.s^{-1} , d'après le modèle [30] dont l'amplitude est multipliée par un facteur deux.

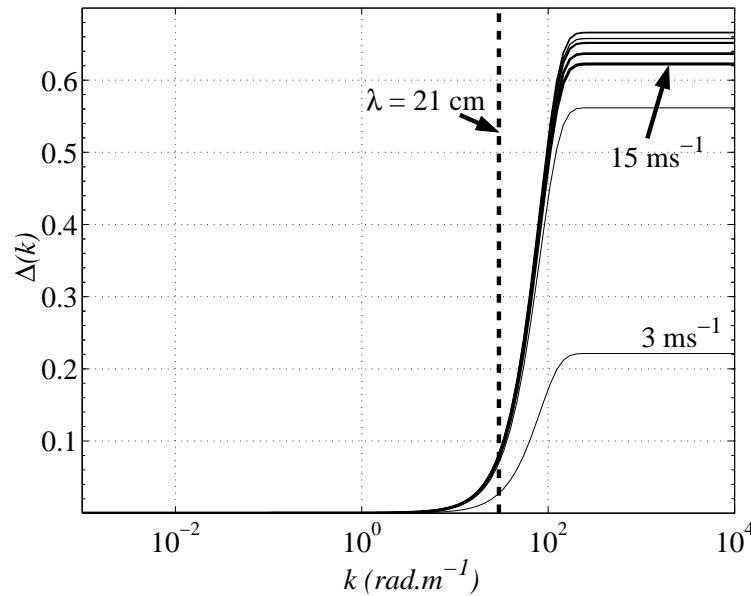


FIG. 4.15: Rapport $\Delta(k)$ entre l'amplitude de la deuxième harmonique du spectre de puissance des vagues et le spectre de puissance omnidirectionnel, pour un vent variant de 3 m.s^{-1} à 15 m.s^{-1} , par pas de 2 m.s^{-1} .

spectre dépend moins fortement de U . C'est notamment le cas pour les vagues dont la taille est proche de 21 cm .

En fait, comme on le verra dans la section 4.4, pour comprendre les variations d'émissivité avec le vent, il est plus instructif d'étudier les variations du spectre de courbure dont la composante omnidirectionnelle est représentée sur la figure 4.12.b. Le spectre de courbure présente un pic dans le domaine des hautes fréquences, pour des longueurs d'onde de l'ordre de 2 cm (i.e. $k = 300$), dont l'amplitude est très sensible à U (ou à u_* en l'occurrence). Ces longueurs d'ondes correspondent aux vagues pour lesquelles le transfert d'énergie avec le vent se fait directement. On note qu'il existe pour ce modèle de spectre une longueur d'onde insensible à U située à $k = 2 \text{ rad.m}^{-1}$, et que les petites vagues ne décroissent pas rapidement pour les vents faibles. Par conséquent, lorsque U tend vers 0, l'énergie totale du spectre ne tend pas vers 0 comme l'illustre la figure 4.13 où est représenté le spectre pour les vents faibles.

La figure 4.14 illustre l'amplitude de la seconde harmonique des spectres de puissance (a) et de courbure (b) de la mer du vent. Cette harmonique traduit la variation angulaire de l'énergie des vagues due à l'asymétrie *upwind/crosswind*. Elle est obtenue, d'après (4.71) et (4.66), en multipliant Ψ_0 et C_0 par $\Delta(k)$ qui est représenté sur la figure 4.15. D'après le modèle DV2, l'asymétrie *upwind/crosswind* ne concerne que les petites vagues ($k > 10$, $\lambda < 60$ cm) (voir les figures 4.14.b et 4.15). On verra dans la section 5.1.3 que ce n'est pas le cas avec tous les modèles de spectre. La sensibilité de la seconde harmonique au vent pour U compris entre 5 m.s⁻¹ et 15 m.s⁻¹ est similaire à celle de l'harmoniques 0 car $\Delta(k)$ est peu sensible à U dans cette gamme de vent. Pour les vagues dont la taille est de l'ordre de 21 cm, $\Delta(k)$ est faible, beaucoup plus faible (d'un facteur 6) que pour les petites vagues dont la taille est de l'ordre de quelques centimètres. On verra que cette différence induit une variation azimutale de $T_{b\ mer}$ beaucoup plus faible en bande L qu'à plus haute fréquence.

4.3.9 Description de la houle

Durden et Vesecky ([30]) ont montré que la houle pouvait avoir une influence sensible sur la mesure diffusiométrique en bande L, particulièrement à faible angle d'incidence. À 1.2 GHz et à $\theta = 20^\circ$, son influence est de 6 dB à $U = 5$ m.s⁻¹ et de 3 dB à $U = 20$ m.s⁻¹, ce qui est sensiblement plus fort qu'à plus haute fréquence où l'effet de la houle est parfois négligé ([102]). C'est pourquoi j'ai évalué l'influence de la houle sur les mesures radiométriques à l'aide de mon modèle d'émissivité (voir l'article dans la section Q). Pour cela, j'ai superposé un spectre de houle au spectre de la mer du vent, en supposant qu'il n'y a pas d'interactions entre les vagues de la houle et celles de la mer du vent.

La houle est constituée de vagues ayant voyagé depuis le lieu où elles ont été générées. Comme la mer est un milieu dispersif (voir l'équation de dispersion (4.32)), les vagues de différentes longueurs d'onde ne se déplacent pas à la même vitesse. D'après les relations (4.45), les vagues de plus grande longueur d'onde vont se propager plus vite que les petites vagues. Par conséquent, loin du lieu de génération ces grandes vagues vont avoir un spectre beaucoup plus étroit que le spectre de la mer du vent qui leur a donné naissance. Les vagues de houle sont donc caractérisées par un spectre étroit et de grandes longueurs d'onde.

J'ai utilisé un modèle de spectre de houle gaussien ($S^*(k)$) donné par la relation suivante

$$S^*(k) = \frac{h_s^2}{2\pi\sigma} \exp(-0.5(\frac{k - k_p}{\sigma})^2) \quad (4.85)$$

où $h_s = 1$ m est l'écart type des hauteurs des vagues de la houle, $k_p = 0.0314$ rad.m⁻¹ est le pic du spectre de houle (qui correspond à une longueur d'onde de 200 m) et $\sigma = 0.0025$ m⁻¹ est estimé à partir de mesure faites par des radars à synthèse d'ouverture ([30]).

Le spectre de houle, ainsi que le spectre de la mer du vent pour $U_{10} = 10$ m.s⁻¹ (d'après le modèle DV), est illustré sur la figure 4.16. L'amplitude du pic du spectre de houle est plus grande que celle du spectre de la mer du vent. Par contre, le pic de houle se situe à une longueur d'onde plus grande que celui de la mer du vent. La variance des pentes totale, qui est le paramètre qui détermine l'influence des grandes vagues sur $T_{b\ mer}$ (voir la section 4.4), va être relativement peu influencée par la houle (autrement dit, la houle a des pentes faibles). L'écart type des pentes de la houle est donné par $h_s k_p$; on en déduit une variance des pentes pour la houle $\sigma_s^2 \simeq 10^{-3}$, qui est très faible par rapport à la variance des pentes des grandes vagues de la mer du vent lorsque $U_{10} > 5$ m.s⁻¹ (voir les figures 4.21). L'influence de la houle sur $T_{b\ mer}$ est exposée dans la section 4.6.

4.4 Diffusion par une surface rugueuse

Comme on l'a vu dans la section 4.3.4, la surface de la mer n'est jamais strictement plane ne serait-ce que par l'action du vent local qui est compris sur la majeure partie des océans entre 4 et 12 ms⁻¹ (voir les histogrammes 4.49). Le modèle d'émissivité pour une mer plane exposé dans la section 2.3 n'est donc pas applicable. Ce modèle de $T_{b\ mer}$ en bande L dépendait de la polarisation,

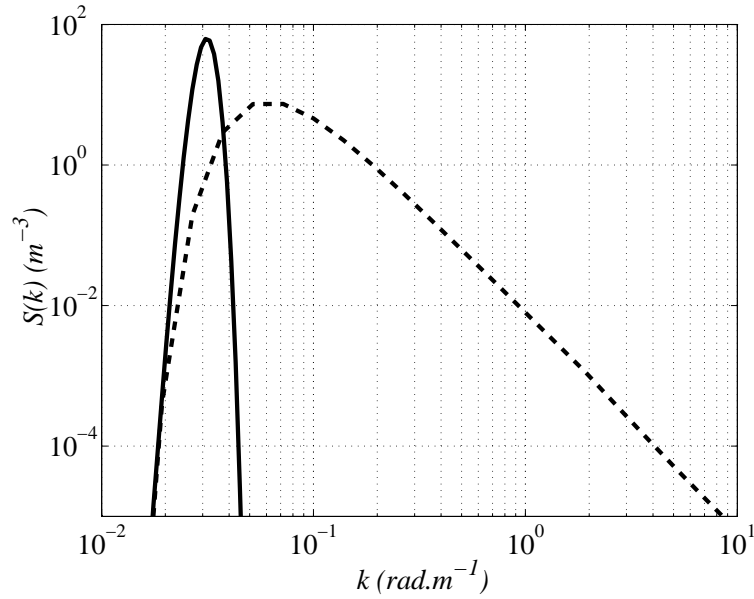


FIG. 4.16: Spectre des vagues de houle (trait plein) et spectres de la mer du vent (tirets) pour $U_{10} = 10 \text{ m.s}^{-1}$ (modèle DV).

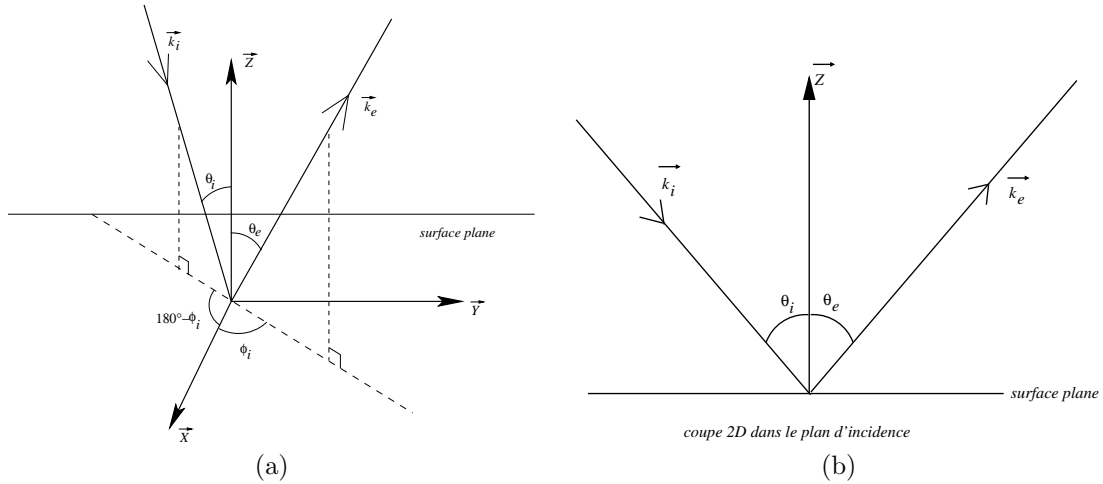


FIG. 4.17: Illustration du phénomène de réflexion d'une onde EM sur une surface plane. Sur la figure (a), le rayonnement incident se propage dans la direction \vec{k}_i et il est réfléchi dans la direction \vec{k}_e . Le plan d'incidence est orthogonal au plan de la mer $(0, \vec{x}, \vec{y})$ et fait un angle φ_i avec le plan $(0, \vec{x}, \vec{z})$. Les vecteurs \vec{k}_i et \vec{k}_e sont contenus dans le plan d'incidence. Les angles θ_i (entre \vec{k}_i et \vec{z}) et θ_e (entre \vec{k}_e et \vec{z}) sont égaux. La figure (b) représente une coupe 2D de la figure (a) dans le plan d'incidence.

de la *SSS*, de la *SST* et de l'angle d'incidence θ . Il faut le modifier pour qu'il prenne en compte la rugosité de la surface océanique. Pour cela, il faut remplacer les coefficients de réflexion de Fresnel dans (2.22) par les coefficient de réflexion d'une surface rugueuse. On a alors

$$T_{b\ mer} = SST \cdot (1 - R)$$

où R est le coefficient de réflexion d'une surface rugueuse que l'on peut toujours décomposer sous la forme

$$R = R_{Fr} + \delta R$$

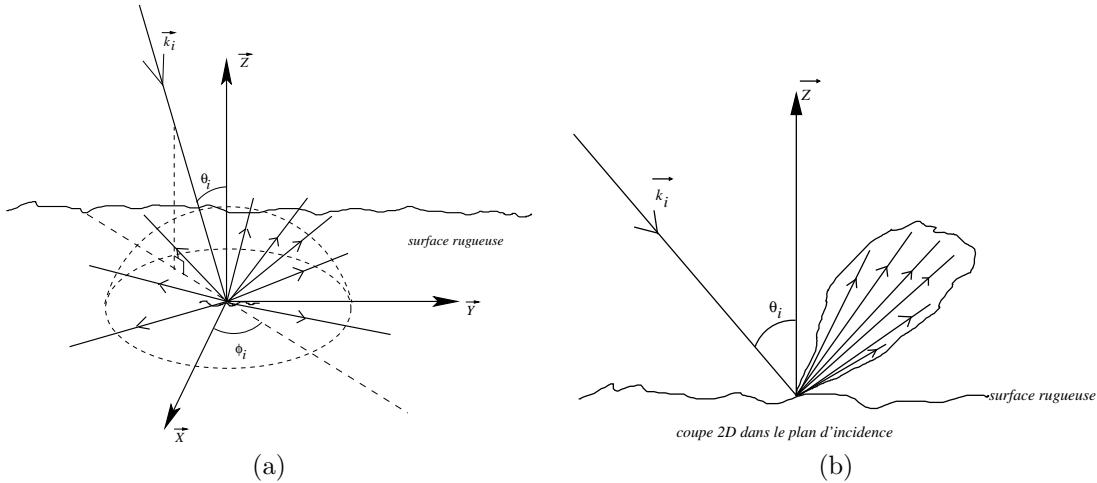


FIG. 4.18: Illustration du phénomène de réflexion d'une onde EM sur une surface rugueuse. Sur la figure (a), le rayonnement incident se propage dans la direction \vec{k}_i et il est réfléchi dans toutes les directions de l'hémisphère supérieure à la surface de la mer. La figure (b) représente une coupe 2D de la figure (a) dans le plan d'incidence, la taille variable des vecteurs émergents représente symboliquement la variation de la puissance réfléchie avec la direction de réflexion (i.e. le diagramme de diffusion).

avec δR une correction due à la rugosité de la surface. Je vais traiter dans cette section de l'influence de la rugosité sur la réflectivité de la surface océanique, c'est à dire déterminer R .

La surface de l'océan est constituée de vagues de diverses échelles. Si la surface de la mer était plane (et d'étendue infinie), la puissance radiative incidente provenant d'une direction

$$\vec{k}_i = \sin \theta_i \cos \varphi_i \vec{x} + \sin \theta_i \sin \varphi_i \vec{y} - \cos \theta_i \vec{z}$$

serait réfléchi spéculairement, c'est à dire que le rayonnement émergent serait dans la direction

$$\vec{k}_e = \sin \theta_e \cos \varphi_e \vec{x} + \sin \theta_e \sin \varphi_e \vec{y} + \cos \theta_e \vec{z}$$

contenue dans le plan d'incidence (i.e. $\varphi_e = \varphi_i$), et que \vec{k}_e ferait un angle θ_e avec la normale à la mer identique à l'angle d'incidence θ_i (figure 4.17). La fraction de la puissance incidente qui serait réfléchi serait donnée par les coefficients de Fresnel (2.23), et elle serait entièrement transportée dans la direction \vec{k}_e . Comme la surface est en réalité rugueuse, il y a une infinité de rayonnements émergents dans toutes les directions de l'hémisphère supérieure à la surface de la mer, chacun transportant une fraction de la puissance incidente (4.18.b). Il y a alors diffusion de l'onde incidente par la surface.

Pour calculer la diffusion des ondes EM par une surface rugueuse séparant deux milieux homogènes, on va distinguer les méthodes "rigoureuses" des méthodes "approximées". Les premières consistent en la résolution rigoureuse des équations de Maxwell et nécessitent des durées de calculs rédibitoires pour les études menées au cours de cette thèse. Ces méthodes nécessitent de générer un grand nombre de surfaces rugueuses déterministes de taille finie, constituant un ensemble statistique dont les caractéristiques correspondent aux caractéristiques statistiques de la surface à étudier, en l'occurrence de la surface océanique (méthode de Monte Carlo). Chaque surface doit être suffisamment grande pour inclure toutes les échelles de rugosité, et doit être discrétisée à l'échelle de la longueur d'onde EM. Pour chacune des surfaces déterministes, on calcule un diagramme de diffusion en résolvant les équations de Maxwell sur la surface; les diagrammes sont ensuite sommés de manière incohérente sous l'hypothèse d'ergodicité qui veut qu'une moyenne d'ensemble est équivalente à une moyenne temporelle ou spatiale (on suppose aussi que les interactions cohérentes entre les ondes diffusées à grande distance les unes des autres sont négligeables).⁷ Bien qu'en théorie ces méthodes soient exactes, on comprend bien que leur mise en pratique nécessite des approximations

⁷Il est aussi possible de déterminer le coefficient de réflexion directement par intégration des champs sur la surface.

pour aboutir à un résultat au bout d'un temps de calcul raisonnable (limitation du nombre de surfaces pour l'ensemble statistique ou de la taille de la surface, résolution du spectre de la surface ou résolution angulaire du diagramme de diffusion, étendue du spectre de la surface limité, ...). Une revue des ces méthodes rigoureuses a été effectuée par Saillard et Sentenac ([77]) et une comparaison de ces méthodes appliquées à une surface de type océanique a été faite par Soriano et al. ([82]). Les méthodes employées au cours de ma thèse pour déterminer le diagramme de diffusion sont des méthodes approximées.

Les méthodes approximées ne sont pas valides sur toutes les échelles de rugosité, car l'approximation repose sur des hypothèses concernant la taille de la rugosité (hauteur ou longueur d'onde) rapportée à la longueur d'onde EM, ou sur la pente des rugosités. J'ai utilisé un modèle deux échelles, qui repose sur deux méthodes approximées, chacune valide pour des échelles de vague différentes. Il décrit en effet la diffusion par la surface océanique par deux phénomènes associés soit aux "grandes vagues", soit aux "petites vagues". Les grandes vagues, ou la rugosité de grande-échelle (GE), sont des surfaces inclinées qui vont induire une modification de l'angle d'incidence à prendre en compte pour le calcul de la réflectivité (voir la figure 4.19.a). Les petites vagues, ou la rugosité de petite-échelle (PE), vont induire une différence de marche, et donc un déphasage, entre les ondes EM se réfléchissant en différents endroits de la surface (4.19.b).

Pour déterminer quelle fraction d'énergie est absorbée par une surface rugueuse, on va déterminer quelle est la puissance totale réfléchie et par conséquent quelle est la puissance réfléchie dans chaque direction (ce que l'on appelle un diagramme de diffusion, voir la figure 4.18.b pour une illustration schématique). On va ensuite appliquer la loi de Kirchhoff, selon laquelle l'émissivité est égale à l'absorptivité, et en déduire la $T_{b\ mer}$ d'après

$$\overrightarrow{T_{b\ mer}} = \begin{bmatrix} T_v \\ T_h \\ T_3 \\ T_4 \end{bmatrix} = SST \times \left(\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} - \vec{R} \right). \quad (4.86)$$

4.4.0.1 Méthode des petites perturbations, optique géométrique et modèle à deux échelles

On cherche à déterminer la $T_{b\ mer}$ dans la direction du radiomètre qui est repérée par les angles θ et φ dans le repère terrestre. Pour une surface plane, on a vu dans la section 2.3 que la T_b de la surface dépend de l'angle d'incidence par rapport à la normale à la surface, dit angle d'incidence local (θ_l). Pour le cas plus général d'une surface qui n'est pas isotrope en angle d'azimut local (φ_l), contrairement à une surface plane, la T_b dépend en plus de φ_l . Lorsque la surface est horizontale dans le repère terrestre (i.e. dans le plan (O, \vec{X}, \vec{Y})), on a

$$\theta_l = \theta \quad (4.87)$$

$$\varphi_l = \varphi \quad (4.88)$$

et la T_b de la surface dépend de la direction du radiomètre dans le repère terrestre (θ, φ) . Par contre, lorsque la surface est inclinée avec des pentes S_x et S_y dans les directions \vec{X} et \vec{Y} , la direction du radiomètre dans le repère de la vague (θ_l, φ_l) est différente de sa direction dans le repère terrestre (θ, φ) , et θ_l et φ_l sont des fonctions de S_x , S_y , θ et φ (voir l'annexe J). Par conséquent, la T_b mesurée par un radiomètre varie avec l'inclinaison de la surface qu'il observe. Ceci ne serait pas vrai pour une surface ayant une T_b isotrope en angle d'incidence et d'azimut (surface de Lambert), ce qui n'est pas le cas de la surface océanique.

La surface de la mer peut être modélisée comme un ensemble de facettes inclinées avec des pentes S_u et S_c dans les directions respectivement *upwind* et *downwind*, dont la probabilité est $P(S_u, S_c) dS_u dS_c$. La fonction de densité des probabilités (FDP) est déduite de (4.23) comme étant la suivante

$$P(S_u, S_c) = \frac{1}{2\pi\sigma_u\sigma_c} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\left(\frac{S_u}{\sigma_u} \right)^2 + \left(\frac{S_c}{\sigma_c} \right)^2 \right) \right], \quad (4.89)$$

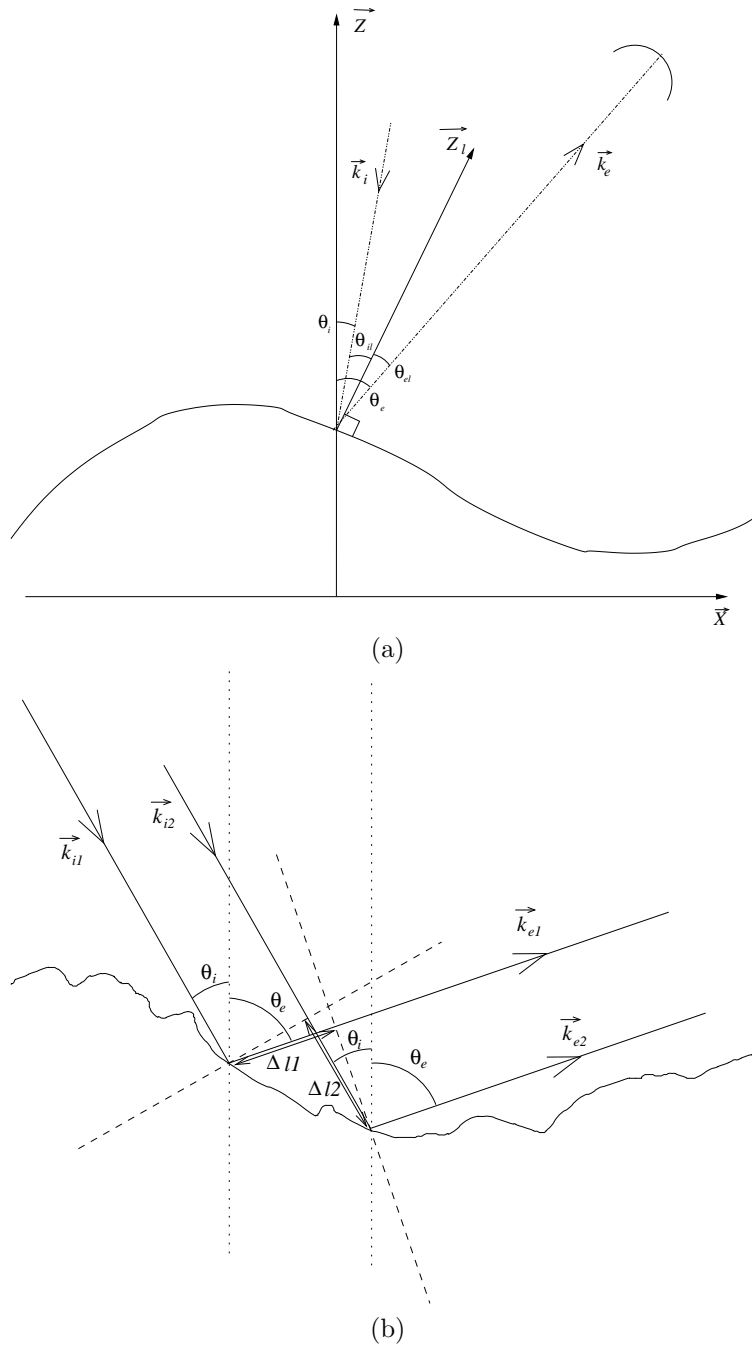


FIG. 4.19: Diffusion par les (a) grandes et (b) petites vagues. (a) Une grande vague est assimilée localement à une surface inclinée plane ou rugueuse selon le modèle (sur le schéma, la surface est supposée plane ce qui correspond à un modèle d'OG) dont la normale (locale) est \vec{Z}_l . Un rayonnement incident le long de \vec{k}_i , dont l'angle d'incidence est θ_i , a un angle d'incidence local θ_{il} . La direction de réflexion spéculaire est le long de \vec{k}_e , qui a un angle d'émergence local θ_{el} égale à θ_{il} , mais qui a un angle d'émergence θ_e différent de θ_i . (b) Les petites vagues vont induire une différence de marche $\Delta l_1 - \Delta l_2$ entre le rayonnement arrivant en \vec{k}_{i1} et celui arrivant en \vec{k}_{i2} . Cette différence de marche, qui dépend de θ_e , va induire des interférences entre les deux ondes variant avec θ_e .

où σ_u^2 et σ_c^2 sont respectivement les variances des pentes dans les directions *upwind* et *crosswind*, dont l'expression générale est donnée en (4.43) et (4.44).

Chacune de ces facettes va donc avoir une T_b dite "locale" ($T_{b,l}$) dans la direction du radiomètre; chaque facette aura une $T_{b,l}$ différente selon ses pentes. Pour déterminer $T_{b,mer}$, on va intégrer toutes les $T_{b,l}$ sur la distribution statistique des pentes. Ainsi, la $T_{b,mer}$ observée par le

direction de visée du radiomètre

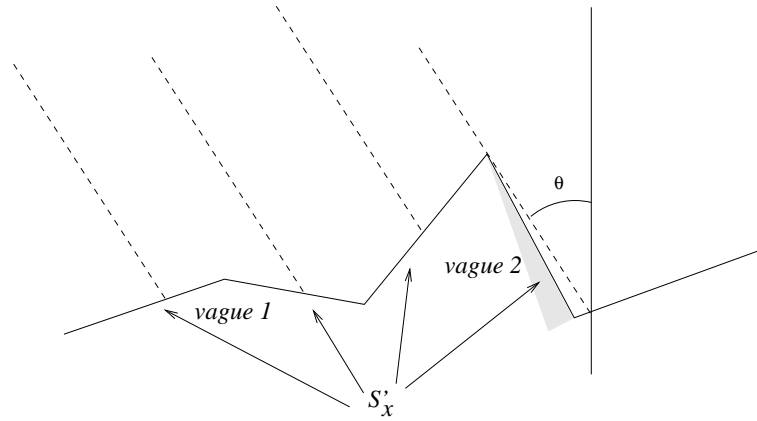


FIG. 4.20: Illustration du phénomène d'ombrage d'une vague à forte pente. Le radiomètre qui a un angle d'incidence θ ne voit pas la surface de la vague 2 dont la pente dans la direction de visée du radiomètre est supérieure à $\cot \theta$.

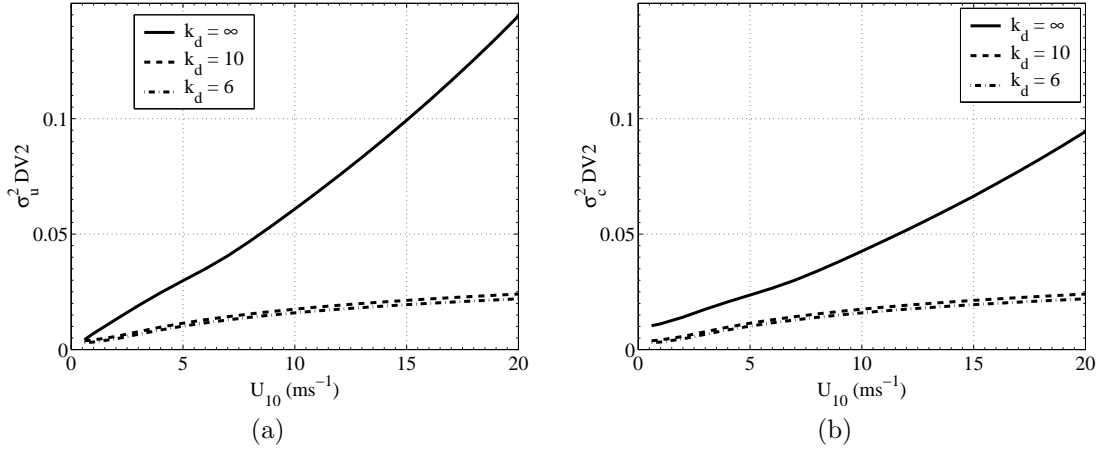


FIG. 4.21: Variances des pentes dans les directions face au vent (a) et sous le vent (b) pour différents nombres d'onde de coupure, d'après le modèles DV ([30]) dont l'amplitude est multipliée par deux.

radiomètre est donnée par

$$T_{b\ mer}(\theta, \varphi) = \int_{S_u} \int_{S_c} T_{b,l}(\theta_l, \varphi_l) \Omega_s P(S_u, S_c) dS_u dS_c \quad (4.90)$$

où Ω_s est un facteur qui prend en compte la surface effective vue par le radiomètre, réduite à cause de l'inclinaison de la vague par rapport au radiomètre. Si l'on définit les pentes S'_x et S'_y comme les pentes d'une vague respectivement dans la direction du radiomètre et dans la direction transverse à la direction du radiomètre, on a (voir l'annexe K.1)

$$\Omega_s = (1 - S'_x \tan \theta). \quad (4.91)$$

On relie alors les pentes S_u et S_c aux pentes S'_x et S'_y par les relations (voir l'annexe K) suivantes

$$S_u = S'_x \cos \varphi_0 - S'_y \sin \varphi_0, \quad (4.92)$$

$$S_c = S'_x \sin \varphi_0 + S'_y \cos \varphi_0, \quad (4.93)$$

où φ_0 est l'angle entre la direction du radiomètre et la direction la direction du vent, et on exprime (4.90) comme une intégrale sur les pentes S'_x et S'_y

$$T_{b\ mer}(\theta, \varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\cot\theta} T_{b,l}(\theta_l, \varphi_l) (1 - S'_x \tan\theta) P'(S_u, S_c) dS'_x dS'_y, \quad (4.94)$$

où la limite supérieure des S'_x est égale à $\cot\theta$ pour prendre en compte le phénomène d'ombrage⁸ illustré sur la figure 4.20 et

$$P'(S_u, S_c) = \frac{P(S_u, S_c)}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\cot\theta} (1 - S'_x \tan\theta) P(S_u, S_c) dS'_x dS'_y}.$$

Pour résoudre (4.94), il faut déterminer $T_{b,l}(\theta_l, \varphi_l)$. On peut alors adopter deux approches.

L'approche la plus simple est de considérer que les facettes sont lisses, de sorte que $T_{b,l}$ soit donné par (voir la section 2.3)

$$T_{b,l}(\theta_l) = SST \cdot (1 - R_{Fr}(\theta_l)),$$

et soit indépendant de φ_l . Ce modèle est l'approximation d'optique géométrique (OG), qui n'est valide que pour des vagues qui sont grandes devant λ_0 , de sorte qu'elles sont assimilées localement à des plans ([73]).

Une autre approche consiste à considérer les facettes comme des surface rugueuses, c'est à dire à superposer de la rugosité de petite échelle (PE) à la rugosité de grande échelle (GE). Cette approche est celle des modèles dit "deux échelles". C'est ce type de modèles que j'ai utilisé.

On définit les GE comme les vagues dont la longueur d'onde (λ) est grande devant celle du radiomètre (λ_0), et les PE comme les vagues dont la hauteur h est petite devant λ_0 . On sépare les GE et les PE par un nombre d'onde de coupure k_d , qui vaut une fraction de k_0 , le nombre d'onde du radiomètre. Par conséquent, on peut séparer le spectre des vagues $\Psi(k, \varphi_0)$ en deux parties définies par

$$\Psi_{GE}(k, \varphi_0) = \begin{cases} \Psi(k, \varphi_0) & \text{si } k < k_d \\ 0 & \text{si } k > k_d \end{cases} \quad (4.95)$$

$$\Psi_{PE}(k, \varphi_0) = \begin{cases} 0 & \text{si } k < k_d \\ \Psi(k, \varphi_0) & \text{si } k > k_d \end{cases} \quad (4.96)$$

k_d généralement considéré comme étant entre $k_0/5$ et $k_0/3$ ([102]), soit entre 6 rad.m^{-1} et 10 rad.m^{-1} pour la bande L. Je traite de l'influence de la valeur de k_d sur la prédiction de la $T_{b\ mer}$ en bande L dans la section 5.1.2.

La FDP des pentes $P(S_u, S_c)$ dans (4.90) est alors calculée pour les GE uniquement, soit

$$P_{GE}(S_u, S_c) = \frac{1}{2\pi\sigma_{u,GE}\sigma_{c,GE}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\left(\frac{S_u}{\sigma_{u,GE}}\right)^2 + \left(\frac{S_c}{\sigma_{c,GE}}\right)^2\right)\right], \quad (4.97)$$

où les variances des pentes des grandes vagues $\sigma_{u,GE}$ et $\sigma_{c,GE}$ sont données par

$$\sigma_{u,GE}^2 = \int_0^{k_d} k^2 S(k) dk \int_0^{2\pi} \Phi(k, \varphi_0) \cos^2 \varphi_0 d\varphi_0 \text{ et} \quad (4.98)$$

$$\sigma_{c,GE}^2 = \int_0^{k_d} k^2 S(k) dk \int_0^{2\pi} \Phi(k, \varphi_0) \sin^2 \varphi_0 d\varphi_0. \quad (4.99)$$

La variance des pentes des grandes vagues pour $k_d = 6 \text{ rad.m}^{-1}$ ou $k_d = 10 \text{ rad.m}^{-1}$, ainsi que celle de toutes les vagues (i.e. pour $k_d = \infty$), sont reportées sur la figure 4.21. Ces variances ont été calculées à partir du modèle de spectre DV2. La variance des pentes est beaucoup plus faible et beaucoup moins variable avec le vent lorsque l'on se limite aux GE. De plus, alors que la variance des pentes de toutes les vagues varie avec la direction du vent, celle des grandes vagues est quasiment isotrope (pour le modèle DV2 mais pas pour d'autres modèles, voir la section 5.1.3).

⁸L'ombrage est dû au fait que les vagues très inclinées dans la direction opposée à celle du radiomètre ne sont pas vues par ce dernier.

La $T_{b,l}$ d'une facette peut s'écrire sous la forme suivante

$$T_{b,l}(\theta_l, \varphi_l) = SST \cdot [1 - R_{PE}(\theta_l, \varphi_l)] \quad (4.100)$$

où R_{PE} est la reflectivité induite par la rugosité de petite échelle présente sur la facette. On a alors, d'après (4.94),

$$T_{b\ mer}(\theta, \varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\cot \theta} SST \cdot [1 - R_{PE}(\theta_l, \varphi_l)] (1 - S'_x \tan \theta) P'_{GE}(S_u, S_c) dS'_x dS'_y, \quad (4.101)$$

soit

$$T_{b\ mer}(\theta, \varphi) = SST \cdot \left(1 - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\cot \theta} R_{PE}(\theta_l, \varphi_l) (1 - S'_x \tan \theta) P'_{GE}(S_u, S_c) dS'_x dS'_y \right). \quad (4.102)$$

Il existe plusieurs méthodes d'approximation pour déterminer R_{PE} (voir la section 5.1). J'ai utilisé la méthode des petites perturbations (SPM, pour *Small Perturbation Method*), développée à l'ordre deux ([101], [105]), d'après laquelle R_{PE} est la somme d'un terme de diffusion cohérente (R_c) et de diffusion incohérente (R_i), soit

$$R_{PE}(\theta_l, \varphi_l) = R_c(\theta_l, \varphi_l) + R_i(\theta_l, \varphi_l) \quad (4.103)$$

Le terme de diffusion cohérente $R_c(\theta_i, \varphi_i)$ traduit la fraction de puissance incidente depuis la direction (θ_i, φ_i) qui est réfléchié spéculairement (i.e. dans la direction $(\theta_l = \theta_i, \varphi_l = \varphi_i)$). Le terme de diffusion incohérente quant à lui traduit la fraction de puissance incidente depuis la direction $(\theta_\alpha, \varphi_\alpha)$ quelconque et qui est diffusée dans la direction (θ_l, φ_l) .

Le terme cohérent est

$$R_c(\theta_i, \varphi_i) = \begin{bmatrix} |R_{vv}^{(0)}|^2 \\ |R_{hh}^{(0)}|^2 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \int_0^{2\pi} d\varphi_\alpha \int_0^\infty k_0^2 k_{\rho\alpha} \Psi_s(\vec{k}_c) \cdot \begin{bmatrix} 2\text{Re} \left\{ R_{vv}^{(0)*} g_{vv}^{(2)}(\varepsilon_r, \xi, \theta_i, \varphi_i) \right\} \\ 2\text{Re} \left\{ R_{hh}^{(0)*} g_{hh}^{(2)}(\varepsilon_r, \xi, \theta_i, \varphi_i) \right\} \\ 2\text{Re} \left\{ \left(R_{hh}^{(0)*} - R_{vv}^{(0)*} \right) g_{vh}^{(2)}(\varepsilon_r, \xi, \theta_i, \varphi_i) \right\} \\ 2\text{Im} \left\{ \left(R_{hh}^{(0)*} + R_{vv}^{(0)*} \right) g_{vh}^{(2)}(\varepsilon_r, \xi, \theta_i, \varphi_i) \right\} \end{bmatrix} dk_{\rho\alpha} \quad (4.104)$$

avec

$$\vec{k}_c = \begin{bmatrix} k_{\rho i} \cos \varphi_i - k_{\rho\alpha} \cos \varphi_\alpha \\ k_{\rho i} \sin \varphi_i - k_{\rho\alpha} \sin \varphi_\alpha \end{bmatrix}, \quad (4.105)$$

$$k_{\rho i} = k_0 \sin \theta_i, \quad (4.106)$$

et

$$\xi = k_{\rho\alpha} / k_0. \quad (4.107)$$

Le terme incohérent est

$$R_i(\theta_l, \varphi_l) = \int_0^{\pi/2} \sin \theta_\alpha d\theta_\alpha \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta_\alpha}{4\pi \cos \theta_l} \cdot \begin{bmatrix} \gamma_{vvvv}(\varepsilon_r, \theta_l, \varphi_l, \theta_\alpha, \varphi_\alpha) + \gamma_{vhvh}(\varepsilon_r, \theta_l, \varphi_l, \theta_\alpha, \varphi_\alpha) \\ \gamma_{hhhh}(\varepsilon_r, \theta_l, \varphi_l, \theta_\alpha, \varphi_\alpha) + \gamma_{hv hv}(\varepsilon_r, \theta_l, \varphi_l, \theta_\alpha, \varphi_\alpha) \\ 2\text{Re}\{\gamma_{vhhh}(\varepsilon_r, \theta_l, \varphi_l, \theta_\alpha, \varphi_\alpha) + \gamma_{vvhv}(\varepsilon_r, \theta_l, \varphi_l, \theta_\alpha, \varphi_\alpha)\} \\ 2\text{Im}\{\gamma_{vhhh}(\varepsilon_r, \theta_l, \varphi_l, \theta_\alpha, \varphi_\alpha) + \gamma_{vvhv}(\varepsilon_r, \theta_l, \varphi_l, \theta_\alpha, \varphi_\alpha)\} \end{bmatrix} d\varphi_\alpha \quad (4.108)$$

avec

$$\vec{k}_i = \begin{bmatrix} k_{\rho l} \cos \varphi_l - k_{\rho\alpha} \cos \varphi_\alpha \\ k_{\rho l} \sin \varphi_l - k_{\rho\alpha} \sin \varphi_\alpha \end{bmatrix}, \quad (4.109)$$

$$k_{\rho\alpha} = k_0 \sin \theta_\alpha, \quad (4.110)$$

$$\gamma_{\alpha\beta\mu\nu}(\varepsilon_r, \theta_l, \varphi_l, \theta_\alpha, \varphi_\alpha) = \frac{4\pi k_0^4 \cos^2 \theta_l F_{\alpha\beta\mu\nu}(\varepsilon_r, \theta_l, \varphi_l, \theta_\alpha, \varphi_\alpha) \Psi_s(\vec{k}_i)}{\cos \theta_i}, \quad (4.111)$$

et

$$F_{\alpha\beta\mu\nu}(\varepsilon_r, \theta_l, \varphi_l, \theta_\alpha, \varphi_\alpha) = g_{\alpha\beta}^{(1)}(\varepsilon_r, \theta_l, \varphi_l, \theta_\alpha, \varphi_\alpha) g_{\mu\nu}^{(1)*}(\varepsilon_r, \theta_l, \varphi_l, \theta_\alpha, \varphi_\alpha). \quad (4.112)$$

Dans (4.104) et (4.108), $|R_{vv}^{(0)}|^2$ et $|R_{hh}^{(0)}|^2$ sont les coefficients de réflexion de Fresnel, respectivement en V-pol (R_v) et H-pol (R_h) donnés en (2.23) et (2.25). Dans (4.104) et (4.112), les fonctions $\gamma_{\alpha\beta\mu\nu}$ et $g_{\alpha\beta}^{(2)}$ sont les coefficients de diffusion bistatiques donnés dans l'annexe I. Les termes notés (0) , (1) et (2) sont respectivement les termes d'ordre 0, 1 et 2 d'un développement limité, qui suppose que la hauteur des PE soit faible devant λ_0 (i.e. les PE peuvent être considérées comme une petite perturbation de la surface).

En remplaçant dans (4.108) $F_{\alpha\beta\mu\nu}$ par son expression donnée en (4.112), il vient

$$R_i(\theta_l, \varphi_l) = \int_0^{\pi/2} \sin \theta_\alpha d\theta_\alpha \int_0^{2\pi} k_0^4 \cos \theta_l \Psi_s \begin{bmatrix} |g_{vv}^{(1)}|^2 + |g_{vh}^{(1)}|^2 \\ |g_{hh}^{(1)}|^2 + |g_{hv}^{(1)}|^2 \\ 2\text{Re}\{g_{vh}^{(1)} g_{hh}^{(1)*} + g_{vv}^{(1)} g_{hv}^{(1)*}\} \\ 2\text{Im}\{g_{vh}^{(1)} g_{hh}^{(1)*} + g_{vv}^{(1)} g_{hv}^{(1)*}\} \end{bmatrix} d\varphi_\alpha \quad (4.113)$$

Alors, en intégrant sur $k_{\rho\alpha}$ donné en (4.110), il vient

$$R_i(\theta_l, \varphi_l) = \int_0^{k_0} k_{\rho\alpha} dk_{\rho\alpha} \int_0^{2\pi} k_0^2 \frac{\cos \theta_l}{\cos \theta_\alpha} \Psi_s \begin{bmatrix} |g_{vv}^{(1)}|^2 + |g_{vh}^{(1)}|^2 \\ |g_{hh}^{(1)}|^2 + |g_{hv}^{(1)}|^2 \\ 2\text{Re}\{g_{vh}^{(1)} g_{hh}^{(1)*} + g_{vv}^{(1)} g_{hv}^{(1)*}\} \\ 2\text{Im}\{g_{vh}^{(1)} g_{hh}^{(1)*} + g_{vv}^{(1)} g_{hv}^{(1)*}\} \end{bmatrix} d\varphi_\alpha, \quad (4.114)$$

avec

$$dk_{\rho\alpha} = k_0 \cos \theta_\alpha d\theta_\alpha. \quad (4.115)$$

L'expression (4.104) traduisant une reflexion spéculaire, on a

$$\theta_i = \theta_l, \quad (4.116)$$

$$\varphi_i = \varphi_l, \quad (4.117)$$

soit

$$k_{\rho i} = k_{\rho l}, \quad (4.118)$$

$$\cos \varphi_i = \cos \varphi_l, \quad (4.119)$$

et

$$\sin \varphi_i = \sin \varphi_l. \quad (4.120)$$

Il vient alors

$$\vec{k}_c = \vec{k}_i = \vec{k} \quad (4.121)$$

avec

$$\vec{k} = \begin{bmatrix} k_{lx} - k_{\alpha x} \\ k_{ly} - k_{\alpha y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{\rho l} \cos \varphi_l - k_{\rho \alpha} \cos \varphi_\alpha \\ k_{\rho l} \sin \varphi_l - k_{\rho \alpha} \sin \varphi_\alpha \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_x \\ k_y \end{bmatrix}. \quad (4.122)$$

La somme de (4.104) et (4.108) peut ainsi, d'après (4.114) et (4.121), se mettre sous la forme

$$R = \begin{bmatrix} |R_{vv}^{(0)}|^2 \\ |R_{hh}^{(0)}|^2 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \int_0^{2\pi} d\varphi_\alpha \int_0^\infty k_0^2 k_{\rho \alpha} \Psi_s(\vec{k}) \cdot \begin{bmatrix} 2\text{Re} \left\{ R_{vv}^{(0)*} g_{vv}^{(2)} \right\} + \Gamma \cdot [|g_{vv}^{(1)}|^2 + |g_{vh}^{(1)}|^2] \\ 2\text{Re} \left\{ R_{hh}^{(0)*} g_{hh}^{(2)} \right\} + \Gamma \cdot [|g_{hh}^{(1)}|^2 + |g_{hv}^{(1)}|^2] \\ 2\text{Re} \left\{ \left(R_{hh}^{(0)*} - R_{vv}^{(0)*} \right) g_{vh}^{(2)} + \Gamma \cdot \left[g_{vh}^{(1)} g_{hh}^{(1)*} + g_{vv}^{(1)} g_{hv}^{(1)*} \right] \right\} \\ 2\text{Im} \left\{ \left(R_{hh}^{(0)*} + R_{vv}^{(0)*} \right) g_{vh}^{(2)} + \Gamma \cdot \left[g_{vh}^{(1)} g_{hh}^{(1)*} + g_{vv}^{(1)} g_{hv}^{(1)*} \right] \right\} \end{bmatrix} dk_{\rho \alpha} \quad (4.123)$$

avec

$$\Gamma = 0 \quad \text{si} \quad k_{\rho \alpha} > k_0, \quad (4.124)$$

$$\Gamma = \frac{\cos \theta_l}{\cos \theta_\alpha} = \frac{k_{lz}}{k_{\alpha z}} \quad \text{si} \quad k_{\rho \alpha} \leq k_0, \quad (4.125)$$

$$k_{lz} = k_0 \cos \theta_l, \quad (4.126)$$

et

$$k_{\alpha z} = \sqrt{k_0^2 - k_{\rho\alpha}^2}. \quad (4.127)$$

En intégrant (4.123) sur (k_x, k_y) , il vient

$$R = \begin{bmatrix} \left| R_{vv}^{(0)} \right|^2 \\ \left| R_{hh}^{(0)} \right|^2 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \int \int k_0^2 \Psi_s(k_x, k_y) \cdot \begin{bmatrix} 2\text{Re} \left\{ R_{vv}^{(0)*} g_{vv}^{(2)} \right\} + \Gamma \cdot \left[\left| g_{vv}^{(1)} \right|^2 + \left| g_{vh}^{(1)} \right|^2 \right] \\ 2\text{Re} \left\{ R_{hh}^{(0)*} g_{hh}^{(2)} \right\} + \Gamma \cdot \left[\left| g_{hh}^{(1)} \right|^2 + \left| g_{hv}^{(1)} \right|^2 \right] \\ 2\text{Re} \left\{ \left(R_{hh}^{(0)*} - R_{vv}^{(0)*} \right) g_{vh}^{(2)} + \Gamma \cdot \left[g_{vh}^{(1)} g_{hh}^{(1)*} + g_{vv}^{(1)} g_{hv}^{(1)*} \right] \right\} \\ 2\text{Im} \left\{ \left(R_{hh}^{(0)*} + R_{vv}^{(0)*} \right) g_{vh}^{(2)} + \Gamma \cdot \left[g_{vh}^{(1)} g_{hh}^{(1)*} + g_{vv}^{(1)} g_{hv}^{(1)*} \right] \right\} \end{bmatrix} dk_x dk_y. \quad (4.128)$$

avec

$$dk_x dk_y = k_{\rho\alpha} dk_{\rho\alpha} d\varphi_\alpha. \quad (4.129)$$

Comme

$$k_x = k \cos \varphi, \quad (4.130)$$

$$k_y = k \sin \varphi, \quad (4.131)$$

et

$$k dk d\varphi = dk_x dk_y, \quad (4.132)$$

il vient finalement

$$R = \begin{bmatrix} \left| R_{vv}^{(0)} \right|^2 \\ \left| R_{hh}^{(0)} \right|^2 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \int_0^{2\pi} \int_0^\infty k_0^2 k \Psi_s(k, \varphi) \cdot \begin{bmatrix} 2\text{Re} \left\{ R_{vv}^{(0)*} g_{vv}^{(2)} \right\} + \Gamma \cdot \left[\left| g_{vv}^{(1)} \right|^2 + \left| g_{vh}^{(1)} \right|^2 \right] \\ 2\text{Re} \left\{ R_{hh}^{(0)*} g_{hh}^{(2)} \right\} + \Gamma \cdot \left[\left| g_{hh}^{(1)} \right|^2 + \left| g_{hv}^{(1)} \right|^2 \right] \\ 2\text{Re} \left\{ \left(R_{hh}^{(0)*} - R_{vv}^{(0)*} \right) g_{vh}^{(2)} + \Gamma \cdot \left[g_{vh}^{(1)} g_{hh}^{(1)*} + g_{vv}^{(1)} g_{hv}^{(1)*} \right] \right\} \\ 2\text{Im} \left\{ \left(R_{hh}^{(0)*} + R_{vv}^{(0)*} \right) g_{vh}^{(2)} + \Gamma \cdot \left[g_{vh}^{(1)} g_{hh}^{(1)*} + g_{vv}^{(1)} g_{hv}^{(1)*} \right] \right\} \end{bmatrix} dk d\varphi \quad (4.133)$$

avec, dans (4.124),

$$k_{\alpha z} = \sqrt{k_0^2 - k_{\alpha x}^2 - k_{\alpha y}^2} \quad (4.134)$$

et

$$k_{\alpha x} = k_{\rho\alpha} \cos \varphi_\alpha = k_{\rho l} \cos \varphi_l - k_x, \quad (4.135)$$

$$k_{\alpha y} = k_{\rho\alpha} \sin \varphi_\alpha = k_{\rho l} \sin \varphi_l - k_y. \quad (4.136)$$

L'expression (4.133) est le résultat de la SPM à l'ordre deux (SPM2). Il existe cependant d'autres approximations pour calculer la diffusion des ondes électromagnétiques par une surface rugueuse. Deux d'entre elles, l'approximation des petites pentes et la méthode de Rice (SPM à l'ordre un), seront comparées à la SPM2 dans la section 5.1.

4.4.1 Fonction de poids pour la diffusion par une surface rugueuse

Bien que l'intégrale des coefficients bistatiques donnée en (4.104) et (4.108) soit une solution moins coûteuse en temps de calcul qu'une solution rigoureuse des équations de Maxwell, car elle est issue d'une méthode d'approximation, elle n'en reste pas moins très lourde numériquement. Johnson et Zhang ([45]) ont proposé une réécriture de (4.104) et (4.108) qui a l'avantage d'une part d'accélérer considérablement le calcul et d'améliorer la précision, et d'autre part de permettre de mieux appréhender l'influence relative des différentes longueurs d'onde du spectre des vagues dans le processus de diffusion. Le détail du calcul est explicité dans [45], je ne donne dans cette section que les grandes lignes de ce calcul et les résultats importants. En premier lieu, les expressions (4.104) et (4.108) sont rassemblées sous une intégrale unique et R_{PE} s'exprime désormais sous la forme

$$R_{PE} = \begin{bmatrix} R_v \\ R_h \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \int_{k_d}^{\infty} k_0^2 k'_\rho dk'_\rho \int_0^{2\pi} \Psi(k'_\rho, \varphi') \cdot \begin{bmatrix} g_v(\varepsilon_r, \theta_e, \varphi_e, k'_\rho, \varphi') \\ g_h(\varepsilon_r, \theta_e, \varphi_e, k'_\rho, \varphi') \\ g_3(\varepsilon_r, \theta_e, \varphi_e, k'_\rho, \varphi') \\ g_4(\varepsilon_r, \theta_e, \varphi_e, k'_\rho, \varphi') \end{bmatrix} d\varphi', \quad (4.137)$$

où les fonctions g_v, g_h, g_3 et g_4 sont données par 4.133. Les coefficients de réflexion R_i et R_c donnés en (4.104) et (4.108) sont très proches en valeur absolue et sont de signe opposé. R_i est positif (augmente la réflectivité) et R_c est négative. La somme $\Sigma R = R_i + R_c$, qui caractérise l'effet total de la diffusion, résulte donc de la différence $\Delta R = |R_i| - |R_c|$ où $|R_i| \simeq |R_c|$. La différence $|R_i| - |R_c|$ va ainsi être faible devant $|R_i|$ et $|R_c|$, c'est à dire

$$\Delta R \ll |R_i|, \quad (4.138)$$

$$\Delta R \ll |R_c|. \quad (4.139)$$

Ainsi, fixer une précision relative donnée sur l'intégrale numérique de ΔR est plus efficace que de fixer cette même précision relative sur les deux intégrales de R_i et R_c effectuée séparément avant de faire la différence $|R_i| - |R_c|$.

En développant les fonctions g_v, g_h, g_3 et g_4 en série de fourier de l'angle φ' , on peut démontrer ([45]) que R_{PE} s'exprime sous la forme d'une série de Fourier

$$R_{PE} = R_{PE,0} + R_{PE,2} \cos(2\varphi_0) \quad (4.140)$$

où $R_{PE,0}$ est la réflectivité omnidirectionnelle et $R_{PE,2}$ est l'amplitude de la variation azimutale de la réflectivité. Ces coefficient sont donnés par les relations suivantes

$$R_{PE,0} = \int_{k_d/k_0}^{\infty} C_0(k'_\rho) \cdot \begin{bmatrix} g'_{v,0}(\varepsilon_r, \theta_e, \xi) \\ g'_{h,0}(\varepsilon_r, \theta_e, \xi) \\ g'_{3,0}(\varepsilon_r, \theta_e, \xi) \\ g'_{4,0}(\varepsilon_r, \theta_e, \xi) \end{bmatrix} d\xi, \quad (4.141)$$

et

$$R_{PE,2} = \int_{k_d/k_0}^{\infty} C_2(k'_\rho) \cdot \begin{bmatrix} g'_{v,2}(\varepsilon_r, \theta_e, \xi) \\ g'_{h,2}(\varepsilon_r, \theta_e, \xi) \\ g'_{3,2}(\varepsilon_r, \theta_e, \xi) \\ g'_{4,2}(\varepsilon_r, \theta_e, \xi) \end{bmatrix} d\xi, \quad (4.142)$$

où $\xi = k'_\rho/k_0$, est le rapport entre la longueur d'onde d'une vague et la longueur d'onde du radiomètre, $C_0(k'_\rho)$ et $C_2(k'_\rho)$ sont respectivement le spectre de courbure ($C(k'_\rho, \varphi')$) omnidirectionnel et l'amplitude de sa variation azimutale. Ainsi, la composante omnidirectionnelle de la réflectivité des petites échelles ($R_{PE,0}$) est obtenue en intégrant sur les échelles comprises entre k_d et l'infini le spectre de courbure omnidirectionnel pondéré par la fonction $g'_{x,0}$ (où $x = v, h, 3$ ou 4 selon la polarisation). De même, l'amplitude de la composante azimutale de la réflectivité des petites échelles ($R_{PE,2}$) est obtenue en intégrant sur les échelles comprises entre k_d et l'infini la seconde harmonique du spectre de courbure pondérée par la fonction $g'_{x,2}$ (où $x = v, h, 3$ ou 4 selon la polarisation).

Les fonctions de poids $g'_{x,0}$, sont illustrées sur les figures 4.22, 4.23 et 4.24 respectivement pour des incidence de 0° , 30° et 60° . On peut déduire de ces figures qu'au nadir (figure 4.22), la réflectivité d'une surface rugueuse (PE) est essentiellement affectée par les vagues dont la longueur d'onde est de l'ordre de λ_0 . Lorsque l'incidence augmente (figures 4.22, 4.23 et 4.24), la gamme des longueurs d'ondes affectant sensiblement la réflectivité s'élargie autour de λ_0 .

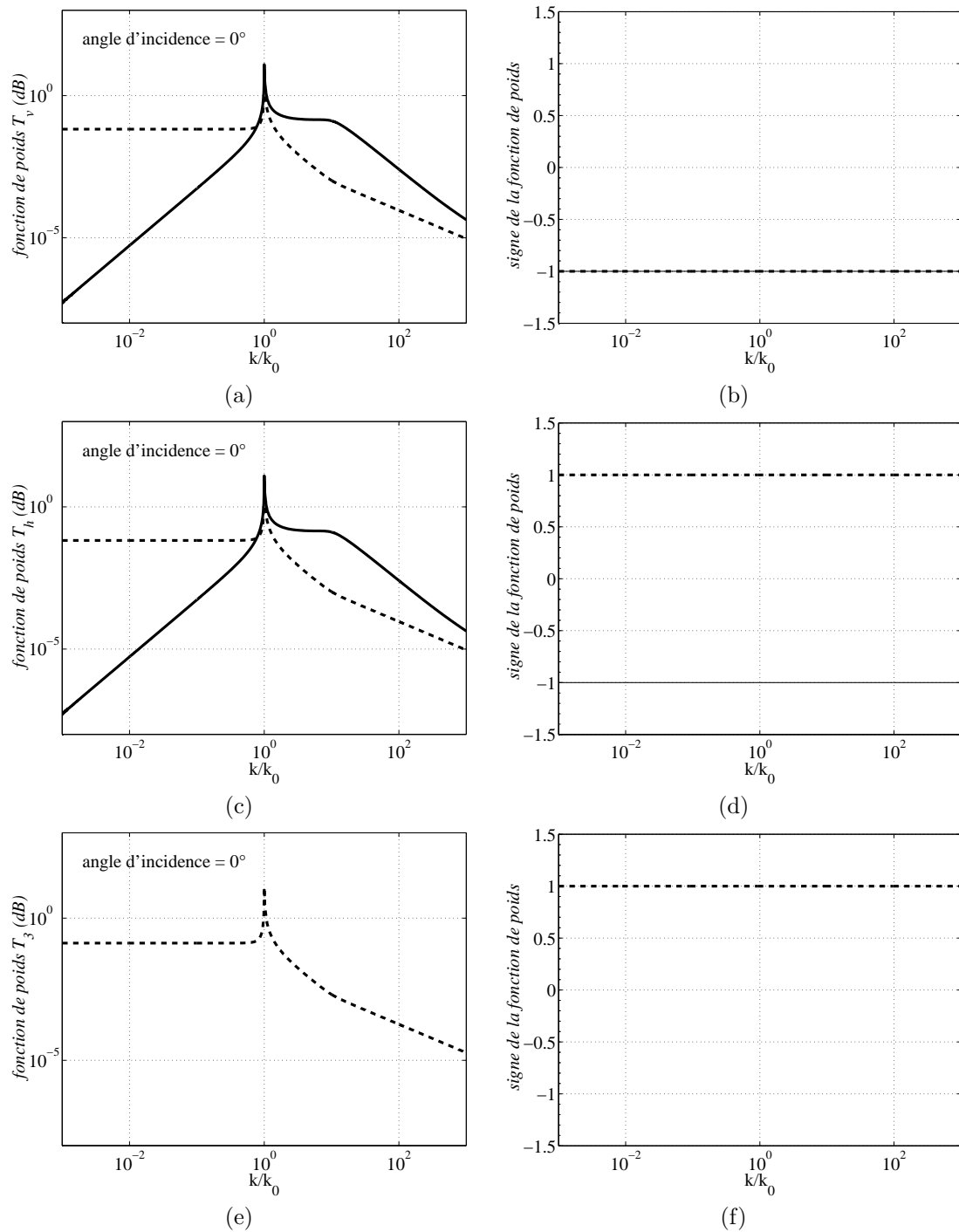


FIG. 4.22: Fonctions de poids (harmoniques 0 et 2 en trait plein et tirets) en valeur absolue (à gauche) et signes des fonctions de poids (à droite) à $\theta = 0^\circ$, $SST = 15^\circ\text{C}$ et $SSS = 35$ psu (modèle KS pour la constante diélectrique).

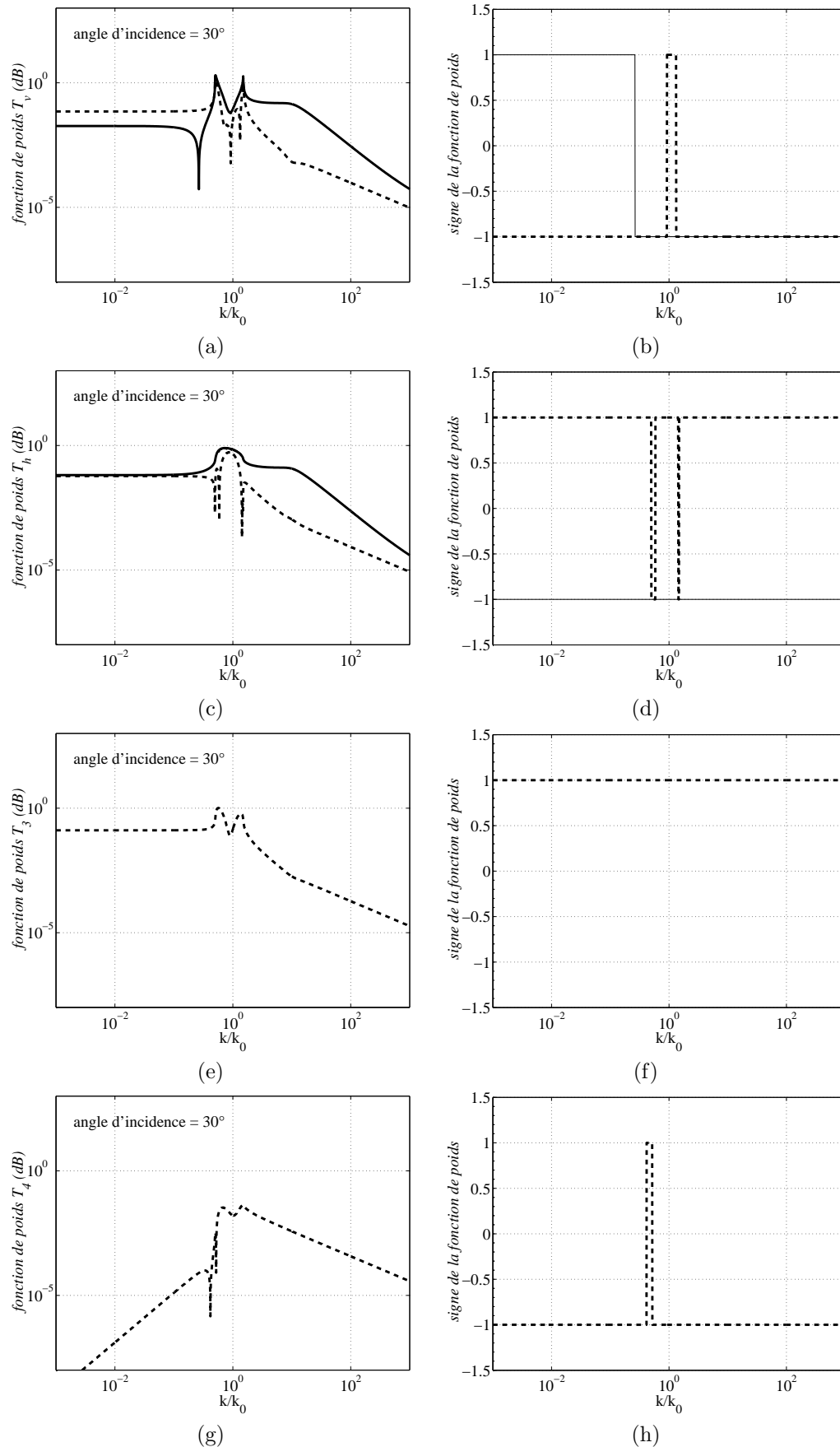


FIG. 4.23: Fonctions de poids (harmoniques 0 et 2 en trait plein et tirets) en valeur absolue (à gauche) et signes des fonctions de poids (à droite) à $\theta = 30^\circ$, $SST = 15^\circ\text{C}$ et $SSS = 35$ psu (modèle KS pour la constante diélectrique).

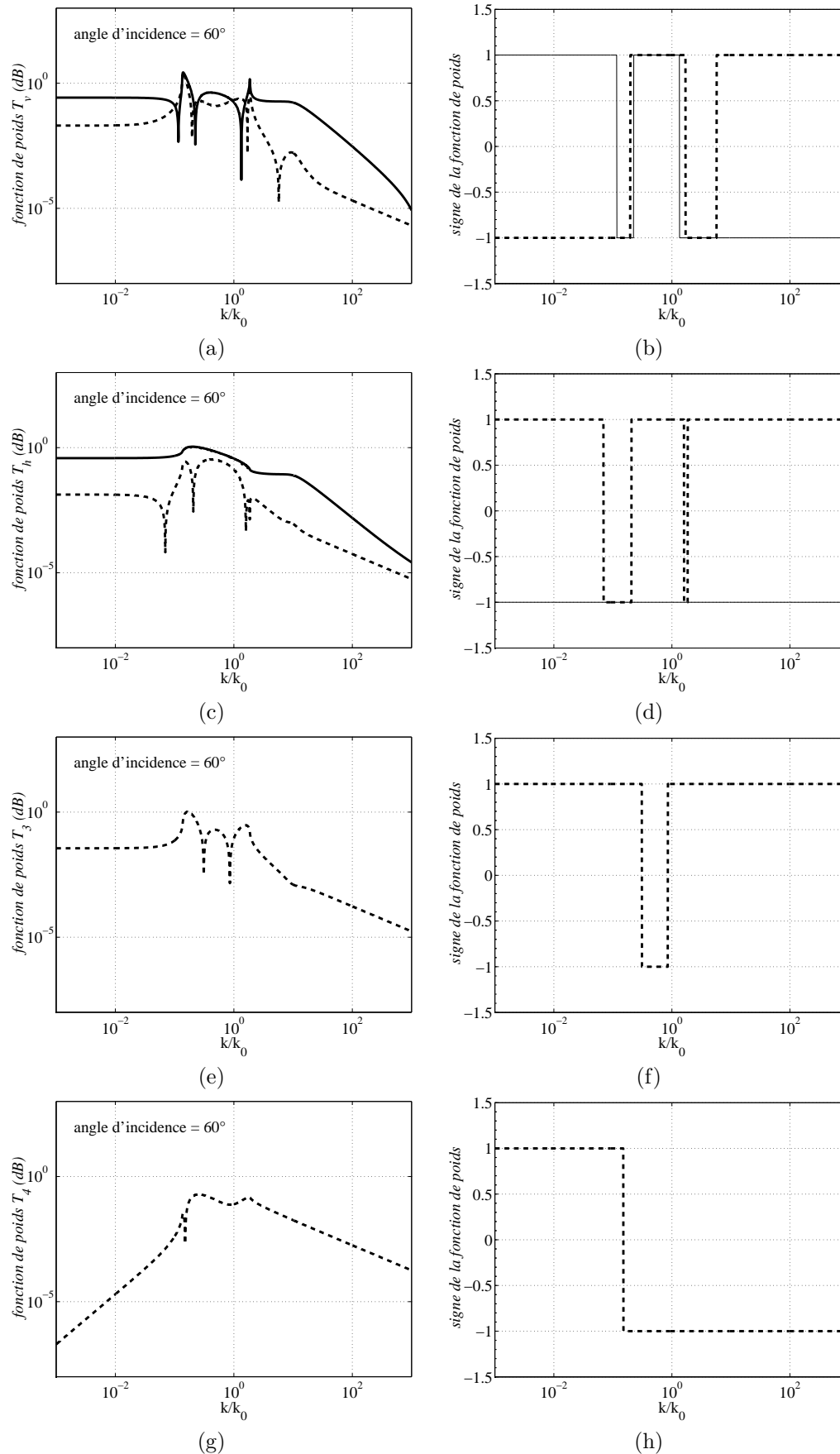


FIG. 4.24: Fonctions de poids (harmoniques 0 et 2 en trait plein et tirets) en valeur absolue (à gauche) et signes des fonctions de poids (à droite) à $\theta = 60^\circ$, $SST = 15^\circ\text{C}$ et $SSS = 35 \text{ psu}$ (modèle KS pour la constante diélectrique).
 Laboratoire d'Océanographie DYnamique et de Climatologie E. P. Dinnat
 Paris, France 2003

4.5 Description de l'écume

Jusqu'à présent, j'ai considéré que la surface océanique séparait deux milieux homogènes qui sont l'atmosphère et la mer. En réalité, lorsque le vent à la surface de la mer est suffisamment fort, les vagues déferlent et produisent de l'écume qui va recouvrir une partie de la surface océanique. L'écume est un mélange d'air et d'eau de mer dont les interactions avec les ondes électromagnétiques sont complexes à modéliser. Bien que les effets de l'écume en télédétection aient été étudiés et modélisés à haute fréquence pour les applications relatives à la mesure du vent par exemple ([84, 102]), il existe peu d'études de l'écume aux basses fréquences et en bande L en particulier.

Une étude récente a été consacrée à la modélisation de l'écume et de son influence sur la mesure radiométrique en bande L par Reul et Chapron ([75]) et une comparaison de différents modèles développés pour des fréquences plus élevées que la bande L a été faite par Boutin et al. ([6]).

J'ai utilisé la paramétrisation suivante ([102]) pour l'effet de l'écume sur $T_{b,l}$

$$T_{b,l}^* = (1 - F_r) T_{b,l} + F_r \cdot T_{b,ec}, \quad (4.143)$$

où $T_{b,l}^*$ est la T_b locale pour une surface dont une fraction F_r est recouverte par l'écume, $T_{b,l}$ est la T_b locale d'une surface sans écume et $T_{b,ec}$ est la T_b d'une surface qui est totalement recouverte d'écume. Pour déterminer la $T_{b,mer}^*$ d'une mer recouverte d'une fraction F_r d'écume (i.e. $T_{b,mer}^*$), il moduler $T_{b,l}^*$ par les pentes des grandes vagues comme en (4.94). Par conséquent, on a

$$T_{b,mer}^*(\theta, \varphi) = \iint_{S_x, S_y} T_{b,l}^*(\theta_l, \varphi_l) (1 - S_x \tan \theta) dP(S_x, S_y) dS_x dS_y. \quad (4.144)$$

Pour estimer l'influence de l'écume sur la mesure radiométrique, on a besoin d'avoir un modèle reliant le taux de couverture de l'écume et l'émissivité de l'écume en bande L aux paramètres géophysiques tels que U , SST , SSS et ΔT . Dans cette section, je décris et compare plusieurs modèles que j'ai utilisés pour F_r et $T_{b,ec}$ dans mon modèle d'émissivité. L'effet de l'écume sur $T_{b,mer}$ est décrit dans la section 4.6.3.

4.5.1 Taux de couverture

Le taux de la surface océanique recouverte par l'écume est déterminé à partir de photographies ou films dans le domaine visible. À partir de ces observations, le taux de couverture F_r est relié aux paramètres géophysiques tels que U , la température de l'eau ([62]) ou ΔT ([60]). Je vais décrire dans cette section deux modèles que j'ai utilisés pour estimer l'effet de l'écume sur $T_{b,mer}$ en bande L. Plusieurs modèles ont été proposés, essentiellement par Monahan et ses collaborateurs, indiquant une variation de F_r avec U selon une loi de puissance, dont la puissance varie de 2.5 à 3.5. Le taux de couverture déduit du modèle proposé par Monahan et O'Muircheartaigh ([62]), qui relie F_r au vent à 10 mètres de hauteur U_{10} et à ΔT par

$$F_r = 1.95 \times 10^{-5} U_{10}^{2.55} \exp(-0.0861 \Delta T), \quad (4.145)$$

est illustré sur la figure 4.25.

Pour qu'il y ait formation d'écume sur la surface océanique, il faut qu'il y ait un vent supérieur à un certain seuil. Munk ([64]) a estimé ce vent minimum U_B (pour vent de Beaufort) comme étant de 7 m.s^{-1} . Monahan et O'Muircheartaigh ont montré, à partir d'un large ensemble de photographies, provenant de cinq campagnes effectuées dans des régions où règnent des conditions géophysiques variées⁹, qu'en réalité U_B dépend de ΔT et de la SST .

Pour les atmosphères très stables (i.e. $\Delta T = 8^\circ\text{C}$), U_B est effectivement de l'ordre de 7 m.s^{-1} alors que pour les atmosphères instables (i.e. $\Delta T = -4^\circ\text{C}$) U_B est de l'ordre de 2 m.s^{-1} . Il y a donc une forte variabilité de U_B (ainsi que de F_r) avec ΔT ; cependant, une large majorité des 305 observations utilisées par Monahan et O'Muircheartaigh indique une atmosphère neutre, voir

⁹Les observations d'écume proviennent des campagnes *Joint Air-Sea Interaction experiment* (JASIN) effectuée en Atlantique Nord en été 1978, *Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment* (BOMEX) effectuée en Atlantique Tropical de Mai à Juillet 1969, *Storm Transfert Response Experiment* (STREX) effectuée dans le Golfe d'Alaska en Novembre 1980, *Marginal Ice Zone Experiment* (MIZEX 1983) effectuée dans l'océan Arctique, et d'une campagne en mer de Chine.

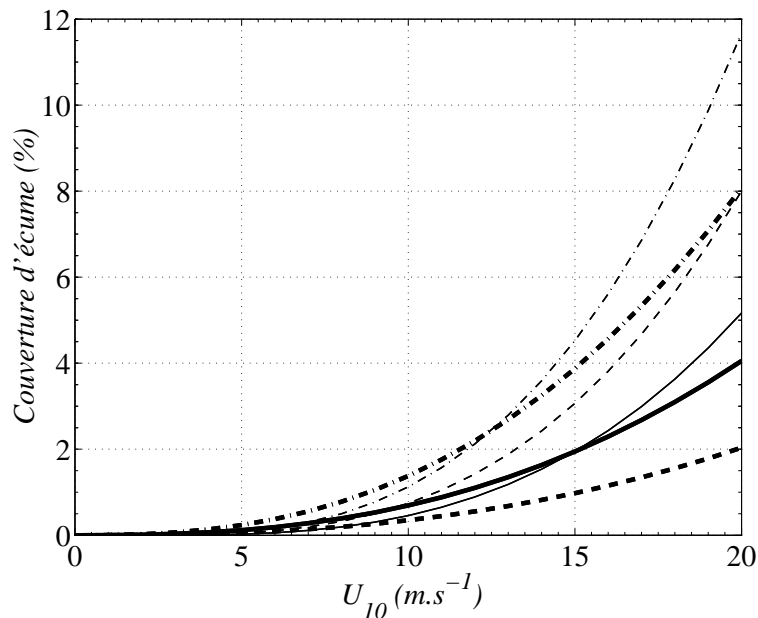


FIG. 4.25: Taux de couverture de l'écume en fonction du vent à 10 mètres de hauteur. Les traits épais illustrent les résultats obtenus à partir du modèle de Monahan et O'Muircheartaigh ([62]) pour une atmosphère neutre (trait plein), stable avec $\Delta T = +8^\circ\text{C}$ (tirets) et instable avec $\Delta T = -8^\circ\text{C}$ (tirets-points). Les traits fins illustrent les résultats obtenus à partir du modèle de Monahan et Lu ([60]) pour les deux types d'écumes (voir texte) et pour des SST de 0°C (trait plein), 15°C (tirets) et 30°C (tirets-points).

une atmosphère légèrement instable (i.e. $-2^\circ\text{C} < \Delta T < 0^\circ\text{C}$) ([62]), les cas où $\Delta T > 0^\circ\text{C}$ ou $\Delta T < -2^\circ\text{C}$ étant peu fréquents. La stabilité mesurée pendant la campagne WISE 2000 (voir la figure 7.29) est en accord avec ces observations indiquant un ΔT moyen de l'ordre de -1°C et un écart type de l'ordre de 1°C . Bien que l'ensemble de ces observations ne soit pas statistiquement représentatif de l'océan global, il donne un ordre de grandeur de la variabilité de ΔT qui est faible. Je vais désormais supposer que l'atmosphère est neutre.

Pour une atmosphère neutre (i.e. $\Delta T = 0^\circ\text{C}$), U_B et F_r varient sensiblement avec la SST . U_B varie de 3.4 m.s^{-1} à 2.7 m.s^{-1} pour une SST variant de 0°C à 30°C ([62]). La variation de F_r avec la SST est illustrée sur la figure 4.25 d'après le modèle de Monahan et Lu [60]. Ce modèle fait la distinction entre deux types d'écume (voir aussi [17]) :

l'écume de type A, ou écume active (qui est active acoustiquement), dont les bulles vont se former au niveau des crêtes des vagues déferlantes par impact avec la surface et fragmentation et dont la durée de vie est très courte,

l'écume de type B, qui va se former par advection, diffusion turbulente et autres mécanismes après que la phase de formation de l'écume de type A ait cessé, et dont la surface est plus grande que celle de l'écume de type A.

L'écume de type A a une étendue spatiale plus faible que celle de type B, elle va plus profondément dans la mer (jusqu'à 50 cm contre quelques centimètres pour le type B), elle existe moins longtemps (de l'ordre de la seconde contre quelques minutes/heures pour le type B), ses bulles sont plus grandes et elle contient plus d'eau ([75, 60, 17]). D'après le modèle de Monahan et Lu, le taux de couverture d'écume de type A est donné par

$$F_{r,a} = F_{r,b}/9.7 \quad (4.146)$$

et celui de type B par

$$F_{r,b} = \left[5.21 \times 10^{-4} \cdot (U(g\nu)^{-1/3} - 75.9) \right]^3 \quad (4.147)$$

avec g l'accélération de la pesanteur et ν la viscosité cinématique de l'eau de mer donnée par

$$\nu = (1.8 \times 10^{-6} - 4.72 \times 10^{-8} SST + 5.24 \times 10^{-10} SST^2). \quad (4.148)$$

Bien que le taux d'écume tracé sur la figure 4.25 soit le taux d'écume total, qui prend en compte les deux types d'écume, il est probable que ces deux types d'écume interagissent différemment avec les ondes EM ([66, 60]) et que le taux total surestime la portion de l'écume qui influence sensiblement $T_{b\ mer}$.

Il existe d'autres modèles de couverture d'écume ([100, 61]) prédisant des résultats supérieurs à ceux présentés ici, particulièrement pour les vents forts ([6]). Pourtant, quel que soit le modèle utilisé, le taux de couverture d'écume est faible (moins de 5%) pour des vents inférieurs à 15 m.s^{-1} , et même très faible (moins de 1%) pour des vents inférieurs au vent moyen ($U = 8\text{ m.s}^{-1}$) à la surface du globe. Ce taux varie exponentiellement avec le vent et cette variation est très sensible à la SST et à la stabilité (je supposerai que la stabilité est nulle par la suite).

Les deux modèles de couverture d'écume sont relativement proches et ne diffèrent que de quelques pourcents, surtout pour des vents modérés. L'importance de ces quelques pourcents d'écart entre les modèles pour l'incertitude sur l'effet de l'écume (qui a été étudiée par Boutin et al., [6]), de même que l'influence de la couverture d'écume sur $T_{b\ mer}$, vont dépendre de l'émissivité de l'écume. Les modèles de couverture d'écume discutés dans cette section ont été établis pour une mer pleinement développée. Il ne sont probablement pas applicables près des côtes où le taux d'écume décroît à cause du *fetch* limité, d'après les observations radiométriques de Webster et al. ([94]). J'ai comparé le modèle de Monahan et Lu avec des mesures de taux de couverture effectuées dans une zone de *fetch* limité (voir la section 7.3). Le taux de couverture mesuré était sensiblement plus faible que celui prédit par le modèle.

4.5.2 Emissivité de l'écume

Bien que l'écume recouvre généralement une faible fraction de la surface océanique (de l'ordre de quelques pourcents pour des vents inférieurs à 15 m.s^{-1} , voir les sections 4.5.1 et 7.3), sa signature sur la mesure radiométrique à haute fréquence (i.e. pour une fréquence supérieure à 10 GHz) a été estimée comme étant de l'ordre de 1 à 2 K par m.s^{-1} pour U supérieur à 7 m.s^{-1} ([66, 97]). Ceci s'explique par la très forte T_b de l'écume aux hautes fréquences ($T_{b\ ec}$), de l'ordre de 225 K , 230 K et 255 K au nadir respectivement à 13.4 GHz , 19.35 GHz et 37 GHz ([84]).

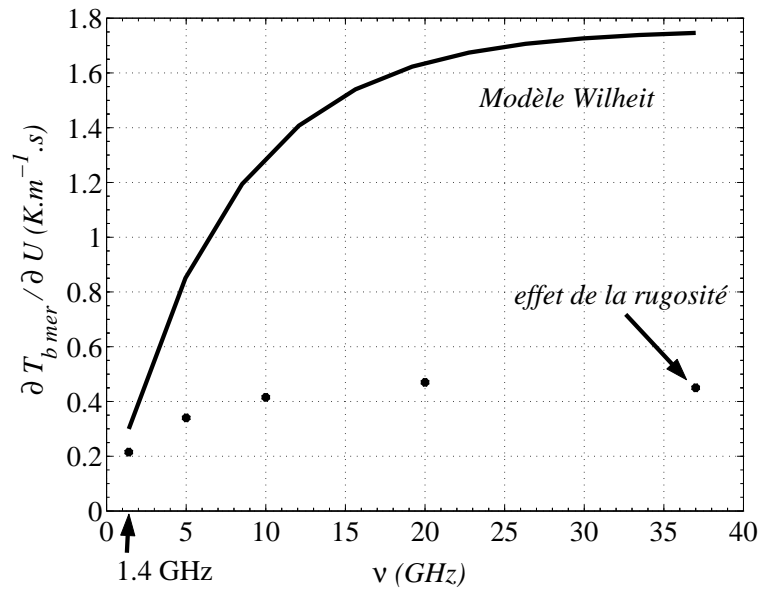


FIG. 4.26: Accroissement de la température de brillance de la mer ($T_{b\ mer}$) induit par l'écume créée par un accroissement du module du vent de un mètre par seconde (pour un vent supérieur à 7 m.s^{-1}) en fonction de la fréquence, d'après le modèle empirique de Wilheit ([97]). La SST est de 20°C . L'effet de la rugosité est simulé à l'aide du modèle deux-échelles.

La figure 4.26 illustre la variation avec la fréquence de l'influence de l'écume sur $T_{b\ mer}$ d'après le modèle proposé par Wilheit ([97]) et pour une SST de 20°C. Ce modèle a été dérivé empiriquement pour ajuster des mesures radiométriques à 1.42 GHz, 4.99 GHz, 10.69 GHz, 19.35 GHz, 31.4 GHz et 37 GHz ([94]). L'accroissement d'émissivité de la surface océanique Δe en fonction du vent U et de la fréquence ν est donné par la loi

$$\begin{cases} \Delta e = a \cdot (1 - \exp(-\nu/\nu_0)) (U - 7), & U \geq 7\text{m.s}^{-1} \\ \Delta e = 0, & U < 7\text{m.s}^{-1} \end{cases} \quad (4.149)$$

Le problème avec l'approche de Wilheit est de séparer les différents effets du vent sur $T_{b\ mer}$, c'est à dire de séparer les effets dus à l'écume d'une part et ceux dus à la rugosité de la surface océanique d'autre part. Pour Wilheit (ainsi que pour Nordberg et al., [66] et Stogryn, [84]) l'effet de la rugosité sur $T_{b\ mer}$ est supposé être nul au nadir, ce qui le conduit à conclure que l'incrément de $T_{b\ mer}$ avec le vent au nadir est dû uniquement (ou essentiellement) à l'écume. Cette hypothèse repose sur les résultats du modèle d'émissivité de la mer proposé par Stogryn ([83]) qui utilise une approche d'optique géométrique telle que celle décrite dans la section 4.4 et qui, par conséquent, ne prédit aucune influence de la rugosité de surface sur $T_{b\ mer}$ au nadir. J'ai reporté sur la figure 4.26 la contribution de la rugosité à l'influence du vent sur $T_{b\ mer}$, que j'ai estimée avec un modèle d'émissivité à deux-échelles (modèle de spectre DV2) pour différentes fréquences. S'il est vrai qu'à haute fréquence le signal est essentiellement dû à l'écume, en bande L la contribution majeure provient de la rugosité. Par conséquent, l'effet de l'écume est certainement très surévalué par le modèle de Wilheit. Une fois retiré l'effet de la rugosité sur le signal, l'effet de l'écume serait de 0.1 K.m⁻¹.s; il est possible que cet effet résiduel soit lié à des imprécisions de mesure sur les données utilisées par Wilheit et/ou à sous-estimation de l'amplitude du spectre, dans le modèle que j'ai utilisé, qui reviendrait à sous-estimer l'effet de la rugosité (voir les comparaisons avec des mesures dans la section 7.3).

Pour évaluer $T_{b\ ec.}$ en bande L, j'ai utilisé, comme dans [102], le modèle d'émissivité de l'écume de Stogryn ([84]) bien que celui-ci n'ait été validé qu'entre 13.4 GHz et 37 GHz. Le modèle de Stogryn est un modèle empirique de température de brillance basé sur des mesures de T_b . Des lois reliant T_b à la fréquence ν et à l'angle d'incidence θ sont déduites par regression sur les mesures. On a ainsi

$$T_{p\ ec.}(\nu, \theta) = T_{p\ ec.}(\nu, 0)F_p(\theta) \quad (4.150)$$

où $p = v$ ou h est respectivement pour les V- et H-pol,

$$\begin{cases} T_{v\ ec.}(\theta) = 1 - 9.946.10^{-4}\theta + 3.218.10^{-5}\theta^2 - 1.187.10^{-6}\theta^3 + 7.10^{-20}\theta^{10}, \\ T_{h\ ec.}(\theta) = 1 - 1.748.10^{-3}\theta - 7.336.10^{-5}\theta^2 + 1.044.10^{-7}\theta^3, \end{cases}$$

et

$$T_{p\ ec.}(\nu, 0) = 208 + 1.29\nu, \quad (4.151)$$

avec θ en radians et ν en GHz. La température de brillance de l'écume en bande L prédite par le modèle de Stogryn est illustrée sur la figure 4.27. Elle est très supérieure à $T_{b\ mer}$ (qui est de l'ordre de 100 au nadir, voir la section 4.6) et même si l'écume représente une petite fraction de surface océanique, son effet sur $T_{b\ mer}$ risque d'être sensible.

Outre le problème lié au fait que le modèle de Stogryn soit développé pour des fréquences sensiblement plus élevées que 1.41 GHz, ce modèle suppose que l'écume a une épaisseur infinie. Or on conçoit que l'interaction d'une onde EM avec le milieu écume va dépendre sensiblement de l'épaisseur de ce milieu, du moins tant que cette épaisseur est inférieure à l'épaisseur de peau. Droppleman ([25]) a montré que plus la longueur d'onde est grande devant l'épaisseur d'écume, plus l'émissivité de l'écume est faible. De plus, $T_{b\ ec.}$ prédite par le modèle de Stogryn ne dépend ni de la SST ni de la fraction d'air contenue dans l'écume.

J'ai comparé le modèle de Droppleman ([25]), qui propose une relation pour la constante diélectrique de l'écume basée sur un modèle de mélange air-eau, au modèle de Stogryn. La constante diélectrique de l'écume est donnée par

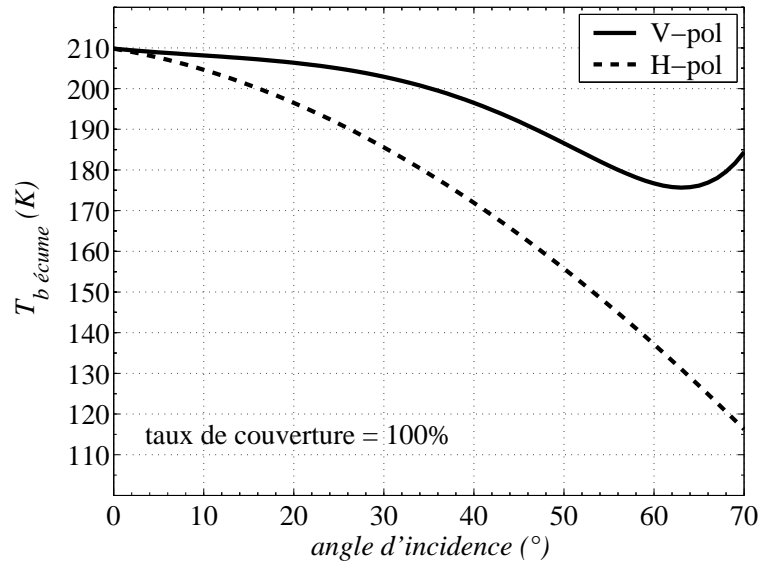


FIG. 4.27: Température de brillance de l'écume en fonction de l'angle d'incidence d'après le modèle de Stogryn ([84]).

$$\varepsilon_e = \varepsilon_r \left(1 - \frac{3F_a}{(2\varepsilon_r + 1)/(\varepsilon_r - 1) + F_a} \right), \quad (4.152)$$

où F_a est la fraction de volume d'air dans un volume d'écume. La fraction d'air dans l'écume de type B est de l'ordre de 90% (celle dans l'écume de type A est beaucoup plus faible, de l'ordre de 50%). La figure 4.28 illustre $T_{b.ec.}$ prédite par le modèle de Droppleman pour différentes F_a et la figure 4.29 $T_{b.ec.}$ pour différentes SST . Plus la fraction d'air est importante, plus $T_{b.ec.}$ est grande. On remarque que la variation de $T_{b.ec.}$ avec θ en polarisation verticale est très différente entre les modèles de Droppleman et de Stogryn, mais comparable en H-pol pour $F_a = 0.85$.

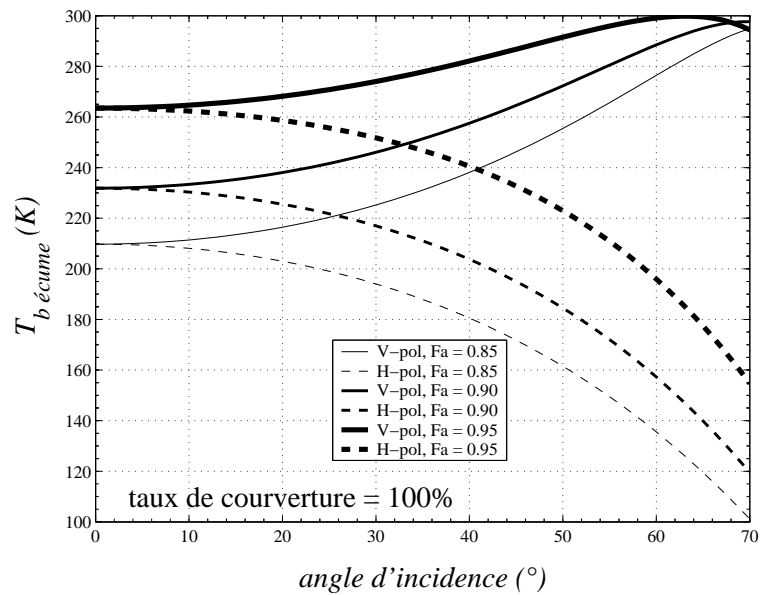


FIG. 4.28: Variation de la température de brillance de l'écume en fonction de l'angle d'incidence pour plusieurs rapport du volume d'air sur le volume d'écume (F_a), d'après le modèle de Droppleman ([25]). La SST est de 15°C , l'épaisseur de la couche d'écume n'est pas prise en compte (i.e. épaisseur infinie).

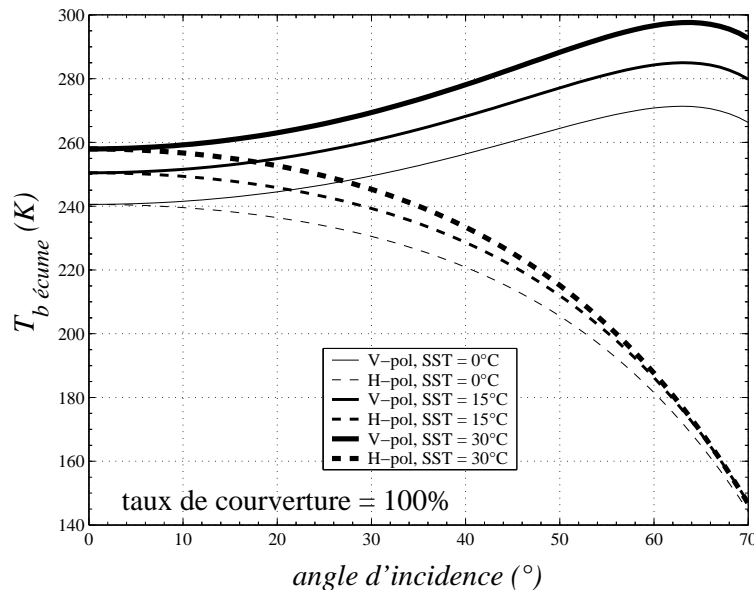


FIG. 4.29: Variation de la température de brillance de l'écume en fonction de l'angle d'incidence pour plusieurs SST, d'après le modèle de Droppleman ([25]). Le rapport du volume d'air sur le volume d'écume (F_a) vaut 0.95 et l'épaisseur de la couche d'écume n'est pas prise en compte (i.e. épaisseur infinie).

Si l'on prend en compte l'épaisseur de la couche d'écume relativement à la longueur d'onde, il est probable que l'influence de l'écume soit plus faible en bande L qu'à plus haute fréquence où l'effet de l'écume est très sensible. Boutin et al. ([6]) ont estimé, à partir du modèle de Droppleman, $T_{b_{ec}}$ au nadir pour des épaisseurs d'écume de 1 cm et de 2 cm à respectivement 209 K et 233 K (à $SST = 15^\circ\text{C}$ et $F_a = 0.95$), ce qui est respectivement inférieur de 41 K et 17 K à $T_{b_{ec}}$ pour une épaisseur infinie. Par conséquent, les valeurs illustrées sur les figures 4.28 et 4.29 majorent $T_{b_{ec}}$ en bande L. L'effet de l'écume sur $T_{b_{mer}}$ est discuté dans les sections 4.6 et 7.3.

4.6 Résultats du modèle

Pour dissocier l'effet du vent sur $T_{b_{mer}}$, j'ai décomposé la température de brillance de l'océan comme

$$T_{b_{mer}}(\theta, \varphi_0, \varepsilon_r, U) = T_{b_{plat}}(\theta, \varepsilon_r) + T_{b_{vent}}(\theta, \varphi_0, \varepsilon_r, U) \quad (4.153)$$

où $T_{b_{plat}}$ est la température de brillance d'un océan dont la surface serait absolument plane et $T_{b_{vent}}$ est la modification de cette température de brillance liée à la modification de la surface induite par le vent. θ est l'angle d'incidence, φ_0 est l'angle d'azimut par rapport à la direction du vent, ε_r est la constante diélectrique relative de l'eau de mer et U est la vitesse du vent.

4.6.1 La température de brillance pour une surface océanique plane

On a vu dans la section 2.3 un modèle simple pour la température de brillance de la surface océanique, qui consiste à considérer que la surface est plane. Comme on l'a vu dans la section 4.4, ce modèle est insuffisant pour atteindre la précision que l'on cherche sur la SSS, mais il permet néanmoins de calculer la contribution principale à $T_{b_{mer}}$ car l'effet du vent constitue une "petite" correction (voir la section 4.4). De plus, l'essentiel du signal en SSS et SST est contenu dans $T_{b_{plat}}$ (voir la section 5.1). J'ai donc calculé $T_{b_{plat}}$ à partir de (2.22) pour évaluer la sensibilité de $T_{b_{mer}}$ à ces paramètres.

$T_{b_{plat}}$ ne dépend, à une fréquence donnée, que de la SSS et de la SST, à travers ε_r , et de θ . J'ai utilisé le modèle de constante diélectrique KS ([47]) dans cette section, les résultats obtenus avec les autres modèles de ε_r étant discutés dans la section 5.1.

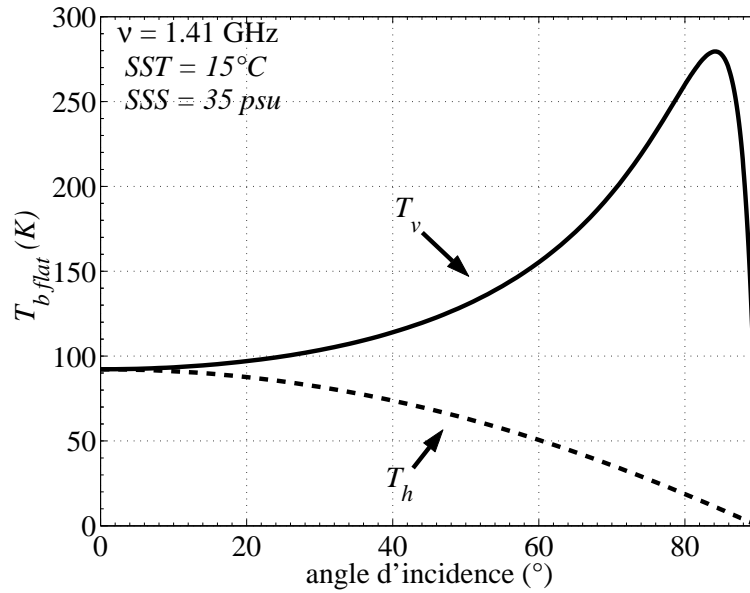


FIG. 4.30: Variation de la température de brillance d'une surface océanique plane avec l'angle d'incidence, à une $SST = 15^\circ\text{C}$ et une $SSS = 35 \text{ psu}$, en polarisations verticale (T_v) et horizontale (T_h).

Conformément à ce j'avais obtenu sur la figure 2.4, lorsque θ augmente la température de brillance à une SSS et une SST données augmente en V-pol jusqu'à environ 84° d'angle d'incidence et diminue en H-pol (figure 4.30). Pour les deux polarisations, la variation de $T_{b,flat}$ avec θ est plus forte à θ élevé qu'au nadir où la variation est très faible (sauf en V-pol près de 84°).

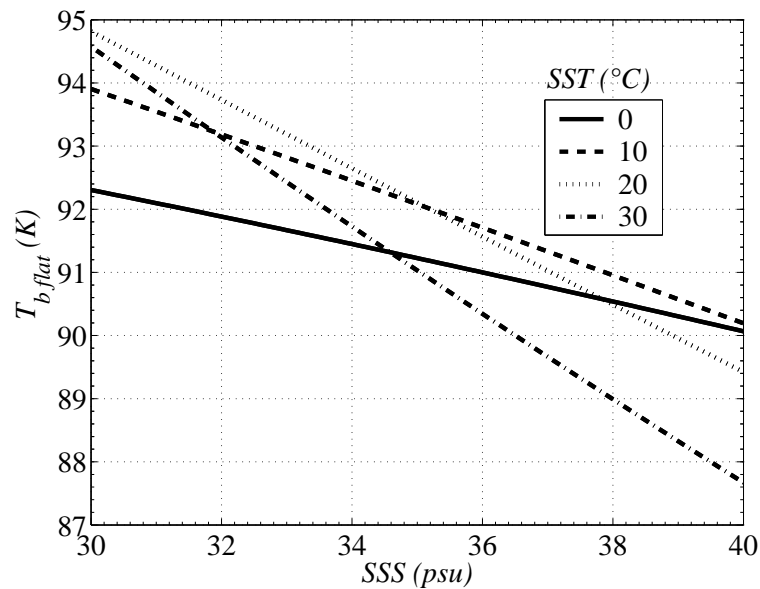


FIG. 4.31: Variation de la température de brillance à 1.41 GHz au nadir avec la salinité, pour des SST de 0°C , 10°C , 20°C , et 30°C , pour une surface océanique plane.

$T_{b,flat}$ varie quasiment linéairement avec la SSS (ce qui n'est pas le cas avec la SST , voir paragraphe suivant), et sa sensibilité à la SSS augmente à mesure que la SST augmente (figure 4.31). Au nadir, une augmentation de SSS induit toujours une diminution de $T_{b,flat}$, car elle induit une augmentation de la conductivité ionique σ_{ion} , donc de $|\epsilon_r''|$ et par conséquent du coefficient

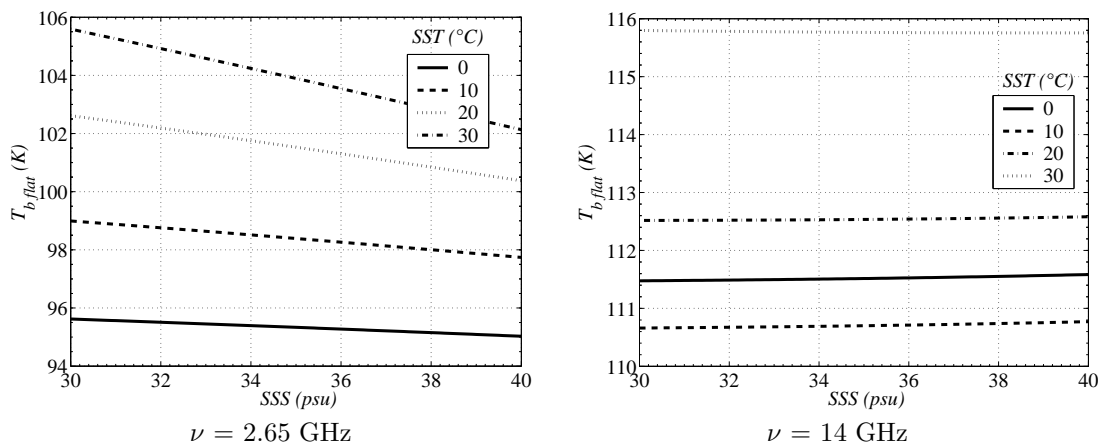


FIG. 4.32: Variation de la température de brillance avec la salinité à 2.65 GHz et 14 GHz au nadir, pour des SST de 0°C , 10°C , 20°C , et 30°C , pour une surface océanique plane.

de réflexion de la surface océanique (voir la figure 4.5.b). J'ai reporté la variation de $T_{b_{plat}}$ avec la SSS aux fréquences 2.65 GHz et 14 GHz sur la figure 4.32; l'avantage de la bande L sur les plus hautes fréquences pour la mesure de la salinité est évident.

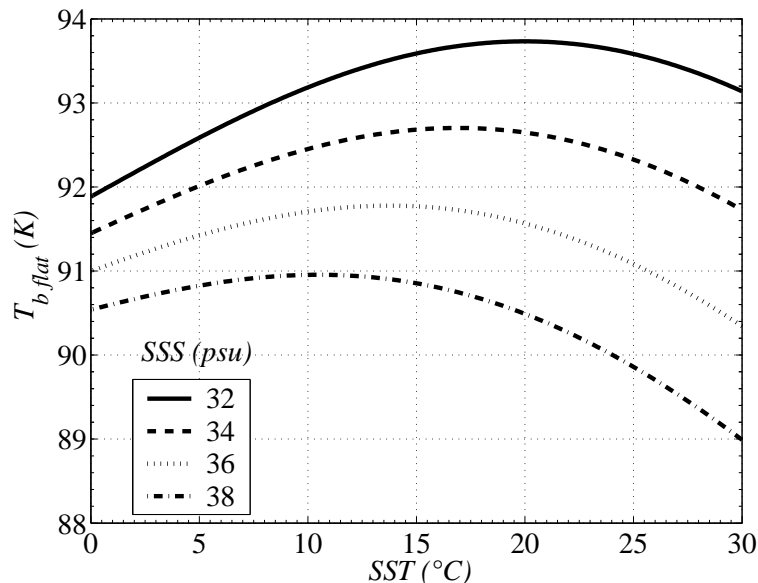


FIG. 4.33: Variation de la température de brillance avec la température à 1.41 GHz au nadir, pour des SSS de 32 psu, 34 psu, 36 psu, et 38 psu, pour une surface océanique plane.

Au nadir toujours, $T_{b_{plat}}$ augmente quand la SST augmente dans les mers froides, et diminue quand la SST augmente dans les mers chaudes (voir la figure 4.33). Dans les mers dont la température est de l'ordre de 15°C , $T_{b_{plat}}$ est insensible à la SST . Ce maximum de $T_{b_{plat}}$ se situe en fait à des températures un peu plus faible dans les mers très salées et plus forte dans les mers peu salées. Une augmentation de SST induit toujours une diminution de l'émissivité e , car elle induit une augmentation de la conductivité ionique σ_{ion} , donc de $|\varepsilon_r''|$ et par conséquent du coefficient de réflexion de la surface océanique (voir la figure 4.5.b). Mais $T_{b_{plat}} = SST \times e$, et, la diminution de e avec la SST croissante n'étant pas linéaire, dans les mers chaudes la diminution de e l'emporte sur l'augmentation de SST , tandis que dans les mers froides l'augmentation de SST l'emporte sur la diminution d'émissivité.

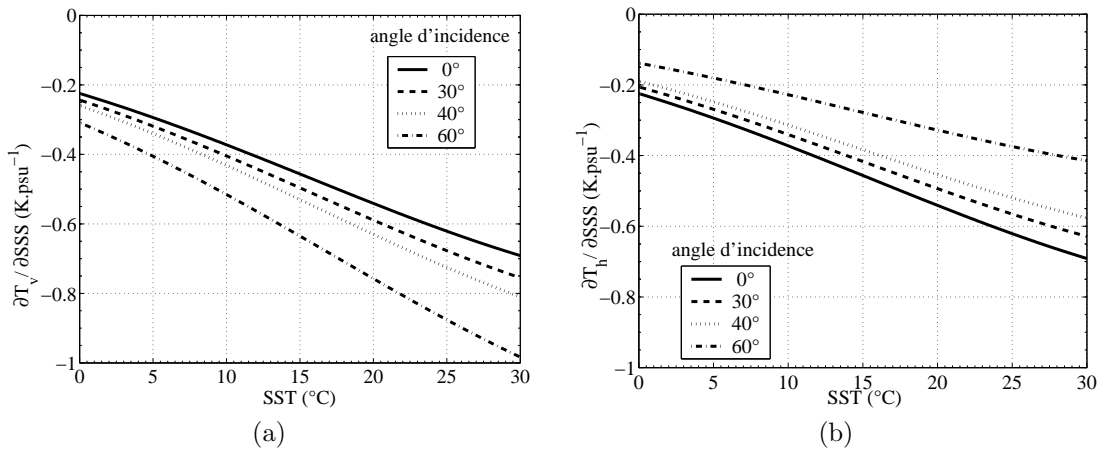


FIG. 4.34: Sensibilité de la température de brillance à la salinité en fonction de la température, en polarisations verticale (a) et horizontale (b), à différents angles d'incidence.

Lorsque l'angle d'incidence θ augmente, la sensibilité de $T_{b\,plat}$ à la SSS augmente en polarisation verticale (figure 4.34.a) et diminue en polarisation horizontale (figure 4.34.b), particulièrement pour les mers chaudes. Au nadir, la sensibilité de $T_{b\,plat}$ à la SSS est de -0.2 K.psu⁻¹ à 0°C , et de -0.7 K.psu⁻¹ à 30°C . À 60° d'angle d'incidence et $SST = 30^\circ\text{C}$, la sensibilité de $T_{b\,plat}$ à la SSS est de -1 K.psu⁻¹ en V-pol, et de -0.4 K.psu⁻¹ en H-pol. Ces résultats sont obtenus pour une SSS de 35 psu et dépendent peu de la SSS .

La variation de sensibilité de $T_{b\,plat}$ à la SST lorsque l'angle d'incidence θ varie est illustrée pour une SSS de 35 psu sur les figures 4.35.a pour la V-pol et 4.35.b pour la H-pol. Au nadir, la sensibilité de $T_{b\,plat}$ à la SST est de 0.1 K.°C⁻¹ à 0°C et de -0.16 K.°C⁻¹ à 30°C . Près de 15°C , $T_{b\,plat}$ est insensible à la SST mais cette température dépend un peu de l'angle d'incidence, surtout pour la V-pol. À forte incidence (i.e. $\theta = 60^\circ$), la sensibilité de $T_{b\,plat}$ à la SST en V-pol est plus forte qu'au nadir dans les mers froides (i.e. elle est de 0.25 K.°C⁻¹ à 0°C) et est plus faible dans les mers chaudes (i.e. elle est de -0.15 K.°C⁻¹ à 30°C), alors qu'en H-pol une augmentation de θ induit presque toujours¹⁰ une diminution de la sensibilité de $T_{b\,plat}$ à la SST (0.04 K.°C⁻¹ à 0°C et -0.11 K.°C⁻¹ à 30°C). Cependant, la sensibilité de $T_{b\,plat}$ à la SST dépend sensiblement de la SSS comme on peut le voir sur les figures 4.36 et 4.37.

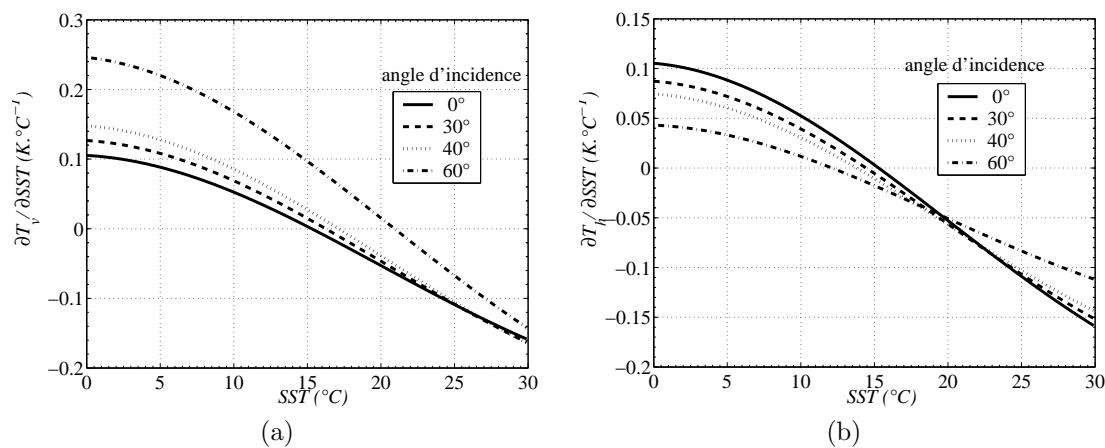


FIG. 4.35: Sensibilité de la température de brillance à la température en fonction de la température, en polarisations verticale (a) et horizontale (b), à différents angles d'incidence. La SSS vaut 35 psu.

¹⁰La sensibilité de $T_{b\,plat}$ en H-pol à la SST augmente quand l'angle d'incidence augmente et que la SST est autour de 15°C , mais pour ces températures l'influence de la SST est de toute façon très faible

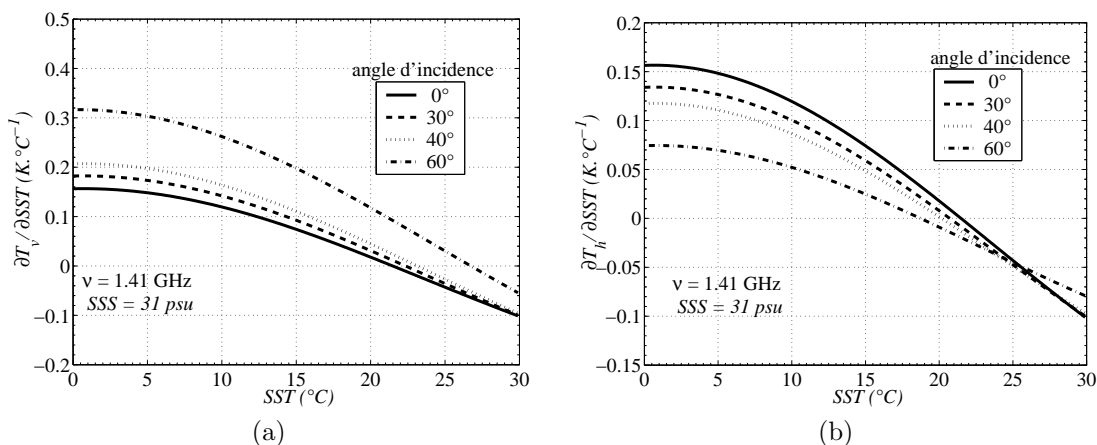


FIG. 4.36: Sensibilité de la température de brillance à la température en fonction de la température, en polarisations verticale (a) et horizontale (b), à différents angles d'incidence. La SSS vaut 31 psu.

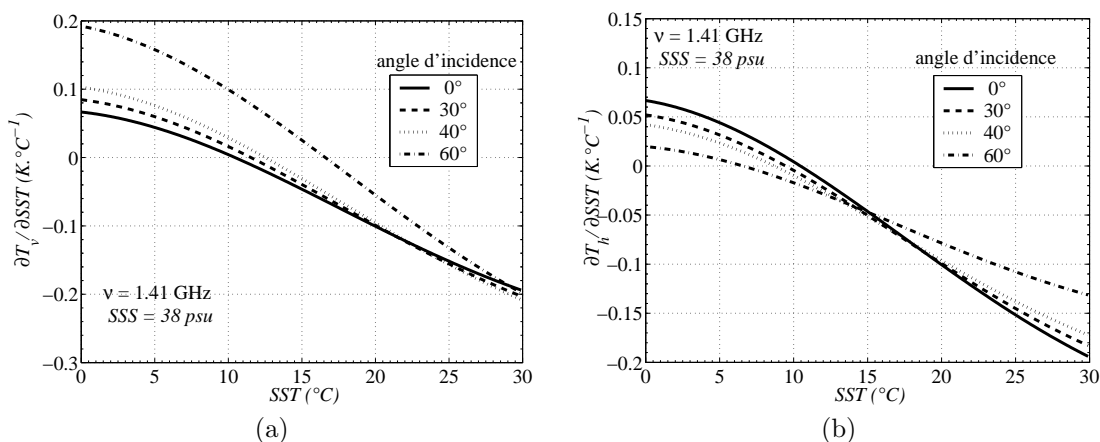


FIG. 4.37: Sensibilité de la température de brillance à la température en fonction de la température, en polarisations verticale (a) et horizontale (b), à différents angles d'incidence. La SSS vaut 38 psu.

Cette étude de sensibilité montre que la $T_{b_{mer}}$ est peu sensible à la SST , particulièrement pour des SST moyennes de l'ordre de $15^\circ C$. En revanche, la sensibilité de $T_{b_{mer}}$ à la SSS est très dépendante de la SST : au nadir elle augmente pratiquement d'un facteur 3.5 entre $0^\circ C$ et $30^\circ C$. Lorsque θ augmente de 0° à 60° , la sensibilité à la SSS augmente en V-pol d'un facteur 1.4 et diminue en H-pol d'un facteur supérieur à 1.4. J'ai utilisé des cartes globales (voir les figures 4.38) de SST et SSS climatologiques (respectivement issues des climatologies Reynolds, [76], et Levitus, [7]) pour estimer la $T_{b_{plat}}$ globale et sa variabilité spatiale (figure 4.39). On distingue clairement un signal en SSS , notamment avec une augmentation de $T_{b_{plat}}$ dans les zones de fortes précipitations (par exemple à $80^\circ O$, $5^\circ N$ et dans le golfe du Bengale à $90^\circ E$, $15^\circ N$) et près des embouchures des grands fleuves (par exemple à l'embouchure de l'Amazonie, $50^\circ O$, 0°) ou avec une diminution de $T_{b_{plat}}$ dans les zones de faibles précipitations (par exemple dans la zone des gyres sub-tropicaux, $40^\circ O$, $25^\circ N$). Il peut être difficile de différencier les effets respectifs de la SSS et de la SST qui peuvent aller dans le même sens (par exemple la faible $T_{b_{plat}}$ en mer Méditerranée causée à la fois par une forte SSS et une forte SST). Les cartes 4.40 et 4.41 sont obtenues en supprimant la variabilité respectivement de la SSS (la SSS est fixée à 35 psu) et de la SST (la SST est fixée à $15^\circ C$). On constate que la variabilité de la SST entraîne une variation globale de $T_{b_{plat}}$ de l'ordre de 2 K alors que celle de la SSS entraîne une variation globale de l'ordre de 6 K. L'écart type des $T_{b_{plat}}$ sur la carte de la figure 4.40 est de l'ordre de 0.38 K et celui des $T_{b_{plat}}$ sur la carte de la figure 4.41 est de l'ordre de 0.74.

L'incertitude sur l'estimation de la SSS à partir de mesures de $T_{b\ mer}$ induite par les sensibilités exposées dans cette section (qui vont peu varier avec le vent) et par les incertitudes sur la connaissance de la SST et sur la mesure de $T_{b\ mer}$ sera discutée dans la section 5.2. On a vu que la SST induisait un signal relativement faible sur $T_{b\ mer}$, mais un autre paramètre géophysique va induire du bruit sur la mesure ; c'est le vent.

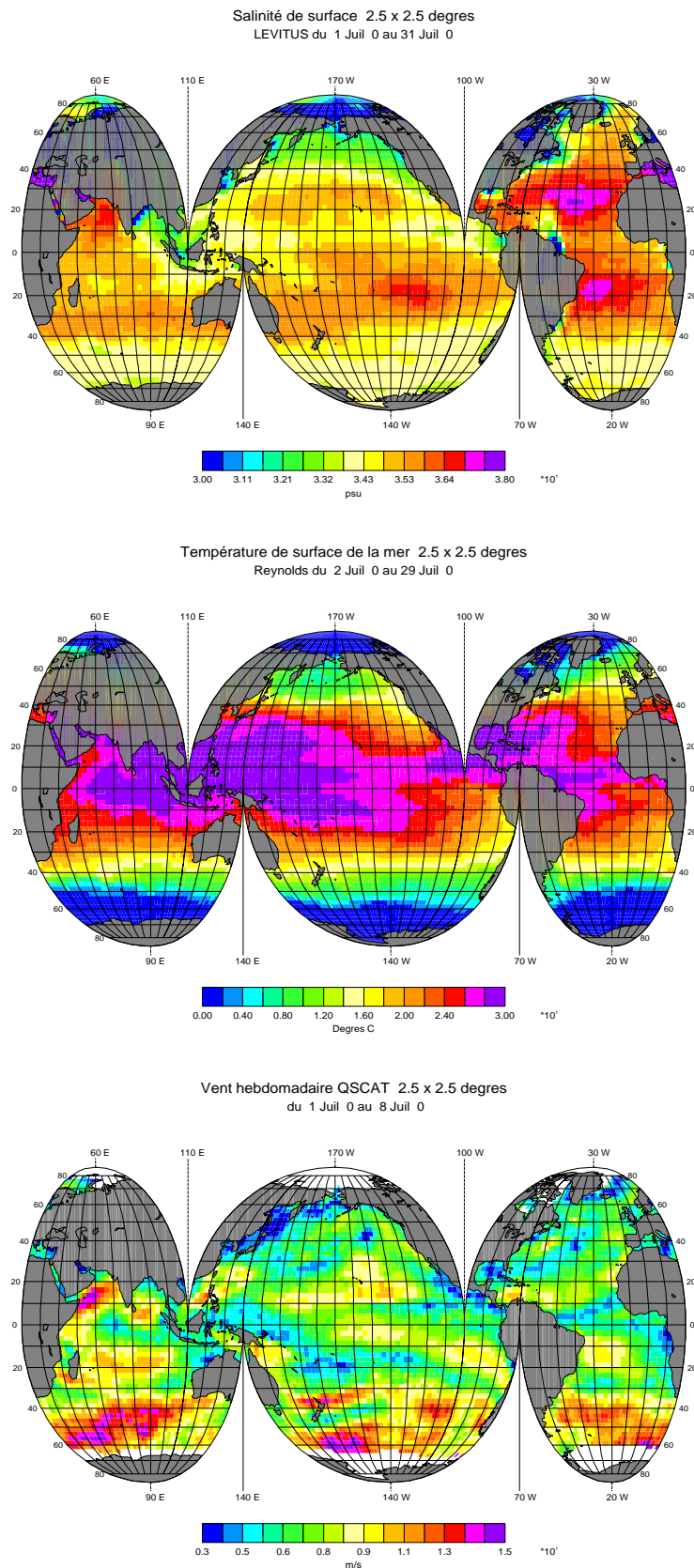


FIG. 4.38: Carte globales de SST, SSS et U . En haut, la SSS moyenne pendant le mois de juillet sur $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ d'après la climatologie Levitus. Au milieu, idem pour la SST d'après la climatologie Reynolds ([76]). En bas, le vent moyen sur la première semaine de juillet et sur $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ d'après les mesures du satellite QSCAT.

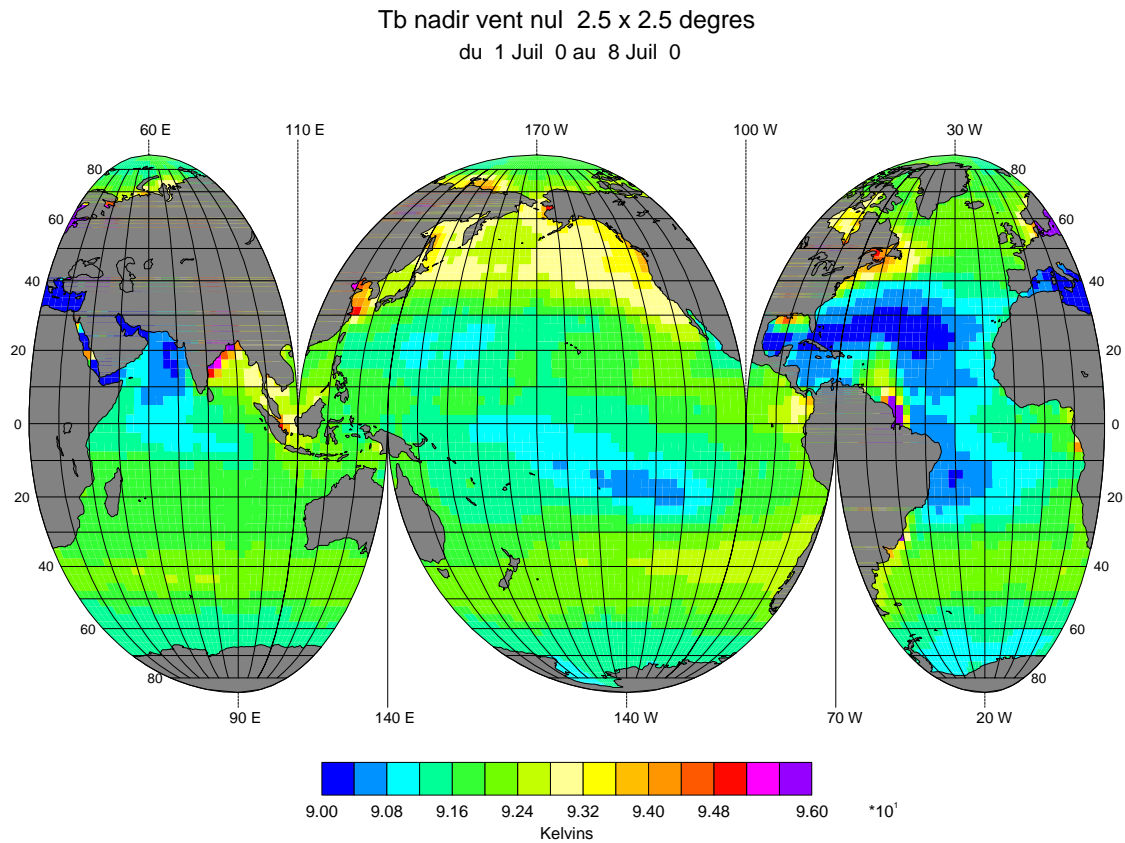


FIG. 4.39: Carte globale de $T_{b\text{ plat}}$ (i.e. $T_{b\text{ mer}}$ pour un vent nul) dérivée des SST climatologiques de Reynolds et des SSS climatologiques de Levitus, au nadir.

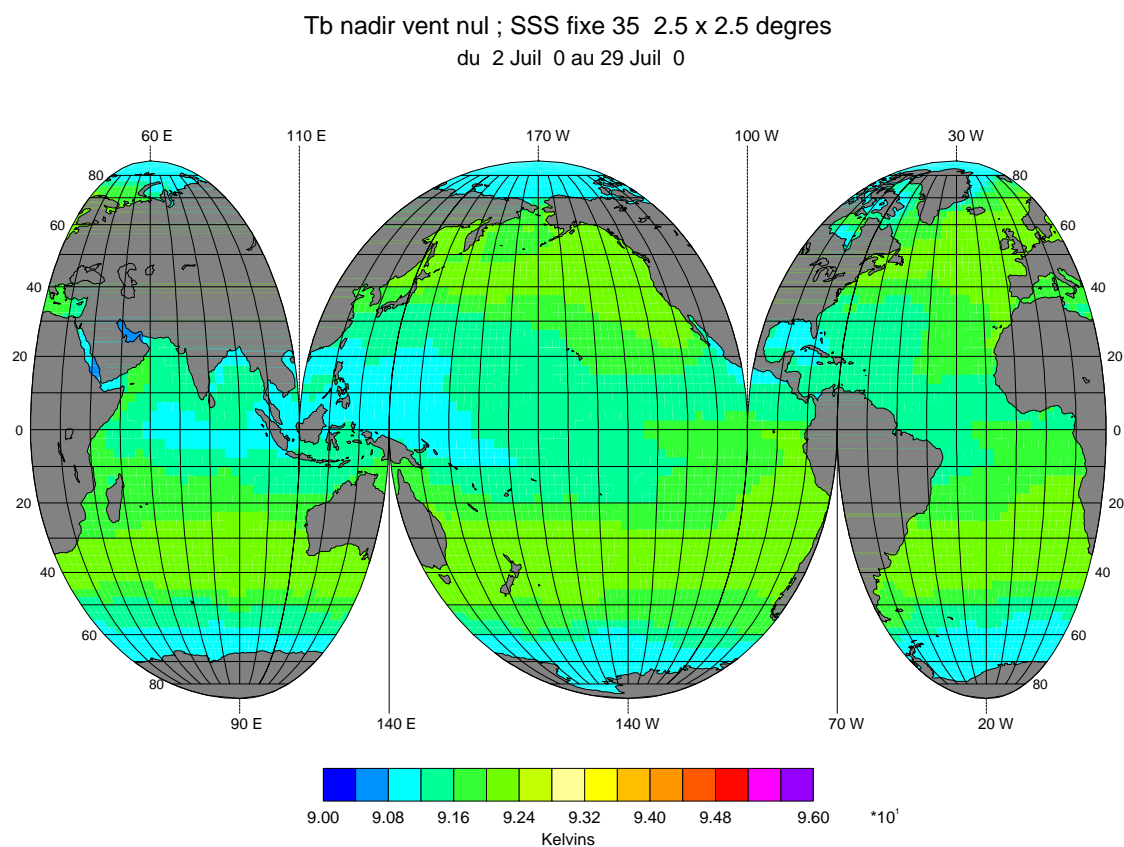


FIG. 4.40: Carte globale de $T_{b\ plat}$ (i.e. $T_{b\ mer}$ pour un vent nul) dérivée des SST climatologiques de Reynolds et pour une SSS fixée partout à 35 psu, au nadir.

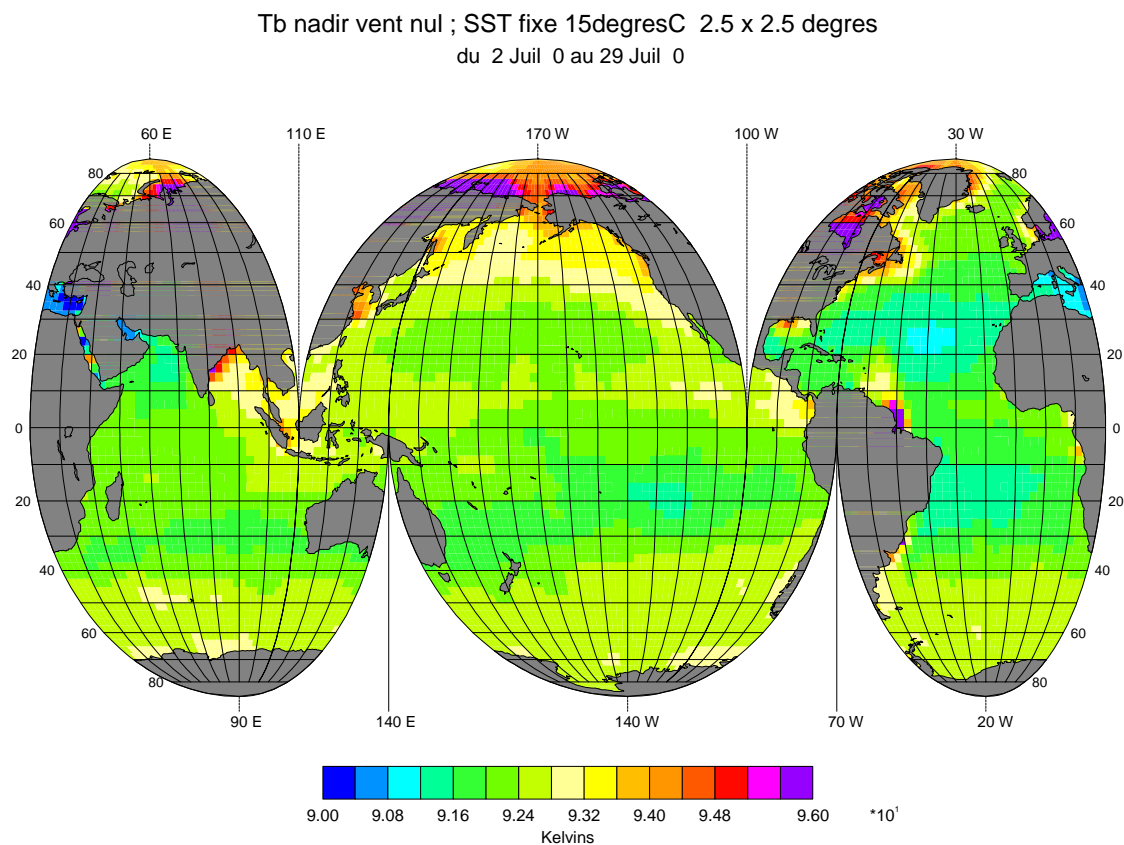


FIG. 4.41: Carte globale de T_b plat (i.e. T_b mer pour un vent nul) dérivée des SSS climatologiques de Levitus et pour une SST fixée partout à 15°C, au nadir.

4.6.2 La modification de la température de brillance induite par la rugosité de la surface océanique

La rugosité de la surface océanique résulte de l'action du vent. Pour étudier $T_{b\ mer}$ induite par le vent (i.e. $T_{b\ vent}$), je vais la décomposer en série de Fourier de l'angle d'azimut φ_0 par rapport au vent, comme cela a été fait pour le spectre de la mer du vent (section 4.3.4) et pour les coefficients de diffusion (section 4.4). Pour les V- et H-pol, on ne conserve que les termes pairs car $T_{b\ vent}$ est symétrique par rapport à \vec{U} ([105]). On a ainsi respectivement en polarisations verticale et horizontale

$$T_{v\ vent} \simeq T_{v,0} + T_{v,1} \cos(\varphi_0) + T_{v,2} \cos(2\varphi_0) \quad (4.154)$$

$$T_{h\ vent} \simeq T_{h,0} + T_{h,1} \cos(\varphi_0) + T_{h,2} \cos(2\varphi_0) \quad (4.155)$$

où $T_{b,0}$ est la $T_{b\ vent}$ omnidirectionnelle, c'est à dire celle moyennée sur toutes les directions azimutales, et où $T_{b,1}$ et $T_{b,2}$ traduisent respectivement les asymétries *upwind/downwind* et *upwind/crosswind* de $T_{b\ vent}$. De même, T_3 et T_4 sont décomposés en une série de Fourier de termes impaires

$$T_3 \simeq T_{3,0} + T_{3,1} \sin \varphi_0 + T_{3,2} \sin(2\varphi_0) \quad (4.156)$$

$$T_4 \simeq T_{4,0} + T_{4,1} \sin \varphi_0 + T_{4,2} \sin(2\varphi_0). \quad (4.157)$$

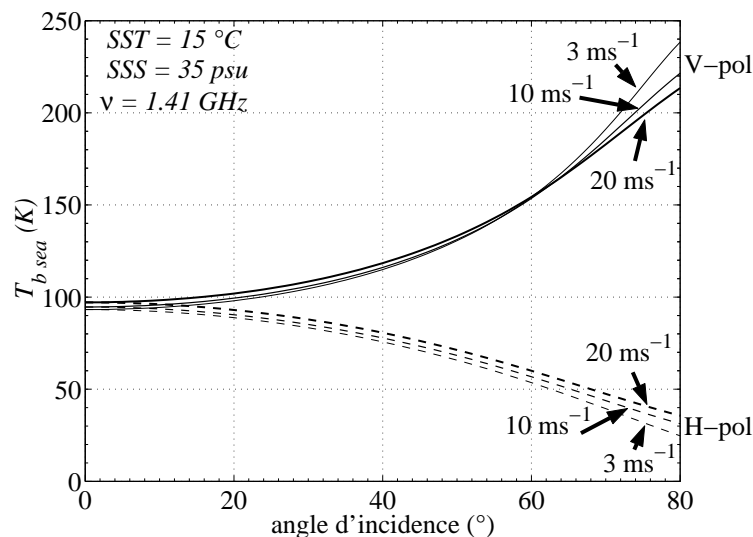


FIG. 4.42: Température de brillance de l'océan en fonction de l'angle d'incidence pour des vents de 3, 10 et 20 $m.s^{-1}$ (l'épaisseur du trait augmente avec le vent croissant), d'après le modèle de spectre de mer de [30], en polarisations verticale (trait plein) et horizontale (tirets).

Une telle décomposition n'est pas applicable si toutes les échelles de rugosité ne sont pas symétriques par rapport à \vec{U} . Long et Drinkwater ([56]) ont montré sur des données diffusiométriques (ERS et NSCAT) et radiométriques (SSM/I) acquises au dessus du continent Antarctique que la modulation des petites rugosités à la surface des glaces par les grandes pentes donnait lieu à des variations azimutales très différentes de celles des expressions (4.154, 4.155, 4.156 et 4.157). Dans le cas de l'océan, il peut aussi y avoir une partie des grandes vagues dont l'orientation diffère de celles des petites vagues. Ces vagues ne sont donc pas induites par le vent local et présent; soit elles proviennent d'un autre lieu, soit elles sont le résidu d'une ancienne mer du vent. C'est le phénomène de houle. Par conséquent, les vagues de houle ne sont pas décrites par le modèle de spectre de la mer du vent de la section 4.3.4. L'effet de la houle sur la variation azimutale pourrait être similaire

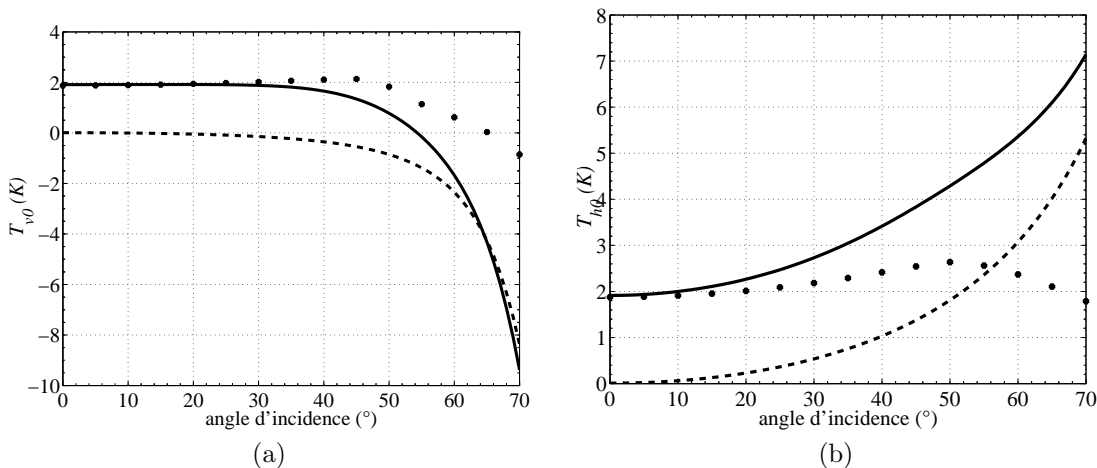


FIG. 4.43: Température de brillance omnidirectionnelle induite par un vent de 8 m.s^{-1} (i.e. $T_{b,0}$) en fonction de θ , en polarisations verticale (a) et horizontale (b). Les modèles utilisés sont le modèle deux échelles (trait plein), le modèle GE (tirets) et le modèle PE (points).

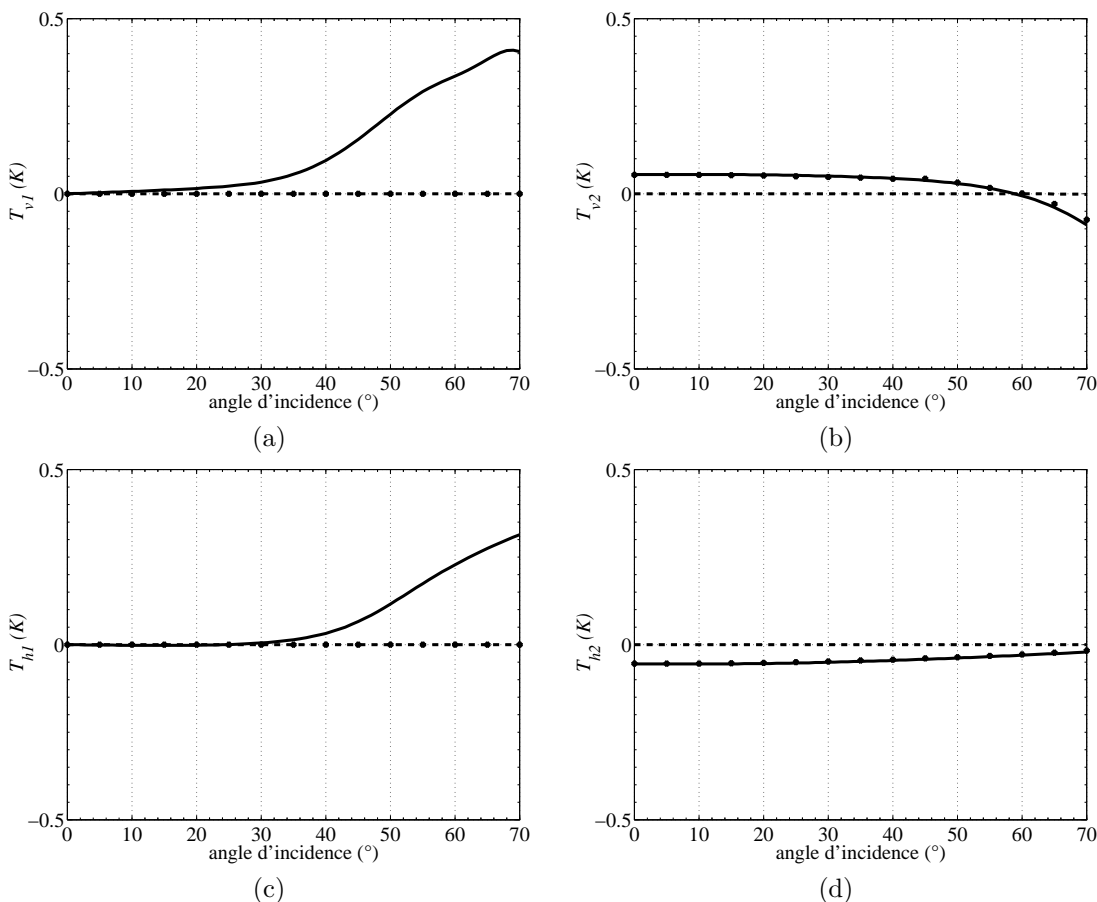


FIG. 4.44: Amplitudes des première et seconde harmoniques de T_{vmer} (respectivement a et b) induites par un vent de 8 m.s^{-1} en fonction de θ . Idem pour T_{hmer} (c et d). Les modèles utilisés sont le modèle deux échelles (trait plein), le modèle GE (tirets) et le modèle PE (points).

à celui présenté par Long et Drinkwater. C'est pourquoi j'ai quantifié l'ordre de grandeur de l'effet de la houle sur T_{bmer} , et particulièrement d'une houle non alignée avec le vent local, en utilisant

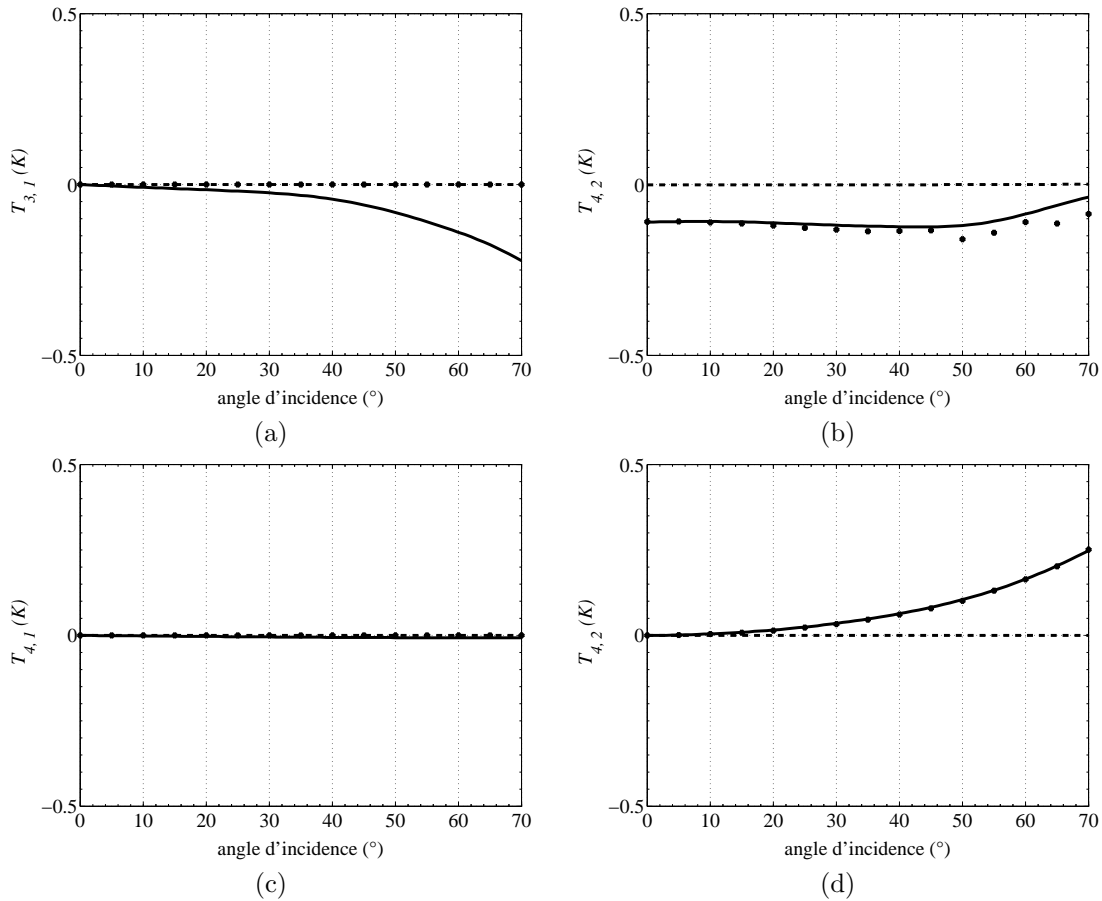


FIG. 4.45: Amplitudes des première et seconde harmoniques de T_{3mer} (respectivement a et b) induites par un vent de 8 m.s^{-1} en fonction de θ . Idem pour T_{4mer} (c et d). Les modèles utilisés sont le modèle deux échelles (trait plein), le modèle GE (tirets) et le modèle PE (points).

le modèle décrit dans la section 4.3.9. J'ai montré que l'effet de la houle est négligeable car il est inférieur à 0.1 K sur la composante omnidirectionnelle et il est encore plus faible sur les harmoniques 1 et 2 (voir la section 4.6.4). Par conséquent, je vais supposer dans cette section que la surface n'est influencée que par le vent local, c'est à dire qu'il n'y a pas de houle. L'état de la surface océanique est modélisé par le spectre de mer du vent décrit dans la section 4.3.4, c'est-à-dire le modèle DV2. La valeur de C_{DN} est dérivé de (4.75) et (4.77) avec z_0 dérivé du modèle Pierson76 donné par (4.83). Le modèle KS est utilisé pour la constante diélectrique. L'écume n'est pas prise en compte.

La figure 4.42 illustre la variation de T_{bmer} omnidirectionnelle, c'est à dire de $T_{bplat} + T_{b,0}$, en fonction de θ pour plusieurs vents et en polarisations verticale et horizontale. Les variations de $T_{3,0}$ et $T_{4,0}$ ne sont pas représentées car ces paramètres sont nuls. L'angle d'incidence est limité à 80° car pour les grands angles d'incidence, certains phénomènes physiques non pris en compte par le modèle, comme les réflexions multiples, ont sûrement une influence sensible. Les résultats pour les grands angles d'incidence sont donc à prendre avec précaution.

L'effet du vent sur T_{bmer} , et la variation de cet effet avec θ sont très différents d'une polarisation à l'autre. Une augmentation du vent diminue la variation de T_{vmer} avec theta et augmente celle de T_{hmer} . En effet, au nadir, l'effet du vent est le même sur les deux polarisations : quand le vent augmente, T_{bmer} augmente. Lorsque θ augmente, l'effet du vent sur T_{vmer} diminue jusqu'à être nul à un angle d'incidence variant entre 50° et 60° selon le vent. Pour des angles d'incidence supérieurs à 60° , l'effet du vent sur la V-pol s'inverse et une augmentation du vent fait diminuer T_{vmer} . Pour la polarisation horizontale au contraire, l'effet du vent est toujours d'augmenter T_{bmer} , et l'effet du vent augmente quand θ augmente. Pour comprendre pourquoi l'influence du vent sur T_{bmer} est polarisée, je vais dissocier les effets respectifs des rugosités de grande et de petite échelle en

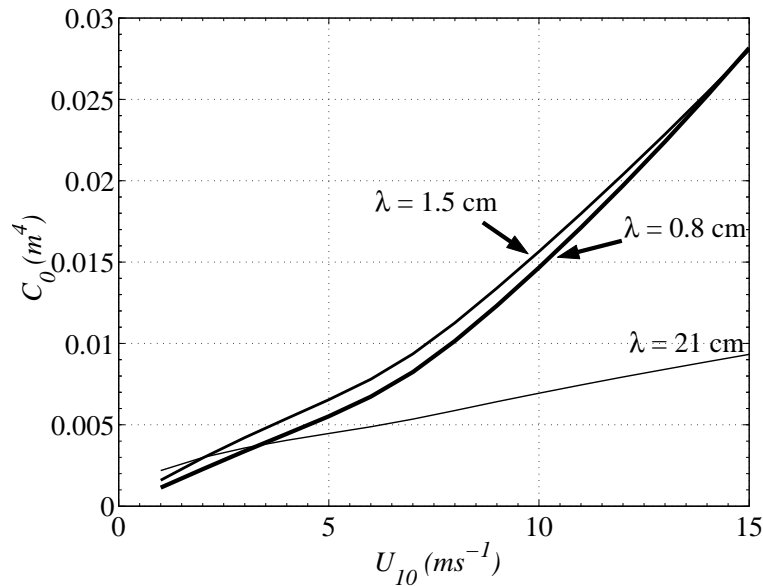


FIG. 4.46: Variation de l'amplitude du spectre de courbure 2D avec le vent à différentes longueurs d'ondes.

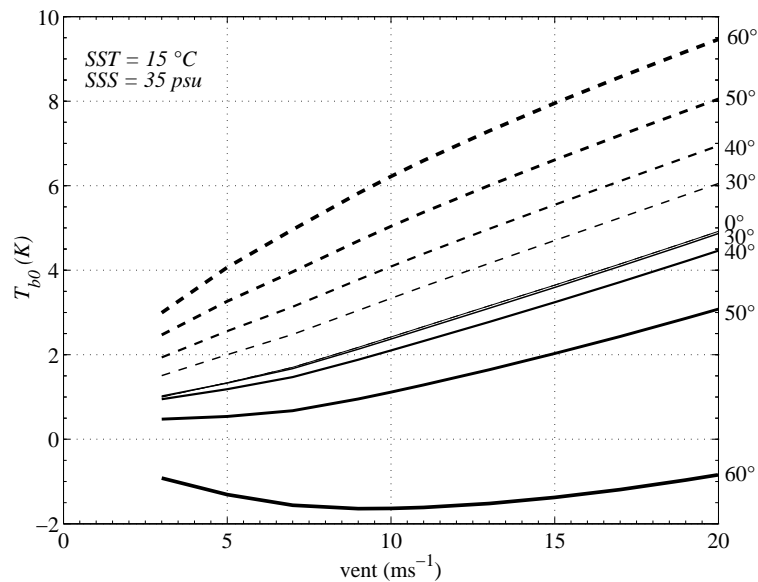


FIG. 4.47: $T_{b,0}$ (voir texte) en fonction du vent pour des angles d'incidence de 0° , 30° , 40° , 50° , 60° (l'épaisseur du trait augmente avec l'angle d'incidence croissant), d'après le modèle de spectre de mer de [30]. Les polarisations verticale (trait plein) et horizontale (tirets) sont confondues pour $\theta = 0^\circ$.

utilisant respectivement un modèle dit "grande échelle" (GE) et un modèle dit "petite échelle" (PE). Une étude sur l'effet relatif des petites et grandes échelles est reportée aussi dans l'annexe P, section 1.

Pour isoler l'effet des petites vagues, on suppose qu'il n'y a pas de grandes vagues et que la surface océanique n'est recouverte que de rugosité de petite échelle (PE), dont la réflectivité R_{PE} est donnée par (4.103). Par conséquent, ces petites rugosités sont situées sur une surface horizontale dans le repère terrestre et la modulation (4.94) induite par l'inclinaison de la surface des grandes vagues n'a pas lieu d'être.

On a alors

$$T_b^{(PE)} = SST(1 - R)$$

avec

$$R = R_{PE}.$$

Pour isoler l'effet des grandes vagues, on suppose qu'il n'y a pas de rugosité de petite échelle. Par conséquent, la surface des grandes vagues est lisse et leur réflectivité est calculée avec les coefficients de Fresnel (R_{Fr}), qui sont intégrés sur la distribution statistique des pentes (i.e. intégrale pondérée par la FDP sur les pentes), comme pour un modèle d'optique géométrique (OG). Les coefficients R_{Fr} sont donnés en (2.23). Cependant, le modèle (GE) se distingue d'un modèle d'OG classique tel que celui décrit dans [73] ou dans [102] par la valeur de la variance de pentes utilisée dans la FDP. Dans les modèles d'OG, la variance des pentes est couramment déduite du modèle empirique de Cox et Munk ([14]), qui représente théoriquement la variance des pentes de toutes les échelles de vagues (i.e. intégrée sur tout le spectre). Elle peut aussi être calculée à partir d'un modèle de spectre. Dans le modèle GE, la variance des pentes est, comme dans le modèle deux échelles, celle des grandes vagues uniquement car on se limite aux échelles de vagues pour lesquelles l'approximation du plan tangent est valide (voir section 4.4). La variance des pentes du modèle GE est donc plus faible que celle prédite par le modèle de Cox et Munk (voir section 4.4), tant que le spectre est normalisé sur ces variances en tout cas. Elle est en tout cas plus faible que celle calculée par intégration sur toutes les longueurs d'onde du spectre. Par conséquent, l'effet des grandes vagues est plus faible avec un modèle GE qu'avec un modèle d'OG.

L'effet d'un vent de 8 m.s^{-1} sur les harmoniques 0, 1 et 2 de T_{bmer} est reporté sur les figures 4.43, 4.44 et 4.45 en fonction de l'angle d'incidence.

Au nadir, comme montré précédemment, $T_{b,0}$ est identique en V- et H-pol. Il vaut 2 K pour un vent de 8 m.s^{-1} et il est induit par les petites échelles uniquement, car le modèle GE ne prédit pas d'effet du vent sensible sur T_{bmer} en bande L et à cet angle d'incidence. Pourtant, des observations radiométriques à basse fréquence, par Hollinger ([39]) à 1.41 GHz et par Blume et al. ([5]) à 2.65 GHz, ont mis en évidence un effet du vent sur T_{bmer} à faible θ , du même ordre de grandeur que celui prédit par le modèle deux échelles (en l'occurrence par le modèle PE puisque la partie GE ne prédit aucun effet du vent). On peut noter que Wilheit ([97]) aussi a mis en évidence une sensibilité au vent pour T_{bmer} en bande L et au nadir; mais il a attribué cet effet, probablement à tort, uniquement à l'influence de l'écume (voir section 4.6.3). La modélisation de la diffusion de Bragg (i.e. diffusion par les petites échelles) apparaît donc primordiale pour prendre en compte l'effet du vent sur T_{bmer} .

Lorsque θ augmente, $T_{v,0}$ varie très peu jusqu'à $\theta = 40^\circ$, puis diminue rapidement jusqu'à être nul vers $\theta = 55^\circ$ (cet angle varie en fonction du vent) puis devient très négatif à 70° . Au contraire de $T_{v,0}$, $T_{h,0}$ augmente quand θ augmente, et ce même aux faibles θ : à $\theta = 70^\circ$, $T_{h,0}$ vaut plus du triple de sa valeur au nadir. Cette variation de l'effet du vent avec θ est due un peu à la variation de l'effet des PE avec θ , mais surtout à la variation de l'effet des grandes vagues avec θ , cet effet étant d'autant plus sensible que θ est grand.

L'effet des PE est toujours d'augmenter T_{bmer} , quels que soient θ et la polarisation (sauf pour les très grandes incidences, i.e. $\theta = 70^\circ$, et en V-pol où il fait légèrement diminuer T_{bmer}). Au contraire de l'effet des PE, celui des GE est très polarisé: il fait augmenter T_{hmer} et diminuer T_{vmer} à tous les angles d'incidence. Par conséquent, les effets des deux échelles se renforcent en H-pol et se contrarient en V-pol. La H-pol est donc d'autant plus sensible au vent que θ est grand car, quand θ augmente, l'effet des GE augmente et l'effet des PE augmente (jusqu'à $\theta = 50^\circ$) ou diminue moins vite que l'autre effet n'augmente (à partir de $\theta = 50^\circ$). En V-pol, quand θ augmente jusqu'à environ 40° , la faible variation des effets de PE et GE se compense et l'effet total reste constant. Par contre, au delà de $\theta = 40^\circ$, l'effet des GE devient de plus en plus important à mesure que θ augmente, et devient prépondérant vers 60° . L'angle d'incidence pour lequel T_{vmer} est insensible au vent est donc celui où les effets des GE et des PE se compensent exactement.

L'asymétrie *upwind/downwind* de T_{bmer} (i.e. $T_{b,1}$, figures 4.44 (a, c) et 4.45 (a, c)) au nadir est nulle; aux angles d'incidence inférieurs à 40° , elle est au maximum de $\pm 0.1 \text{ K}$ pour un vent de 8 m.s^{-1} . Aux angles d'incidence plus élevés elle peut atteindre 0.4 K .

L'amplitude de la seconde harmonique (figures 4.44 (b, d) et 4.45 (b, d)) n'est pas nulle au nadir en V- et H-pol. À $U = 8 \text{ m.s}^{-1}$, elle est de l'ordre de 0.05 K en V- et H-pol et est de signe opposé entre les deux polarisations. Bien que les termes "verticale" et "horizontale" n'aient plus de sens au nadir, on a quand même une $T_{b\text{ mer}}$ polarisée (assez faiblement en bande L, contrairement aux plus hautes fréquences). $T_{b,2}$ est beaucoup plus faible en bande L qu'à plus haute fréquence, où elle est de l'ordre de 0.8 K à 19 GHz ou 37 GHz, soit un rapport de l'ordre de 16. La deuxième harmonique du spectre est déterminée par le produit de l'harmonique 0 et de la fonction $\Delta(k)$ (voir la section 4.3.4). Alors que le spectre de courbure n'est plus faible que d'un facteur 2 entre $\lambda = 21 \text{ cm}$ et λ de l'ordre du centimètre, la fonction $\Delta(k)$ est plus faible d'un facteur 8. L'amplitude de $T_{b,2}$ est inférieure à 0.1 K en V- et H-pol à tous les θ , $T_{3,2}$ vaut le double de $T_{v,2}$ et $T_{h,2}$ et $T_{3,2}$ est inférieur à 0.08 K pour θ inférieur à 40° et est de l'ordre de 0.25 K à 70° . Cependant, il faut noter que l'amplitude de l'harmonique 2 dépend fortement du modèle de spectre (surtout de la fonction d'étalement) et peut être sensiblement plus forte si elle est calculée avec le modèle de spectre ELF (voir 5.1.3).

Le modèle GE ne prédit pour $T_{b\text{ mer}}$ aucune variation azimutale sensible. Là encore, la prise en compte de la diffusion de Bragg est primordiale pour modéliser tous les effets du vent. Concernant la seconde harmonique, l'absence d'effet de GE est dû au fait que, d'une part, les coefficients de Fresnel sont isotropes, et, d'autre part, que la variance des pentes des grandes échelles calculée avec le modèle DV2 est relativement isotrope (voir la figure 4.21). Par conséquent, $T_{b,2}$ est essentiellement due aux petites échelles. Cependant, la première harmonique étant due à un couplage des GE et des PE, ni le modèle GE, ni le modèle PE ne la simulent.

On peut comparer ces résultats à ceux obtenus aux plus hautes fréquences auxquelles sont couramment utilisés les modèles d'émissivité. L'effet omnidirectionnel du vent plus faible en bande L qu'à plus haute fréquence, car l'amplitude du spectre de courbure autour de 21 cm est plus faible qu'à des longueurs d'onde plus courtes. J'ai représenté sur la figure 4.46 l'amplitude de la composante omnidirectionnelle du spectre de courbure en fonction du vent aux longueurs d'onde 21 cm, 1.5 cm et 0.8 cm qui correspondent respectivement aux fréquences 1.41 GHz, 19.65 GHz et 37 GHz. À 8 m.s^{-1} , l'amplitude du spectre est sensiblement la même pour les fréquences 19.65 GHz et 37 GHz, alors qu'à 1.41 GHz elle est deux fois plus faible que pour les fréquences précédentes. La valeur de $T_{b,0}$ simulée aux différentes fréquences varie dans les mêmes proportions. D'après Prigent et Abba ([73]), l'effet du vent au nadir simulé à haute fréquence (i.e. à 89 GHz et 157 GHz) avec un modèle d'OG est loin d'être nul (fig 3 et 4 de l'article de Prigent et Abba); en fait, cette influence du vent est dû essentiellement à la contribution atmosphérique (l'effet n'est pas trivial, voir la section 6.3.2), comme le confirment les figures 6 et 7 de l'article de Prigent et Abba, sur lesquelles l'émissivité de l'océan est pratiquement insensible au vent à faible θ . L'amplitude de la première harmonique en bande L est faible, plus faible qu'à haute fréquence car la variance des pentes des GE est plus faible et l'effet des PE aussi. La variation azimutale de $T_{b\text{ mer}}$ en bande L est très faible, contrairement à celle à plus haute fréquence (19.35 GHz et 37 GHz) où l'amplitude de la deuxième harmonique de $T_{b\text{ mer}}$ pour un vent de 10 m.s^{-1} est de l'ordre de 1 K et où l'amplitude de la première harmonique est de l'ordre de 0.8 K pour des angles d'incidence proche de 50° ([102]). Cette variabilité azimutale à haute fréquence permet d'ailleurs d'estimer la direction du vent par radiométrie polarimétrique.

L'effet prépondérant du vent sur $T_{b\text{ mer}}$ en bande L porte sur la composante omnidirectionnelle. J'ai reporté sur la figure 4.47 la variation de $T_{b,0}$ en fonction du vent, pour les polarisations verticale et horizontale, à différents angles d'incidence. L'effet du vent sur $T_{b,0}$ est quasiment linéaire pour θ inférieur à 50° , excepté pour les vents très faibles, pour lesquels la variation de $T_{b,0}$ avec le vent est la plus rapide. On peut ainsi dériver l'ordre de grandeur de la sensibilité de $T_{b\text{ mer}}$ au vent en calculant la pente de $T_{b\text{ mer}}$ en fonction du vent entre 10 m.s^{-1} et 20 m.s^{-1} . Cependant, les courbes ne sont pas rigoureusement linéaires : on peut remarquer qu'il y a deux régimes de variation, selon que U soit inférieur ou supérieur à environ 7 m.s^{-1} . Au nadir, l'effet du vent est d'augmenter la $T_{b\text{ mer}}$ d'environ 0.25 K.m.s^{-1} . En V-pol, cet effet du vent reste relativement constant jusqu'à un angle d'incidence de 30° , et varie peu jusqu'à 40° . Au delà de $\theta = 40^\circ$, comme on l'a vu précédemment, lorsque θ augmente l'effet du vent diminue rapidement et devient nul puis négatif entre 50° et 60° . En H-pol, l'effet du vent sur $T_{b\text{ mer}}$ augmente quand θ augmente : il est de $0.28 \text{ K.m}^{-1}.\text{s}$ à 40° et de $0.32 \text{ K.m}^{-1}.\text{s}$ à 60° . Connaître le vent avec précision est donc très important, car une variation de U de 1 m.s^{-1} a le même effet sur $T_{b\text{ mer}}$ qu'une variation de SSS de plusieurs

dizièmes de psu (voir de plus de 1 psu en H-pol, à grand angle d'incidence et dans les mers froides).

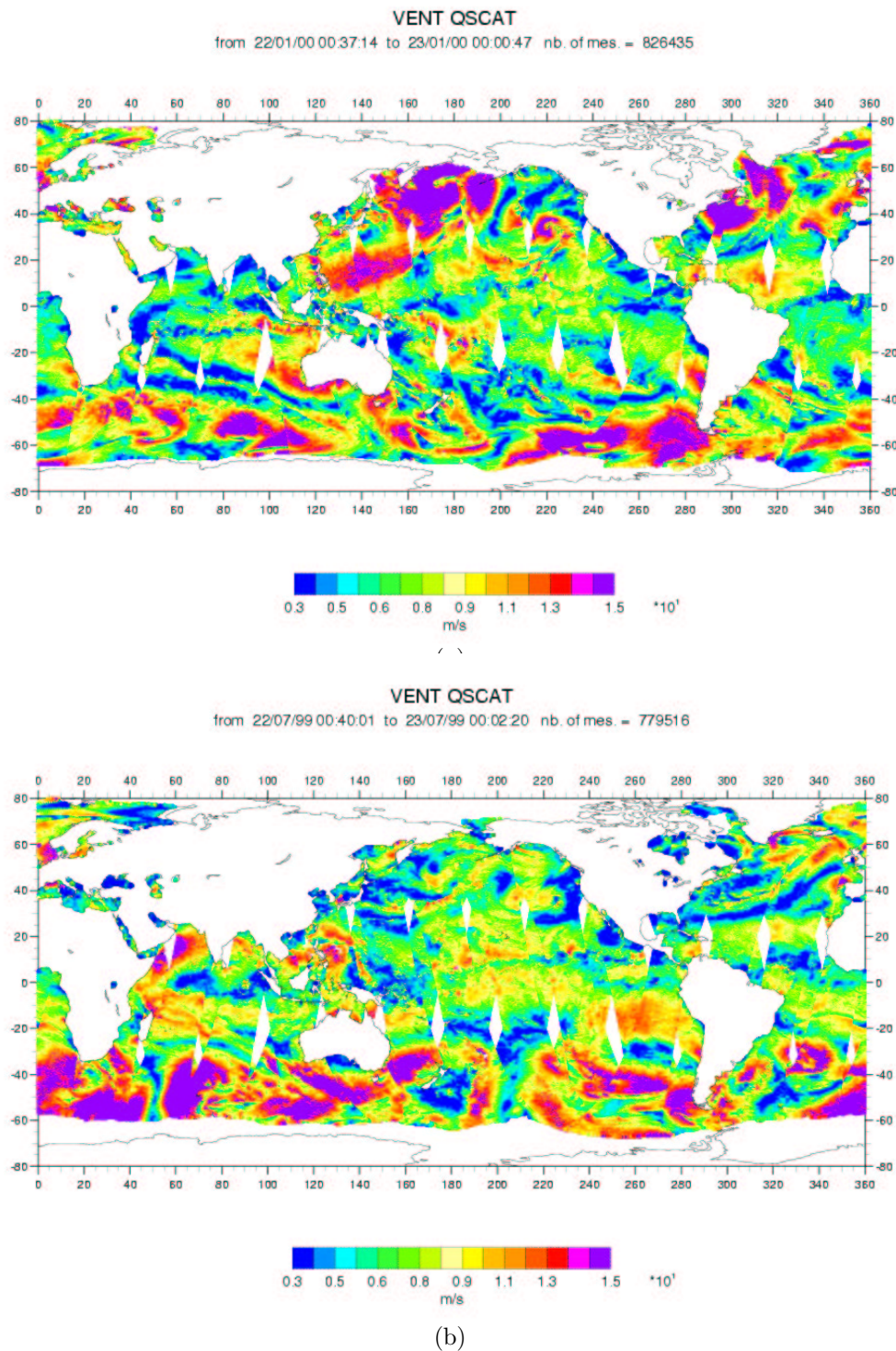


FIG. 4.48: Carte du module du vent à la surface du globe mesuré par le diffusiomètre QSCAT les 22/01/2000 (a) et 22/07/1999 (b)

Pour illustrer l'ordre de grandeur des vents que rencontrera SMOS dans les différentes régions de l'océan global, deux cartes des vents mesurés par le diffusiomètre QSCAT à 25 km de résolution dans la journée du 22 janvier 2000 (constituant un ensemble de plus de 826 000 mesures) et dans la journée du 22 juillet 1999 (constituant un ensemble de plus de 779 000 mesures) sont

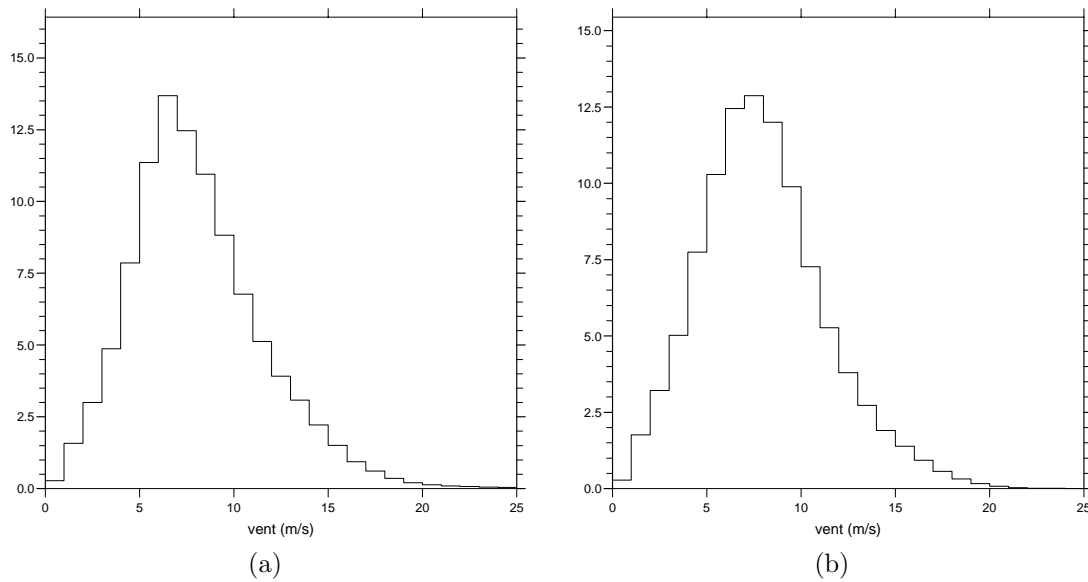


FIG. 4.49: Histogramme du module du vent à la surface du globe mesuré par le diffusionmètre QSCAT les 22/01/2000 (a) et 22/07/1999 (b). La moyenne du module du vent est de 8 m.s^{-1} , l'écart type d'environ 3.5 m.s^{-1} .

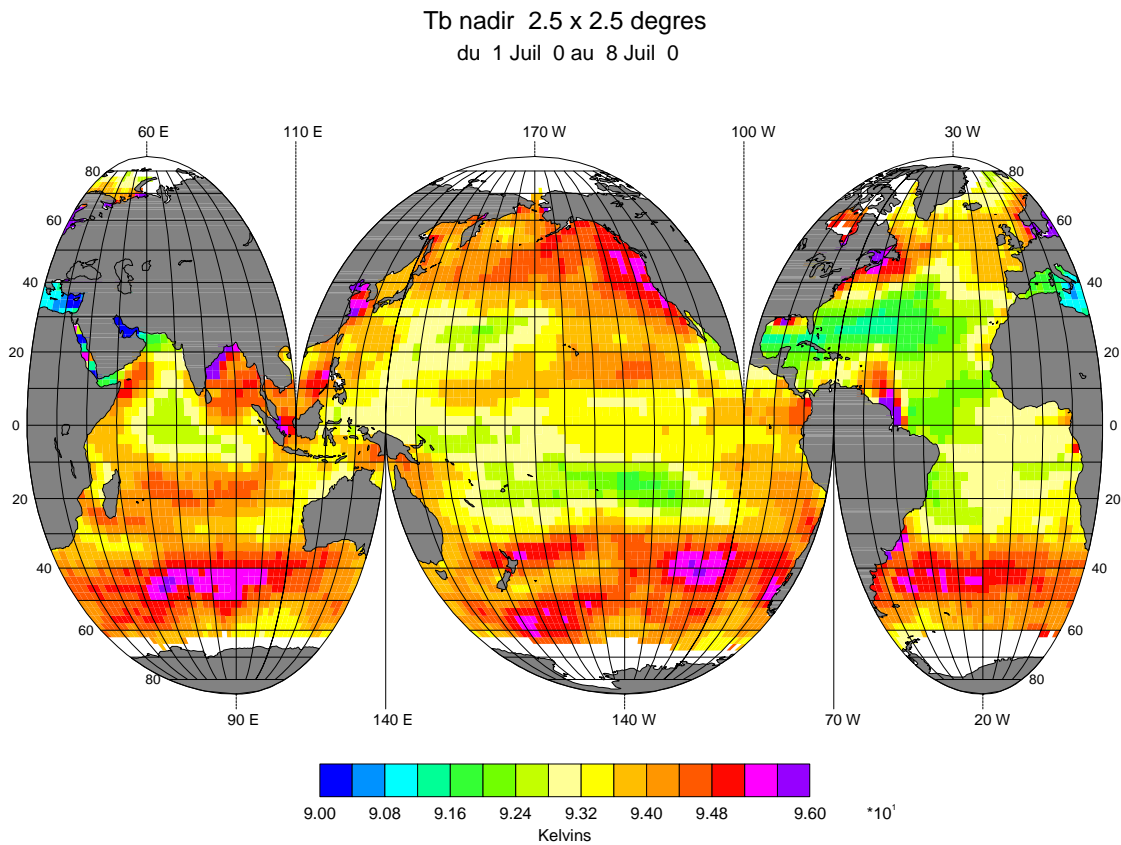


FIG. 4.50: Carte globale de $T_{b \text{ mer}}$ dérivée des *SST* climatologiques de Reynolds et des *SSS* climatologiques de Levitus, pour les vents mesurés par le satellite QSCAT.

Ecart type de T_b au nadir du à la variabilité du vent hebdomadaire dans 2.5×2.5 degrés
du 1 Juil 0 au 8 Juil 0

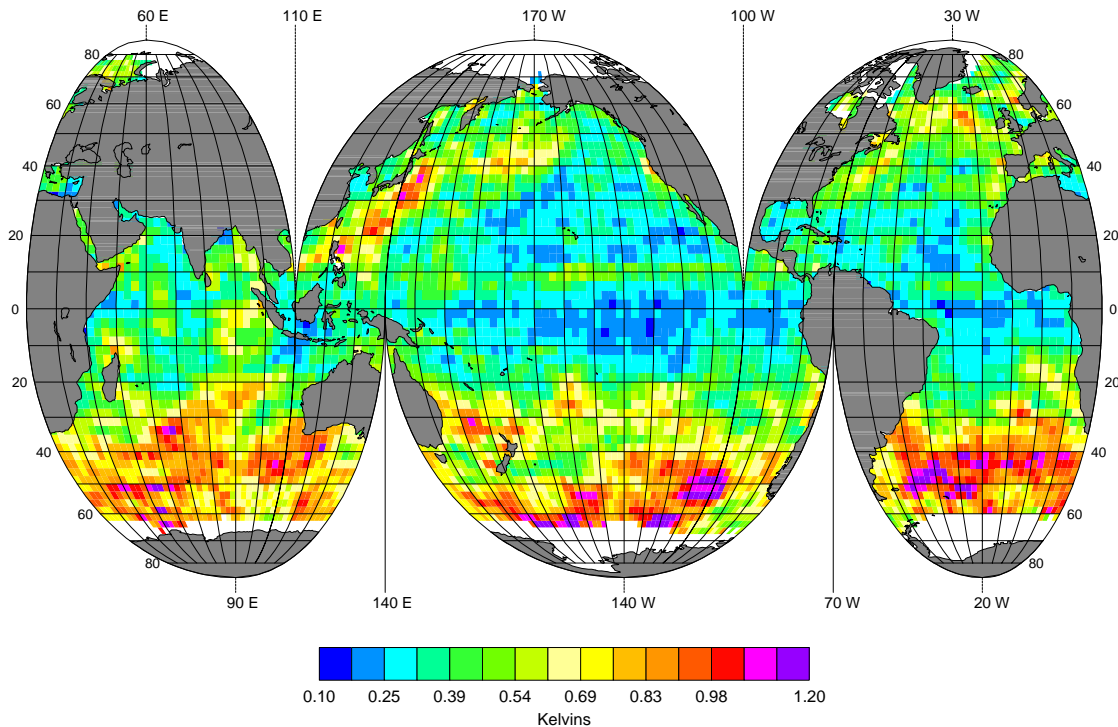


FIG. 4.51: Variabilité sur $T_{b_{mer}}$ induite par la variabilité du vent mesurée par le satellite QSCAT.

reportées respectivement sur les figures 4.48.a et 4.48.b. Les histogrammes correspondant sont reportés respectivement sur les figures 4.49.a et 4.49.b.

Le module du vent, estimé à une hauteur de dix mètres au dessus de la surface de l'océan (U_{10}) à partir de mesures QSCAT, est en moyenne globale d'environ 8 m.s^{-1} . Son écart type est de 3.5 m.s^{-1} . On peut remarquer sur les cartes de la figure 4.48 que les grandes structures spatiales ont peu évolué entre les différents passages orbitaux du satellite. Les vents sont toujours très forts dans l'océan sud (i.e. au sud de 40°S), que ce soit en janvier ou en juillet (de l'ordre de 15 m.s^{-1}). Ils ont une forte variabilité saisonnière aux moyennes latitudes et en Atlantique et Pacifique Nord.

La $T_{b_{mer}}$ au nadir en moyenne hebdomadaire, simulée à partir des SST et SSS climatologiques et des vents instantannés dérivés des mesures QSCAT (voir la figure 4.38), est illustrée sur la figure 4.50. Sa variabilité induite par la variabilité hebdomadaire du vent est illustrée sur la figure 4.51. La $T_{b_{mer}}$ est supérieure de 2 K à la $T_{b_{plat}}$ en moyenne globale. Bien que le signal induit par le vent soit très fort, particulièrement là où la variabilité spatiale du vent est forte et où celle de la SSS est faible, le signal induit par la SSS est toujours visible dans certaines régions (par exemples aux embouchures des grands fleuves et dans la zone des gyres subtropicaux). Les régions de fort vent, où la $T_{b_{mer}}$ est fortement accrue, sont aussi parfois celles où la $T_{b_{plat}}$ est faible (à cause par exemple d'une forte salinité dans la mer d'Arabie ou à cause de températures très faibles à 50°S). La prise en compte du vent augmente la variabilité des $T_{b_{mer}}$ sur l'océan global : l'écart type des $T_{b_{mer}}$ (moyennées sur 2.5°) montrées sur les figures 4.39 et 4.50 est respectivement de 0.76 K et de 0.90 K. On a donc une augmentation de la variabilité des $T_{b_{mer}}$ (moyennées sur 2.5°) de 20%.

La variabilité spatio-temporelle de $T_{b_{mer}}$ (figure 4.51) induite par la variabilité du vent pendant une semaine et sur 2.5° est forte dans les zones de vent forts (de l'ordre de 1 K). Elle est plus faible (de l'ordre de 0.2 K), en Atlantique et Pacifique tropical. Elle est néanmoins presque partout supérieure à 0.1 K, ce qui montre que la variabilité du vent à petites échelles de temps et d'espace

induira une variabilité sur les mesures de $T_{b\ mer}$ non négligeable dans l'optique de l'estimation de la salinité. Il sera nécessaire d'en tenir compte pour optimiser un éventuel étalonnage du radiomètre en vol (par *vicarious calibration*).

4.6.3 Effet de l'écume sur la température de brillance de l'océan

D'après (4.143), la T_b induite par l'écume ($T_{b\ mer}^* - T_{b\ mer}$) est au premier ordre de

$$T_{b\ mer}^* - T_{b\ mer} \simeq F_r \cdot (T_{b\ ec.} - T_{b\ mer})$$

si l'on néglige la modulation par les grandes vagues. Au nadir, d'après le modèle d'émissivité de l'écume de Stogryn, $T_{b\ ec.} - T_{b\ mer}$ est de l'ordre de 115 K. À $\theta = 60^\circ$, cette différence est de l'ordre de 15 K en V-pol (forte diminution) et 80 K en H-pol (faible diminution).

Les figures 4.52, 4.53 et 4.54 illustrent l'influence de l'écume sur $T_{b\ mer}^*$ respectivement à 0° , 30° et 60° d'angle d'incidence. Seule la composante omnidirectionnelle et dépendante du vent $T_{b,0}^*$ y est représentée car l'effet de l'écume sur les harmoniques 1 et 2 est très faible (moins de 0.1K). Le modèle de couverture d'écume utilisé pour ces simulations est celui proposé par Monahan et O'Muircheartaigh ([62]) décrit dans la section 4.5.1, le modèle d'émissivité de l'écume est celui de Stogryn ([84]) décrit dans la section 4.5.2. La température de brillance induite par une surface océanique rugueuse et sans écume a aussi été représentée pour comparaison.

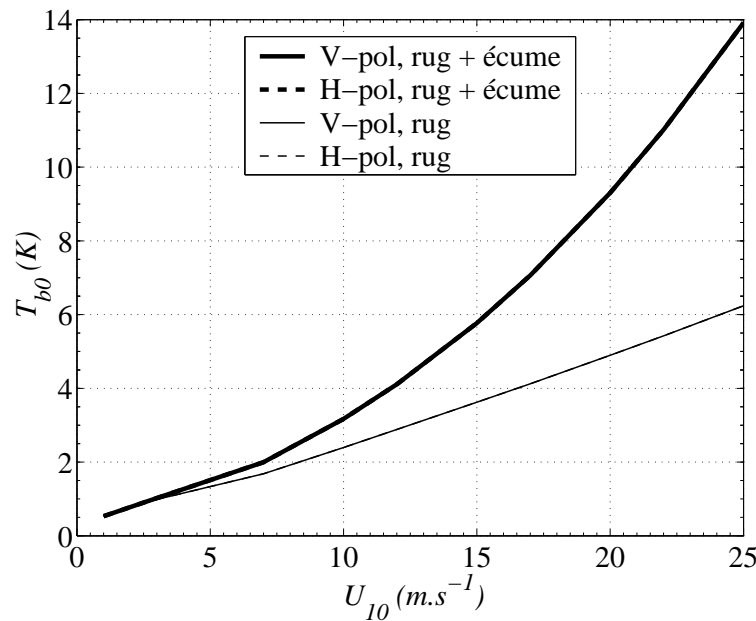


FIG. 4.52: Variation, au nadir, de la température de brillance de la mer avec le vent à 10 mètres de hauteur (U_{10}) induite par la rugosité de surface uniquement (trait fin) et par la rugosité de surface et l'écume (trait épais), en V-pol et H-pol (les courbes sont confondues). La SST est de $15^\circ C$ et la SSS est de 35 psu.

Alors que l'effet de la rugosité sur $T_{b\ mer}$ est proche d'un comportement linéaire en vent, l'effet de l'écume évolue avec le vent selon une loi de puissance, à cause du taux de couverture de l'écume qui évolue de manière similaire. Au nadir, l'effet de l'écume prédit par ce modèle est sensible dès $5 m.s^{-1}$, en augmentant $T_{b\ mer}$ d'un dixième de Kelvin. Pour des vents forts (supérieurs à $20 m.s^{-1}$), l'écume a un effet du même ordre de grandeur que celui créé par la rugosité. Quand l'angle d'incidence augmente, l'effet de l'écume diminue, particulièrement en V-pol. En effet, d'après le modèle de Stogryn pour $T_{b\ ec.}$, la différence $T_{b\ ec.} - T_{b\ mer}$ diminue fortement en V-pol et sensiblement en H-pol quand θ augmente de 0° à 60° . Ce n'est pas forcément le cas avec d'autres modèles de $T_{b\ ec.}$. $T_{b\ ec.}$ déduite du modèle de constante diélectrique proposé par Droppleman ([25], voir section 4.5.2) augmente en V-pol quand θ augmente. Par conséquent, l'effet de l'écume sur $T_{b,0}$ diminue moins en V-pol qu'avec le modèle de Stogryn. De plus, bien qu'avec le modèle de Stogryn l'effet de l'écume diminue en V-pol quand θ augmente, l'effet de la rugosité diminue aussi quand θ augmente, si bien que l'écume constitue toujours une part importante de l'effet du vent.

L'estimation de l'effet de l'écume dépend fortement du modèle utilisé et de paramètres très mal connus tels que la taille des bulles et l'épaisseur de la couche d'écume. Reul et Chapron ([75])

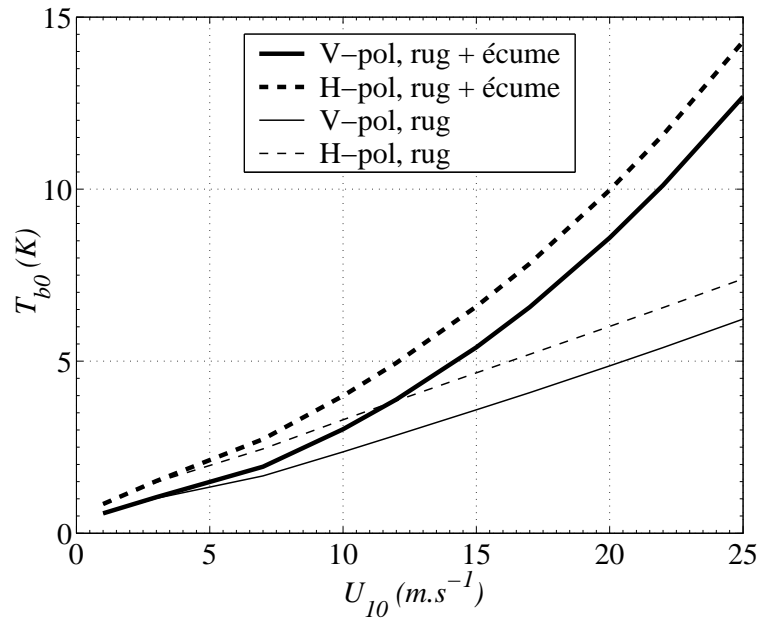


FIG. 4.53: Variation, à 30° d'angle d'incidence, de la température de brillance de la mer avec le vent à 10 mètres de hauteur (U_{10}) induite par la rugosité de surface uniquement (trait fin) et par la rugosité de surface et l'écume (trait épais), en V-pol (trait plein) et H-pol (tirets). La SST est de 15°C et la SSS est de 35 psu.

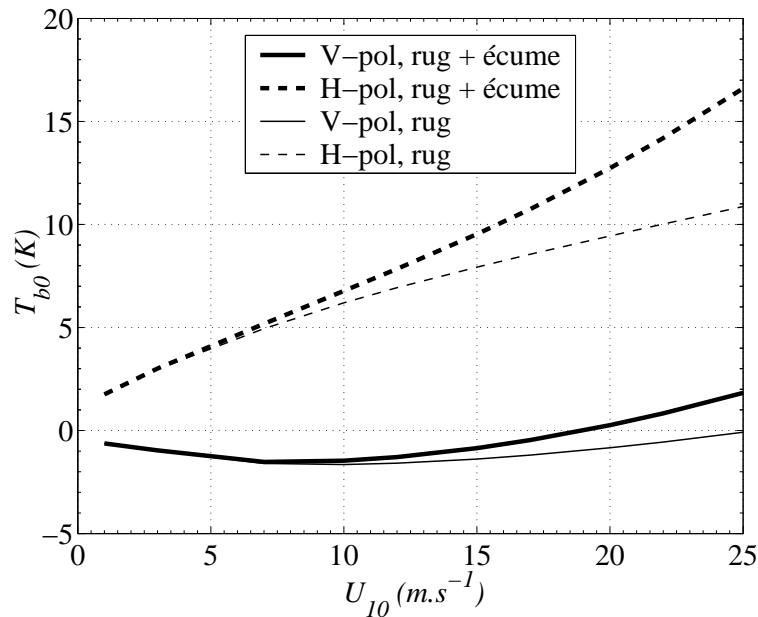


FIG. 4.54: Variation, à 60° d'angle d'incidence, de la température de brillance de la mer avec le vent à 10 mètres de hauteur (U_{10}) induite par la rugosité de surface uniquement (trait fin) et par la rugosité de surface et l'écume (trait épais), en V-pol (trait plein) et H-pol (tirets). La SST est de 15°C et la SSS est de 35 psu.

ont fait récemment une étude détaillée de la modélisation de l'effet de l'écume sur l'émissivité en bande L. Villarino et al. ([92]) ont étudié l'influence de l'écume sur des mesures radiométriques haute résolution temporelle en bande L issues de la campagne WISE 2001 et des comparaisons des estimations des modèles avec les données des campagnes WISE et EuroSTARRS sont effectuées dans la section 7.3. Il n'en reste pas moins qu'une expérience spécifiquement dédiée à l'étude de l'émissivité de l'écume en bande L est très souhaitable.

Si l'on prend en compte le fait que l'épaisseur de la couche d'écume (supposé être de l'ordre de 1 à 2 cm) est faible comparée à $\lambda_0 = 21$ cm, il est possible que, pour des vents modérés, l'effet de l'écume soit faible sur $T_{b_{mer}}$ en bande L, ou en tout cas plus faible que celui prédit par un modèle d'émissivité tel que celui de Stogryn (voir l'étude faite par Boutin et al. [6]). De plus, les données à basse fréquence disponibles à ce jour mènent à la même conclusion (voir la section 7.3).

4.6.4 Influence de la houle

L'effet de la houle, dont le modèle est décrit dans la section 4.3.9, sur $T_{b\ mer}$ est étudié dans l'article reproduit dans l'annexe Q. Son effet sur $T_{b,0}$ est toujours inférieur à 0.1 K pour des angles d'incidence compris entre 0° et 60° , et son effet sur la variation azimutale est négligeable, quelque soit l'orientation de la houle par rapport aux vagues de la mer du vent (voir les figures 4.55). La houle se manifestant par des vagues de très grande longueur d'onde, elle va intervenir sur $T_{b\ mer}$ de la même manière que les grandes vagues de la mer du vent, en modulant $T_{b\ mer}$ par modification de l'angle d'incidence local. L'intensité de cette modulation va dépendre de l'accroissement de la variance des pentes des grandes vagues induite par la présence de la houle. On a vu dans la section 4.3.9 que la variance des pentes de la houle modifie peu la variance des pentes des grandes vagues, qui a elle même un effet relativement faible sur $T_{b\ mer}$, surtout aux faibles angles d'incidence (voir la section 4.6.2). C'est pourquoi l'influence de la houle est négligeable.

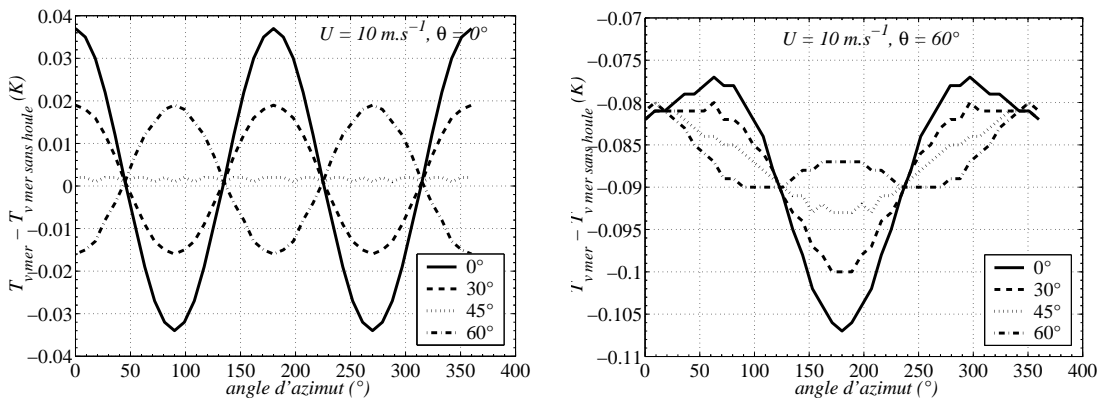


FIG. 4.55: Effet de la houle sur $T_{b\ mer}$ en fonction de l'angle d'azimut par rapport au vent, à des angles d'incidence de 0° (a) et de 60° (b), pour un vent de 10 m.s^{-1} . L'angle entre la direction des vagues de houle et la direction du vent est de 0° (trait plein), 30° (tirets), 45° (points) et 60° (tirets-points). Les caractéristiques de la houle étudiée sont données dans la section 4.3.9.

Étude de sensibilité et quantification des erreurs

J'ai montré dans la section 5 que la $T_{b\ mer}$ était sensible à la SSS que l'on cherche à estimer, mais aussi à la SST et à U . Par conséquent, l'inversion de SSS à partir de mesures de T_b sera d'autant plus précise que la paramétrisation de $T_{b\ mer}$ en fonction de la SST , de la SSS et du vent sera précise et que la SST et U seront connus avec précision. Dans la section 5.1, je traite de l'incertitude sur la $T_{b\ mer}$ simulée induite par l'incertitude sur les différents paramètres du modèle à deux échelles que sont la constante diélectrique de l'eau de mer, le nombre d'onde de coupure, le modèle de spectre des vagues pour une mer pleinement développée et pour une mer en développement, et les coefficients de diffusion. Dans la section 5.2, je traite de l'incertitude sur la SSS induite par les incertitudes sur la SST et U . Dans les estimations d'erreur reportées dans la section 5.2, la SST et U ne seront pas estimés par l'algorithme d'inversion (sauf pour U dans un scénario particulier) mais seront des paramètres exogènes. Nous supposons en connaître une estimation à partir de modèles météorologiques ou de mesures satellitales.

5.1 Les différences entre les modèles et leur influence sur $T_{b\ mer}$ et sur l'inversion de la salinité

5.1.1 Incertitudes sur la température de brillance de l'océan induites par l'incertitude sur la constante diélectrique de l'eau de mer

Cette étude et ses résultats sont détaillées dans les annexes P, section 2 et Q, section 2. J'ai montré dans la section 4.2 qu'il existait un désaccord sensible entre les différents modèles de constante diélectrique pour l'eau de mer, particulièrement concernant l'influence de la SST . J'ai évalué comment ces différences en ϵ_r se traduisaient sur $T_{b\ mer}$; la $T_{b\ mer}$ prédite à partir du modèle EL est systématiquement plus forte que celle prédite à partir des modèles ST95, ST97 et KS, ce dernier modèle induisant les $T_{b\ mer}$ les plus faibles. Par conséquent, l'écart en $T_{b\ mer}$ sera maximum entre les modèles KS et EL : au nadir, cet écart à une SSS donnée est relativement peu variable entre des SST de 5°C et de 30°C (il est de 1 K \pm 0.1 K), et est peu variable avec la SSS pour une SST comprise entre 10°C et 30°C (variation inférieure à 0.1 K pour une SSS variant de 32 à 38 psu). Par conséquent, l'écart en $T_{b\ mer}$ dans la gamme de SST 10° à 30°C semble pouvoir être assimilé à un biais, traitable dans le cadre plus général des problèmes de calibration du radiomètre (calibration en Tb). Lorsque θ augmente, l'écart sur $T_{v\ mer}$ augmente et celui sur $T_{h\ mer}$ diminue. J'ai évalué l'incertitude sur la SSS inversée due uniquement à l'écart sur $T_{b\ mer}$ entre les modèles KS et EL. Cette incertitude varie entre 1 et 3.5 psu selon la température. L'incertitude en SSS dépend peu de l'angle d'incidence malgré le fait que l'écart en $T_{b\ mer}$ en dépende. En effet, la sensibilité de la SSS inversée à la $T_{b\ mer}$ évolue avec θ dans le sens opposé à l'écart de $T_{b\ mer}$. Par conséquent, les deux variations se compensent pratiquement.

J'ai supposé que l'écart entre les modèles KS et EL pour une *SST* supérieure à 10°C était un biais qui serait corrigé par la calibration du radiomètre et j'ai estimé l'incertitude sur la *SSS* une fois cette correction effectuée : l'incertitude est alors de quelques dixièmes de K pour les mers chaudes et de 1 K pour les mers très froides.

L'erreur sur la *SSS* induite par l'écart entre les modèles KS et EL, notamment induite par une différence sur la dépendance en *SST*, est supérieure à 0.1 psu, même après correction d'un biais par calibration. De nouvelles mesures de la constante diélectrique en bande L sont donc primordiales. J'ai estimé que la précision relative nécessaire sur la mesure de ε_r pour atteindre une précision de 0.1 K sur la $T_{b\ mer}$ était de l'ordre de 0.3% (sur les parties réelles et imaginaire).

Wilson et al. ([98]) ont effectué des mesures de T_b au dessus d'un bain d'eau de mer dont la *SSS* et la *SST* étaient contrôlées. Ils ont montré un bon accord entre le modèle KS et les mesures. Cependant, un biais constant a été ajouté pour ajuster les mesures et les simulations : ainsi, seules les variations de $T_{b\ mer}$ avec la *SSS* et la *SST* peuvent être étudiées. L'écart (simulation - mesures) subsistant après correction du biais, est de l'ordre de +0.15 K à 8°C et de -0.15 K à 32°C ; cet ordre de grandeur est le même que celui existant entre une $T_{b\ mer}$ prédite par le modèle KS et celle prédite par le modèle EL, une fois un biais constant de 1 K ajouté à la $T_{b\ mer}$ dérivée du modèle KS. La plus forte variabilité avec la *SST* se situe pour des *SST* inférieures à 8°C, pour lesquelles Wilson et al. n'ont malheureusement pas de mesures. Néanmoins, les mesures faites à *SSS* = 35 psu suggèrent que l'influence de la *SST* dans le modèle KS est sous-estimée à 8°C et surestimée à 32°C, ce qui est contraire à ce que suggère le modèle EL.

Récemment, de nouvelles mesures de la constante diélectrique en bande L ont été effectuées par Blanch and Aguiasca (dont les résultats sont en cours de parution, [4]). D'autres sont en cours à l'université Georges Washington.

5.1.2 Sensibilité de la température de brillance de l'océan induite par le vent à la valeur du nombre d'onde de coupure

Cette étude et ses résultats sont détaillés dans l'annexe Q, section 3.3. La méthode des petites perturbations (SPM), décrite dans la section 4.4, permet de calculer la diffusion des ondes EM par une surface rugueuse sous l'hypothèse que la hauteur des rugosités soit petite devant la longueur d'onde de l'onde EM (λ_0). Le problème se pose alors de déterminer à partir de quelle limite la hauteur peut être considérée comme négligeable devant λ_0 . De même, l'approximation d'OG n'est valide que pour les vagues dont la longueur d'onde est grande devant λ_0 , et le problème de la définition de la limite de validité se pose aussi. Une discussion sur les domaines de validité de ces deux approximations est donnée dans [93]. Le domaine de validité des deux approximations est très restreint et leur intersection, où devrait se situer la limite λ_d entre les deux domaines pour le modèle à deux échelles, impose des pentes très faibles (i.e. une grande longueur d'onde et une faible hauteur). Par ailleurs, Voronovich propose une méthode d'approximation valide sous une condition de petites pentes, la *Small-Slope Approximation* (SSA), valide pour une plus large gamme de longueurs d'ondes et de hauteurs ([93]). IrISOV ([41]) a montré que la SSA, dans le cadre d'un calcul d'émissivité, est équivalente à la SPM. Dans le cas de la surface océanique, les critères de validité de la SSA sont remplis pour toutes les longueurs d'onde du spectre, autorisant ainsi l'application de la SSA/SPM à toutes les échelles de vagues pour le calcul de diffusion.

Dans les modèles à deux échelles, la longueur de coupure λ_d , qui sépare les domaines de validité de l'OG et de la SPM est fixée empiriquement dans une gamme de λ très large, entre $3\lambda_0$ et $20\lambda_0$ ([88], [102]). L'effet du choix de λ_d a été étudié qualitativement par Trokhimovski ([88]) et quantitativement par Yueh ([102]) à haute fréquence. Il a été déterminé par Yueh à 19.65 GHz et 37 GHz et pour un vent de 9 m.s^{-1} à 19.5 m de hauteur comme étant au maximum de 0.7 K sur $T_{b,0}$ et de 0.3 K sur $T_{b,1}$ et $T_{b,2}$.

J'ai quantifié la sensibilité de $T_{b\ mer}$ à λ_d en bande L, en faisant varier λ_d de $3\lambda_0$ à l'infini (λ_d infini correspondant à l'approximation SPM/SSA). J'ai montré que l'influence de λ_d pour $U = 10\text{ m.s}^{-1}$ était maximum entre $3\lambda_0$ et $10\lambda_0$ et qu'au-delà de $10\lambda_0$ elle était très faible. Cette influence est inférieure à 0.1 K pour des angles d'incidence inférieurs à 30° et atteint 0.35 K en V-pol à $\theta = 40^\circ$. Cependant, j'ai montré que l'influence de λ_d jouait peu sur la variation de la $T_{b\ mer}$ avec le vent pour $U < 3\text{ m.s}^{-1}$. Par conséquent, le choix de λ_d ne paraît pas être un problème critique dans le cadre de SMOS, où les angles d'incidence seront essentiellement inférieurs à 40°.

La méthode SPM/SSA offre l'avantage de ne pas poser le problème du choix de λ_d . Cependant, à grand angle d'incidence, il est nécessaire de faire un développement de cette méthode à l'ordre supérieur et de disposer d'un bispectre pour modéliser l'asymétrie *upwind/downwind* induite par la modulation hydrodynamique. Dans le modèle deux échelles, la modulation hydrodynamique est prise en compte par un couplage empirique des grandes- et petites- échelles.

5.1.3 Sensibilité au modèle de spectre des vagues de la température de brillance de l'océan induite par le vent

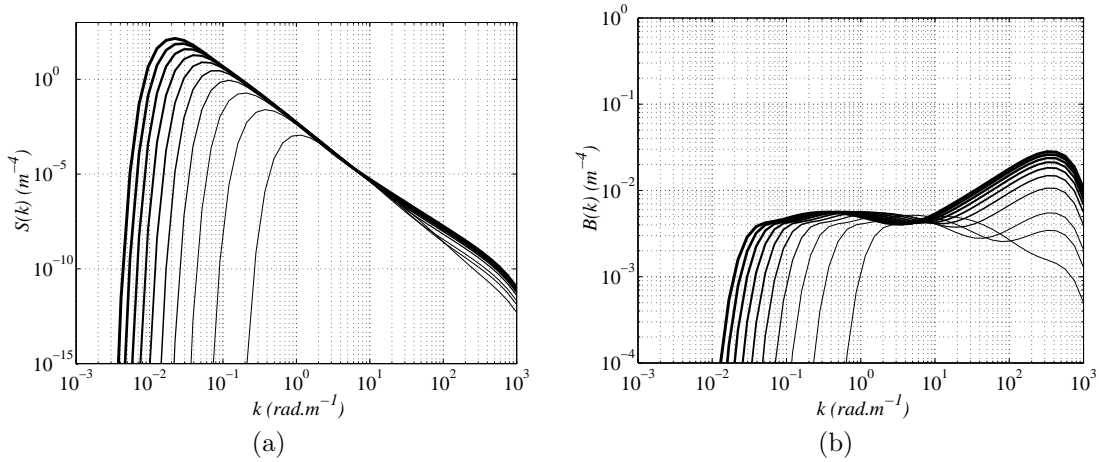


FIG. 5.1: Spectres de puissance 1D (a) et de courbure 1D (b) d'après le modèle Elfouhaily et al. ([31]) pour une mer pleinement développée ($\Omega = 0.84$). Le vent varie de 3 m.s^{-1} à 21 m.s^{-1} par pas de 2 m.s^{-1} (l'épaisseur du trait augmente avec le vent croissant)

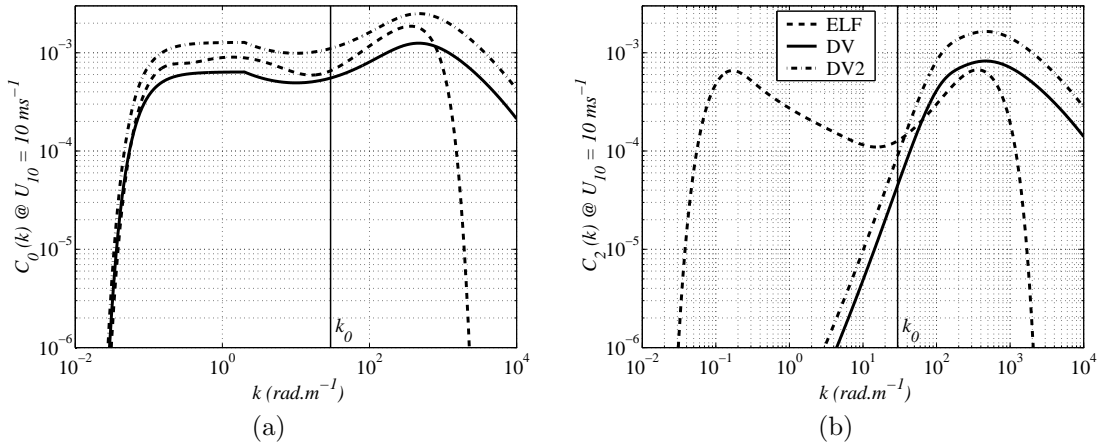


FIG. 5.2: Amplitude de l'harmonique zéro (a) et deux (b) du spectre de courbure 2D pour un vent à 10 m de 10 m.s^{-1} . Les modèles sont DV (trait plein), DV2 (tirets-points) et ELF (tirets).

J'ai montré dans la section 4 que la rugosité de surface avait un effet important sur $T_{b \text{ mer}}$, et que cet effet dépend principalement des vagues dont la taille est proche de celle de λ_0 , ainsi que de la variance des pentes des grandes vagues lorsque θ augmente. J'ai testé plusieurs paramétrisations du spectre des vagues pour déterminer l'incertitude sur $T_{b \text{ mer}}$ due à l'incertitude sur la modélisation de l'état de mer. Le modèle proposé par Elfouhaily et al. ([31]) est illustré pour plusieurs vents et une mer pleinement développée (i.e. $\Omega = 0.84$) sur la figure 5.1, les figures dans [31] étant tracé pour $\Omega = 1$. Les amplitudes des harmoniques d'ordre zéro et deux du spectre de courbure 2D

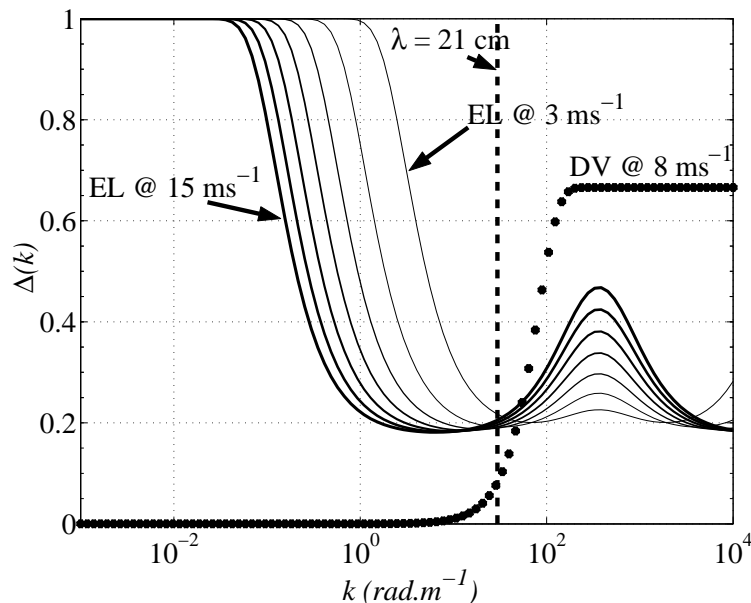


FIG. 5.3: Facteur d'amplitude $\Delta(k)$ de la seconde harmonique du spectre des vagues pour le modèle [31] de 3 m.s^{-1} à 15 m.s^{-1} par pas de 2 m.s^{-1} (trait plein, plus épais quand le vent augmente) et le modèle [30] à 8 m.s^{-1} (étoiles).

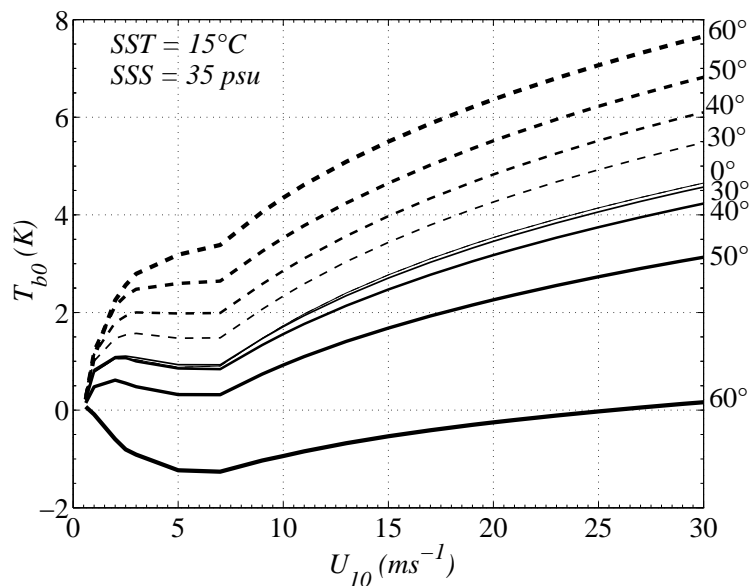


FIG. 5.4: Température de brillance omnidirectionnelle induite par le vent simulées à partir du modèle de spectre ELF.

(respectivement $C_0(k)$ et $C_2(k)$) sont illustrées pour $U_{10} = 10 \text{ m.s}^{-1}$ et pour les modèles DV, DV2 et ELF sur la figure 5.2. Près de k_0 , le modèle ELF s'intercale entre les modèles DV et DV2 pour la composante omnidirectionnelle. Pour la seconde harmonique, le modèle ELF est au dessus des deux autres dans la région du k_0 . Sur la figure 5.3 est représentée la fonction $\Delta(k)$, qui traduit le rapport entre la seconde harmonique et l'harmonique 0 du spectre. À 21 cm , $\Delta(k)$ est beaucoup plus forte (de l'ordre d'un facteur trois) pour le modèle ELF que pour le modèle DV. À cette longueur d'onde, on note que pour les deux modèles étudiés, $\Delta(k)$ dépend peu du vent et est plus faible qu'à plus haute fréquence. Ceci signifie que la sensibilité au vent sera la même, en relatif, que pour l'harmonique 0 et que la variation azimutale sera plus faible qu'à haute fréquence. Dans

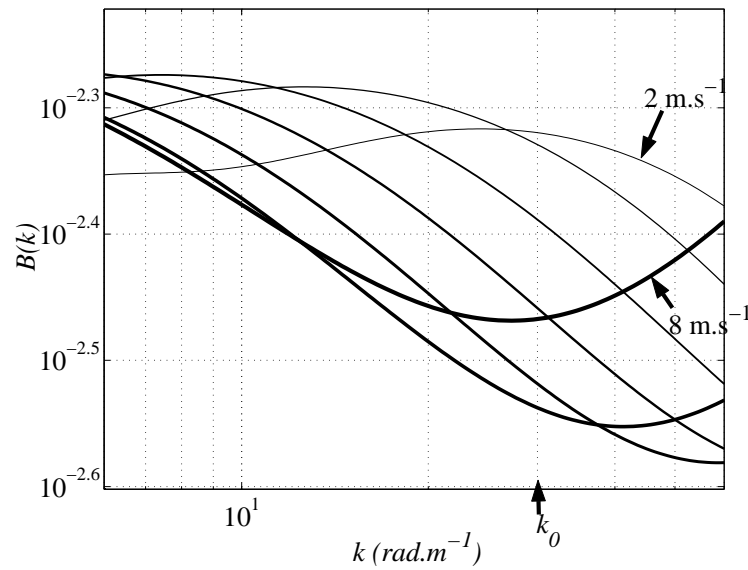


FIG. 5.5: Spectre de courbure du modèle de spectre ELF autour de $k_0 = 30 \text{ rad.m}^{-1}$ (i.e. $\lambda_0 = 0.21 \text{ m}$) pour $U_{10} = 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 \text{ m.s}^{-1}$.

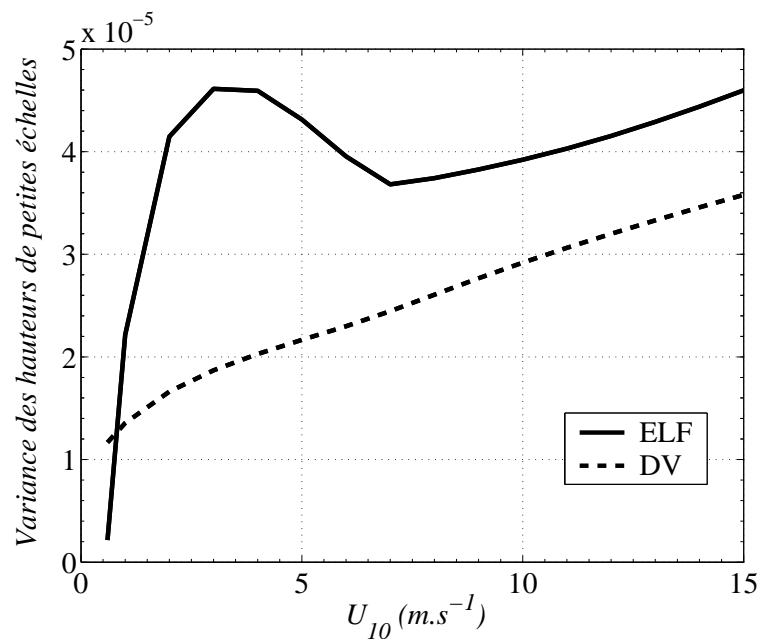


FIG. 5.6: Variance des hauteurs des petites échelles calculée à partir des modèles de spectre DV et ELF.

les basses fréquences enfin, la valeur de $\Delta(k)$ (qui détermine la variance des pentes des grandes vagues) est quasiment nulle pour le modèle DV alors qu'elle est très grande pour le modèle ELF.

La figure 5.4 illustre le $T_{b,0}$ déduit du modèle de spectre ELF pour plusieurs incidences. La variation avec le vent est très différente de celle déduite des modèles DV et DV2 (voir la figure 4.47), à la fois en amplitude et en forme (voir aussi l'article en annexe Q). Entre 3 m.s^{-1} et 7 m.s^{-1} , il y a un plateau, d'autant plus marqué que l'angle d'incidence est faible. Ce plateau s'explique par le fait que pour les vagues de la dizaine de centimètre à un mètre, l'amplitude du spectre diminue quand le vent croît de 3 m.s^{-1} à 7 m.s^{-1} (voir la figure 5.5). Ainsi, l'influence des petites vagues, qui est dominante pour les incidences faibles, diminue quand le vent croît dans cette gamme de

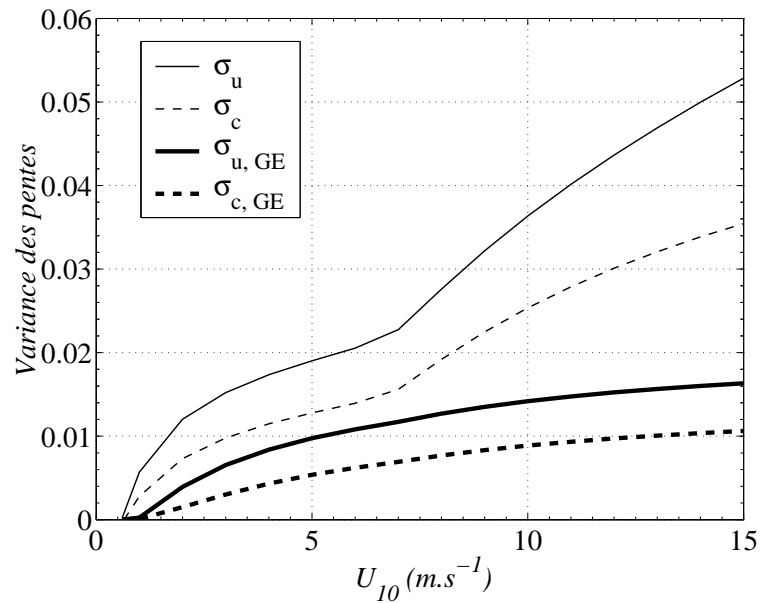


FIG. 5.7: Variance des pentes dans les directions *upwind* et *crosswind* calculée à partir du modèle de spectre ELF pour les grandes échelles (GE) uniquement ($\sigma_{u,GE}$ et $\sigma_{c,GE}$) ou pour toutes les échelles (σ_u et σ_c).

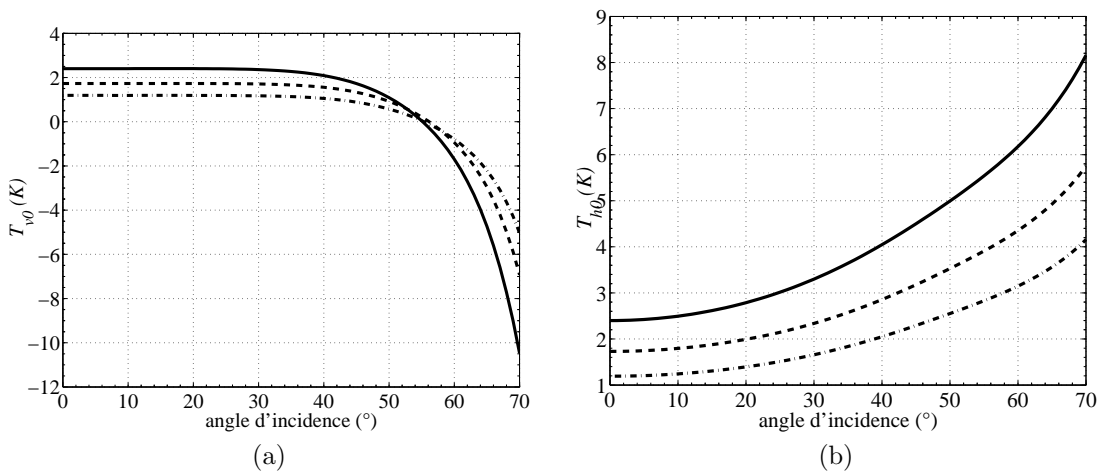


FIG. 5.8: Température de brillance omnidirectionnelle induite par un vent de 10 m.s^{-1} (i.e. $T_{b,0}$) en fonction de θ , en polarisations verticale (a) et horizontale (b). Les modèles de spectres sont DV2 (trait plein), ELF (tirets) et DV (tirets-points).

vent.

J'ai reporté sur la figure 5.6 la variance des hauteurs des petites vagues pour les spectres ELF et DV, qui indique qualitativement l'influence des PE sur la $T_{b,mer}$. On y constate l'inversion de l'effet du vent sur les petites échelles dans la gamme de vents de 3 m.s^{-1} à 7 m.s^{-1} pour le modèle ELF, alors que le modèle DV varie de manière monotone avec le vent. On peut voir aussi la très forte sensibilité au vent du modèle ELF dans la gamme des vents faibles, et l'on note que la sensibilité au vent est comparable pour les deux modèles pour des vents supérieurs à 7 m.s^{-1} .

J'ai reporté sur la figure 5.7 la variance des pentes des grandes vagues pour le spectre ELF, ainsi que la variance des pentes de toutes les vagues. La variance des pentes des grandes vagues croît toujours avec le vent, même dans la gamme 3 m.s^{-1} à 7 m.s^{-1} . Par conséquent, l'effet des grandes vagues va compenser celui des petites vagues et atténuer l'effet de plateau. Ainsi, plus l'angle d'incidence augmente, moins le plateau est prononcé car la part relative de l'effet des

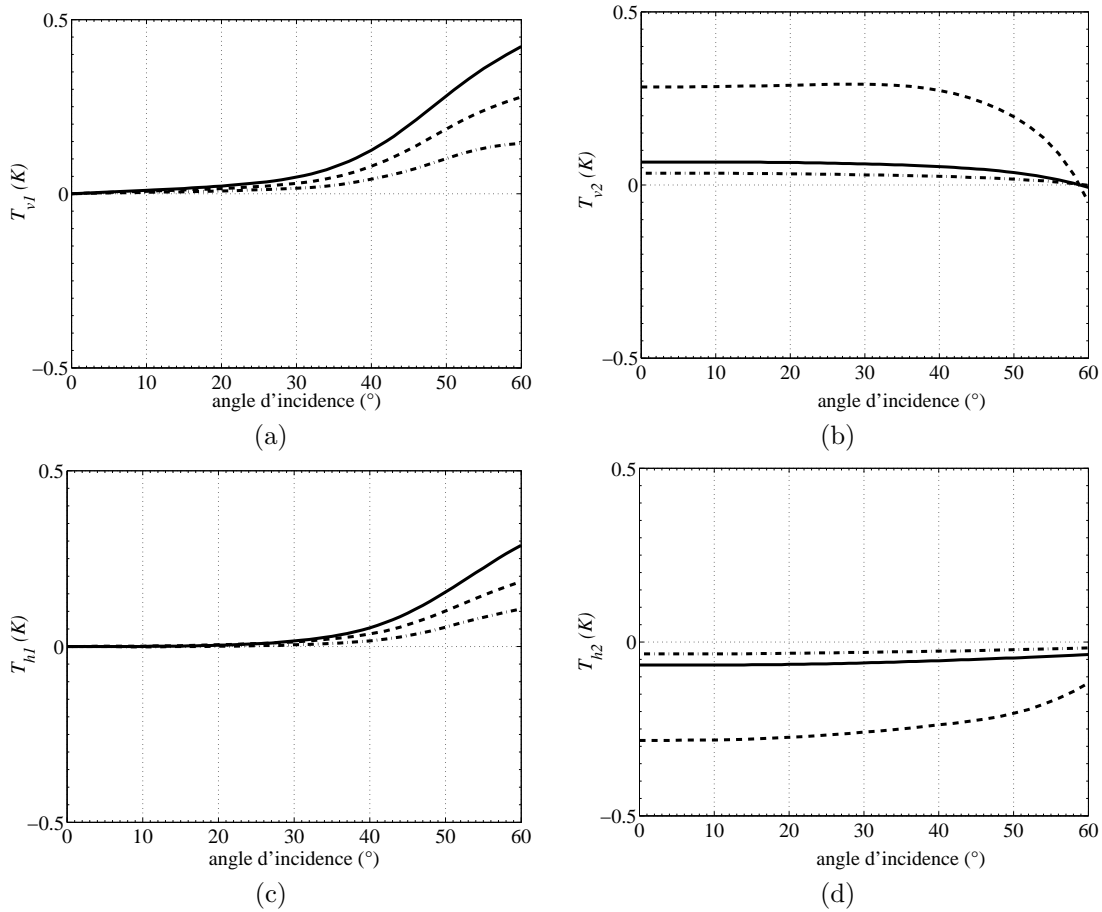


FIG. 5.9: Amplitudes des première et seconde harmoniques de T_{vmer} (respectivement a et b) induites par un vent de 10 m.s^{-1} en fonction de θ . Idem pour T_{hmer} (c et d). Les modèles de spectres sont DV2 (trait plein), ELF (tirets) et DV (tirets-points).

grandes vagues augmente. On verra dans la section 7.3 que ce plateau est peu crédible. On peut remarquer aussi que la variance des pentes des grandes vagues est anisotrope pour le modèle ELF, contrairement au modèle DV (voir la figure 4.21). Ceci s'explique par le fait que le $\Delta(k)$ est grand aux basses fréquences pour le spectre EL, alors qu'il est quasiment nul pour le spectre DV. Enfin, on voit que la variance des pentes calculée pour toutes les vagues subit une inflexion en fonction du vent, ceci à cause des vagues décimétriques.

J'ai reporté sur les figures 5.8, 5.9 et 5.10 les amplitudes des harmoniques 0, 1 et 2 des T_{bmer} déduites des trois modèles de spectre pour un vent de 10 m.s^{-1} (relativement loin du plateau). L'effet du vent sur la T_{bmer} omnidirectionnelle dépend beaucoup du modèle de spectre. Il est évidemment doublé entre les modèles DV et DV2. Le modèle ELF se situe entre les deux autres. Par contre, le modèle ELF prédit une $T_{b,2}$ beaucoup plus forte que celle prédite par les modèles DV et DV2, à cause d'une valeur de $\Delta(k)$ plus élevée vers 21 cm pour le spectre ELF que pour les autres spectres. Cependant, les modèles s'accordent sur le fait que la deuxième harmonique en bande L est plus faible qu'à plus haute fréquence.

Les différents modèles de spectres induisent des écarts sur la composante omnidirectionnelle et sur la variation azimutale de T_{bmer} . Les différences sur la composante omnidirectionnelle de T_{bmer} sont grandes, à la fois sur l'amplitude de la variation de T_{bmer} avec le vent, mais aussi sur sa forme. Des mesures de T_{bmer} en bande L devraient permettre de déterminer la validité de ces différents modèles en ce qui concerne leur influence sur $T_{b,0}$. La variation azimutale de T_{bmer} vaut, selon les modèles, de moins de 0.1 K à quelques dixièmes de Kelvins. Par conséquent, la validation du modèle de spectre pour ce qui concerne la variation azimutale exige une très grande précision

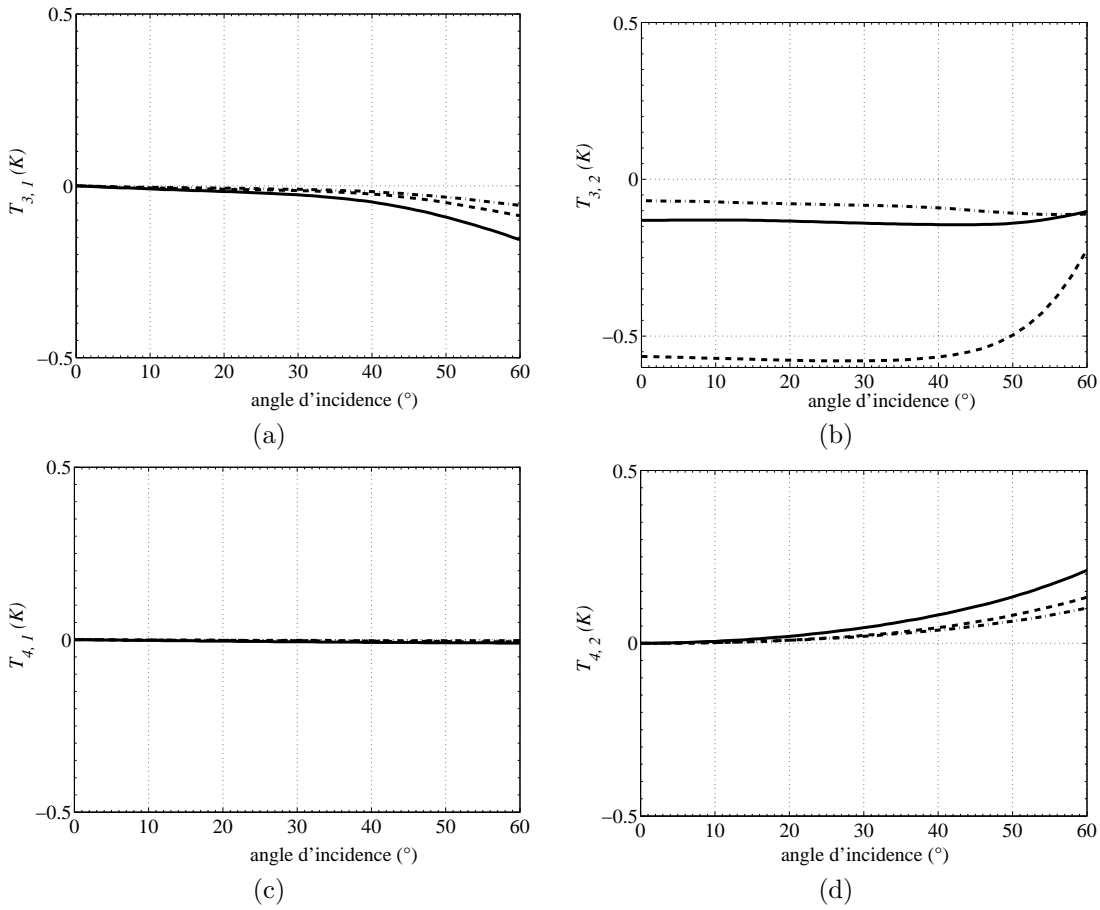


FIG. 5.10: Amplitudes des première et seconde harmoniques de T_{3mer} (respectivement a et b) induites par un vent de 10 m.s^{-1} en fonction de θ . Idem pour T_{4mer} (c et d). Les modèles de spectres sont DV2 (trait plein), ELF (tirets) et DV (tirets-points).

radiométrique.

5.1.4 Comparaison du modèle électromagnétique avec le modèle de l'Université Catholique de Louvain

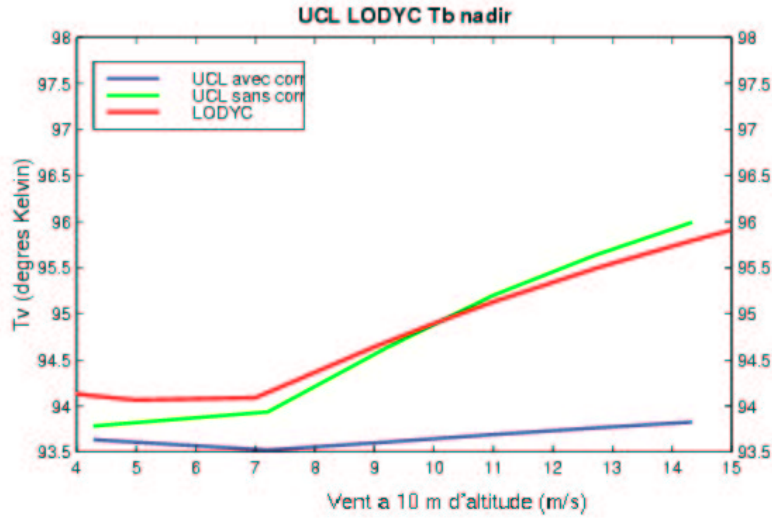


FIG. 5.11: Température de brillance en V-pol et au nadir, en fonction du vent, déduite des modèles LODYC (rouge), UCL (bleu) et UCL "sans correction" (vert).

Le modèle d'émissivité deux échelles de l'Université Catholique de Louvain (UCL) repose sur une approche de la diffusion des ondes électromagnétiques par les petites vagues différente de celle que j'ai employée. Dans le modèle de diffusion que j'utilise (la SPM à l'ordre deux, SPM2), la réflectivité dans la direction du radiomètre (θ , φ) due aux petites vagues est de la forme

$$R_{PE} = R_{PE}^{(0)} + R_{PE}^{(1)} + R_{PE}^{(2)} \quad (5.1)$$

avec

$$R_i = R_{PE}^{(1)} \quad (5.2)$$

et

$$R_c = R_{PE}^{(0)} + R_{PE}^{(2)}. \quad (5.3)$$

Le coefficient $R_{PE}^{(0)}$ (θ , φ) est le coefficient de Fresnel et représente la puissance qui serait réfléchiée depuis la direction spéculaire dans la direction (θ , φ) si la mer avait été plane. Le coefficient $R_{PE}^{(2)}$ est négatif car il représente la partie de la puissance incidente dans la direction spéculaire et qui est diffusée dans d'autres directions que la direction spéculaire, donc dans d'autres directions que (θ , φ). Le coefficient $R_i = R_{PE}^{(1)}$ est positif car il représente la puissance incidente depuis une direction autre que la direction spéculaire du radiomètre et qui est diffusée dans la direction du radiomètre (θ , φ).

Dans le modèle de l'UCL,

$$R_{PE} = R_{eff} + R_{PE}^{(1)} \quad (5.4)$$

où

$$R_{eff} = R^{(0)} \exp(-4k_0^2 \cos^2 \theta_l \sigma_{h,PE}^2)$$

est le coefficient de réflexion effectif, qui représente la fraction de la puissance incidente dans la direction spéculaire et qui est effectivement réfléchiée dans la direction du radiomètre. On devrait donc avoir

$$R_{eff} \simeq R_{PE}^{(0)} + R_{PE}^{(2)}. \quad (5.5)$$

Le coefficient $R_{PE}^{(1)}$ du modèle UCL est le même que celui que j'utilise et qui est issu de la SPM développée au premier ordre (j'appellerai ce modèle la SPM1).

Les résultats que j'ai obtenus en utilisant le modèle de diffusion SPM1 dans mon modèle d'émissivité sont très similaires à ceux de la SPM2 en H-pol et en V-pol pour des incidences modérées. En revanche, mes simulations de T_{bmer} en bande L et celles effectuées par Estelle Obligis avec le modèle de l'UCL ([6]) sont très différentes. Nous avons utilisé le modèle de spectre ELF et le modèle de constante diélectrique de KS pour les deux modèles. Nous n'avons pas pris en compte l'écume. Les écarts de T_{bmer} simulées sont très grands entre les deux modèles (2.5 K au nadir pour un vent de 14 m.s⁻¹, voir la figure 5.11), T_{bmer} (UCL) étant quasiment insensible au vent (une fois le modèle d'écume supprimé).

L'écart entre les deux modèles provient en fait d'un facteur correctif dans le code UCL, destiné à obtenir une émissivité nulle pour un conducteur parfait. Ce facteur a été validé à plus haute fréquence mais s'il est supprimé, les résultats du modèle UCL sont très similaires au miens pour des incidences faibles et modérées. D'autre part, pour un conducteur parfait, j'obtiens une émissivité de 10⁻¹⁰.

La conclusion de cette étude est que la SPM1 et la SPM2 donnent des résultats similaires aux angles d'incidence modérés, contrairement à ce qu'auraient pu laisser penser les résultats du modèle de l'UCL en mode standard (i.e. avec le facteur "correctif").

5.1.5 Article : effet de la proximité de la côte sur la T_b induite par le vent en bande L

Dans les études que j'ai présentées dans les sections précédentes, j'ai supposé que l'état de mer était à l'équilibre avec le vent local, autrement dit que la mer était pleinement développée. Cependant, pour que cela soit le cas il faut que le vent souffle depuis suffisamment longtemps et sur une grande distance pour que toutes les longueurs d'onde du spectre de mer soient à l'équilibre. Durant les campagnes de validation WISE 2000 et 2001, des mesures radiométriques ont été effectuées à quelques dizaines de kilomètres des côtes, sur une plateforme pétrolière. Une dispersion sensible des mesures radiométriques a été observée par rapport aux prédictions des modèles et l'hypothèse d'un effet de proximité de la côte ou de la plateforme sur l'état de mer a été avancé pour expliquer cette dispersion. J'ai donc étudié la possible influence de la proximité de la côte sur l'état de mer, et sur la T_{bmer} résultante, les effets de la plateforme étant en dehors du cadre de mon étude. Cette étude est détaillée dans l'article reproduit dans les pages suivantes. Les conclusions de cette étude sont que l'effet du fetch limité (i.e. le fait que la distance d'action du vent soit limitée) prédit par des modèles semi-empiriques est de l'ordre de 0.12 K à 0.3 K, ce qui est faible par rapport à l'effet du vent. La dispersion des mesures WISE étant de l'ordre de quelques Kelvins, elle n'est probablement pas due à l'effet de la côte. L'effet de la proximité côte dépend peu du module du vent, donc la pente de la T_{bmer} avec U sera faiblement influencée par le fetch dont l'effet va se traduire par un biais. En conséquence, l'effet du *fetch* limité ne devrait pas sensiblement modifier la dépendance de T_{bmer} avec le vent et ne devrait pas empêcher la validation de la sensibilité au vent des émissivités simulées avec différents spectres de mer (voir la section 5.1.3). Enfin, j'ai montré que lorsque l'on prend en compte l'effet du fetch sur la T_{bmer} , il est préférable de prendre en compte l'effet du fetch non pas sur les grandes-échelles uniquement (voir [58]), mais aussi sur les petites échelles, dont l'effet sur la T_{bmer} prédomine à faible angle d'incidence et est très sensible à fort angle d'incidence.

Je n'ai pas étudié l'influence du fetch limité sur l'écume, ce sujet est discuté dans la section 7.3.

5.1.6 Sensibilité de l'effet du vent sur T_b à la SST et à la SSS

Le but de cette étude, détaillée dans l'article reproduit dans l'annexe Q, était de déterminer si l'effet du vent sur $T_{b_{mer}}$ dépendait sensiblement de la SSS et de la SST . J'ai montré que l'effet du vent dépend surtout de la SST , et peu de la SSS . Par conséquent, négliger cette dépendance pourrait conduire à des biais régionaux en SSS . Cependant, pour des variations limités de la SST , comme par exemple pendant les campagnes WISE et EuroSTARRS, on peut supposer que l'effet du vent est constant avec la SST .

Effect of the coast vicinity on the wind-induced sea surface brightness temperature at L-band

Emmanuel P. Dinnat, Gérard Caudal, Jacqueline Boutin, Jacqueline Etcheto and Stéphanie Contardo

Abstract—We look at the influence of the fetch on the brightness temperature (T_b) at L-band in order to determine whether radiometric measurements performed close to the coast during the WISE 2001 campaign could be used to validate emissivity models for the open ocean. We found an influence of the order of 0.1 K at nadir and 0.3 K at 50° incidence angle, almost constant for wind speeds (U) ranging from 5 ms⁻¹ to 15 ms⁻¹. Therefore, the influence of U on T_b is almost independent of the fetch and could be validated from WISE measurements.

Index Terms—Fetch, L-band, Radiometry, Sea Surface Waves

I. INTRODUCTION

IN order to prepare the Soil Moisture and Ocean Salinity (SMOS) mission [1], the WInd and Salinity Experiment (WISE) 2000 and WISE 2001 campaigns were conducted in the Mediterranean Sea, involving both L-band radiometric and ground truth measurements. This paper discusses the use of these data for refining sea surface emissivity models, in the context of Sea Surface Salinity (SSS) retrieval. A limitation concerning these data is that the measurements were performed in the vicinity of the coast. The sea state close to the coast being likely to be different from the one encountered in the open ocean, we assess how this condition can affect the brightness temperature (T_b). In the first section, we describe the sea emissivity model that we used. In the second section, using semi-empirical models and sea state data acquired during WISE 2001,

we determine the influence of the coast vicinity on the sea state and on resulting T_b .

II. MODELING OF SEA EMISSIVITY AT L-BAND

Sea surface emissivity models are composed of a sea surface description and of an electromagnetic (EM) model that determines how incident EM waves interact with the surface. We write the brightness temperature as $T_b = (1 - R(\varepsilon, \theta)) \cdot SST$, (1)

where R is the reflection coefficient of the sea surface at an incidence angle θ and for a sea water permittivity ε ; SST is the Sea Surface Temperature. In the presence of wind, (1) takes into account the roughness of the surface and R is slightly different from the Fresnel reflection coefficient that applies for a flat surface. We model R using a two-scale model. However, these results are also valid when using the Small Slopes Approximation (SSA) as both methods lead to similar results at L-band and for moderate incidence angles [2].

The way in which the surface interacts with the EM waves depends on the scale of the sea waves relatively to the instrument wavelength (λ_0). The small-scale roughness involves the sea waves whose wavelength (λ) is smaller or on the same order as λ_0 . Sea waves at various scales are represented using the wave spectrum model by Elfouhaily et al. [3]. In the large-scales domain, this spectrum is driven by the wind speed (U) and in the small-scales domain, it is driven by the friction velocity (u_*). These parameters are related together using the drag coefficient (C_D) defined as

$$C_D = (u_* / U)^2. \quad (2)$$

At nadir, only the small scales contribute to the wind effect [4], mostly those close to λ_0 [2, 5]. The small-scales effect results in an increase of T_b in both the vertical and horizontal polarizations (hereafter V- and H-pol respectively). When incidence angle increases, the effect of the large waves becomes significant and results in an increase of T_b in H-pol and in a decrease in V-pol: therefore, the overall wind influence on T_b increases

Manuscript submitted December 5, 2002. This work was supported in part by the French space agency (Centre National des Etudes Spatiales) and the European Space Agency.

E. P. Dinnat, J. Boutin, J. Etcheto and S. Contardo are with the Laboratoire d'Océanographie Dynamique et de Climatologie (UMR CNRS/UPMC/IRD 7617), UPMC, T14-15 case 100, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France (phone: (+33) 1 44 27 70 71; fax: (+33) 1 44 27 38 05; e-mail: dinnat@lodyc.jussieu.fr; jb@lodyc.jussieu.fr; je@lodyc.jussieu.fr; contardo@lodyc.jussieu.fr).

G. Caudal is with the Centre d'étude des Environnements Terrestres et Planétaires (CETP), I.U.T. de Vélizy, 10-12, avenue de l'Europe 78140 Velizy, France (e-mail: gca@cetp.ipsl.fr).

with θ in H-pol, whereas it decreases in V-pol and can even change sign at large incidence angles (i.e. typically larger than 55°), where the large-scale effect prevails. It must be stressed that T_b derived from the Elfouhaily [3] wave spectrum model versus U exhibits a plateau and even a slight decrease between 3 ms^{-1} and 7 ms^{-1} . This feature is because this spectrum model decreases near 21 cm wavelength when wind speed increases from 3 ms^{-1} to 7 ms^{-1} [2]. This spectrum was validated only from active measurements at higher frequencies, where this effect disappears. Such a plateau was not observed during the WISE campaigns [6] and this behavior is likely to be unrealistic.

III. INFLUENCE OF THE VICINITY OF THE COAST ON THE WIND-INDUCED BRIGHTNESS TEMPERATURE

The oil rig on which the radiometric measurements were performed during the WISE campaigns was 40 km off the Spanish coast, whereas it requires a constant wind over several hundreds kilometers for the largest wavelengths of the wave spectrum to be fully-developed [7]. Therefore, one must wonder whether the sea state difference between a non-fully-developed sea, as observed during WISE, and a fully developed sea would induce noticeable discrepancies on T_b and on its dependence on the wind speed.

A. Fetch Condition During WISE 2001

The development of the sea waves depends on the distance to the coast along the wind vector (the fetch). The fetch is related to a wave spectrum parameter, the inverse of the wave age (Ω), that is defined as

$$\Omega = U_{10} / c_p, \quad (3)$$

where U_{10} is the wind speed at 10 m height. c_p is the phase speed of the dominant wave of the power spectrum and is given by

$$c_p = \omega_p / k_p, \quad (4)$$

where ω_p and k_p are the angular frequency and the wavenumber of the dominant wave respectively.

Using

$$\omega_p = 2\pi / T_p \quad (5)$$

where T_p is the dominant wave period and using the dispersion relation,

$$\omega = \sqrt{gk \left(1 + (k/k_m)^2\right)} \quad (6)$$

where $k_m = 370 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$ induces $(k/k_m)^2 \sim 0$ for the large-scales, we derive

$$\Omega = 2\pi U_{10} / (gT_p) \quad (7)$$

We determine Ω for the WISE 2001 campaign from buoy measurements: T_p is measured by a WAVERIDER swell buoy, and the wind speed is derived from a meteorological buoy [8]. A fully developed sea results in $\Omega = 0.84$. During WISE 2001, Ω was up to 1.6 (see figure 1) characterizing a mature sea. At some moments, it was less than 0.84, characterizing the presence of swell (i.e. large dominant period with respect to the local wind).

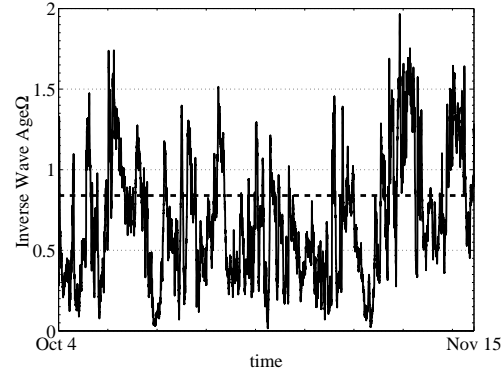


Fig. 1. Inverse wave age during the WISE 2001 campaign. Ω is derived from wind speed and sea state measurements by buoys. The dashed line at $\Omega = 0.84$ indicates the inverse wave age for a fully developed sea.

B. The Sea State During Limited Fetch Condition

We model the effect of the wave age on the wave spectrum using Elfouhaily et al. [3] for the large-scales and Donelan et al. [9] C_D parameterization to derive u_* , which influences the small-scale spectrum, at a given wind speed (figure 2).

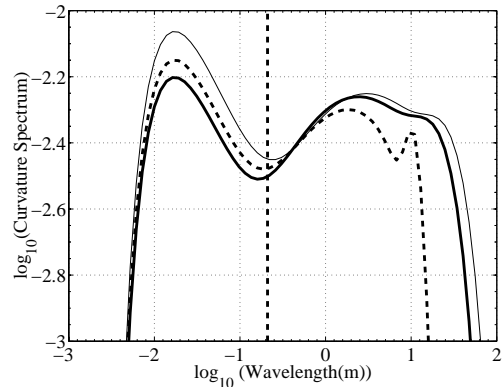


Fig. 2. Curvature spectrum of the sea surface, for a fully developed sea ($\Omega = 0.84$) (plain line) and for a mature sea ($\Omega = 1.6$) (dashed line), both at a wind speed of 7 ms^{-1} . The thin plain line is for a fully developed sea, at a wind speed of 8 ms^{-1} . The vertical dashed line indicates the 21 cm wavelength.

In Elfouhaily [3] model, the position and amplitude of

the large-scale peak depend on Ω . According to this model, the wave age effect on the spectrum is maximum between 10 m and 100 m wavelength depending on the wind speed, and it is noticeable for wavelengths down to several tens of centimeters (figure 2). When the sea is mature, the energy of the large-scales is smaller than for a fully developed sea (see figure 2 for wavelengths larger than 1 m), namely the large-scales peak occurs at smaller wavelengths and its amplitude is smaller. The fetch effect on mature seas results in large-scale slope rms smaller by up to 25 % than those obtained for a fully developed sea (not shown). However, the large-scale waves are not the only waves being influenced by the wave age.

Donelan et al. [9] showed that mature waves are rougher than fully-developed waves. They proposed a parameterization of C_D dependent on Ω ; the small-scale energy being driven by u_* , at a given wind speed it will depend on the wave development. The difference on the sea state between a mature and a fully developed sea, according to this model, is the largest at 2 cm wavelength for any wind speed and is noticeable up to several tens of centimeters. Nevertheless, when the sea is mature, u_* is larger than for a fully-developed sea by only several cm.s^{-1} ; therefore, fetch effect on the small scales is equivalent to 5 % variation of the wind speed for a fully-developed sea (see figure 2 for small-scale wavelengths and figure 3). Various parameterizations of the fetch influence on u_* leads to similar results [3], the order of the fetch influence being always less than the wind speed influence.

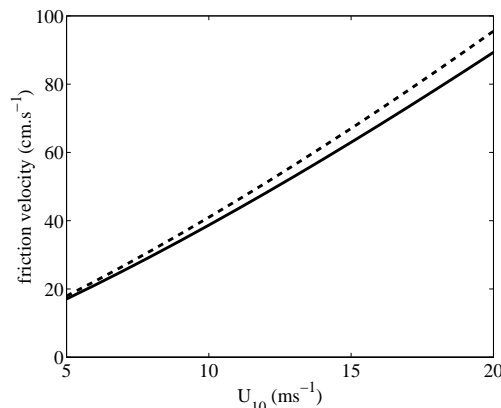


Fig. 3. Friction velocity at various wave ages versus the wind speed at 10 meters height. The plain line is for a fully developed sea ($\Omega = 0.84$) and the dashed line is for a mature sea ($\Omega = 1.6$).

C. The Effect of Fetch on Brightness Temperature

We estimate how does the effect of fetch on the sea state translate in terms of T_b . We compute T_b , using the

two-scale emissivity model, the Elfouhaily [3] wave spectrum and we derive u_* from Donelan et al. [9], for a fully developed and a mature sea, namely at $\Omega = 0.84$ and $\Omega = 1.6$ respectively : the difference between a fully-developed and a mature sea are reported on figure 4, for T_b in V- and H-pol, as well as for the first Stokes parameter (I) that is the sum of T_b at both polarizations.

The overall fetch influence at nadir (figures 4e), taking into account both the large- and small-scale waves, is 0.12 K at both the V- and H-pol and it is almost independent of the wind speed above 7ms^{-1} ; smaller influence at low wind speeds is partly because of the plateau induced by the wave spectrum model that seems to disagree with recent observations (see section II). At 50° incidence angle (figure 4f), the fetch influence is of the order of +0.3 K and -0.3 K in V- and H-pol respectively resulting in a small effect in I . It has been suggested that I could be used rather than the V- and H-pol in order to reduce the fetch influence [10], the effect of the large waves being of opposite sign in both polarizations (figure 4c and 4d). However, at small incidence angles where the small-scale influence prevails, fetch effect can not be reduced by summing T_b in V- and H-pol.

In order to interpret these results, we look at T_b taking into account the fetch effect on small or large scales separately.

When we take into account the fetch effect on the small-scales only, T_b for a mature sea and for wind speed ranging between 7ms^{-1} and 15ms^{-1} is larger by up to 0.12 K than the one for a fully developed sea (figures 4a and 4b). When U is less than 7ms^{-1} , the fetch effect is smaller than at higher wind speeds and can even become negative because of the dependence of the Elfouhaily [3] wave spectrum on u_* at low wind speeds. Indeed, the limited fetch always induces an increase in u_* but Elfouhaily's wave spectrum decreases with increasing u_* in the wavelength domain that concerns L-band. Since small-scale waves induce T_b variations on the same order at both polarizations, which varies weakly with incidence angles less than 50° , the fetch-induced T_b is almost independent on polarization and incidence angle.

When we take into account the fetch effect on the large-scales only, the effect on T_b depends on the incidence angle (figures 4c and 4d) and on polarization (figure 4d). It is negligible at nadir and, at 50° incidence

angle, it increases up to 0.2 K and -0.4 K in V- and H-pol respectively. Indeed, although the fetch influences noticeably the large-scales slopes rms, large waves have small influence in T_b at small incidence angles. At higher incidence angles, large-scale waves decrease and increase T_b in V- and H-pol respectively. Therefore, limited fetch that decreases large-waves energy results in an increase and a decrease of T_b in V- and H-pol respectively. Miranda et al. [10] assessed the effect of the large-waves on T_b during the WISE 2001 campaign. They compute T_b using the sea spectra measured by the swell buoy that we use to derive Ω , and compare it to the one derived from the Elfouhaily [3] model for a fully-developed sea. The differences in T_b come from limited fetch and swell but also from uncertainty on the spectrum model for a fully developed sea (see [2, 3] for a comparison of various spectra and their influence in T_b). When the sea is growing, they derive differences in T_b on the same order as the ones we derive for the fetch influence taking into account the large-scales only. However, we have shown here that the effect of limited fetch on the small-scale waves contributes to variations of T_b which are of the same order of magnitude as the ones related to long waves. The small-scale wave effect is even dominating near 0° incidence angle.

IV. CONCLUSION AND PERSPECTIVES

We used semi-empirical models, with measured inverse wave age in order to determine the expected effect of the wave development on the brightness temperature at L-band. The predicted effect was found to be small (0.12-0.3 K) when compared to the wind effect. In addition, its dependence on the wind speed is small, especially when compared to the order of the discrepancies in wind-induced T_b predicted by various wave spectrum models [2, 11]. Therefore, although the fetch could induce noticeable error in the estimation of the sea surface salinity, its effect is still marginal compared to the overall wind influence which is studied from *in-situ* campaigns, even if those are performed in the vicinity of the coast. Preliminary results [6] suggest that the Durden and Vesecky [12] model predicts a wind influence too small with respect to WISE measurements and this result is unlikely to be different in open ocean. Another point stressed in this paper is that, when dealing with fetch, the effect induced by the small-scales should be taken into account as well as the one induced by the large-waves; the small scales prevail at small incidence angles and have a significant effect at large angles. The fetch influence on the foam production was not studied in this paper but it is likely that limited fetch decreases

the foam coverage. Foam coverage measurements during the WISE 2001 campaigns suggest such a decrease [13]. The resulting effect in brightness temperature depends on the foam emissivity at L-band that is presently poorly known.

REFERENCES

- [1] Y. H. Kerr and X. "SMOS-MIRAS on RAMSES: radiometry applied to soil moisture and salinity measurements," ESA, Full proposal, A.O. Earth Explorer Opportunity Missions 1998.
- [2] E. P. Dinnat, J. Boutin, G. Caudal, and J. Etcheto, "Issues concerning the sea emissivity modeling at L-band for retrieving surface salinity," *in press, Radio Science*, 2002.
- [3] T. Elfouhaily, B. Chapron, K. Katsaros, and D. Vandemark, "A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves," *Journal of Geophysical Research*, vol. 102, pp. 15781--15796, 1997.
- [4] E. P. Dinnat, J. Boutin, G. Caudal, J. Etcheto, and P. Waldteufel, "Influence of sea surface emissivity model parameters at L-band for the estimation of salinity," *in press, International Journal of Remote Sensing*, 2002.
- [5] J. T. Johnson and M. Zhang, "Theoretical study of the small slope approximation for ocean polarimetric thermal emission," *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 37, pp. 2305--2316, 1999.
- [6] J. Etcheto, E. P. Dinnat, S. Contardo, and J. Boutin, "Comparison of EUROSTARRS and WISE measurements with sea surface emissivity models," *in LOSAC/WISE/EuroSTARRS workshop, SP-525: ESTEC/European Space Agency*, 2003.
- [7] K. Hasselman et al., *Measurements of wind-wave growth and swell during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP)*, vol. 12, 1973.
- [8] J. Font, et al., "Oceanographic conditions during the Wind and Salinity Experiment 2000 and 2001, NW Mediterranean Sea," *in LOSAC/WISE/EuroSTARRS workshop, SP-525: ESTEC/European Space Agency*, 2003.
- [9] M. A. Donelan, F. W. Dobson, S. D. Smith, and R. J. Anderson, "On the dependence of sea surface roughness on wave development," *Journal of Physical Oceanography*, vol. 23, pp. 2143--2149, 1993.
- [10] J. Miranda, M. Vall-llossera, R. Villarino, and A. Camps, "Sea state and rain effects in the sea surface emissivity at L-band," *in LOSAC/WISE/EuroSTARRS workshop, SP-525: ESTEC/European Space Agency*, 2003.
- [11] J. Boutin, E. Obligis, and E. Dinnat, "WP1120, Influence of surface roughness on T_b simulated in L-band by Yueh-LODYC emissivity model and by UCL model - analyse of the differences," *in Scientific requirements and impact of space observation of ocean salinity for modeling and climate studies: final report: NERSC technical report n°214 under contract n°14273/00/NL/DC European Space Agency*, 2002.
- [12] S. L. Durden and J. F. Vesecky, "A physical radar cross-section model for a wind-driven sea with swell," *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, vol. OE-10, pp. 445--451, 1985.
- [13] A. Weill, T. Besnard, S. Contardo, J. Etcheto, and J. Boutin, "Wise results from whitecapping and stereophotogrammetry: a tentative of superposition of topography and foam surface to retrieve active and fossil foam," *in LOSAC/WISE/EuroSTARRS workshop, SP-525: ESTEC/European Space Agency*, 2003.

Emmanuel P. Dinnat was born in Sarcelles, France, on January 5, 1975. He received the DEA degree (with honors) in Instrumental Methods in Astrophysics and their Spatial Applications from University Paris VI, France, in 1999 where he is currently pursuing the

> REPLACE THIS LINE WITH YOUR PAPER IDENTIFICATION NUMBER (DOUBLE-CLICK HERE TO EDIT) < 6

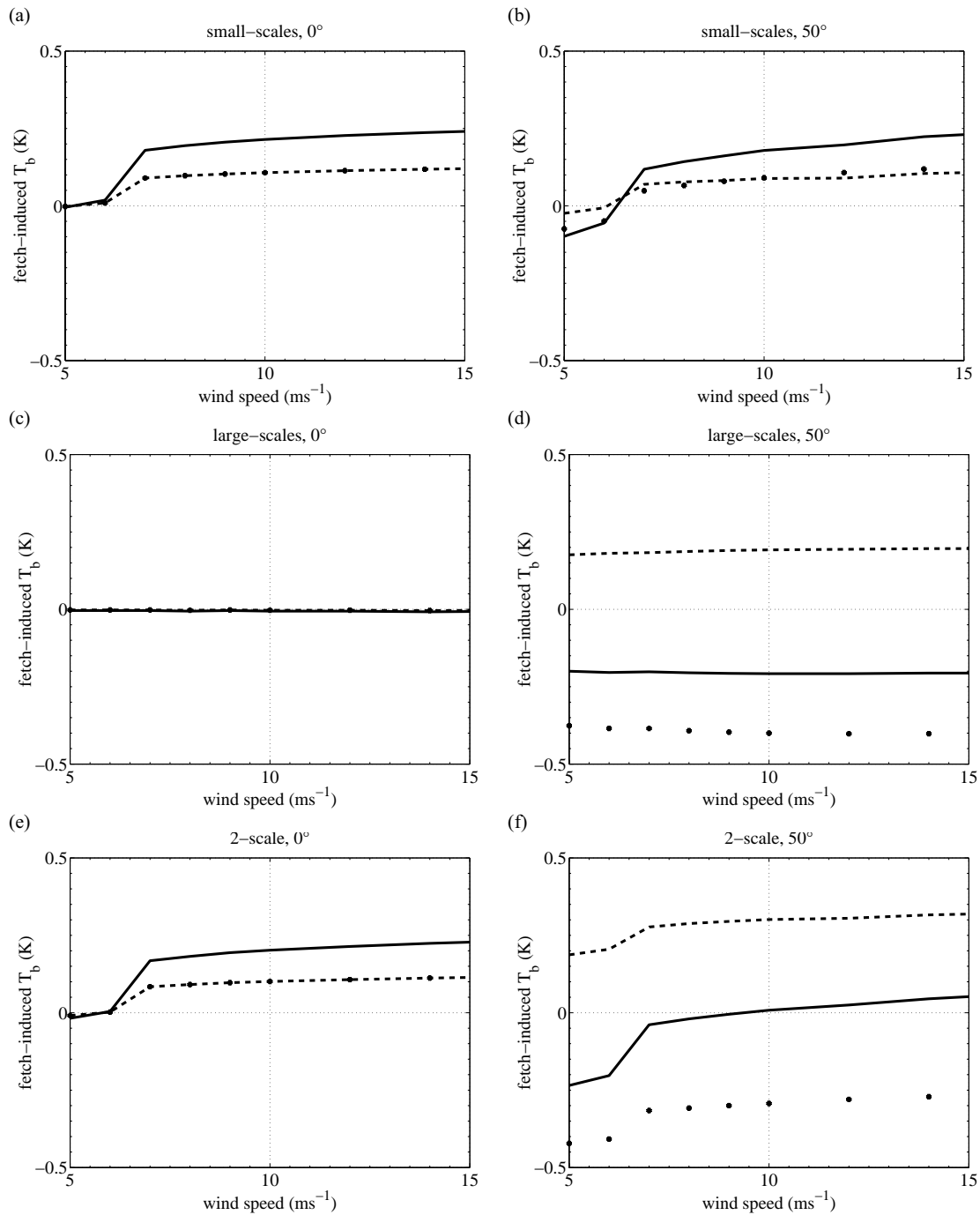


Fig.4. Fetch-induced T_b modeled taking into account the small-scales only (a and b), the large-scales only (c and d) and both the large- and small scales (e and f). The incidence angle is 0° on the left pane, and 50° on the right pane. The polarization are vertical (dashed line), horizontal (dots) and the plain line is the first Stokes parameter.

5.2 Sensibilité de la salinité inversée aux erreurs de mesures

L'erreur sur une mesure radiométrique individuelle de MIRAS est supérieure à 1 K, ce qui implique que l'incertitude sur la SSS inversée à partir d'une mesure individuelle de T_b peut être supérieure à 5 psu (voir la section 4.6). Une telle incertitude rend les mesures SMOS peu utilisables pour la plupart des applications, la précision recherchée sur la SSS étant inférieure au psu et idéalement de 0.1 psu (voir la section 1.2). Pour améliorer la précision sur la SSS , on peut heureusement améliorer la précision radiométrique de SMOS en combinant plusieurs mesures indépendantes et moyenner les estimations de SSS sur des échelles spatio-temporelles plus grandes que celles de la mesure. Une étude concernant l'incertitude sur la SSS restituée à partir des mesures SMOS est décrite dans l'article reproduit en section 5.2.3. Elle est résumée dans cette section.

Pour réduire l'erreur radiométrique, on dispose de plusieurs estimations indépendantes de T_{bmer} en un point donné. En se déplaçant sur son orbite, MIRAS prendra des images successives de l'océan décalées spatialement dans la direction de la trace sub-satellite (voir la section 3). Un point de l'océan va donc se déplacer le long d'une ligne dans le champ de vue de l'instrument, que j'appelle la ligne de mesure (*dwelt line*, voir la figure 3.7). Le long de cette ligne de mesure, N mesures du même point de la surface océanique sont effectuées à différents angles d'incidence. N dépend de l'écart entre la ligne de mesure et la trace sub-satellite, c'est à dire de l'abscisse sur la figure 3.5. N est d'autant plus grand que l'on est proche de la trace sub-satellite. Ces N estimations de T_{bmer} vont ensuite être combinées pour estimer une SSS "élémentaire", c'est à dire une SSS instantanée sur un pixel dont la taille typique est de 40 km. Les sections 5.2.1 et 5.2.2 décrivent la méthode d'inversion, proposée par Jackson ([42], que nous avons utilisée).

On peut améliorer la précision sur la SSS estimée en effectuant une moyenne spatio-temporelle des SSS élémentaires (i.e. des SSS instantanée de résolution 40 km). Il s'agit alors de faire le meilleur compromis entre la précision sur la SSS et la résolution spatio-temporelle. Nous avons effectué une moyenne sur des pavés de 200 km x 200 km et sur 10 jours, en nous basant sur les recommandations GODAE (voir le chapitre 1.2).

Pour le calcul d'erreur, nous avons supposé que nous connaissions la SST avec une précision de 1°C et que la T_b était mesurée avec la précision donnée en (3.1). Plusieurs scénarii ont été étudiés concernant l'erreur sur l'estimation du vent : vent totalement inconnu (erreur infinie), vent moyen sur 10 jours connu (l'erreur est alors la combinaison de l'erreur de la mesure et de la variabilité temporelle du vent) et vent instantané connu (erreur de la mesure). L'absence totale de connaissance du vent ou l'utilisation d'un vent moyen sur 10 jours conduit à des erreurs en SSS aux hautes latitudes respectivement de l'ordre de 0.15 et de 0.1 psu qui ne sont pas compatibles avec la précision recherchée. Aux hautes latitudes, où la variabilité temporelle du vent est grande, les SSS inversées en utilisant un vent instantané sont jusqu'à deux fois plus précises que celles déduites des mesures de vent moyennées sur 10 jours. Ceci montre l'importance de l'utilisation de données de vent à haute résolution temporelle dans les zones à forte variabilité temporelle. Par contre, aux basses latitudes, où la variabilité temporelle du vent est faible, l'utilisation du vent moyen conduit à des précisions légèrement supérieures à celles obtenues avec le vent instantané. En effet, la diminution de l'erreur de mesure du vent par moyennage l'emporte sur l'augmentation de l'erreur créée par la variabilité temporelle. Par ailleurs, nous avons estimé que la variabilité spatiale du vent à l'échelle de 200 km était négligeable, contrairement à sa variabilité temporelle sur 10 jours.

Nous avons étudié la possibilité de supprimer l'erreur de mesure causée par l'effet Faraday en utilisant $T_1 = T_v + T_h$ pour inverser la SSS . Comme on dispose de deux fois moins d'estimations de la T_b en utilisant T_1 à la place de T_v et T_h séparément, l'erreur sur l'estimation de la SSS devrait être accrue par un facteur $\sqrt{2}$. Ce n'est pas le cas car la sensibilité de T_1 à la SSS est de l'ordre de deux fois plus grande que celles de T_v et de T_h . Par conséquent la précision sur la SSS est peu dégradée lorsque l'on utilise T_1 , qui a l'avantage d'être insensible à l'effet Faraday.

5.2.1 Principe de la méthode d'inversion

La température de brillance T_b est la variable mesurée, avec une incertitude σ_T dépendant des caractéristiques de l'instrument (voir la section 3.1), et que l'on cherche à inverser en SSS . On a pour cela, à un angle d'incidence et une polarisation donnés,

$$T_b = f(SST, SSS, U) \quad (5.6)$$

où la SST et U sont des variables exogènes estimées avec des incertitudes respectives σ_{SST} et σ_U et f est la fonction étudiée dans le chapitre 4. On a alors, dans le cas d'une restitution de la SSS à partir d'une seule mesure de T_b ,

$$SSS = g(SST, U, T_b), \quad (5.7)$$

où $g = f^{-1}$ est la fonction inverse de f .

On définit un point $(SSS)_0 = g((SST)_0, (U)_0, (T_b)_0)$ autour duquel on va linéariser la fonction g par un développement de Taylor. On détermine ainsi le point $SSS = g(SST, U, T_b)$ par

$$SSS = (SSS)_0 + \mathcal{M} \cdot \begin{bmatrix} SST - (SST)_0 \\ U - (U)_0 \\ T_b - (T_b)_0 \end{bmatrix}, \quad (5.8)$$

d'où

$$\Delta SSS = \mathcal{M} \cdot \begin{bmatrix} \Delta SST \\ \Delta U \\ \Delta T_b \end{bmatrix}, \quad (5.9)$$

où $\Delta SSS = SSS - (SSS)_0$, $\Delta SST = SST - (SST)_0$, $\Delta U = U - (U)_0$, $\Delta T_b = T_b - (T_b)_0$ et

$$\mathcal{M} = [\partial g / \partial SST, \partial g / \partial U, \partial g / \partial T_b] \quad (5.10)$$

On peut alors déterminer σ_{SSS} , l'incertitude sur la SSS inversée, à partir des incertitudes σ_{SST} , σ_U et σ_T . On suppose que la SST , U et T_b sont des variables aléatoires indépendantes, ce qui nous donne la matrice de covariance suivante

$$\Gamma = \begin{pmatrix} \sigma_{SST}^2 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_U^2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_T^2 \end{pmatrix}. \quad (5.11)$$

On obtient ainsi, d'après l'annexe N,

$$\sigma_{SSS}^2 = \mathcal{M} \cdot \begin{pmatrix} \sigma_{SST}^2 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_U^2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_T^2 \end{pmatrix} \cdot \mathcal{M}^t \quad (5.12)$$

soit

$$\sigma_{SSS}^2 = \begin{bmatrix} \partial g / \partial SST & \partial g / \partial U & \partial g / \partial T_b \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sigma_{SST}^2 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_U^2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_T^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \partial g / \partial SST \\ \partial g / \partial U \\ \partial g / \partial T_b \end{bmatrix}. \quad (5.13)$$

On a donc l'expression suivante pour l'incertitude sur la SSS inversée à partir de variables aléatoires indépendantes

$$\sigma_{SSS} = \sqrt{\left(\frac{\partial g}{\partial SST}\right)^2 \sigma_{SST}^2 + \left(\frac{\partial g}{\partial U}\right)^2 \sigma_U^2 + \left(\frac{\partial g}{\partial T_b}\right)^2 \sigma_T^2}. \quad (5.14)$$

5.2.2 Application de la méthode à l'inversion de la SSS à partir des mesures de SMOS

Dans le cas de la mesure de T_b par SMOS, on dispose de N mesures de T_b supposées indépendantes (N dépend de l'emplacement de la ligne de mesure dans la fauchée)

$$[T_{b1}, T_{b2}, \dots, T_{bN}], \quad (5.15)$$

du même pixel vu sous N angles d'incidence différents

$$[\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_N], \quad (5.16)$$

avec des erreurs de mesure sur T_b (en écart type)

$$[\sigma_{T1}, \sigma_{T2}, \dots, \sigma_{TN}]. \quad (5.17)$$

On suppose que l'on a aussi une estimation initiale du paramètre exogène SST , et dans certains des scénarii de U , que l'on appelle respectivement $(SST)_0$ et $(U)_0$ (ces estimations peuvent provenir de mesures satellitales ou de modèles météorologiques). Les incertitudes respectives sur ces paramètres initiaux sont σ_U et σ_{SST} . On cherche alors à déterminer la SSS et son incertitude σ_{SSS} par un processus itératif. On commence par fixer une estimation initiale de la SSS (dans notre cas $(SSS)_0 = 34$ psu). Nous n'avons pas observé d'influence notable de $(SSS)_0$ sur le résultat de l'inversion, mais elle influence un peu la rapidité de convergence du calcul. On obtient à partir du modèle direct d'émissivité décrit dans le chapitre 4, une estimation initiale des N températures de brillance donnée par

$$(T_{bi})_0 = f[(SST)_0, (U)_0, (SSS)_0, \theta_i]. \quad (5.18)$$

De ces estimations, on dérive les écarts δT_{bi} entre les T_b estimées $((T_{bi})_0)$ et les T_b mesurées définis comme

$$\begin{bmatrix} \delta T_{b1} \\ \delta T_{b2} \\ \vdots \\ \delta T_{bN} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{b1} - (T_{b1})_0 \\ T_{b2} - (T_{b2})_0 \\ \vdots \\ T_{bN} - (T_{bN})_0 \end{bmatrix}. \quad (5.19)$$

En posant $\delta SSS = SSS - (SSS)_0$, $\delta SST = SST - (SST)_0$ et $\delta U = U - (U)_0$, on a

$$\begin{bmatrix} \delta T_{b1} \\ \delta T_{b2} \\ \vdots \\ \delta T_{bN} \end{bmatrix} = \mathcal{J} \cdot \begin{bmatrix} \delta SSS \\ \delta SST \\ \delta U \end{bmatrix}, \quad (5.20)$$

où \mathcal{J} est la matrice jacobienne au point $[(SST)_0, (U)_0, (SSS)_0]$ donnée par

$$\mathcal{J} = \begin{bmatrix} \partial T_{b1}/\partial SSS & \partial T_{b1}/\partial SST & \partial T_{b1}/\partial U \\ \partial T_{b2}/\partial SSS & \partial T_{b2}/\partial SST & \partial T_{b2}/\partial U \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \partial T_{bN}/\partial SSS & \partial T_{bN}/\partial SST & \partial T_{bN}/\partial U \end{bmatrix}. \quad (5.21)$$

En utilisant aussi la SST et U comme des mesures indépendantes au même titre que les T_{bi} , on obtient les systèmes suivants

$$\begin{bmatrix} \delta T_{b1} \\ \delta T_{b2} \\ \vdots \\ \delta T_{bN} \\ \delta SST \\ \delta U \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \partial T_{b1}/\partial SSS & \partial T_{b1}/\partial SST & \partial T_{b1}/\partial U \\ \partial T_{b2}/\partial SSS & \partial T_{b2}/\partial SST & \partial T_{b2}/\partial U \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \partial T_{bN}/\partial SSS & \partial T_{bN}/\partial SST & \partial T_{bN}/\partial U \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \delta SSS \\ \delta SST \\ \delta U \end{bmatrix}, \quad (5.22)$$

que l'on normalise par les écarts types pour le résoudre au sens des moindres carrés. On a alors

$$\begin{bmatrix} \delta T_{b1}/\sigma_{T1} \\ \delta T_{b2}/\sigma_{T2} \\ \vdots \\ \delta T_{bN}/\sigma_{TN} \\ \delta SST/\sigma_{SST} \\ \delta U/\sigma_U \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/\sigma_{T1} \times \partial T_{b1}/\partial SSS & 1/\sigma_{T1} \times \partial T_{b1}/\partial SST & 1/\sigma_{T1} \times \partial T_{b1}/\partial U \\ 1/\sigma_{T2} \times \partial T_{b2}/\partial SSS & 1/\sigma_{T2} \times \partial T_{b2}/\partial SST & 1/\sigma_{T2} \times \partial T_{b2}/\partial U \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1/\sigma_{TN} \times \partial T_{bN}/\partial SSS & 1/\sigma_{TN} \times \partial T_{bN}/\partial SST & 1/\sigma_{TN} \times \partial T_{bN}/\partial U \\ 0 & 1/\sigma_{SST} & 0 \\ 0 & 0 & 1/\sigma_U \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \delta SSS \\ \delta SST \\ \delta U \end{bmatrix}, \quad (5.23)$$

que l'on réécrit

$$\begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \vdots \\ y_{34} \end{pmatrix} = \mathcal{A} \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix}. \quad (5.24)$$

À l'état initial, on a $y_{33} = y_{34} = 0$ car $SST = (SST)_0$ et $U = (U)_0$. $(SST)_0$ à la surface du globe est déduite de la climatologie Reynolds ([76]) (voir la figure 4 de l'article section 5.2.3) et $(U)_0$ est déduit des mesures satellitales QSCAT illustrées sur la figure 4.38 (bas). L'incertitude sur la SST est fixée à $\sigma_{SST} = 1^\circ\text{C}$. L'incertitude sur le vent dépend du scénario envisagé (voir l'article section 5.2.3); si l'on dispose de vents instantanés, σ_U est de 1.5 m.s^{-1} pour $3 \text{ m.s}^{-1} < U < 15 \text{ m.s}^{-1}$, de 2 m.s^{-1} pour $U < 3 \text{ m.s}^{-1}$ et de 10% de U pour $U > 15 \text{ m.s}^{-1}$. Si l'on utilise une moyenne sur 10 jours et $200 \times 200 \text{ km}^2$, σ_U est une combinaison de l'erreur précédente et de la variabilité du vent sur 10 jours, $200 \times 200 \text{ km}^2$ déduite de l'écart type des mesures de vents par le satellite QSCAT (figure 7 de l'article). La matrice \mathcal{A} est calculée avec le modèle direct d'émissivité. On résout alors le système pour obtenir \vec{x} avec la méthode exposée dans l'annexe O. À partir de \vec{x} , on réévalue la SSS , la SST et U et on obtient de nouvelles estimations

$$(SSS)_1 = (SSS)_0 + \delta SSS \quad (5.25)$$

$$(SST)_1 = (SST)_0 + \delta SST \quad (5.26)$$

$$(U)_1 = (U)_0 + \delta U \quad (5.27)$$

On recalcule \mathcal{A} au point $((SSS)_1, (SST)_1, (U)_1)$, et de nouvelles estimations

$$(T_{bi})_1 = f[(SST)_1, (U)_1, (SSS)_1, \theta_i].$$

On en déduit un nouveau \vec{y} , pour lequel on va chercher une nouvelle solution \vec{x} . On itère ainsi jusqu'à ce que la méthode ait convergé, c'est à dire jusqu'à ce que

$$\sqrt{\left(\frac{\Delta_n SSS}{\sigma_{SSS}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_n SST}{\sigma_{SST}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_n U}{\sigma_U}\right)^2} < 10^{-10}. \quad (5.28)$$

où $\Delta_n X = (X)_n - (X)_{n-1}$ représente la correction apportée à la variable X à la $n^{\text{ième}}$ itération sur sa valeur après la $(n-1)^{\text{ième}}$ itération.

5.2.3 Article : incertitudes sur la salinité de surface restituée à partir de mesures SMOS sur l'océan global

Uncertainties on Surface Salinity Retrieved from SMOS measurements over Global Ocean

Jacqueline Boutin ¹, Philippe Waldteufel ², Nicolas Martin ¹, Gérard Caudal ³ and Emmanuel Dinnat¹

¹ Laboratoire d'Océanographie Dynamique et de Climatologie (LODYC)
UMR UPMC/CNRS/IRD 7617
Case 100
4, place Jussieu
75252 PARIS Cédex 05
France
Tel : 33 1 44 27 47 65
Fax : 33 1 44 27 38 05

² Service d'Aéronomie (SA)
BP 3, 91371 Verrières-le-Buisson Cedex
FRANCE
Tél: 33 (0)1 64 47 42 66

³ CETP
IUT de Vélizy
10-12, av. de l'Europe
78140 Vélizy
France
Tél: (33) 01 39 25 49 06

Submitted to JAOT on December 23, 2002

ABSTRACT

In order to prepare the Soil Moisture and Ocean Salinity (SMOS) mission, we study the sea surface salinity precision that could be achieved with the SMOS radiometer measurements. The main uncertainties are expected to come from noise on the measured brightness temperatures (T_b) and from uncertainties on sea surface temperature (SST) and wind speed (W) used as auxiliary parameters for the SSS retrieval. In the SMOS configuration, for the center of the swath, we find that about half of the retrieval error comes from noise on T_b and about half from noise on W ; while the SST contribution is less than 5% of the total error. The use of the first Stokes parameter instead of bipolarized T_b degrades the SSS precision by less than 10% in most oceanic regions, showing that the Faraday rotation should not hamper the SSS retrieval from SMOS measurements.

With the use of bipolarized T_b measurements during the morning orbit and first Stokes parameter during the evening orbit (to avoid Faraday rotation disturbance), assuming random noise on W and SST of 2m s^{-1} and 1°C respectively, we show that the SSS retrieved from SMOS measurements over $200\times 200\text{km}^2$ areas and over 10 days should meet the GODAE requirements with a precision better than 0.1pss in most oceanic regions. On another hand, this requirement will not be met if no a priori information on the wind speed is available. In addition, in order to minimize errors coming from the noise and from the natural variability of the wind speed, it is essential to use high temporal resolution wind speed data, whereas their spatial resolution is not critical.

1. Introduction

Studies conducted in the late seventies and early eighties showed that it is theoretically possible to measure sea surface salinity (SSS) using L band radiometry (Swift, C. T. and McIntosh, R. E., 1983). However, since the ground resolution of measured pixels is proportional to the radiometer wavelength and inversely proportional to the antenna aperture diameter, a real aperture antenna of several meters length is necessary to monitor SSS from satellite with a ground resolution suitable for oceanographic studies (typically 50km). This hindered the development of L-band satellite missions during the previous decades. Recently, new satellite projects for measuring SSS emerged taking advantage of technical improvements. In that context, the SMOS (Soil Moisture and Ocean Salinity) mission, selected by ESA for phases A and B (see <http://www.cesbio.ups-tlse.fr/indexsmos.html> for more details), uses a new two dimensional interferometric design for L-band passive remote sensing, allowing to achieve a spatial resolution at ground level of several tens of kilometers with three coplanar antennas arms approximately 4m long (Kerr, Y., 1998; Silvestrin, P. et al., 2001) that are more easily deployable from space than a real aperture antenna. The retrieval of SSS from L-band measurements requires a very good radiometric sensitivity: the typical sensitivity of brightness temperature (T_b) at nadir to SSS for warm waters is 0.5K/pss (at about 20°C) (pss is for practical salinity scale (Lewis, E., 1980) that is now widely used for oceanic salinity measurements; in the following it is equivalent to part per thousand in mass of sea water) whereas the SSS encountered over the open ocean only varies from 32pss to 38pss.

This study is an extension of the (Waldteufel, P. et al., 2002) study in which SSS errors were estimated theoretically for equatorial pixels at a constant salinity of 35pss. We examine here the SSS errors over the global ocean, given the expected precision of SMOS T_b measurements and of auxiliary parameters used in the SSS retrieval: wind speed, W and sea surface temperature, SST. We concentrate on SSS precision at scales of $200\times 200\text{km}^2$ and 10days which are relevant for a large number of oceanographic studies. At these space and time scales the GODAE group recommended SSS products having an optimized precision of 0.1pss, the minimum requirement being a precision better than 1pss.

The method employed to estimate the SSS rms errors is described in section 2. SSS uncertainties obtained after one satellite pass in $40 \times 40 \text{ km}^2$ resolution pixels are described in section 3. Uncertainties on SSS averaged over 10 days and 200 km^2 are presented in section 4: several scenarios were envisaged: 1- the use of multiangular dual polarized Tb measurements and instantaneous noisy SST without any a priori knowledge on the wind speed. 2- same as scenario 1 but with instantaneous noisy wind speed; 3- the use of average (instead of instantaneous) wind speed. 4- the use of the first Stokes parameter (instead of dual polarized measurements): this is intended to study to which extent a correction of dual polarized Tb for the Faraday rotation effect is relevant. Lastly, since the Faraday rotation is expected to be maximum in the evening while it can most probably be corrected with a good precision during the morning orbit (LeVine, D. M. and Abraham, S., 2002; Skou, N., 2002), we study a scenario closer to the most realistic physical conditions that will be referred in the following as ‘most realistic scenario’ and in which we use noisy ancillary parameters (wind speed and SST) and dual polarized measurements for the morning orbit and the first Stokes parameter for the evening orbit.

2. Methods

A complete description of the SMOS interferometer can be found in <http://www.cesbio.upstlse.fr/indexsmos.html> (Kerr, Y., 1998). We consider here the optimal configuration foreseen for SMOS satisfying the science requirements and compatible for a mini satellite (Waldteufel, P. et al., 2002): an antenna plane tilted by 32° , a satellite altitude of 755km, a spacing ratio between receiving elements of 0.88 and 21 receiving elements per arm.

SMOS is equipped with a Y shaped antenna which permits to reconstruct 2D fields of brightness temperatures. The usable Field of View (FOV) (after elimination of aliases) is star shaped. Given this 2D FOV, a single area over the Earth will be seen at various incidence angles (Figure 1, top) because of the overlapping of successive FOV as the spacecraft moves ahead. Thence the SSS retrieval will make use of a set of radiometer measurements with various spatial resolution (Figure 1, bottom) performed at various incidence angles.

Due to the tilt of the instrument with respect to the sea surface plane, the off-axis measurements of the Stokes parameters in the antenna frame are linear combinations of the Stokes parameters in the sea surface reference frame (Waldteufel, P. and Caudal, G., 2002). In the following, the third and fourth Stokes parameters in the sea surface frame (U and V) will be neglected as they are supposed to be very small, and brightness temperatures measured on the two orthogonal antenna ports will be referred to as Tx and Ty respectively. Brightness temperatures in horizontal and vertical polarization in the sea surface reference frame will be referred as Th and Tv respectively. We investigate the impact on retrieved SSS of uncertainties on ocean surface parameters foreseen to be used in the inversion scheme and on the Stokes parameters themselves because they are expected to be the main contributor to the SSS error derived from Tb measured in L band (Lagerloef, G. S. E. et al., 1995; Yueh, S. H. et al., 2001). We do not investigate the effect of systematic biases on Tb since their possible pattern and order of magnitude are very difficult to predict at present, in the absence of any flying SMOS-like instrument.

The SSS retrieval error due to errors on W, on SST and to the radiometric measurements (i.e. radiometric sensitivity) is estimated by inverting the Jacobian of the set of Tb with respect to SSS, W and SST using the generalized inverse method of Jackson (1972). This method gives very similar results to the (Marquardt, D. W., 1963) method that was used in (Waldteufel, P. et al., 2002).

For our simulations of SSS errors, we derive the sensitivity of Tb to SSS, SST and W from the 2-scale emissivity model described in (Dinnat, E. et al., 2002) which is based on the (Yueh, S. H., 1997) model. In the version used in this study, the influence of SSS and SST on the sea water

permittivity is described by the Klein and Swift (Klein, L. A. and Swift, C. T., 1977) parametrization; the wave spectrum is chosen to be the Durden and Vesecki (1985) spectrum multiplied by a factor 2 as proposed by Yueh (Yueh, S. H., 1997). In this configuration, the sensitivity of T_b to the wind speed is twice the one considered in (Waldteufel, P. et al., 2002). We choose it because recent comparisons of the T_b sensitivity to the wind speed predicted by the model with the one observed during the WISE 2000 measurements have shown reasonable agreement at low to moderate W values (Camps, A. et al., 2002; Etcheto, J. et al., in press, 2002.). We do not include any parameterization for foam effect since the effect of foam on T_b at L-band is poorly known and is expected to be smaller than at higher frequencies (Reul, N. and Chapron, B., 2002). Therefore the sensitivity of T_b to W for large W values might be underestimated. An example of the wind speed induced contribution to T_b is shown on Figure 2 as a function of wind speed. Above 2m s^{-1} , T_b was linearly interpolated between model values computed at 2m s^{-1} intervals. Below 2m s^{-1} , T_b was linearly interpolated between the model value at 2m s^{-1} and the value at 0m s^{-1} deduced from the Fresnel reflexion coefficients for a flat sea. Thence T_b versus W is strongly non linear at low wind speed. Such a non linear behaviour has been observed in-situ at S-band by (Blume, H. J. C. et al., 1977) and at L-band during the WISE experiment (Etcheto, J. et al., in press, 2002.). Nevertheless, the behaviour of the model at low wind speed must be taken with great caution since the wave spectrum is not well defined at low wind speeds.

3. SSS uncertainties in $40\times 40\text{km}^2$ pixels

In this section we neglect the Faraday rotation. Thence the SSS is supposed to be retrieved from the set of T_x and T_y measured at different incidence angles in the same pixel.

We study the uncertainties during only one satellite pass (combination of several satellite passes will be studied in section 4). We consider a 1.5s elementary integration time for each measurement made at both polarizations; this is equivalent to a 20km spatial spacing between successive measurements along track; the spacing of pixels across track is variable according to the location of the pixel in the FOV. In addition, the spatial resolution of the pixels depends on their location in the FOV. In order to combine measurements made at several locations, we first resample them at a fixed resolution across track (e.g. 10km), smaller than the smallest measurement's resolution; then, in order to get errors at a typical resolution of SMOS measurements ($40\times 40\text{km}^2$), we estimate the SSS errors at every 40km across track by combining the 10km oversampled SSS errors. In the following, these SSS uncertainties will be referred as σ_{SSS} . In order to consider the true number of independent measurements, the original resolution of the SMOS measurements is taken into account in these calculations, as detailed in the appendix (eq. 1).

We take into account noise on T_b related to the SMOS instrument characteristics (ranging from 1.6K to 3.9K for a 1.5s elementary integration time on each polarization)(Waldteufel, P. et al., 2002). We also take into account noise on the ancillary parameters used in the inversion: a W rms error of 2m s^{-1} and a SST rms error of 1°C are taken as typical of uncertainties derived from remotely sensed measurements or from operational meteorological model estimates. (Note that noise on the ancillary parameters would have no impact on σ_{SSS} if T_b were perfectly known because in that case SSS would be overdetermined).

Figure 3a shows σ_{SSS} . Since the number of independent T_b measurements is maximum in the center of the swath and since the sensitivity of T_b to SSS is maximum at high SST, σ_{SSS} increases with decreasing SST (at the center of the swath, it varies from 0.7pss at 30°C to 1.5pss at 0°C) and it increases with increasing distance of the pixel from the center of the swath (at 20°C the error varies from 0.8pss at the center of the swath to 1.1pss at 400km and to 2.3pss at 650km). In

order to examine the contribution of Tb noise to σ_{SSS} , figure 3b shows the SSS error (relative to σ_{SSS}) given an error on Tb only. At the edge of the swath, more than 90% of σ_{SSS} is due to noise on Tb as the number of independent Tb measurements decreases from swath centre to swath edge. At the centre of the swath about 50% of σ_{SSS} comes from noise on Tb. Figure 3c shows the SSS error due to errors on Tb and on W normalized to σ_{SSS} . The contribution of SST noise to σ_{SSS} is always less than 5% and at the centre of the swath about 50% of σ_{SSS} is due to W a priori uncertainty (Fig 3b and 3c).

4. Uncertainties on SSS averaged over 200km² and 10 days

We now consider uncertainties on SSS at larger time and space scales. We perform error simulations over the global ocean, taking into account a simulated SMOS orbit. We first derive the SSS uncertainties at each satellite pass in 200x200km² resolution pixels and then average the variance of these uncertainties over 10 days to estimate the ‘mean error’ as described in the appendix.

These error estimates are conducted in various scenarios. First, SSS are assumed to be derived from both Tx and Ty and instantaneous SST fields. The wind speed is assumed unknown and is retrieved by the inversion algorithm. This pessimistic scenario will serve as reference for the two following scenarios in order to appreciate the improvement brought by a priori wind speed information. In a second scenario, we assume that instantaneous wind speeds are known within a given noise. In a third scenario, we study the importance of taking into account the high frequency variability of the wind speed: we assume then that only one wind speed value is available over 10 days at a resolution of 200x200km².

However, in these three scenarios, we assume that the Faraday rotation can be perfectly corrected for. In order to test the consequences of this assumption, in a fourth scenario we eliminate the Faraday rotation effect by inverting the first Stokes parameter ($I=Tx+Ty$), instead of Tx and Ty, that is insensitive to Faraday rotation. Since the Faraday rotation is smaller in the morning than in the evening, it is likely that it will be possible to correct it with a small error during the morning orbit so that we study a last ‘more realistic’ scenario in which we merge SSS retrieved from dual polarized Tb measured during morning passes and first Stokes parameter during evening passes. These simulations were conducted during 10 days for the period July 21 to July 31, 1999. In order to consider a realistic space and time variability of W, we built daily 40km resolution wind speed fields by interpolating along the SMOS track instantaneous 25km resolution wind speeds derived from QuikSCAT measurements provided by JPL (Dunbar, S. et al., 2001). Since the temporal variability of SST is small, we use field of SST averaged over two weeks and 1° derived from the Reynolds analysis (Reynolds, R. W. and Smith, T. M., 1994). The initial SSS field is the Levitus (1998) climatology for July. A summary of these fields is presented on Figure 4.

a. Unknown wind speed

We take the same uncertainties on SST and Tb as in section 3. An error of 20m s⁻¹ is put on W, which is equivalent to consider it as unknown.

Figure 5 shows the resulting SSS error over the globe. The error on the estimated SSS is above 0.1 pss at high latitudes, and even in some locations in the tropics. Large uncertainties close to the continents are due to small number of satellite measurements. The smallest uncertainties are observed in regions of low wind speed for which the sensitivity of Tb to W is higher than at moderate wind speeds (see Figure 2), thence allowing a better estimate of W from SMOS measurements: for SST and SSS values encountered in the open ocean, the error on W retrieved from one SMOS pass in 40x40km² pixels at nadir is ~ 2m s⁻¹ at low wind speed (~ 3m s⁻¹) whereas it is ~ 3.4m s⁻¹ at moderate wind speed (~ 8m s⁻¹).

The larger uncertainties at high latitudes are explained by a smaller sensitivity of Tb to SSS at cold SST values.

The uncertainty increase with latitude in the Southern (winter) hemisphere is primarily due to SST decrease. In the northern (summer) hemisphere, SST is warmer so that the uncertainties, at equivalent latitude, are, in most cases, lower than in the southern hemisphere. The large uncertainties in the Hudson Bay are due to very low SSS for which the Tb sensitivity to SST increases so that the impact of SST error on SSS error increases.

b. Instantaneous wind speed

We take the same input uncertainties on SST and Tb as in section 3. W values derived either from scatterometry or from meteorological analyses are usually of worse quality at low and high wind speeds; therefore we assume a rms error on W that depends on its intensity : 2m s^{-1} below 3m s^{-1} ; 1.5m s^{-1} between 3 and 15m s^{-1} and 10% of W above 15m s^{-1} .

Figure 6 shows the resulting SSS error over the globe.

Over the global ocean the error on SSS averaged over 10 days is below 0.1pss everywhere except close to the ice edges and close to the continents. Between 30S and 30N , the error is below 0.05pss . Again the almost constant error in this region comes from compensation between a decrease of SST with latitude and a better satellite coverage at higher latitudes; the uncertainties are maxima in the winter hemisphere.

With respect to scenario *a* (unknown wind speed), the SSS is retrieved with a precision improved by a factor varying from 1.5 in regions of low wind speeds, to 2.5 in regions of moderate to strong wind speeds; on average over the global ocean the improvement is a factor close to 2.

c. SSS retrieval uncertainties when neglecting the high frequency variability of wind speed

It would be much simpler in the retrieval scheme to use only one wind speed average over 10 days than instantaneous wind speeds. We study here the consequences of taking into account the high frequency variability of the wind speed. We simulate the 10 day SSS error in the case SSS is retrieved using only a wind speed average over 10 days. In that case the instantaneous wind speed uncertainty, $\langle W_{\text{error}} \rangle$ increases, because of the natural variability of the wind speed. We estimate it as:

$$\langle W_{\text{error}} \rangle = \sqrt{(s_W^2 + \sigma_W^2 / N)} \quad (1)$$

where s_W is the natural standard deviation of the wind speed over 10 days and $200 \times 200 \text{km}^2$, σ_W is the wind speed uncertainty defined in section *b* for individual wind speed measurements and N is the number of measurements used to deduce the wind speed average. In (1) we assume that the natural wind speed variability is gaussian distributed; this is a rather raw approximation that has been taken to ease the computations and that has been shown to be acceptable for many applications (see for instance, (Boutin, J. and Etcheto, J., 1991)). We deduced s_W from the standard deviation of Quikscat 25km wind speeds in 2 degrees rasters (see Figure 7); we take the wind speed variability in 2×2 degrees representative of the wind variability in $200 \times 200 \text{km}^2$ because they are expected to be close. We take N equal to the number of SMOS pixels during 10 days.

When only a 10 day averaged wind speed is used in the inversion as the available a priori information on W, SSS uncertainties are increased in regions of variable wind speeds, and become well above 0.1pss at latitudes higher than 40° , in the winter hemisphere (Figure 8). In the tropics, the increase of errors with respect to scenario *b* (instantaneous wind speed), is less than 20% (Figure 8 bottom) because instantaneous W errors are on the same order as W natural variability. In regions with small W variability, the use of an average W may even improve slightly the retrieval; this occurs in case the natural variability of the wind, s_W , is well below the noise we put on instantaneous W measurements, σ_W . Nevertheless, this slight improvement has to

be taken with caution since it has been obtained under the assumption that the wind speed natural variability is gaussian which is only true as a first approximation.

On another hand, outside the tropics, the high variability of the wind speed leads to an increase of the SSS error of more than a factor 1.5 when using a W average instead of a instantaneous W. Given that about half of the error on SSS retrieved from instantaneous wind speed measurements comes from the wind speed error (see Figure 3b and 3c), a factor 1.5 on Figure 8 (bottom) indicates that the error due to wind speed has been multiplied by a factor 2. This simulation was conducted over 10 days during summer in the northern hemisphere; therefore the uncertainties in the northern hemisphere would be much higher in winter because SST would be colder and W higher and more variable.

d. Use of the first Stokes parameter

Another source of uncertainty is the Faraday rotation that modifies the polarization ratio of the sea surface emissivity when the signal propagates through the ionosphere. In presence of Faraday rotation effect, the first Stokes parameter I is conserved. In order to minimize the Faraday rotation effect, one should either correct it (Skou, N., 2002), either use I instead of Tx and Ty, thence losing half of the independent measurements. In the following, we study the SSS uncertainties determined as in scenario *b* but using only measurements of I instead of Tx and Ty. Figure 9 shows the 10 day SSS uncertainties obtained from I with respect to the error obtained using two polarisations. If the sensitivity of I to SSS were on the same order as the one of Tv and Th to SSS, this error ratio would be about $\sqrt{2}$ times what is obtained using Tv and Th because the number of independent measurements is divided by 2. In fact, the error ratio is less than $\sqrt{2}$ because I is about twice as sensitive to SSS as Tv and Th separately.

Using Tx and Ty or using I is roughly equivalent at high latitudes in cold SST regions. On another hand, differences up to 10% occur in low salinity high temperature regions (close to Indonesia and in the eastern tropical Pacific for instance) and at swath edges because the sensitivity of 1st and 2nd Stokes parameters to SSS and SST vary differently depending on SSS, SST and incidence angles.

Nevertheless, in most regions, the absence of any assumption on the Faraday rotation (i.e. the use of the 1st Stokes parameter) leads to an uncertainty increased by less than 10% with respect to the use of dual polarization Tb.

e. 'Most realistic' scenario

The Faraday rotation is expected to be maximum in the evening (LeVine, D. M. and Abraham, S., 2002) and is probably rectifiable with a good precision during the morning orbit.

Therefore we study a 'most realistic' scenario in which we use dual polarized measurements during the morning orbit and first Stokes parameter during the evening orbit. Figure 10 depicts the resulting SSS uncertainties, assuming the instantaneous wind speed data are available, for 10 days in January (top) and July (bottom).

As the use of I almost does not degrade the SSS in cold regions, the SSS error remains comparable to scenario *b* at high latitudes, thence less than 0.1 pss almost everywhere. With respect to scenario *b*, it is slightly increased at low latitudes. In January, errors north of 40N reach 0.08pss in large areas due to SST decrease with respect to July.

Table 1 summarizes the SSS uncertainties obtained for SSS averaged in 200x200km² pixels over 10 days with the five tested scenarios, both over the global ocean and in the tropics between 30N and 30S. We do not consider pixels with SSS uncertainties larger than 0.3pss, close to the continents. Whatever the scenario, the mean error in the tropical band is about 30% lower than

the one computed over the global ocean. The main differences between these scenarios come from differences in W quality whereas the use of I does not impact strongly the SSS precision.

5. Discussion and conclusion

Uncertainties on 10 days $200 \times 200 \text{ km}^2$ averaged SSS due noise on Tb, wind speed and SST are shown to be less than 0.1pss everywhere in the open ocean, provided instantaneous wind speed estimates are used in the SSS inversion. The Faraday rotation should not be a major problem since using I induces a loss of precision in most cases less than 10%. On another hand, considering the wind speed as an unknown in the SSS retrieval scheme for SMOS prevents to meet the GODAE requirements at high latitudes and increases the SSS error by a factor 2 on average over the global ocean. This is because at moderate wind speed SMOS measurements allow to retrieve wind speed with a poor precision (typically 3.5 m s^{-1}) that is worse than the one usually achieved with scatterometer measurements and models.

The use of 10 day- $200 \times 200 \text{ km}^2$ average wind speeds is also not sufficient to meet the GODAE requirement at high latitudes. Nevertheless in region of low wind speed variability, this choice degrades the SSS by less than a factor 1.2. An intermediate choice could be the use of successive instantaneous wind speed averages over $200 \times 200 \text{ km}^2$; the noise on such averaged wind speeds is reduced with respect to the noise on 40km wind speed because of the number of measurements entering in the average, but taking this average as an estimate for 40km wind speed introduces an error due to natural spatial variability of the wind speed between 40km and 200 km. We take the same reasoning as in section 4.c. We consider the standard deviation of daily Quikscat wind speeds over 2 degrees as indicative of the natural variability of W: it is typically between $.5 \text{ m s}^{-1}$ and 1.5 m s^{-1} . Thence, according to equation (1), taking a 200km wind speed estimate instead of 40km estimates would change the error on the wind speed used in the retrieval by a maximum of $(\sqrt{1.5^2 + 1.5^2/N})$, N being the number of wind speed estimates (25 for 40km resolution), that is an increase of 0.03 m s^{-1} which is negligible. Therefore the use of high spatial resolution wind speed is not critical whereas high temporal resolution wind speed is necessary.

In this study, we consider a noise on instantaneous W on the order of magnitude of the rms difference between scatterometer and in situ (buoy or ship) wind speeds measurements (Bentamy, A. et al., 1999; Bourassa, M. A. et al., 1997). Recently, (Freilich, M. H. and Dunbar, R. S., 1999; Quilfen, Y. et al., 2001) used a more elaborate method to separate uncertainties in the in-situ and in the scatterometer measurements and established that most of the differences comes from noise and errors in the in-situ measurements so that noise on scatterometer wind speeds is probably less than 1 m s^{-1} . The W noise we consider is also close to the precision of meteorological models wind speeds: from comparisons with buoy and scatterometer wind speeds, H. Hersbach (personnal communication, 2002) estimates a precision of 1.1 m s^{-1} for ECMWF first guess wind speeds derived at 40 km resolution. This is slightly lower than 1.5 m s^{-1} but does not take into account spatial correlations between the errors that are likely to occur since the final minimization of the cost function is done at 120 km resolution. It is however foreseen that the resolution of meteorological wind fields will improve in the next years.

Although the W noise we consider appears to be slightly pessimistic, these results have been obtained assuming that wind speed estimates over 200km and 10 days are not biased. However, scatterometer wind speeds may suffer from regional and seasonal biases coming from nonwind effects (e.g. sea surface state, surface currents...) (Kelly, K. A. et al., 2001; Quilfen, Y. et al., 2001) that in some occasions reach 1 m s^{-1} . In order to estimate the consequences of such wind speed biases, we have performed SSS inversions in the same scheme as in section 3 but with adding a bias on W. Over a large number of inversions and for varying wind speed biases between 0 and 2 m s^{-1} , the retrieved SSS are biased by 0.25pss/m/s and 0.4pss/m/s, for pixels at 280km and 440km from the center of the swath respectively. It is therefore essential to minimize

wind speed biases. Nevertheless, the nonwind effects that affect scatterometer measurements might also affect L-band measurements so that simulating the influence of the sea surface state on L-band Tb using wind speed is imperfect. For instance, (Dinnat, E. P. et al., in press, 2002.) have estimated that the difference on I obtained for a not fully developed sea with respect to a fully developed sea is up to a maximum of 0.2 K at nadir, corresponding to a maximum impact of 0.2pss on SSS.

The results presented in this study use an imperfect emissivity model that has to be validated and improved. This was the goal of several campaigns like WISE 2000 and WISE 2001 (Camps, A. and al., 2001; Camps, A. et al., 2002) and Eurostars campaigns. However these experiments are local and it is difficult to extend their results to the global ocean. On another hand, it is important to study the sources of errors even with imperfect model, to get insights in the critical parameters that will be necessary to take into account in the calibration/validation plans.

Yet, the global calibration of the direct emissivity model after launch should help to adjust the model including possible systematic biases of the ancillary wind speeds.

In this study we have not taken into account the wind direction, assuming dependence of Tb with wind direction to be negligible. According to recent scatterometer validations, wind direction is usually retrieved with an error within $\pm 20^\circ$ (Bourassa, M. A. et al., 1997; Dickinson, S. et al., 2001). We perform sensitivity tests taking into account wind direction with such a bias; biases on SSS up to 0.1pss appear on some part of the swath. However, when several parts of the swath are averaged together, these biases compensate one another so that the resulting SSS bias over 10 days is negligible.

2D fields of brightness temperatures are derived from interferometer measurements using image reconstruction algorithms. Although this step is tricky and may induce biases on Tb in some parts of the FOV, these have not been included in this study because the effect of these possible additional errors on retrieved surface parameters is not fully assessed. However present indications are that they are compatible with measurements requirements (Anterrieu, E. et al., in press, 2002)

APPENDIX:

SSS uncertainties computations: noise on Tb, W and SST

At a given abscissa x_j across the FOV, the SSS is assumed to be retrieved from the $N_{\alpha j}$ measurements obtained for various incidence angles α during successive FOV. The associated SSS rms error σ_j is derived by the Jackson (1972) method. The computation is repeated for N_j x values evenly spaced by δx ; δx is chosen smaller than any pixel size R : e.g. $\delta x = 10$ km whereas R lies in the 30-50 km range.

The SSS estimate at $200 \times 200 \text{ km}^2$ resolution during one satellite pass, $\langle \text{SSS} \rangle$, is assumed to be derived from a weighted average of all independent SSS_j estimate falling in this large box, the weight being equal to the inverse of the variance of each independent estimate:

$$\langle \text{SSS} \rangle = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^{N_j} \text{SSS}_j / (R_j \cdot \sigma_j^2)}{\sum_{j=1}^{N_j} 1 / (R_j \cdot \sigma_j^2)}}$$

where R_j values are averages of R values for incidence angle entering in the average.

This is intended to put less weight onto pixels at the edge of the swath associated with large uncertainties. Doing that, we neglect the natural variability of the SSS between typically 40km and 200km because it is expected to be smaller than the SSS error at 40km resolution (cf figure 3a).

We then compute a quadratic average rms error $\langle \sigma_j \rangle$ over a range Δx across the FOV. When considering the GODAE requirements, $\Delta x = 200$ km and $N_j = 20$. The average is done in the same way as the SSS average : it is weighted by the inverse of the product of pixel size R_j by the local variance σ_j^2 itself :

$$\langle \sigma_j \rangle = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^{N_j} 1/R_j}{\sum_{j=1}^{N_j} 1/(R_j \cdot \sigma_j^2)}} \quad (1)$$

Considering a $\Delta x \Delta y = 200 \times 200$ km² area, the averaging process illustrated by equation (1) is extended to the N_y retrievals obtained along track, resulting in $\langle \sigma_{xy} \rangle$;

$$\langle \sigma_{xy} \rangle = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^{N_y} \sum_{j=1}^{N_j} 1/R_{jk}}{\sum_{k=1}^{N_y} \sum_{j=1}^{N_j} 1/(R_{jk} \cdot \sigma_{jk}^2)}} \quad (2)$$

$N_y = \Delta y / \delta y$, where δy is the along track spacing corresponding to successive data sets. Note that these data sets are fully independent. In the SMOS scenario, N_y is of the order of 10.

The corresponding rms error σ_{path} for a single orbit is then $\langle \sigma_{xy} \rangle$ divided by the square root of the $(N_x N_y)$ number of independent SSS estimates:

$$\sigma_{\text{path}} = \langle \sigma_{xy} \rangle / \sqrt{N_x N_y} \quad (3)$$

Contrary to the assumptions made for computing the SSS average over 200×200 km² during one satellite pass, the SSS average made over 10 days is assumed to be made over varying salinities, because the natural temporal SSS variability is assumed to be of the same order or even larger than σ_{path} . Thence, the error decreases temporally as $1/\sqrt{N_{\text{path}}}$, N_{path} being the number of satellite passes during 10 days. The error over 10 days, $\sigma_{10\text{days}}$, is then derived as the quadratic average of σ_{path} computed at each satellite pass over 200×200 km² boxes:

$$\sigma_{10\text{days}} = \sqrt{1 / \sum_{i=1}^{N_{\text{path}}} 1/\sigma_{\text{path}_i}^2} \quad (4)$$

ACKNOWLEDGEMENTS

We are indebted to Y. Kerr for providing us simulations of SMOS orbits and to J. Etcheto for constructive remarks. We thank H. Hersbach and Erik Andersson for useful discussions about ECMWF wind fields. This work has been supported by CNES TAOB contract and ESA contract.

REFERENCES

- Anterrieu, E., P. Waldteufel, and G. Caudal, in press, 2002: About the effects of instrument errors in interferometric radiometry. *Radioscience*.
- Bentamy, A., P. Queffeuilou, Y. Quilfen, and K. Katsaros, 1999: Ocean surface wind fields estimated from satellite active and passive microwave instruments. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **37**, 2469-2486.
- Blume, H. J. C., A. W. Love, M. J. V. Melle, and W. W. Ho, 1977: Radiometric observations of sea temperature at 2.65GHz over Chesapeake Bay. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **AP-25**, 121-128.
- Bourassa, M. A., M. H. Freilich, D. Legler, W. T. Liu, and J. J. O. Brien, 1997: Wind observations from new satellite and research vessels agree. *EOS*, **78**, 597-602.
- Boutin, J. and J. Etcheto, 1991: Intrinsic error in the air-sea CO₂ exchange coefficient resulting from the use of satellite wind speeds. *Tellus*, **Ser. B**, **43**, 236-246.
- Camps, A. and al., 2001: WInd and Salinity Experiment 2000 (WISE 2000) Scientific Analysis Report ESTEC Contract No 14188/00/NL/DC, 94 pp.
- Camps, A., J. Font, J. Etcheto, E. Rubio, A. Weill, I. Corbella, M. Vall-llossera, N. Duffo, F. Torres, R. Villarino, L. Enrique, A. Julià, C. Gabarró, J. Boutin, V. Caselles, S. C. Reising, P. Wursteisen, and M. Martin-Neira,

- 2002: Sea Surface Emissivity Observations at L-band: First Results of the Wind and Salinity Experiment WISE-2000. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **in press**.
- Dickinson, S., K. A. Kelly, M. J. Caruso, and M. J. McPhaden, 2001: Comparisons between the TAO buoy and NASA scatterometer wind vectors. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **18**, 799-806.
- Dinnat, E., J. Boutin, G. Caudal, J. Etcheto, and A. Camps, 2002: Issues concerning the sea emissivity modeling in L-band for retrieving surface salinity. *Radio Science*, *in press*.
- Dinnat, E., J. Boutin, G. Caudal, J. Etcheto, and P. Waldteufel, 2002: Influence of sea surface emissivity model parameters in L-band for the salinity retrieval. *International Journal of Remote Sensing*, *in press*.
- Dinnat, E. P., J. Boutin, G. Caudal, J. Etcheto, and S. Contardo, *in press*, 2002.: On the use of EUROSTARRS and WISE data for validating L-band emissivity models. *the Proceedings of the "LOSAC/WISE/EuroSTARRS" workshop*.
- Dunbar, S., B. Weiss, S. Stiles, J. Huddleston, P. Callahan, G. Shirliff, K. Perry, and C. Hsu, 2001: QuikSCAT Science data product user's manual D-18053, 95 pp.
- 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**, 445-451.
- Etcheto, J., E. P. Dinnat, S. Contardo, and J. Boutin, *in press*, 2002.: Comparison of EUROSTARRS and WISE measurements with sea surface emissivity models. *the Proceedings of the "LOSAC/WISE/EuroSTARRS" workshop*.
- Freilich, M. H. and R. S. Dunbar, 1999: The accuracy of NSCAT1 vector winds: Comparisons with National Data Buoy Center buoys. *J. Geophys. Res.*, **104**, 11231-11246.
- Jackson, D. D., 1972: Interpretation of Inaccurate, Insufficient and Inconsistent Data. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **28**, 97-109.
- Kelly, K. A., S. Dickinson, M. J. McPhaden, and G. C. Johnson, 2001: Ocean currents evident in satellite wind data. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 2469-2472.
- Kerr, Y., 1998: The SMOS mission (MIRAS on RAMSES). a proposal to the call for Earth Explorer Opportunity Mission.
- Klein, L. A. and C. T. Swift, 1977: An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies. *IEEE Trans. Antennas and Propag.*, **AP-25**, 104-111.
- Lagerloef, G. S. E., C. F. Swift, and D. M. L. Vine, 1995: Sea surface salinity: the next remote sensing challenge. *Oceanography*, **8**, 44-50.
- LeVine, D. M. and S. Abraham, 2002: The effect of the ionosphere on remote sensing of sea surface salinity from space: absorption and emission at L-band. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **40**.
- Lewis, E., 1980: The practical salinity scale 1978 and its antecedents. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, **OE-5**, 3-8.
- Marquardt, D. W., 1963. *J. Soc. Ind. Appl. Math.*, **11**, 431-441.
- Quilfen, Y., B. Chapron, and V. Vandemark, 2001: The ERS scatterometer wind measurement accuracy: Evidence of seasonal and regional biases. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **18**, 1684-1697.
- Reul, N. and B. Chapron, 2002: Effects of foam on the emissivity of the sea surface at L-band (WP1300 report). Final report of ESA contract 14273/00/NL/DC 'Scientific requirements and Impact of Space Observation of Ocean Salinity for Modeling and Climate studies'.
- Reynolds, R. W. and T. M. Smith, 1994: Improved global sea surface temperature analyses using optimum interpolation. *J. Clim.*, **7**, 929-948.
- Silvestrin, P., M. Berger, Y. H. Kerr, and J. Font, 2001: ESA's Second Earth Explorer Opportunity Mission: The Soil Moisture and Ocean Salinity Mission - SMOS. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Society Newsletter*, **118**, 11-14.
- Skou, N., 2002: Faraday Rotation and L-band Oceanographic Measurements. *in press*, *Radio science*.
- Swift, C. T. and R. E. McIntosh, 1983: Considerations for microwave remote sensing of ocean-surface salinity. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **GE21**, 480-490.
- Waldteufel, P. and G. Caudal, 2002: Off-axis Radiometric Measurements; Application to Interferometric Antenna Designs. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **40(6)**, 1435-1439.
- Waldteufel, P., J. Boutin, and Y. Kerr, 2002: Selecting an optimal configuration for the SMOS mission. *accepted in Radio Science*.
- Yueh, S. H., 1997: Modeling of wind direction signals in polarimetric sea surface brightness temperatures. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **35**, 1400-1418.
- Yueh, S. H., R. West, W. J. Wilson, K. K. Li, E. G. Njoku, and Y. Rahmat-Samii, 2001: Error sources and feasibility for microwave remote sensing of ocean surface salinity. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **39**, 1049-1060.

Figure captions

- Fig. 1: Distribution of incidence angles (top) and pixel spatial resolution (bottom) in SMOS FOV.
- Fig. 2: Tb signal induced by wind speed at nadir (small dashes) and in horizontal polarization at 30° incidence angle (large dashes). Note that the effect in vertical polarization at 30° incidence angle is similar to the effect at nadir. SSS and SST were taken as 36pss and 25°C respectively; modifying these values does not affect strongly the dependence of Tb upon W (Dinnat, E. et al., 2002).
- Fig. 3: a) SSS uncertainties (in pss) across track from the centre of the swath to the swath edge, in pixels at 40x40km² resolution, given noise on Tb, W and SST. b) Proportion of SSS error due to noise on Tb. c) Proportion of SSS error due to noise on Tb and on wind speed.
- Fig. 4: Global maps of SSS for the July month (top; units are pss), SST from 15 to 29 July 1999 (middle ; units are °C) and 10day average wind speed from 21 to 31 July 1999((bottom ; units are m s⁻¹) illustrating the environmental conditions at the time of the error simulation.
- Fig. 5: Use of dual polarized Tb; unknown wind speed. Uncertainties on SSS averaged in 200x200km boxes and over 10 days.
- Fig 6: Use of dual polarized Tb and instantaneous wind speed. Uncertainties on SSS averaged in 200x200km boxes and over 10 days. The color scale is the same as for Fig 4.
- Fig 7: Standard deviation of the wind speed in 2°x2° pixels over 10 days.
- Fig 8: Use of dual polarized Tb and 10 day averaged wind speed. (top) Uncertainties on SSS averaged in 200x200km boxes and over 10 days. Same color scale as previous figures. Units are pss. (bottom) Ratios of the values shown on figure 8a to uncertainties obtained with an instantaneous wind speed (scenario b, fig 6).
- Fig 9: Ratio between uncertainties on SSS retrieved from the first Stokes parameter and uncertainties on SSS retrieved from Tx and Ty .
- Fig. 10: SSS uncertainties obtained when using dual polarized Tb during morning orbit, I during evening orbit and instantaneous wind speed measurements. top: January; bottom: July.

Table 1: Mean ($\langle \sigma_{SSS} \rangle$) and standard deviation $\text{std}(\sigma_{SSS})$ of the SSS uncertainties according to various scenarios (pss)

Scenario	Global Ocean		30N-30S	
	$\langle \sigma_{SSS} \rangle$	$\text{Std}(\sigma_{SSS})$	$\langle \sigma_{SSS} \rangle$	$\text{Std}(\sigma_{SSS})$
a) unknown W*	0.116	0.050	0.089	0.027
b) instantaneous W*	0.055	0.038	0.042	0.023
c) W averaged over 200km ² -10days*	0.069	0.044	0.046	0.025
d) instantaneous W; use of I	0.057	0.038	0.044	0.023
e) Realistic scenario (see text)	0.056	0.038	0.043	0.023

*Inversions of Tx and Ty measured during morning and evening orbits

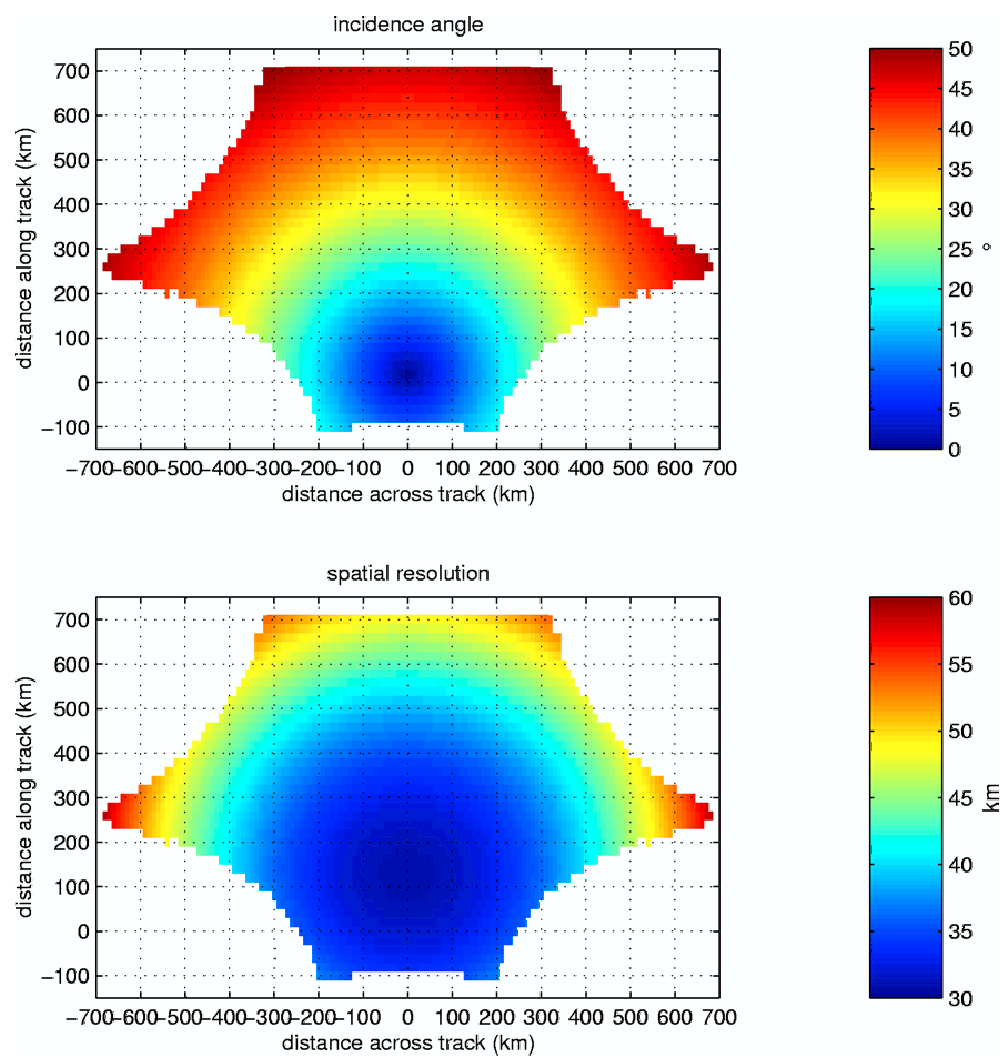


Fig. 1: Distribution of incidence angles (top) and pixel spatial resolution (bottom) in SMOS FOV.

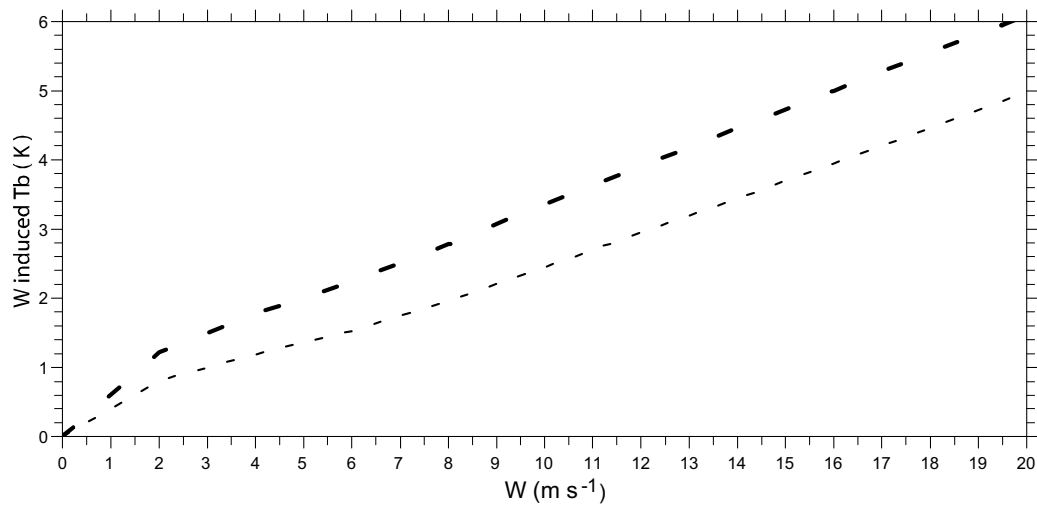


Fig. 2: T_b signal induced by wind speed at nadir (small dashes) and in horizontal polarization at 30° incidence angle (large dashes). Note that the effect in vertical polarization at 30° incidence angle is similar to the effect at nadir. SSS and SST were taken as 36ps and 25°C respectively; modifying these values does not affect strongly the dependence of T_b upon W (Dinnat, E. et al., 2002).

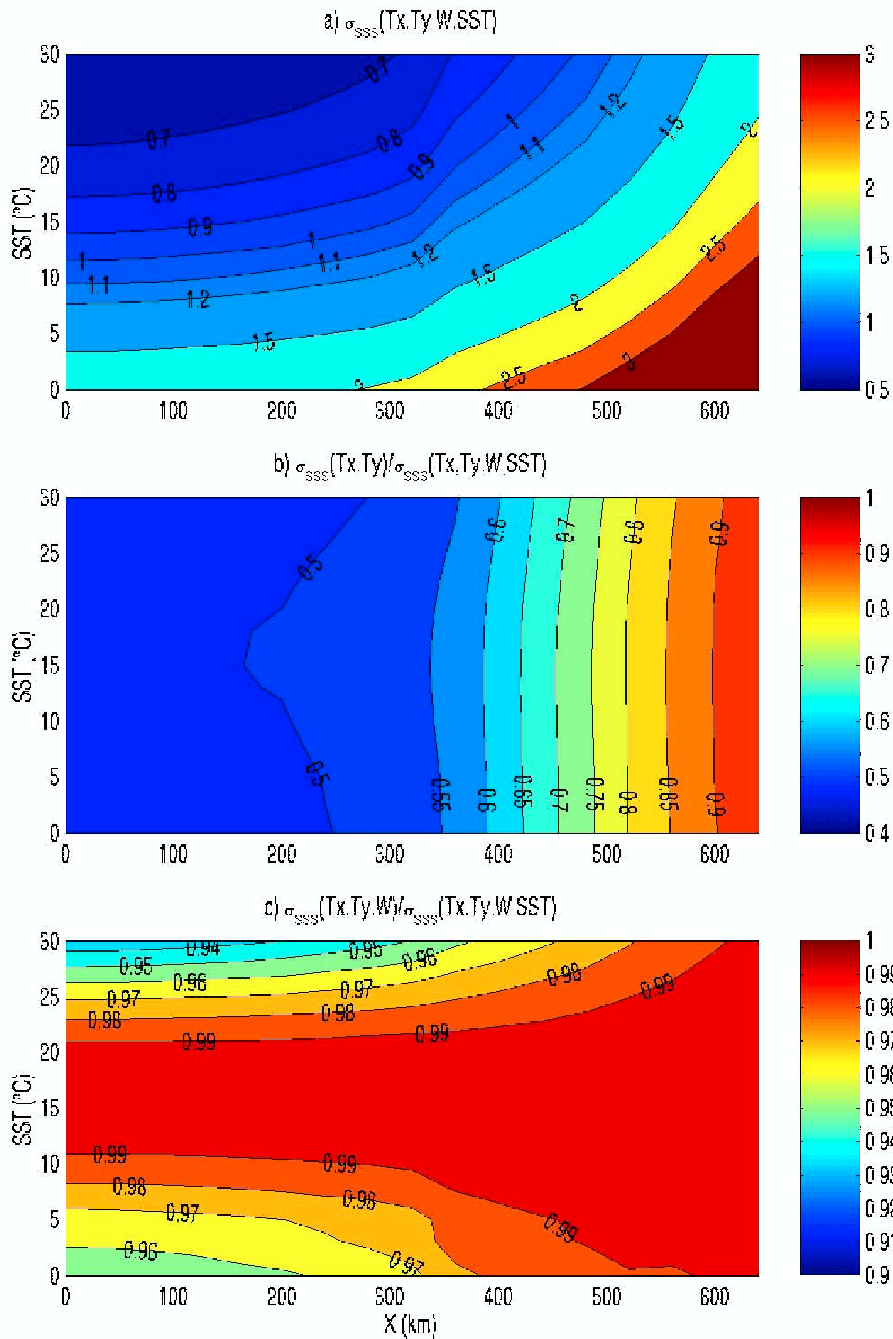


Fig. 3: a) SSS uncertainties (in pss) across track from the centre of the swath to the swath edge, in pixels at $40 \times 40 \text{ km}^2$ resolution, given noise on T_b , W and SST . b) Proportion of SSS error due to noise on T_b . c) Proportion of SSS error due to noise on T_b and on wind speed.

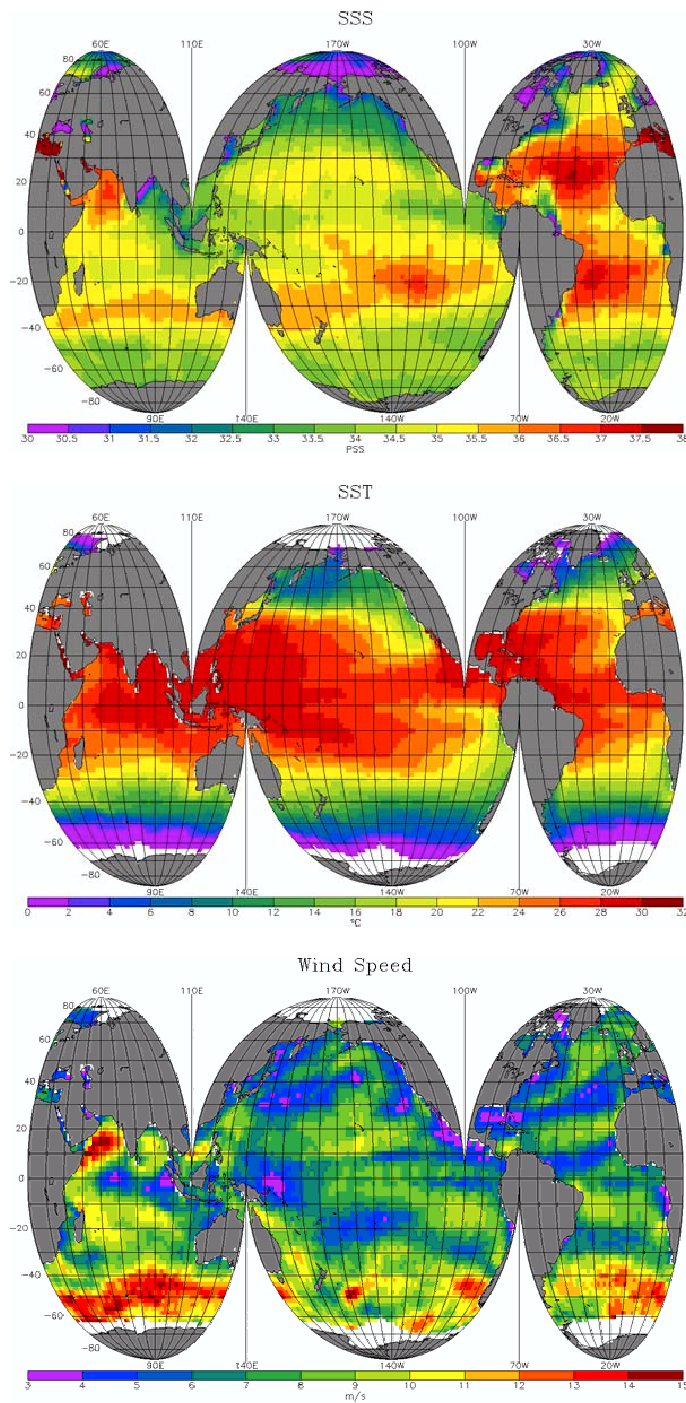


Fig. 4: Global maps of SSS for the July month (top; units are pss), SST from 15 to 29 July 1999 (middle ; units are °C) and 10day average wind speed from 21 to 31 July 1999((bottom ; units are m s^{-1}) illustrating the environmental conditions at the time of the error simulation.

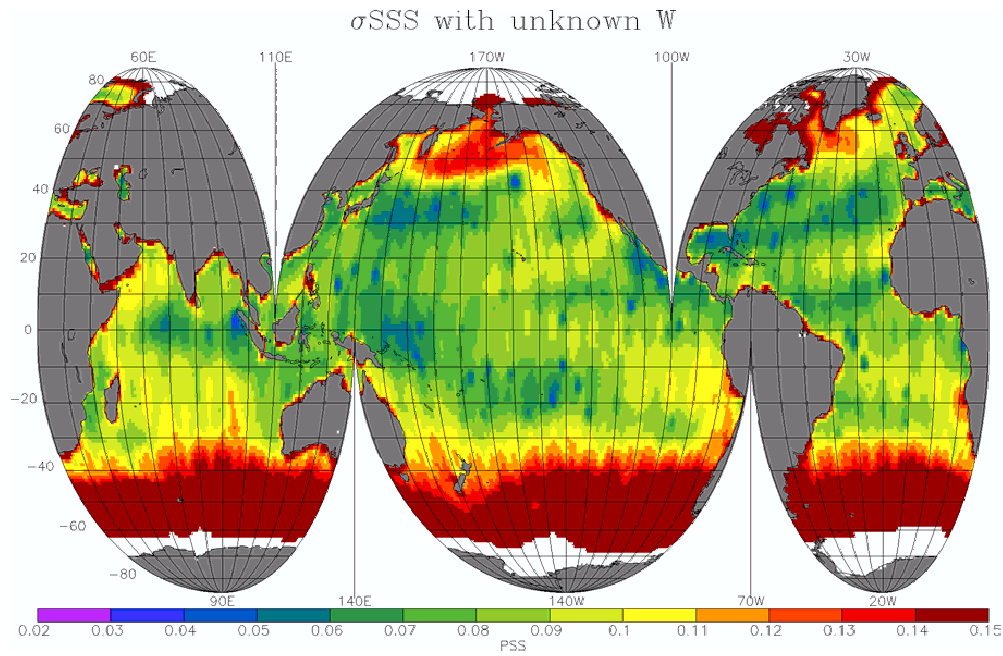


Fig. 5: Use of dual polarized Tb; unknown wind speed. Uncertainties on SSS averaged in 200x200km boxes and over 10 days.

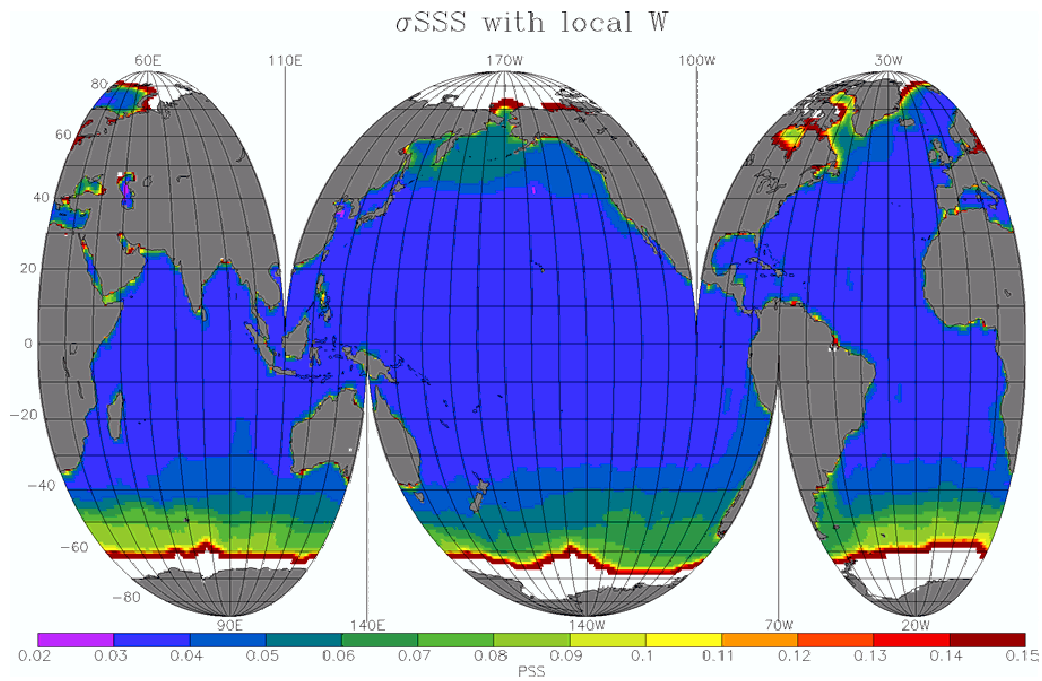


Fig 6: Use of dual polarized Tb and instantaneous wind speed. Uncertainties on SSS averaged in 200x200km boxes and over 10 days. The color scale is the same as for Fig 4.

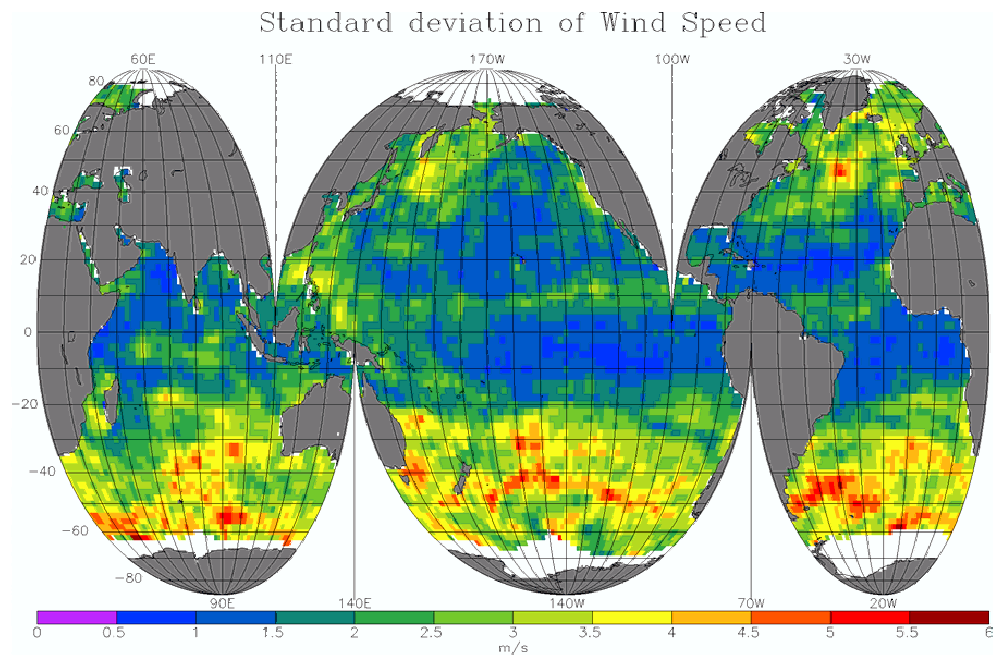


Fig 7: Standard deviation of the wind speed in $2^\circ \times 2^\circ$ pixels over 10 days.

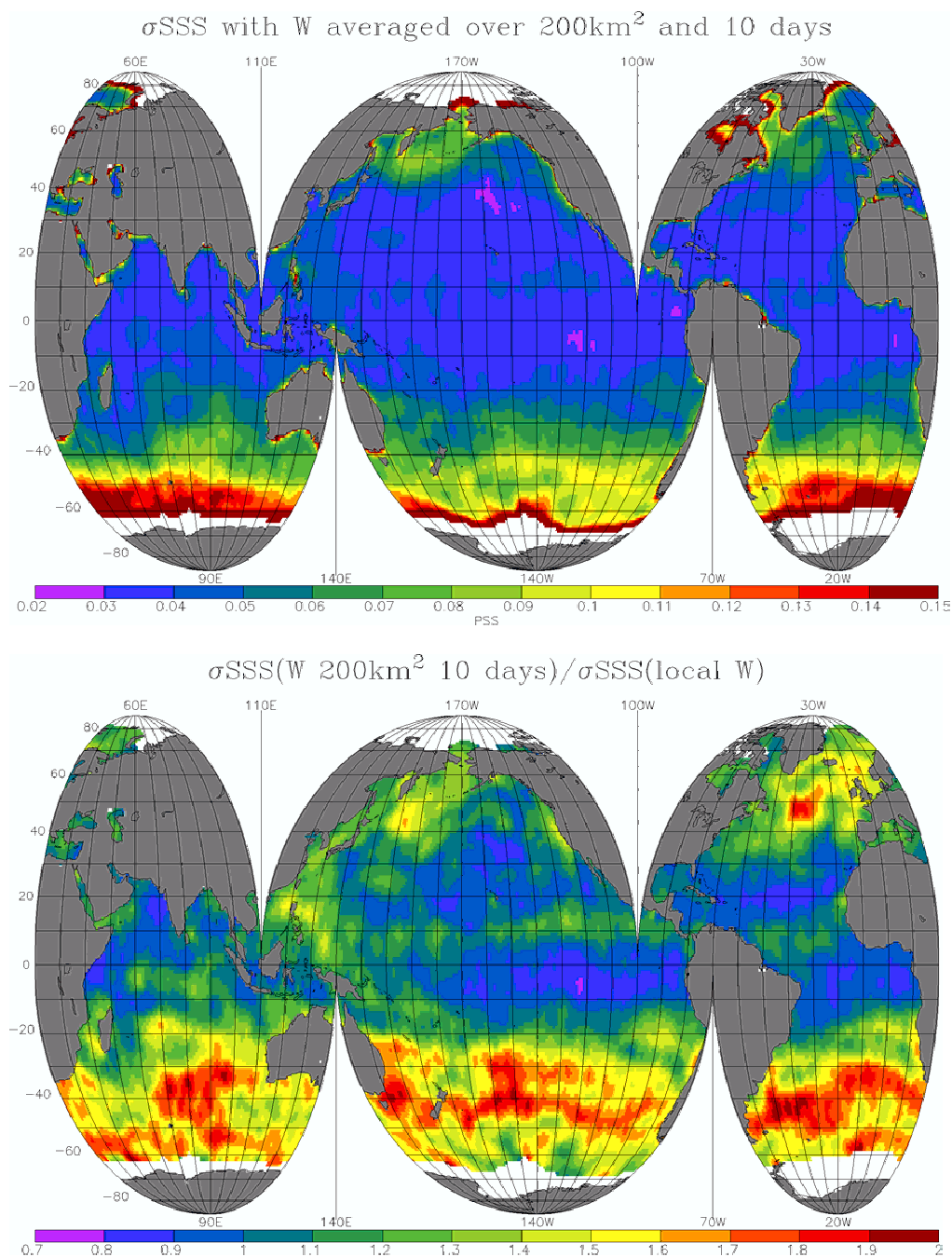


Fig 8: Use of dual polarized Tb and 10 day averaged wind speed. (top) Uncertainties on SSS averaged in 200x200km boxes and over 10 days. Same color scale as previous figures. Units are pss. (bottom) Ratios of the values shown on figure 8a to uncertainties obtained with an instantaneous wind speed (scenario b, fig 6).

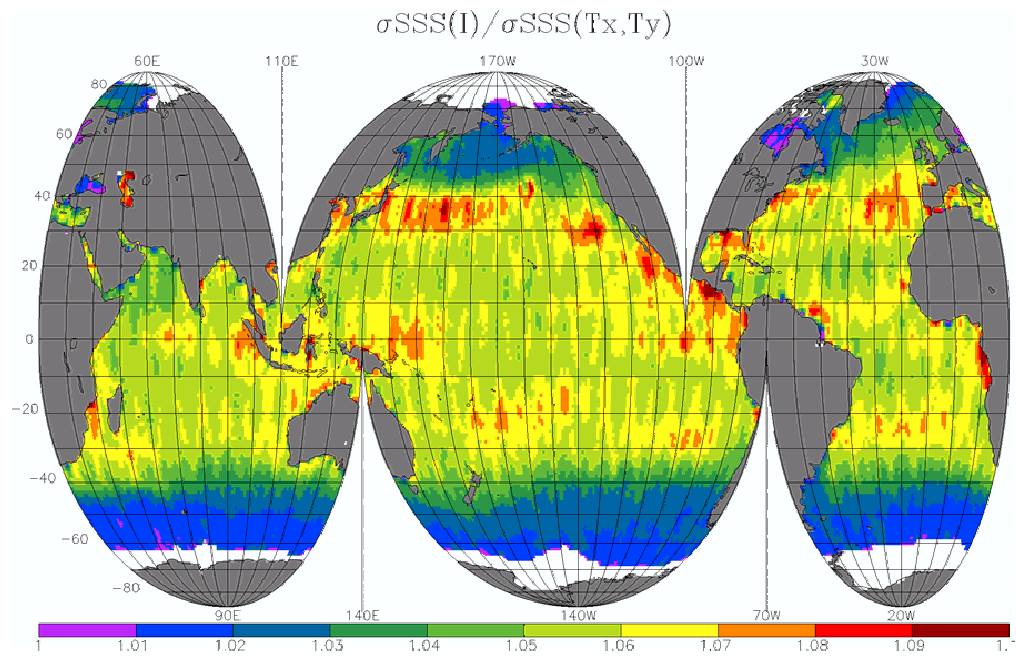


Fig 9: Ratio between uncertainties on SSS retrieved from the first Stokes parameter and uncertainties on SSS retrieved from Tx and Ty .

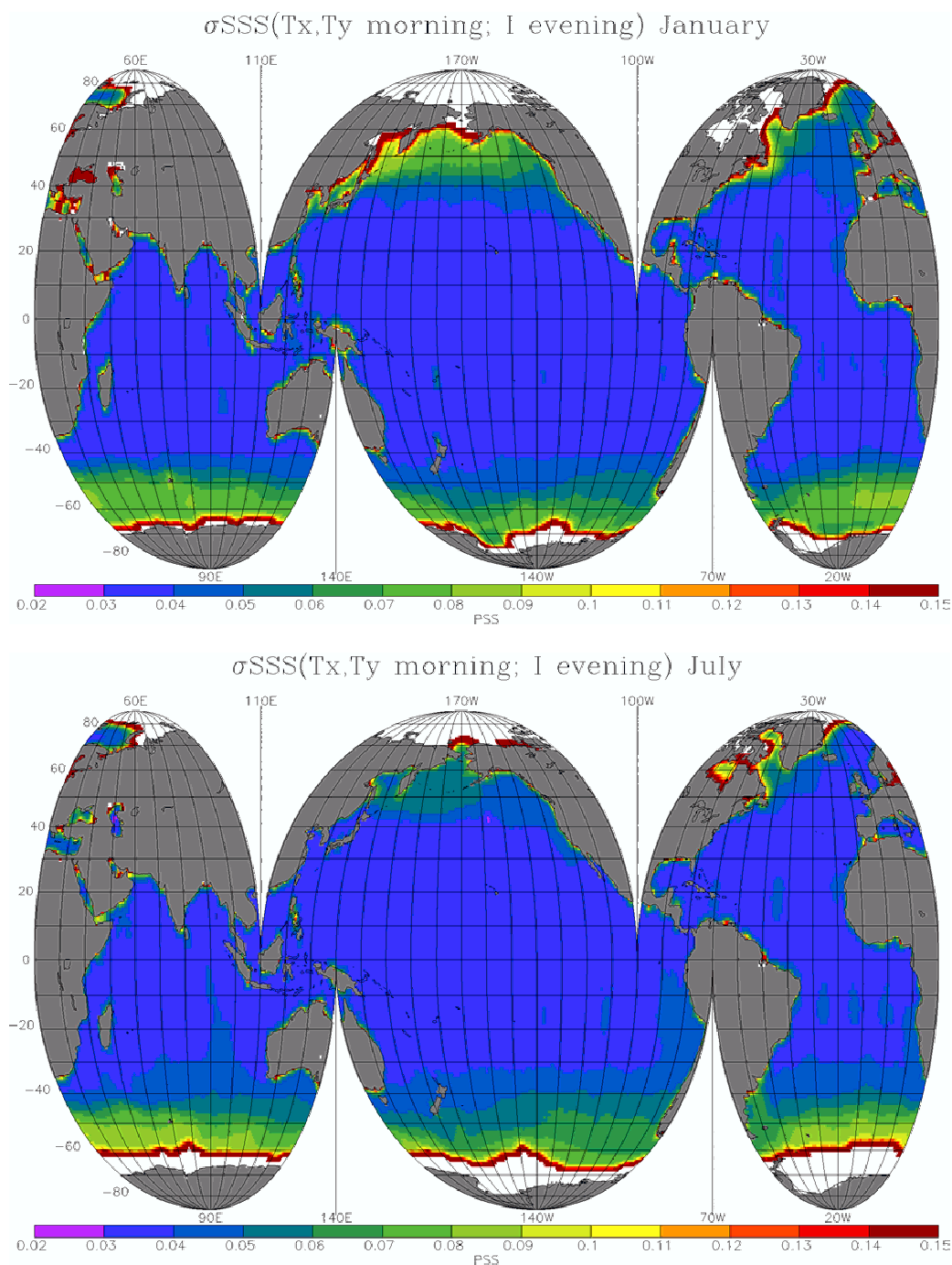


Fig. 10: SSS uncertainties obtained when using dual polarized Tb during morning orbit, I during evening orbit and instantaneous wind speed measurements. top: January; bottom: July.

Un radiomètre qui observe une scène reçoit des rayonnements provenant de diverses sources qui ne sont pas forcément celles que l'on cherche à observer et qui constituent des sources de bruit. Il existe des sources de bruit naturelles et d'origine humaine. Je ne traiterai dans ce chapitre que de sources de bruit naturelles (voir la figure 6.1) qui, pour la plupart, sont inévitables. Il faut prendre en compte ces sources pour corriger au mieux leur influence sur la mesure et se ramener au signal de la source que l'on cherche à observer. De plus, avant d'arriver à l'antenne, les rayonnements des différentes sources vont être modifiés lors de la traversée de l'atmosphère.

Cette étude a pour but de déterminer les corrections à apporter aux mesures SMOS et aux données EuroSTARRS pour se ramener au signal que l'on veut observer. Le signal que l'on cherche à mesurer est celui de l'océan et les sources de bruit sont l'atmosphère (qui émet un rayonnement et qui modifie les rayonnements la traversant) et les sources extra-terrestres. On cherche à déterminer la température apparente T_{Ap} , c'est à dire le signal arrivant en entrée de l'antenne. Celle-ci peut s'écrire sous la forme

$$T_{Ap} = T_{Ap}^{(mer)} + T_{Ap}^{(atm.)} + T_{Ap}^{(ET)}, \quad (6.1)$$

où

- $T_{Ap}^{(mer)}$ est la température apparente de la mer,
- $T_{Ap}^{(atm.)}$ est la température apparente de l'atmosphère,
- $T_{Ap}^{(ET)}$ est la température apparente des sources extra-terrestre.

La section 6.1 décrit les rayonnements d'origine extra-terrestre qui arrivent en haut de l'atmosphère et qui vont se propager vers la surface de l'océan. La section 6.2 décrit les processus qui ont lieu dans la basse atmosphère (altitude inférieure à 20 km). La section 6.4 traite brièvement des effets qui ont lieu dans la haute atmosphère.

6.1 Les sources de rayonnement extra-terrestres

Les sources extra-terrestres vont émettre des rayonnements vers la Terre qui vont se réfléchir à la surface de l'océan avant d'atteindre le radiomètre. Le rayonnement d'origine extra-terrestre (T_{ET}) qui arrive en haut de l'atmosphère et qui va se propager vers la surface de l'océan (flèche 1 sur la figure 6.1) est la somme incohérente des rayonnements du fond cosmologique ($T_{bCos.}$), de la galaxie ($T_{bGal.}$), du Soleil ($T_{bSol.}$) et de la lune (T_{blune}). Son expression est donné par

$$T_{ET} = T_{bCos.} + T_{bGal.} + T_{bSol.} + T_{blune}. \quad (6.2)$$

J'ai supposé que la température du fond cosmologique est homogène et vaut $T_{bCos.} = 2.7$ K (elle est de $2.726 \text{ K} \pm 0.01 \text{ K}$). J'ai utilisé les cartes de Reich et Reich ([74]) pour déterminer

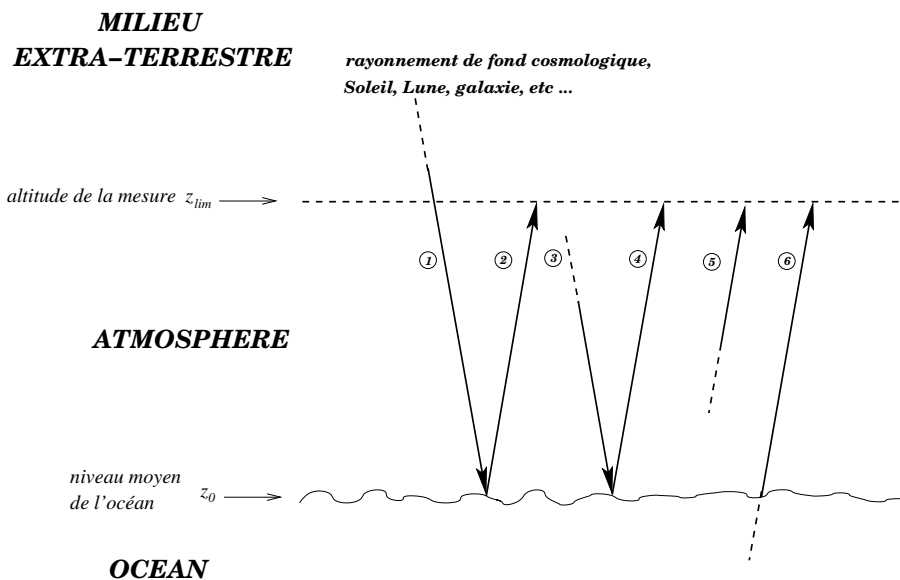


FIG. 6.1: Les différentes sources de rayonnement contribuant à la température mesurée par un radiomètre. Les rayonnements des sources extra-terrestres (1) et de l'atmosphère dans le sens des altitudes décroissantes (3) sont réfléchis (respectivement (2) et (4)) par la surface océanique avant d'atteindre l'instrument. Les rayonnements de l'atmosphère dans le sens des altitudes croissantes (5) et de l'océan (6) sont émis directement vers l'instrument. Tous ces rayonnements sont atténués à chaque traversée d'atmosphère.

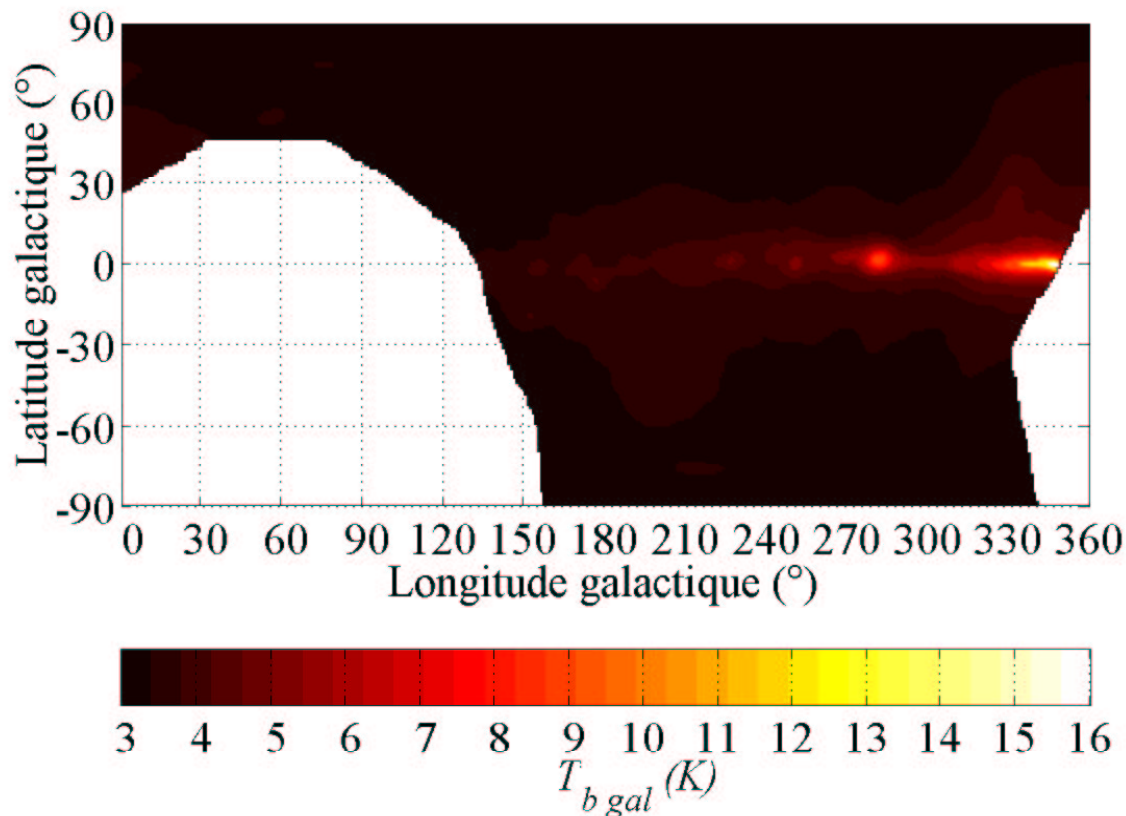


FIG. 6.2: Température de brillance de la galaxie $T_{b Gal}$ en fonction des coordonnées galactiques, d'après les mesures de Reich et Reich [74].

$T_{b\ Gal.}$ dans une direction $(\theta_{Gal.}, \varphi_{Gal.})$ en coordonnées galactiques (cartes fournies par Jean-Yves Delahaye et Peter Golé du CETP) (voir la figure 6.2). Pour déterminer la $T_{b\ Gal.}$ observée dans la direction (θ, φ) , nous avons adapté le programme fourni par le CETP pour convertir les angles (θ, φ) en $(\theta_{Gal.}, \varphi_{Gal.})$ en fonction de la latitude, de la longitude, de la date et de l'heure d'observation. J'ai supposé que l'on ne recevait pas de rayonnement en provenance du Soleil et de la Lune, et j'ai pris $T_{b\ Sol.}$ et $T_{b\ lune}$ nuls (ils sont en réalité respectivement de plusieurs centaines de milliers de K et de 275 K [19]). En effet, SMOS aura une orbite héliosynchrone avec des passages à 6 h et 18 h dans le but d'éviter la réflexion du soleil dans sa direction d'observation. De même, pendant les campagnes WISE et EuroSTARRS (voir la section 7.1.2) il a été fait en sorte de ne pas viser dans la direction de l'image du soleil à la surface de l'océan (vols en fin d'après midi pour les campagnes EuroSTARRS et observations dans la direction opposée à celle du soleil pendant les campagnes WISE).

Cependant, il n'est pas sûr qu'il suffise de ne pas avoir le Soleil dans la direction spéculaire à la direction d'observation pour s'affranchir de son influence. L'inclinaison des grandes vagues ([73]), ainsi que la diffusion par les petites rugosités, sont deux phénomènes qui vont réfléchir une partie du rayonnement solaire dans la direction du radiomètre, même s'il n'est pas dans la direction spéculaire à la direction d'observation. Il conviendrait d'étudier cet effet pour être sûr qu'il suffit de ne pas viser l'image du Soleil pour être protégé de son influence.

6.2 Principes du transfert radiatif atmosphérique

Les effets de la basse atmosphère sur le signal mesuré par un radiomètre sont de deux sortes : l'atmosphère va d'une part modifier les rayonnements la traversant (T_{ET} et $T_{b\ mer}$) et d'autre part émettre un rayonnement propre ($T_{b\ atm.}$).

6.2.1 Équation de transfert radiatif

On suppose que l'on a une brillance $\vec{B}(0)$ qui arrive à la frontière d'un milieu (ici l'atmosphère) en se propageant le long du vecteur \vec{z} (voir figure 6.3). La diminution de brillance (l'*extinction*) le long d'un trajet élémentaire dz au point z est donnée par

$$dB^{(ex)}(z) = -\kappa_e(z) B(z) dz \quad (6.3)$$

où $\kappa_e(z)$ est le coefficient d'extinction du milieu (en nepers.m⁻¹). L'extinction est due soit à de l'absorption d'énergie par le milieu (l'énergie radiative est transformée en une autre forme d'énergie comme de la chaleur par exemple) soit à de la diffusion (i.e. l'énergie est rayonnée dans d'autres directions que \vec{z} qui est la direction du rayonnement incident). Le coefficient d'extinction s'écrit alors

$$\kappa_e(z) = \kappa_a(z) + \kappa_d(z) \quad (6.4)$$

où $\kappa_a(z)$ est le coefficient d'absorption et $\kappa_d(z)$ est le coefficient de diffusion.

L'augmentation de brillance (par émission) le long d'un trajet élémentaire dz est donnée par

$$dB^{(em)}(z) = (\kappa_a(z) J_a(z) + \kappa_d(z) J_d(z)) dz \quad (6.5)$$

où J_a et J_d sont les fonctions source respectivement de l'émission thermique et de la diffusion. Sous la condition d'équilibre thermodynamique local, l'émission thermique et l'absorption étant égales, J_a est la fonction source d'absorption. En définissant l'albédo de diffusion a_d comme

$$a_d(z) = \frac{\kappa_d(z)}{\kappa_e(z)} \quad (6.6)$$

et en utilisant (6.4), (6.5) s'écrit sous la forme

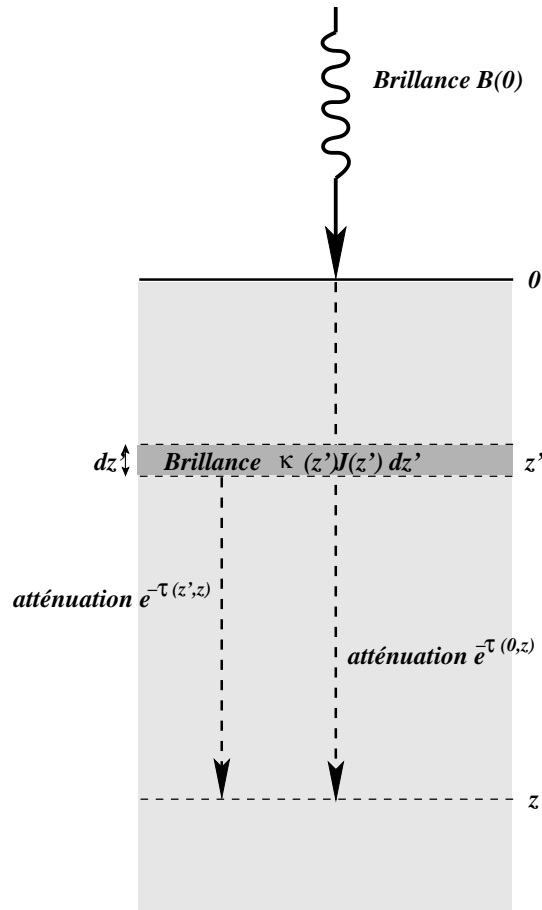


FIG. 6.3: Atténuation et émission de brillance à travers une couche atmosphérique

$$dB^{(em)}(z) = \kappa_e J(z) dz \quad (6.7)$$

où $J(z) = [1 - a_d(z)]J_a(z) + a_d(z)J_d(z)$ est la fonction source effective totale.

Pour déterminer la variation totale de brillance $dB(z)$ le long de dz , on somme l'extinction et l'émission, c'est à dire (6.3) et (6.7), et l'on obtient l'équation de transfert radiatif suivante

$$\frac{dB(z)}{\kappa_e dz} + B(z) = J(z) \text{ soit} \quad (6.8)$$

$$\frac{dB(z)}{d\tau} + B(z) = J(z) \quad (6.9)$$

où $d\tau = \kappa_e dz$ est l'épaisseur optique d'une couche d'atmosphère d'épaisseur dz . La résolution de (6.9) nous fournit les contributions de chaque couche atmosphérique élémentaire, que l'on va intégrer sur une épaisseur donnée d'atmosphère. Je vais dans un premier temps déterminer la solution de l'équation de transfert radiatif puis déterminer l'épaisseur d'atmosphère à considérer en fonction de l'angle d'incidence.

6.2.2 Epaisseur optique et solution de l'équation de transfert radiatif

L'épaisseur optique d'une couche d'atmosphère d'épaisseur dz est définie par $d\tau = \kappa_e(z) dz$ où $\kappa_e(z)$ est le coefficient d'extinction de l'atmosphère en z . Pour avoir l'épaisseur optique totale, on intègre $d\tau$ sur le trajet parcouru par le rayonnement. Pour un rayonnement se propageant le long

du vecteur normal à la surface de l'océan, on calcule l'épaisseur optique de l'atmosphère entre une altitude z_1 et z_2 comme étant

$$\tau(z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2} \kappa_e(z') dz' \quad (6.10)$$

Le cas d'un rayonnement en incidence oblique est traité dans la section 6.2.3. L'équation (6.9) peut se ramener ainsi ([90]) à la solution formelle

$$B(z) = B(0)e^{-\tau(0,z)} + \int_0^z \kappa_e(z')J(z')e^{-\tau(z',z)} dz' \quad (6.11)$$

Pour des fréquences aussi basses que celles de la bande L, la diffusion atmosphérique est négligeable en l'absence de pluie et l'on a essentiellement de l'extinction atmosphérique. Les constituants atmosphériques susceptibles de diffuser le rayonnement sont les gouttes d'eau dont la taille peut varier de quelques μm à quelques millimètres, la taille des molécules et atomes étant très négligeable devant la longueur d'onde qui nous concerne (i.e. 21 cm). Dans les nuages non précipitants, les gouttes d'eau ont des tailles de l'ordre de 10 à 200 μm , valeurs pour lesquelles la diffusion est négligeable [90]. En cas de présence de pluie, la taille des gouttes d'eau peut atteindre le millimètre et la diffusion du rayonnement par ces gouttes peut être à l'origine d'une modification sensible (de l'ordre de quelques K) de la T_A [79]. De plus, il est probable que l'impact de la pluie modifie la rugosité de la surface océanique et modifie ainsi la température de brillance de l'océan. Le cas de la pluie ne sera pas abordé dans cette thèse, où je me limiterai à l'étude de l'influence de la vapeur d'eau atmosphérique non précipitante. Par conséquent, le terme de diffusion est nul dans (6.4), (6.5) et (6.6) et la brillance ne dépend plus que du phénomène d'absorption. Sous l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local, on peut exprimer (6.11) sous la forme

$$T_b(z) = T_b(0)e^{-\tau(0,z)} + \underbrace{\int_0^z \kappa_e(z')T(z')e^{-\tau(z',z)} dz'}_{T'_b} \quad (6.12)$$

où $T_b(z)$ est la température de brillance en z , $T_b(0)$ est la température de brillance à l'entrée de l'atmosphère et $T(z')$ est la température physique de la couche située en z' ([90]). Par conséquent, la température de brillance $T_b(z)$ en un point z est la somme de la brillance à l'entrée de l'atmosphère $T_b(0)$ atténuée le long du trajet entre 0 et z (le facteur d'atténuation étant donné par $e^{-\tau(0,z)}$) et de la T'_b émise par le milieu (voir figure 6.3 qui illustre ce phénomène en terme de brillance).

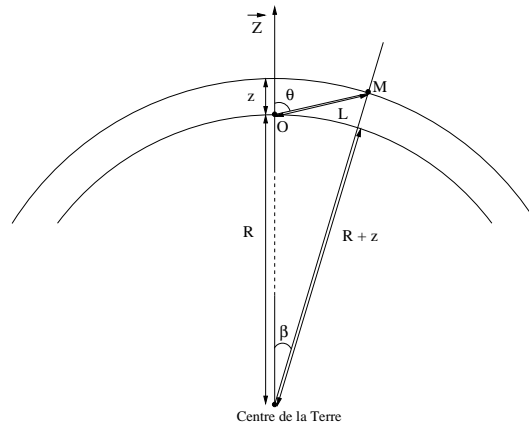
Cette T'_b émise par le milieu est la somme de la T_b émise par chacune des couches élémentaires du milieu, atténuée sur la distance séparant la couche élémentaire de la couche située en z . La $dT'_b(z')$ d'une couche élémentaire située en z' et d'épaisseur élémentaire dz' est donnée par $\kappa_e(z')T(z')dz'$. L'atténuation de $dT'_b(z')$ entre z' et z est donnée par le facteur $e^{-\tau(z',z)}$.

Si $\tau(z',z)$ est négligeable quel que soit z' , l'atténuation n'a pas d'influence sur la température de brillance en z et celle-ci est principalement influencée par les couches dont la température de brillance est la plus forte (i.e. les couches où $\kappa_e T$ est le plus élevé), indépendamment de leur distance à z . Dans ce cas, le milieu est dit transparent. On verra par la suite que l'atmosphère est transparente en bande L.

6.2.3 Epaisseur d'atmosphère traversée en incidence normale et oblique

Les expressions (6.10) et (6.12) nous donnent respectivement l'épaisseur optique et la température de brillance en un point de l'atmosphère en fonction de l'épaisseur traversée. Si le point observé par le radiomètre se trouve au nadir, alors l'épaisseur d'atmosphère traversée est z , l'altitude où se situe le radiomètre. Si l'angle d'incidence n'est pas nul (i.e. le radiomètre est en incidence oblique), l'épaisseur d'atmosphère traversée est supérieure à z .

Je vais déterminer l'épaisseur d'atmosphère traversée par un onde émise au point O situé sur la surface terrestre et reçue au point M situé à l'altitude z et dans la direction θ (qui est l'angle d'incidence) par rapport à la normale à la surface au point O (voir figure 6.4).

FIG. 6.4: Epaisseur d'atmosphère L traversée par une onde avec un angle d'incidence θ

On pose $R_t \simeq 6370$ km, le rayon terrestre, β , l'angle au centre de la Terre entre le point O et le point M et L l'épaisseur d'atmosphère recherchée.

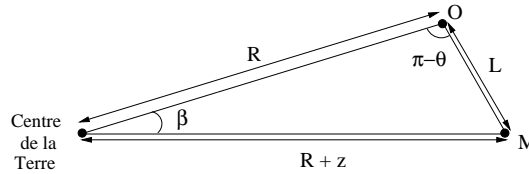


FIG. 6.5: Géométrie du calcul de l'épaisseur d'atmosphère

La figure 6.5 représente la géométrie du problème précédemment énoncé. On connaît R_t , z , $\theta' = \pi - \theta$. On ne connaît ni β ni L que l'on cherche. Pour éliminer β du problème, on va utiliser la règle des cosinus qui nous dit que

$$L^2 = R_t^2 + (R_t + z)^2 - 2R_t(R_t + z) \cos \beta, \quad (6.13)$$

et la règle des sinus nous dit que

$$\frac{R_t + z}{\sin \theta'} = \frac{L}{\sin \beta}. \quad (6.14)$$

En écrivant que $\sin^2 \beta + \cos^2 \beta = 1$, il vient

$$\begin{aligned} z^4 + 4R_t z^3 + [4R_t^2 - 2L^2]z^2 + [-4R_t L^2]z \\ + [4R_t^2 L^2 \sin^2 \theta' + L^4 - 4L^2 R_t^2] = 0 \end{aligned} \quad (6.15)$$

$$\begin{aligned} L^4 + [-2((R_t + z)^2 + R_t^2 - 2R_t^2 \sin^2 \theta')]L^2 \\ + [4R_t z^3 + 4R_t^2 z^2 + z^4] = 0 \end{aligned} \quad (6.16)$$

On résoud numériquement 6.15 ou 6.16 au choix, selon que l'on veuille passer de l'épaisseur L à l'altitude z ou vice versa. On obtient pour $L(z, \theta)$ deux solutions positives (et deux solutions négatives car le polynôme est d'ordre 4), dont une est rejetée car elle impose un rayon passant par l'intérieur de la Terre (c'est la plus grande solution pour L).

La variation de l'épaisseur d'atmosphère traversée en fonction de l'altitude, pour plusieurs angles θ est illustrée sur la figure 6.6. Cette variation est toujours linéaire, sauf pour le cas extrême de l'incidence rasante (i.e. $\theta = 90^\circ$). Plus l'angle d'incidence est élevé, plus l'épaisseur d'atmosphère

traversée pour une altitude donnée est grande. L'épaisseur atmosphérique traversée est, pour une atmosphère supposée atteindre une altitude de l'ordre de 18 km, au plus de 100 km pour l'essentiel des angles d'incidence. Pour le cas extrême $\theta = 90^\circ$, cette épaisseur peut atteindre 500 km. Ce cas nécessite que l'angle d'élévation soit de l'ordre de 70° pour un satellite, et de plus de 80° pour un avion (voir l'annexe M). En prenant en compte la largeur de lobe des différents instruments (environ 1° pour SMOS et 15° pour le STARRS, voir la section 7.1.2.2), de telles élévations ont une contribution négligeable dans le cas de SMOS, et ont rarement une contribution sensible dans le cas des campagnes aéroportées.

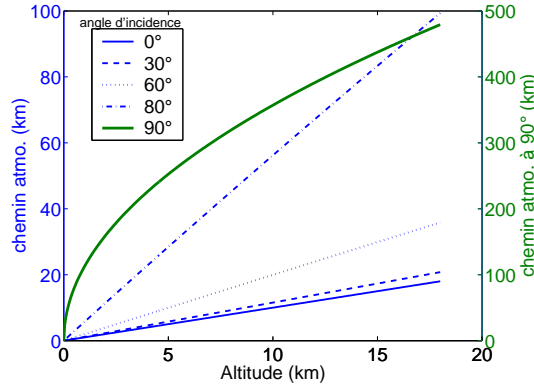


FIG. 6.6: Épaisseur d'atmosphère traversée suivant différents angles d'incidences

Pour un radiomètre en visée oblique, on remplace dz' dans (6.10) et (6.12) par $dL(z', \theta)$, l'épaisseur d'atmosphère élémentaire à une altitude z et à une incidence θ . On a ainsi, pour un θ donné, les expressions suivantes

$$\tau(z_1, z_2) = \int_{L(z_1, \theta)}^{L(z_2, \theta)} \kappa_e(z') dL(z', \theta) \quad (6.17)$$

et

$$T_b(z) = T_b(0)e^{-\tau(0, z)} + \int_0^{L(z, \theta)} \kappa_e(z') T(z') e^{-\tau(z', z)} dL(z', \theta) \quad (6.18)$$

pour respectivement l'épaisseur optique et la température de brillance en incidence oblique.

Si l'atmosphère s'étend d'une altitude $z_0 = 0$ à une altitude z_{lim} , alors on définit l'épaisseur optique totale par l'expression suivante

$$\tau_0 = \int_0^{L(z_{lim}, \theta)} \kappa_e(z') dL(z', \theta). \quad (6.19)$$

6.3 Température de brillance et atténuation de l'atmosphère en bande L

À la limite supérieure de la basse atmosphère z_{lim} . (que j'ai prise égale à 18 km dans mes études), on a un rayonnement entrant dans l'atmosphère qui est T_{ET} . Alors, d'après (6.18), le rayonnement descendant à une altitude z est donné par

$$T_{b\downarrow}(z) = T_{ET} e^{-\tau(z, z_{lim})} + T_{b\ atm.\downarrow}(z) \quad (6.20)$$

avec

$$T_{b\ atm.\downarrow}(z) = \int_{L(z,\theta)}^{L(z_{lim.},\theta)} \kappa_e(z') T(z') e^{-\tau(z',z)} dL(z',\theta). \quad (6.21)$$

Par conséquent, $T_{b\downarrow}$ au niveau de la mer est donné par

$$T_{b\downarrow}(0) = T_{ET} e^{-\tau_0} + \int_0^{L(z_{lim.},\theta)} \kappa_e(z') T(z') e^{-\tau(z',0)} dL(z',\theta). \quad (6.22)$$

Ce rayonnement va être réfléchi par la surface océanique vers le radiomètre et va s'ajouter au rayonnement de la surface océanique. Le rayonnement entrant à la limite inférieure de l'atmosphère (i.e. en $z = 0$ km) est donné par

$$T_{b\uparrow}(0) = T_{b\ mer} + R \cdot T_{b\downarrow}(0) \quad (6.23)$$

où R est le coefficient de réflexion de la surface de la mer. J'ai négligé l'effet de la rugosité de petite échelle et par conséquent j'ai pris $R = R_{Fr}$, car le rayonnement $T_{b\downarrow}(0)$ est relativement faible. J'ai quantifié l'effet des grandes vagues sur $T_{b\downarrow}(0)$ dans la section 6.3.2.

D'après (6.12) et (6.23), le rayonnement ascendant à une altitude z est donné par

$$T_{b\uparrow}(z) = T_{b\uparrow}(0) e^{-\tau(0,z)} + T_{b\ atm.\uparrow}(z) \quad (6.24)$$

avec

$$T_{b\ atm.\uparrow}(z) = \int_0^{L(z,\theta)} \kappa_e(z') T(z') e^{-\tau(z',z)} dL(z',\theta). \quad (6.25)$$

On détermine la température apparente à une altitude z en identifiant (6.1) et (6.24). Il vient

$$T_{Ap}^{(mer)}(z) = T_{b\ mer} e^{-\tau(0,z)} \quad (6.26)$$

$$T_{Ap}^{(atm.)}(z) = R \cdot e^{-\tau(0,z)} T_{b\ atm.\downarrow}(0) + T_{b\ atm.\uparrow}(z) \quad (6.27)$$

$$T_{Ap}^{(ET)}(z) = R \cdot e^{-\tau(0,z)} e^{-\tau_0} T_{ET} \quad (6.28)$$

Pour résoudre les équations (6.26), (6.27), et (6.28), on a besoin des profils verticaux de la température $T(z)$ et du coefficient d'absorption $\kappa_e(z)$, duquel on va tirer le profil de l'épaisseur optique $\tau(0, z)$ et l'épaisseur optique totale τ_0 d'après respectivement (6.17) et (6.19). Pour le profil $T(z)$, j'ai utilisé un profil de type adiabatique donné par la relation suivante

$$T(z) = \text{Max}[-50, T(0) - \gamma_a z] \quad (6.29)$$

où T est en °C, z en km et $\gamma_a = -6.5$ °C.km⁻¹ est le gradient adiabatique. Le profil $T(z)$ est illustré sur la figure 6.7 pour $T(0) = 20$ °C. Le coefficient d'absorption $\kappa_e(z)$ dépend des interactions entre l'onde EM et les molécules de l'atmosphère.

L'atmosphère est composée de plusieurs gaz dont les molécules vont interagir avec les ondes EM traversant le milieu. En effet, l'énergie interne d'une molécule est déterminée par ses états d'énergie électronique, vibrationnelle, et rotationnelle. La molécule est susceptible de passer d'un niveau d'énergie à un autre par absorption (ou émission) d'une onde EM de même énergie que celle gagnée (ou perdue) par la molécule lors du changement d'état. Les niveaux d'énergie étant quantifiés pour chacun de ces états, il existe des fréquences discrètes auxquelles les ondes peuvent interagir avec une molécule. Le spectre d'absorption (ou d'émission) d'une molécule est donc théoriquement constitué de raies à ces fréquences de résonance. En réalité, dans l'atmosphère, les molécules sous forme de gaz sont en mouvement permanent à cause de l'agitation thermique et autres perturbations. Les raies d'absorption du spectre sont donc élargies et il existe différentes fonctions pour modéliser la forme de ces raies (i.e. l'intensité de l'absorption en fonction de la fréquence) ([90]). Le spectre d'absorption variant avec la pression et la température, il va dépendre de l'altitude.

J'ai utilisé le millimeter-wave Propagation Model (MPM93) proposé par Liebe et al. ([54]) pour la définition des raies d'absorption. Ce modèle prend en compte l'absorption par l'oxygène (O₂) et

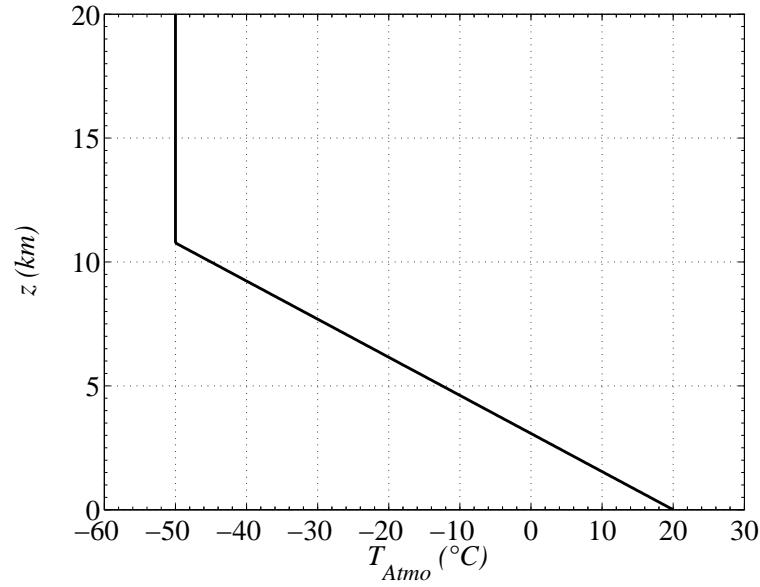


FIG. 6.7: Profil de la température atmosphérique pour une température au niveau de la mer de 20°C et un gradient de $-6.5 \text{ }^\circ\text{C.km}^{-1}$.

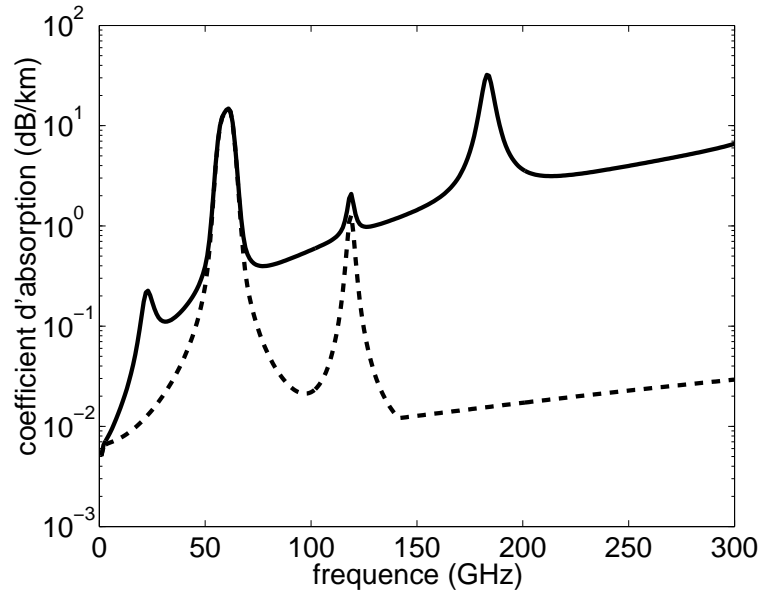


FIG. 6.8: Coefficient d'absorption pour une atmosphère sèche (tireté) ou une atmosphère avec une humidité relative de 50% (trait plein) en hyperfréquences, au niveau de la mer. La température est de 20°C, la pression de 1010 mbar.

la vapeur d'eau (H_2O) entre 1 et 1000 GHz, l'absorption par les autres composants atmosphériques étant négligeable en hyperfréquences ([90]). Le spectre est composé de 44 raies et d'une composante non résonnante pour l' O_2 , ainsi que de 34 raies et d'un continuum empirique pour H_2O . Le coefficient d'absorption total est déterminé par la somme $\kappa_e(z) = \kappa_e^{(\text{O}_2)}(z) + \kappa_e^{(\text{H}_2\text{O})}(z)$ et est fonction de ν_0 , la fréquence de l'onde EM, $T(z)$, $P(z)$, la pression atmosphérique et $H_r(z)$ l'humidité relative. Le coefficient d'absorption au niveau de la mer $\kappa_e(0)$ dans le domaine hyperfréquence est illustré sur la figure 6.8. À 1.41 GHz, il est de l'ordre de $6.10^{-3} \text{ dB.km}^{-1}$. Il est beaucoup plus faible en bande L qu'aux plus hautes fréquences et beaucoup moins sensible à la vapeur d'eau.

Pour déterminer le profil vertical de $\kappa_e(z)$, je me suis fixé un profil vertical pour la pression de

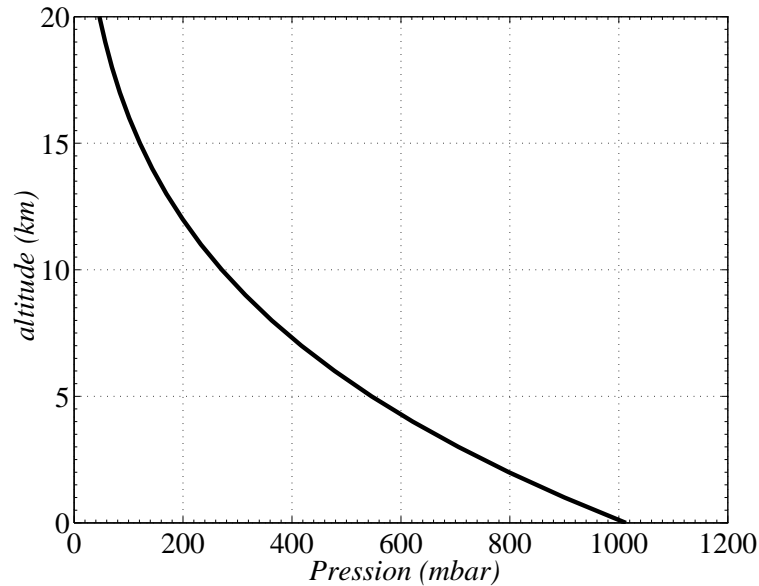


FIG. 6.9: Profil de la pression atmosphérique pour une pression au niveau de la mer de 1013 mbars.

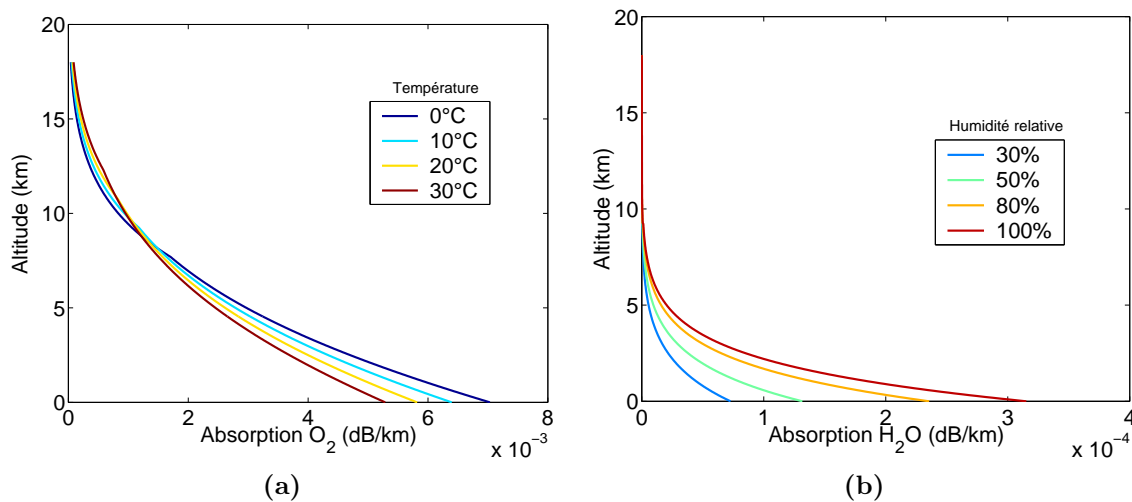


FIG. 6.10: Profils atmosphériques des coefficients d'absorption en bande L pour l'oxygène (a) et la vapeur d'eau (b). Sur la figure (b), la température au niveau de la mer est de 20°C, sur la figure (a) l'humidité relative est de 50%. La pression au niveau de la mer est 1013 mbars.

la forme suivante

$$P(z) = P(0) \cdot \left(1 - \frac{\gamma_a z}{T(0)}\right)^{g/(0.287\gamma_a)} \quad (6.30)$$

et qui est illustré sur la figure 6.9 pour $P(0) = 1013$ mbars. L'humidité relative $H_r(z)$ (i.e. le rapport entre la pression partielle de vapeur d'eau et la pression de vapeur saturante) est prise constante avec l'altitude z .

Les profils verticaux de $\kappa_e^{(O_2)}$ et $\kappa_e^{(H_2O)}$ en bande L sont reportés sur la figure 6.10 pour des conditions atmosphériques variées. Dans la suite de cette section, les paramètres atmosphériques seront fixés à $P(0) = 1013$ mb, $T(0) = 20^\circ\text{C}$ et $H_r(0) = 70\%$. L'influence de ces paramètres sur la température de brillance et sur l'épaisseur optique atmosphérique sera quantifiée dans la section 6.3.1.

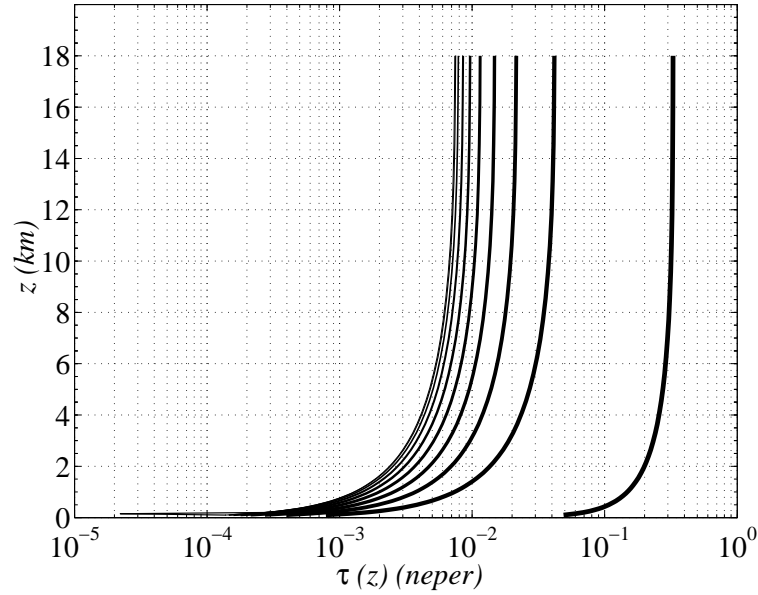


FIG. 6.11: Profil de l'épaisseur optique à 1.41 GHz entre le niveau de la mer et une altitude donnée, pour une température de 20°C, une pression de 1013 mbar et une humidité relative de 70%. Les angles d'incidence vont de 0° à 90° par pas de 10° (épaisseur du trait croissante avec θ croissant).

Le coefficient d'absorption de la vapeur d'eau en bande L est de l'ordre de 20 fois plus faible que celui de l'oxygène, même pour 100% d'humidité relative. Par conséquent, les effets atmosphériques en bande L sont dominés par l'oxygène. L'absorption diminue très rapidement avec l'altitude, elle se produit dans les premiers kilomètres.

Le profil de l'épaisseur optique $\tau(0, z)$ dérivé du profil des coefficients d'absorption d'après (6.17), est reporté sur la figure 6.11 pour plusieurs angles d'incidence : il varie très rapidement sur les cinq premiers kilomètres et atteint très vite une valeur asymptotique. L'épaisseur optique totale τ_0 est très faible pour la plupart des angles d'incidence et est de l'ordre de 10^{-2} nepers (sauf près des incidences rasantes). L'atmosphère en bande L est quasiment transparente. Cette faible épaisseur optique a plusieurs conséquences (sauf pour les incidences rasantes) :

- Le facteur d'atténuation des rayonnements $\exp(-\tau_0)$ induit une faible diminution du rayonnement $[1 - \exp(-\tau_0)]$, de l'ordre de 0.01 (i.e. de 1%) sur toute l'épaisseur atmosphérique.
- La température de brillance de l'atmosphère est dominée par les couches pour lesquelles l'intégrant $\kappa_e(z) \cdot T(z)$ est le plus élevé, en l'occurrence par les couches atmosphériques les plus basses (voir les figures 6.7 et 6.10). Ceci implique que $T_{b \text{ atm.} \uparrow}(z_{lim.})$ et $T_{b \text{ atm.} \downarrow}(0)$ vont être essentiellement sensibles aux conditions atmosphérique proches de la surface de la mer.
- Les température de brillance $T_{b \text{ atm.} \uparrow}(z_{lim.})$ et $T_{b \text{ atm.} \downarrow}(0)$ sont quasiment identiques.

La figure 6.12 illustre $T_{b \text{ atm.} \uparrow}(z)$ pour plusieurs angles d'incidence. $T_{b \text{ atm.} \downarrow}(0)$ (non montrée) est identique à $T_{b \text{ atm.} \uparrow}(z_{lim.})$. Les $T_{b \text{ atm.}}$ sont de quelques Kelvins et ne peuvent être négligées. Elles augmentent fortement quand on se rapproche de l'incidence rasante. Enfin, la $T_{b \text{ atm.} \uparrow}$ varie sensiblement dans les 10 premiers km ; par conséquent, il faudra prendre en compte l'altitude pour les mesures faites à partir d'un avion.

La figure 6.13 illustre $T_{b \downarrow}(0)$ en fonction de l'angle d'incidence, ainsi que $T_{b \downarrow}(0)$ une fois réfléchi à la surface de l'océan. Alors que les effets atmosphériques de la basse atmosphère ne sont pas polarisés, la contribution de l'atmosphère à T_{A_p} sera polarisée de par la réflexion du rayonnement descendant à la surface de l'océan. La variation du rayonnement atmosphérique réfléchi avec l'incidence dans une polarisation donnée est inversée par rapport à celle de $T_{b \text{ mer}}$: dans le cas de l'atmosphère, le coefficient de réflexion détermine la fraction de puissance radiative renvoyée vers le radiomètre alors que dans le cas de $T_{b \text{ mer}}$, il détermine la fraction de puissance qui n'est pas émise. L'atténuation des rayonnements $R_v \cdot T_{b \downarrow}(0)$ et $R_h \cdot T_{b \downarrow}(0)$ (non montrée) lors de la remontée vers le radiomètre est peu sensible (moins de 0.1 K pour $\theta < 60^\circ$) car ces rayonnements sont faibles

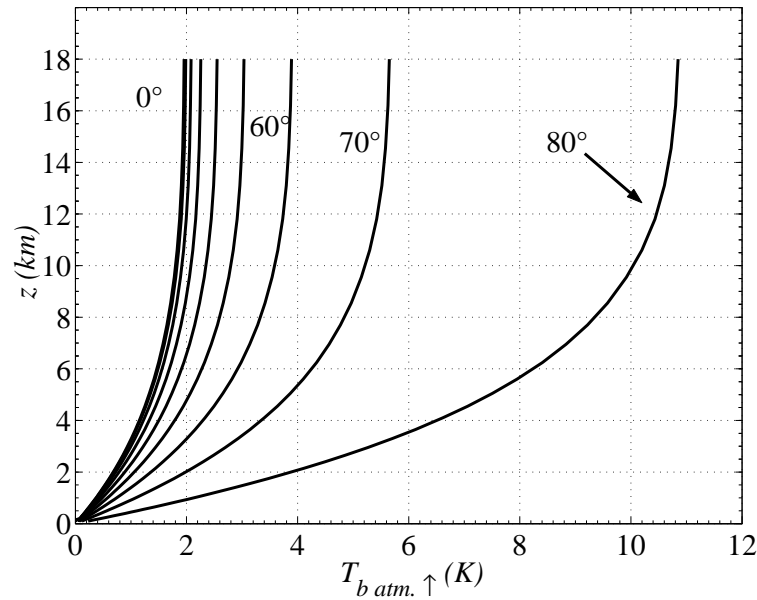


FIG. 6.12: Profils du rayonnement atmosphérique ascendant $T_{b \text{ atm.}\uparrow}(z)$ en bande L pour des angles d'incidence variant de 0° à 80° par pas de 10° . La température, la pression et l'humidité au niveau de la mer sont respectivement de 20°C , 1013 mbars et 70%. Les profils de température et de pression sont ceux illustrés sur les figures 6.7 et 6.9. L'humidité relative est constante.

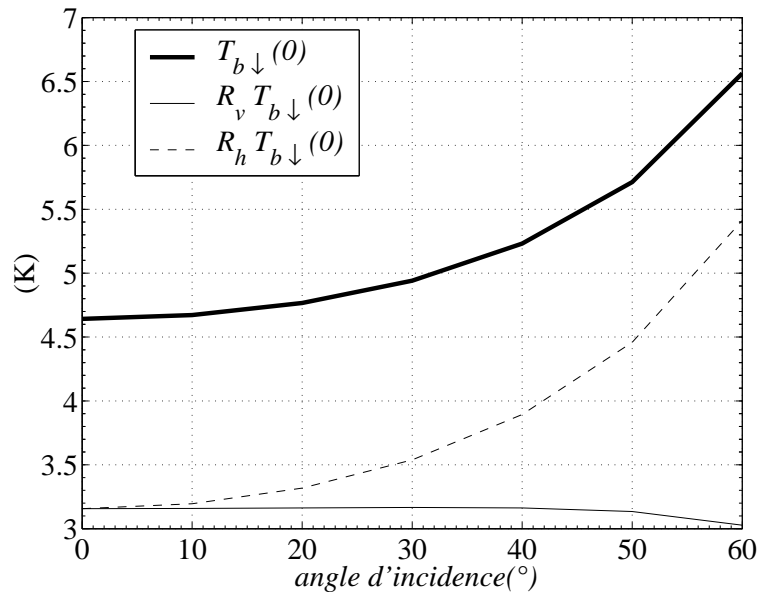


FIG. 6.13: Température de brillance descendante $T_{b\downarrow}(0)$ sans la contribution galactique. R_v et R_h sont les coefficients de réflexion de la surface océanique. La température, la pression et l'humidité au niveau de la mer sont respectivement de 20°C , 1013 mbars et 70%. Les profils de température et de pression sont ceux illustrés sur les figures 6.7 et 6.9. L'humidité relative est constante.

(quelques Kelvins). Par contre, l'atténuation va jouer un rôle sensible sur la $T_{b \text{ mer}}$ (de 0.7 K au nadir à plus de 2 K à 60° d'incidence et en V-pol, voir la figure 6.14) car celle-ci est de l'ordre de 100 K.

La contribution atmosphérique et du fond cosmologique au signal radiométrique (i.e. $T_{Ap} - T_{b \text{ mer}}$) est de plusieurs Kelvins au nadir (voir la figure 6.15). Quand l'angle d'incidence augmente, la contribution en V-pol reste quasiment constante alors que celle en H-pol augmente fortement.

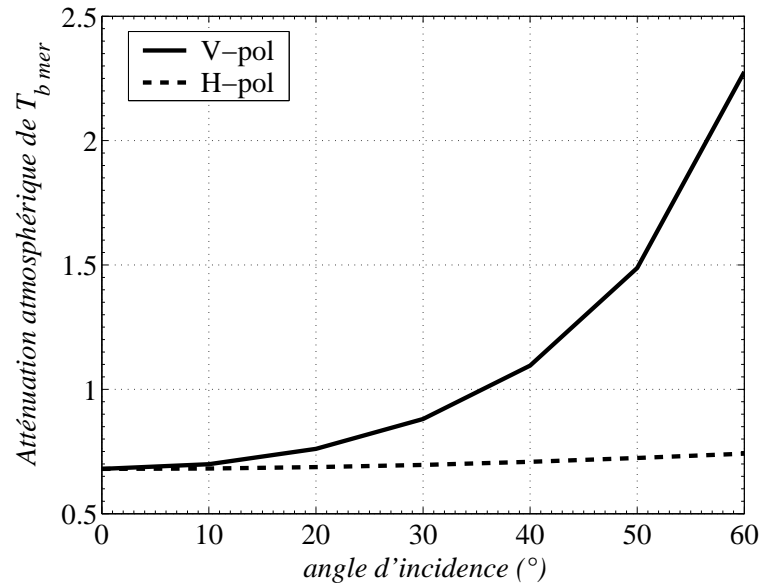


FIG. 6.14: Atténuation par l'atmosphère de la température de brillance de la mer.

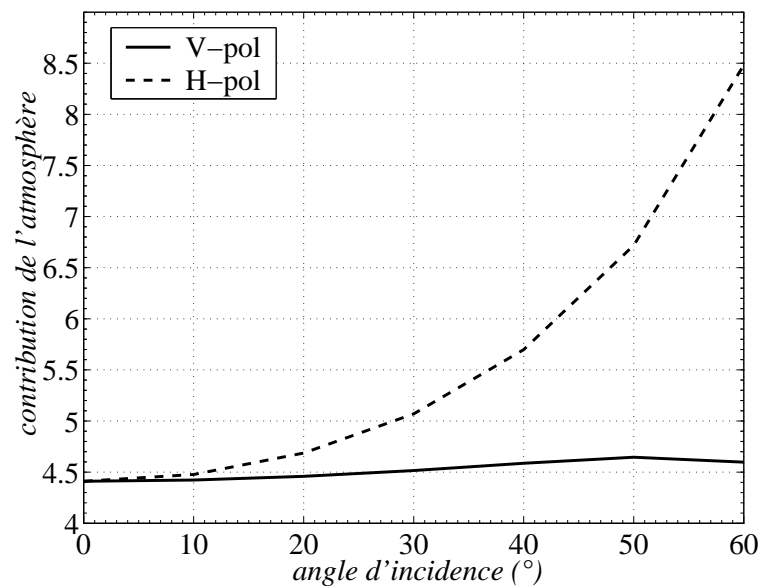


FIG. 6.15: Contribution de l'atmosphère et du fond cosmologique à la température apparente.

Cette contribution varie sensiblement avec l'altitude dont il faut par conséquent tenir compte. Pour prendre en compte les effets parasites pour SMOS, on pourrait utiliser des estimations des conditions atmosphériques issues de modèles météorologiques. Pour déterminer la précision de la correction résultante, il faut évaluer la sensibilité des effets atmosphériques aux paramètres atmosphériques.

6.3.1 Influence de la vapeur d'eau, de la température et de la pression atmosphérique sur les températures de brillance atmosphériques

Les effets atmosphériques ne sont pas très grands en bande L, et leur variation avec les conditions atmosphériques le sont sûrement encore moins. Cependant, étant donnée la très grande précision

recherchée sur l'estimation de la T_{bmer} , il est nécessaire de quantifier la variabilité de ces effets induite par la variabilité de $T(0)$, $P(0)$ et $H_r(0)$.

Les effets atmosphériques estimés dans la section 6.3 ont été évalués pour $T(0) = 20^\circ\text{C}$, $P(0) = 1013$ mb et $H_r(0) = 70\%$. Ces valeurs sont typiques pour les paramètres atmosphériques au dessus des océans (voir la figure 6.16). Cependant, ces valeurs peuvent varier sensiblement spatialement et temporellement (voir les figures 6.16 et 6.17), faisant ainsi varier les effets atmosphériques (i.e. la $T_{b atm.}$ et τ).

La variation de $\kappa_e(0)$ avec l'humidité relative est illustrée pour la bande L et pour $\nu_0 = 19$ GHz, fréquence couramment utilisée en radiométrie hyperfréquences pour mesurer le contenu intégré en vapeur d'eau, sur la figure 6.18 : la variation en bande L est quasiment inexistante contrairement aux plus hautes fréquences. La variation de $T_{b atm.}$ (i.e. $T_{b atm. \uparrow}(z_{lim.})$ ou $T_{b atm. \downarrow}(0)$ qui sont identiques) avec celle de $T(0)$, $P(0)$, $H_r(0)$ est illustrée respectivement sur les figures 6.19, 6.20 et 6.21. Il apparaît que l'influence de $H_r(0)$ est extrêmement faible ; une variation de 0% à 100% fait varier $T_{b atm.}$ de moins de 0.1 K. L'influence de $T(0)$ est faible ; une variation de 0°C à 30°C fait varier $T_{b atm.}$ de l'ordre de 0.1 K. Enfin, l'influence de la pression est un peu plus sensible que celle des autres paramètres ; une variation de 950 mb à 1050 mb fait varier $T_{b atm.}$ de 0.35 K au nadir et de 0.7 K à $\theta = 60^\circ$.

Les paramètres de l'atmosphère vont aussi influencer l'épaisseur optique, et par conséquent l'atténuation des rayonnements. La variation de τ_0 la plus forte (non montrée) est induite par une variation de $P(0)$ entre 950 mb et 1050 mb. Elle est de 3×10^{-3} neper pour des θ allant jusqu'à 60° , ce qui se traduit par une variation de l'atténuation d'un rayonnement à 100 K qui est de l'ordre de 0.3 K.

Les variations de $T_{b atm.}$ et τ_0 les plus fortes sont induites par la variation de $P(0)$. En bande L, ces variations sont très faibles (moins de $0.007 \text{ K.mbar}^{-1}$ pour des angle d'incidence jusqu'à 60°). Par conséquent, une estimation de ces paramètres par un modèle météorologique devrait permettre de bien prendre en compte les effets atmosphériques. À titre indicatif, sur les 5 dernières années, la statistique moyenne d'écart entre les observation des bateaux (message SYNOP/SHIP) et l'analyse ARPEGE (modèle atmosphérique global de Météo France) donne un écart-type de 1.4 mbar (Bruno Lacroix, Météo France, communication personnelle).

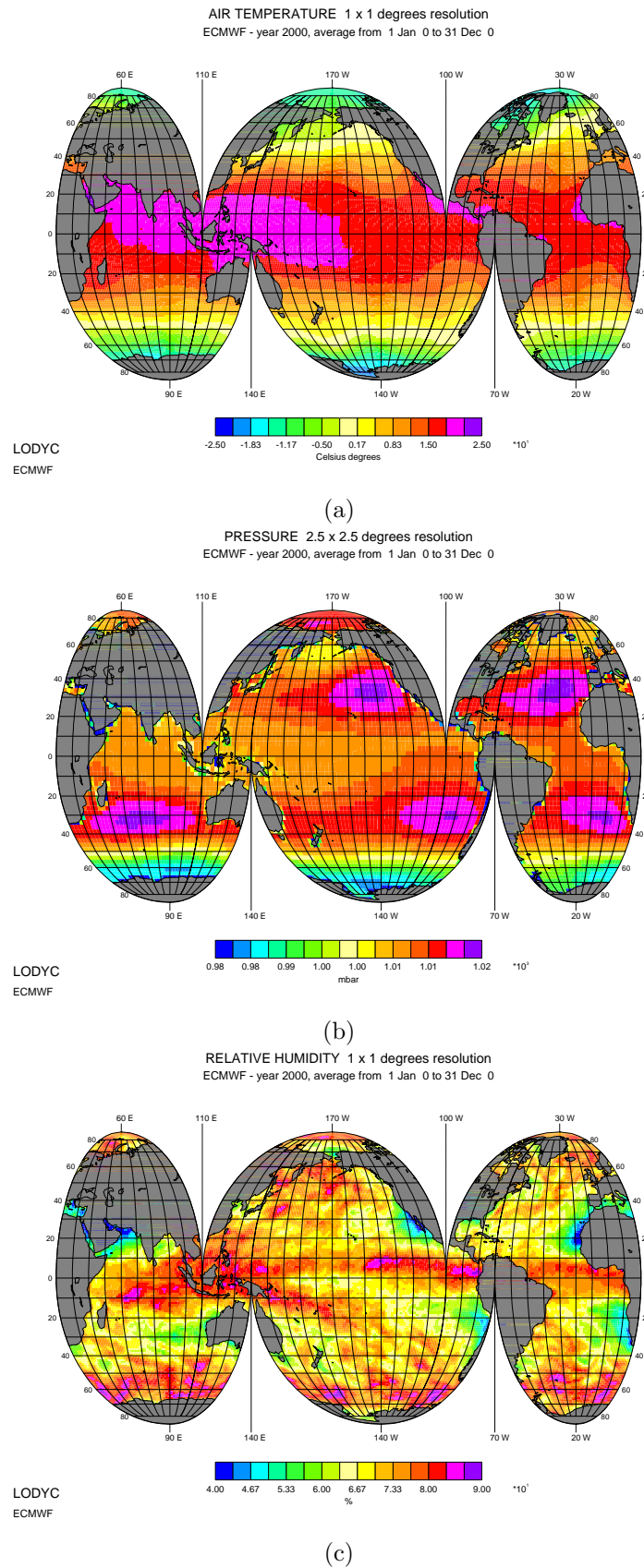


FIG. 6.16: (a, b, c) : cartes globales moyennes de la température, pression et humidité relative de l'atmosphère au niveau de la mer durant l'année 2000, d'après le modèle ECMWF, à 00h00. Les moyennes sont calculées sur 12 cartes (une pour un jour donné de chaque mois). Les échelles de couleur vont de -25°C à $+25^{\circ}\text{C}$ (a), de 980 mbar à 1020 mbar (b), et de 40% à 90% (c).

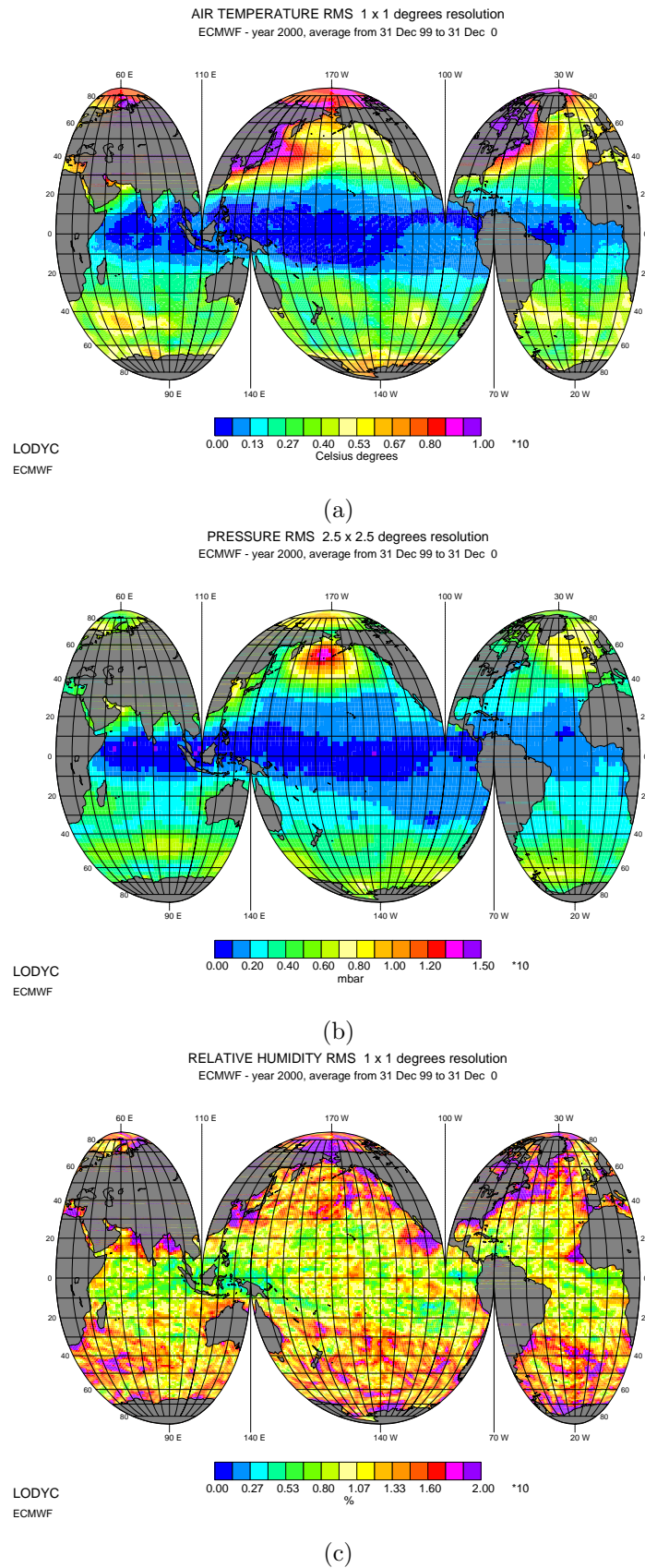


FIG. 6.17: (a, b, c) : écarts types de la température, pression et humidité relative de l'atmosphère au niveau de la mer durant l'année 2000, d'après le modèle ECMWF. Les écarts type sont calculés sur 12 cartes (une pour un jour de données, chaque mois), à 00h00. Les échelles de couleur vont de 0°C à 10°C (a), de 0 mbar à 15 mbar (b) et de 0% à 20% (c).

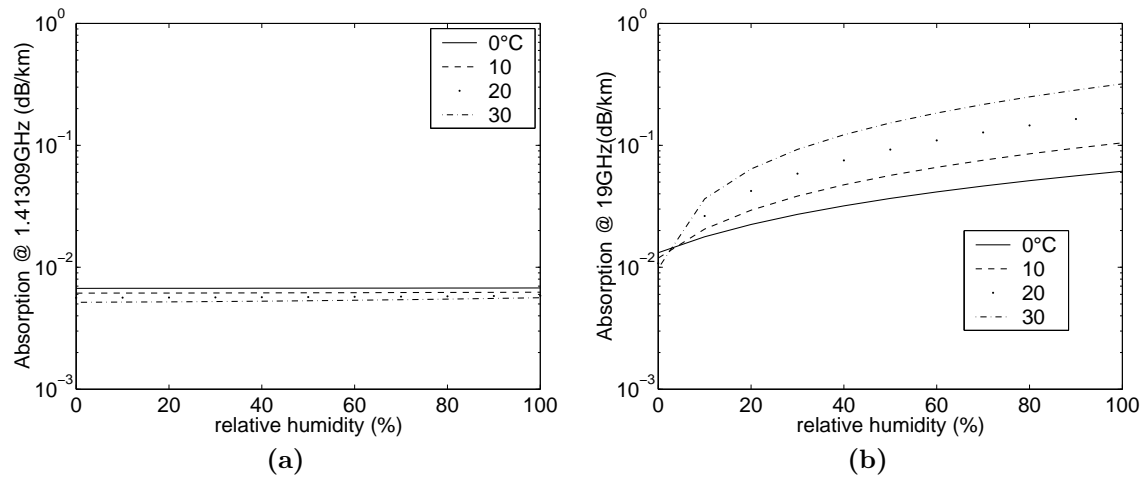


FIG. 6.18: Coefficient d'absorption au niveau de la mer à 1.41 GHz (a) et à 19 GHz (b) en fonction de l'humidité relative pour une température de 0, 10, 20, 30°C et une pression de 1010 mbar

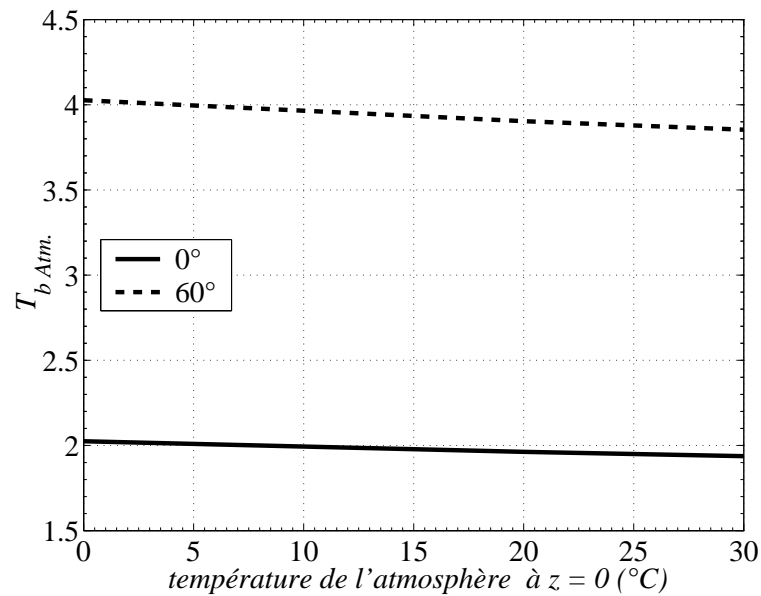


FIG. 6.19: Température de brillance (en K) de l'atmosphère en fonction de la température de l'atmosphère à $z = 0$ km, avec $P(0) = 1013$ mb, et $H_r(0) = 70\%$.

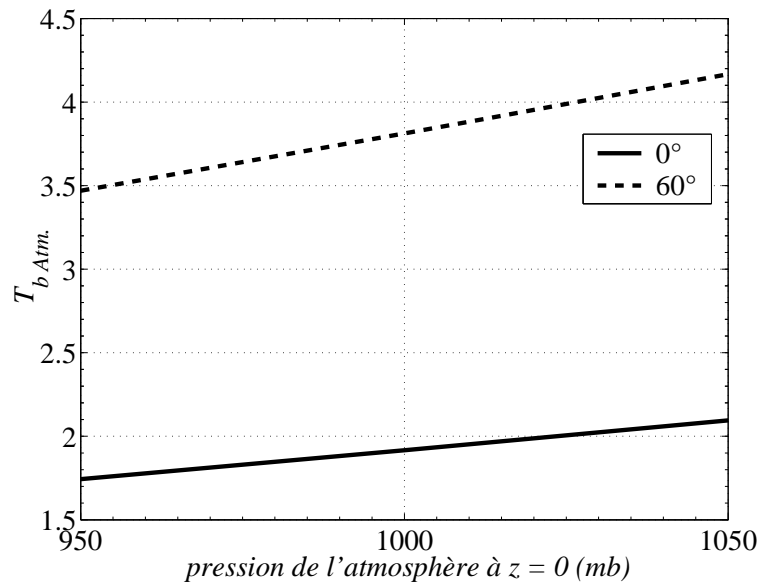


FIG. 6.20: Température de brillance (en K) de l'atmosphère en fonction de la pression à $z = 0$ km, avec $T(z) = 20^\circ\text{C}$ et $H_r = 70\%$.

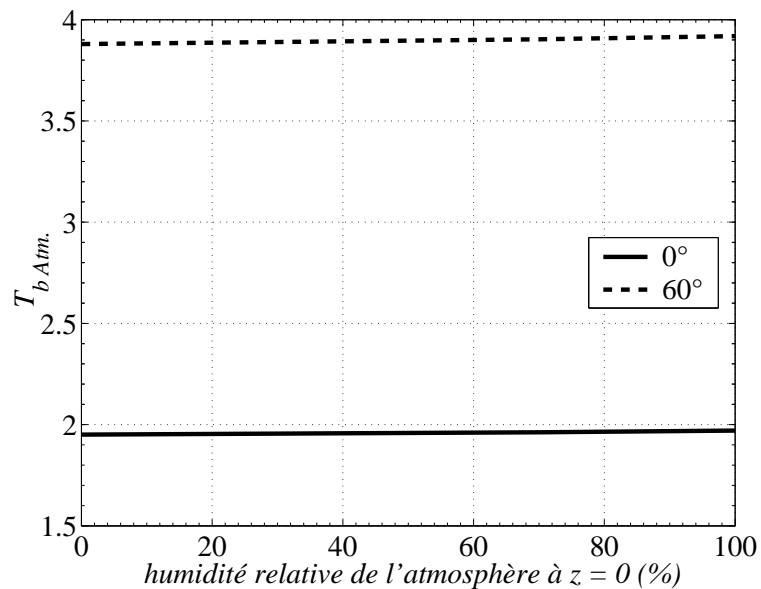


FIG. 6.21: Température de brillance (en K) de l'atmosphère en fonction de l'humidité relative à $z = 0$ km, $T(z) = 20^\circ\text{C}$ et $P(z) = 1013$ mb.

6.3.2 Influence du vent

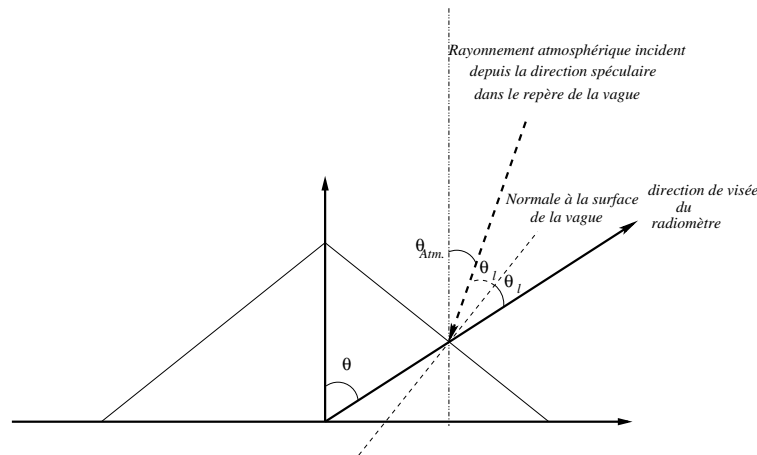


FIG. 6.22: Reflexion spéculaire du rayonnement atmosphérique sur une vague qui a modifié l'incidence du rayonnement atmosphérique descendant

Prigent et Abba ([73]) ont montré qu'à haute fréquence (89 GHz et 157 GHz) l'effet des grandes vagues sur le signal radiométrique mesuré au nadir est induit essentiellement par la modification des effets atmosphériques lors de la réflexion sur l'océan (voir aussi la section 4.6). En effet, on a vu que les effets atmosphériques dépendent de l'incidence qui détermine l'épaisseur atmosphérique traversée par un rayonnement. L'inclinaison de la surface d'une grande vague qui émet vers le radiomètre va modifier l'incidence depuis laquelle provient le rayonnement $T_{b\downarrow}$ qui se réfléchit spéculairement vers le radiomètre. Par conséquent, $T_{b\downarrow}$ va dépendre de la pente de la vague qui le réfléchit. $T_{b\uparrow}$ n'est pas modifié par les grandes vagues.

La figure 6.22 illustre ce phénomène : le radiomètre est à un angle d'incidence θ dans le repère terrestre, mais le rayonnement qu'il reçoit ne provient pas de l'incidence θ , mais de $\theta_{Atm.}$ pour laquelle les angles d'incidence et d'émergence dans le repère de la vague sont identiques.

La figure 6.23 illustre la variation des effets atmosphériques (illustrés pour une surface plane sur la figure 6.15) avec le vent, calculée avec mon modèle à deux échelles (i.e. les effets atmosphériques sont convolués par les GE). La variation est très faible (inférieure à 0.1 K), contrairement à ce qui se produit à plus haute fréquence.

6.4 Effets de l'ionosphère et rotation Faraday

À cause des rayonnements énergétiques émis par le Soleil (dans les domaines X et UV), la haute atmosphère est un milieu ionisé (plasma). Lorsque qu'un plasma est magnétisé (c'est le cas de l'atmosphère terrestre, notamment à $z \simeq 400$ km), il est rendu biréfringent par le champ magnétique : par conséquent, la vitesse de phase d'une onde se propageant dans le milieu va dépendre de sa polarisation. On peut montrer ([48]) que deux ondes polarisées circulaire à gauche et droite, initialement en phase, vont être déphasées l'une par rapport à l'autre lors de la traversée du milieu. L'angle de déphasage dépend notamment des profils de la densité volumique de charges et de la composante du champ magnétique le long de la direction de propagation de l'onde, ainsi que de l'épaisseur du milieu traversé. Ce déphasage va induire une rotation de la polarisation linéaire résultant des deux polarisations circulaires ; c'est la rotation Faraday.

Le Vine et Abraham ([50]) ont calculé des cartes globales de l'angle de rotation induit par l'effet Faraday pour un satellite une altitude de 675 km, des angles d'incidence compris entre 20° et 50° et pour les heures locales 6 :00 et 12 :00 (midi). Cette rotation induit une modification de la température apparente pour une polarisation donnée qui peut atteindre plusieurs Kelvins. Ils ont également estimé l'émission de l'ionosphère (de quelques centièmes de K à environ 0.1 K) et

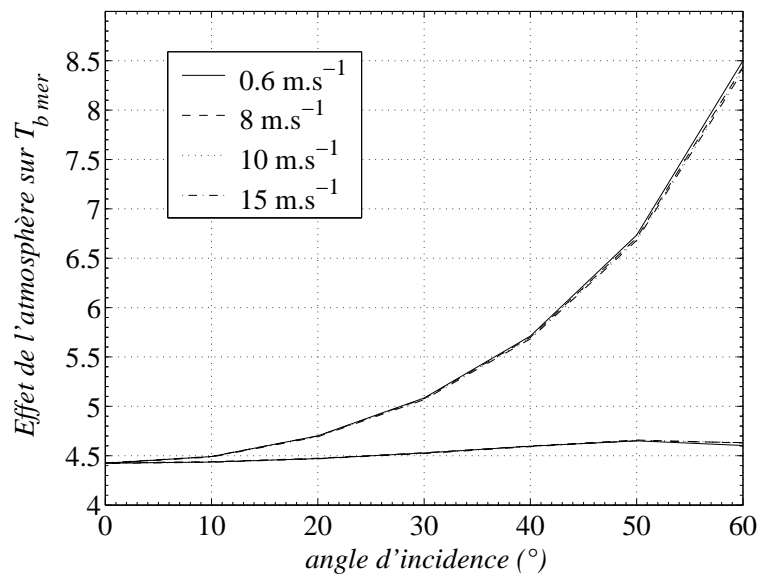


FIG. 6.23: Dépendance en vent des effets atmosphériques sur la température de brillance reçue par un radiomètre.

l'atténuation de $T_{b_{mer}}$ qu'elle engendre (inférieure à 0.01 K). Les effets de l'ionosphère sont les plus forts vers midi, et sont minimum vers 6 :00.

Pour estimer la SSS , il est indispensable de prendre en compte la rotation Faraday qui a un effet très important sur le signal mesuré par un radiomètre. L'effet Faraday peut être estimé soit à partir de données exogènes (contenu électronique et champ magnétique) soit à partir du signal radiométrique ([103]). De plus, il est possible de s'en affranchir par l'utilisation du premier paramètre de Stokes (voir discussion dans la section 5.2). Une étude concernant ces différentes approches, à laquelle je participe, est actuellement en cours à l'IPSL en collaboration avec l'ESA/ESTEC.

7.1 Description des campagnes

7.1.1 Les campagnes antérieures au projet SMOS

Il existe peu de mesures radiométriques en bande L, et à basse fréquence en général. Les premières mesures radiométriques effectuées dans le but de mesurer la salinité datent de 1970, dans l'embouchure du fleuve Mississippi ([26]). Droppleman et al. ([26]) ont mesuré des gradients côtiers de salinité de l'ordre de 17 psu. L'erreur en SSS était estimée à 5 psu. En 1971, Hollinger ([39]) a effectué des mesures en bande L, à 8.36 GHz et à 19.34 GHz sur une tour de recherche océanographique, située sur l'île Argus (45 km au sud ouest des Bermudes) et a mis en évidence un effet du vent sur la T_b . Néanmoins, ces mesures très bruitées ne permettent pas de déterminer un ordre de grandeur précis de l'influence du vent. Blume et al. ([5]) ont fait des mesures en bande S (2.65 GHz) dans la Chesapeake Bay (océan Atlantique, 37°N 76°W). C'est une fréquence proche de la bande L, qui peut permettre d'étudier les modèles de spectre dans l'optique d'une application à la bande L. Une comparaison des simulations du modèle deux échelles avec les données de Hollinger et de Blume et al. a été faite par Boutin et al ([6]).

Ces campagnes sont relativement anciennes et proches des côtes, où les gradients de SSS sont très forts et non représentatif de l'océan ouvert.

Plus récemment, Miller et al. ([57]) ont effectué des mesures radiométriques aéroportées en bande L dans la Chesapeake Bay, à l'aide du *Scanning Low-Frequency Microwave Radiometer* (SLFMR), version précédente du STARRS utilisé lors de la campagne EuroSTARRS (voir section 7.1.2.2). La SSS dans la Chesapeake Bay est comprise entre 10 psu et 35 psu. Ils ont mesuré des températures de brillance à 7°, 22° et 39° d'angle d'incidence des deux côtés de l'avion (pour un avion en position horizontale). Les T_b mesurées par le SLFMR ont été inversées en SSS à l'aide du modèle de constante diélectrique de Klein et Swift ([47]) et du modèle de surface océanique plane donné en (2.22). La comparaison avec des mesures *in situ* de SSS par bateau a donné une pente de 1.06 entre les estimations et les mesures mais une rms assez importante de 3.4 psu. Cependant, les comparaisons ont été effectuées sans corriger de l'attitude de l'avion expliquant peut-être en partie la dispersion des mesures. Les données utilisées ont été limitées à celles pour lesquelles l'avion était proche de la position horizontale, mais la dispersion des mesures est équivalente à des angles de roulis et de tangage de l'ordre de 1.5° ([57]), ce qui est très faible.

D'autres campagnes ont eu lieu récemment, notamment pour préparer les missions SMOS et Aquarius ([51], [99], ...) Un des problèmes les plus importants est de quantifier l'effet de l'état de la surface océanique (écume et rugosité) sur $T_{b_{mer}}$. Dans ce cadre, l'Agence Spatiale Européenne a financé les campagnes WISE 2000, WISE 2001, EuroSTARRS et LOSAC. Le LODYC a pris une part active dans les trois premières.

7.1.2 Les campagnes ESA de préparation à SMOS

7.1.2.1 Les campagnes WISE

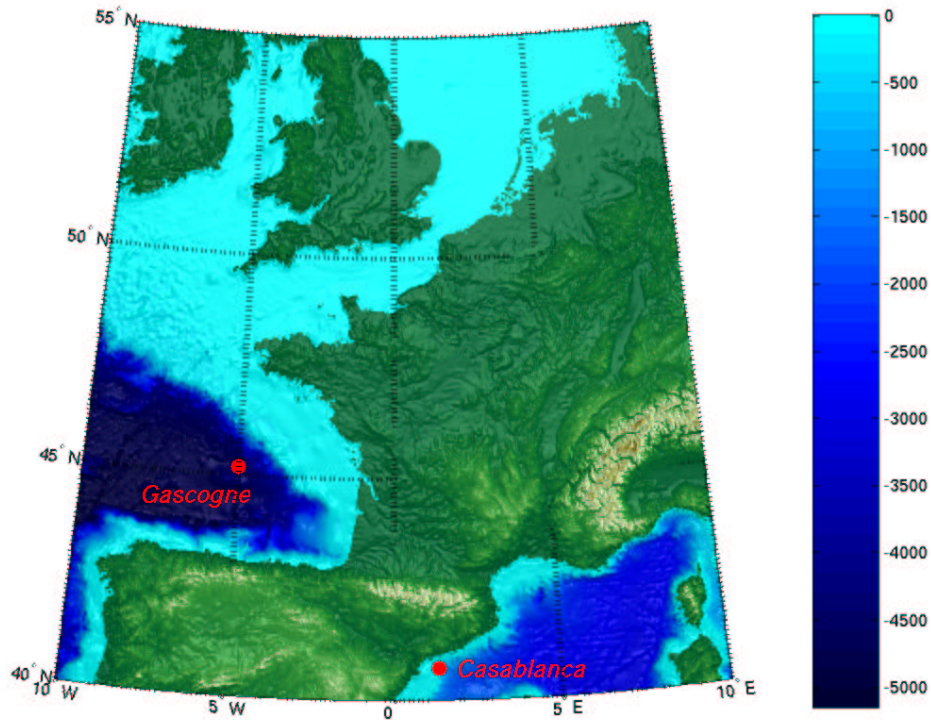


FIG. 7.1: Position de la plateforme Casablanca (campagnes WISE et EuroSTARRS) et de la bouée Gascogne (campagne EuroSTARRS) superposées à une carte bathymétrique.

La première campagne *WInd and Salinity Experiment* (WISE 2000) a eu lieu entre Novembre 2000 et Janvier 2001 et a impliqué le LODYC, le CETP, l'Université Polytechnique de Catalogne (UPC, pour *Universitat Politècnica de Catalunya*), l'université de Valence, l'Institut des Sciences Marines (ICM, pour *Institut de Ciències del Mar*) et l'université du Massachusetts (UMass). Cette campagne a été financée (sauf pour la participation de l'UMass) par l'Agence Spatiale Européenne (ESA, pour *European Space Agency*). Elle était destinée à améliorer la connaissance de l'influence de la salinité et du vent sur l'émissivité de la surface océanique en bande L. Elle a eu lieu sur une plateforme pétrolière (Casablanca) située en mer Méditerranée, à 40 km au large de la ville de Tarragone, sur la côte Espagnole (voir figure 7.1). Des mesures radiométriques en bande L furent effectuées simultanément à des mesures *in situ* des paramètres océaniques et météorologiques.

Un radiomètre en bande L (LAURA, pour *L-band AUTomatic RAdiometer*) polarimétrique (i.e. mesure des quatre paramètres de Stokes) et des stéréocaméras étaient montés sur la plateforme Casablanca. Les stéréocaméras ont permis de mesurer le spectre de mer pour les longueurs d'ondes comprises entre plusieurs dizaines de centimètres et plusieurs dizaines de mètres. Néanmoins des mesures pour des longueurs d'onde de 21 cm et moins n'ont pas été possibles en raison de la résolution de l'instrument. La *SSS*, la *SST* et le vent ont été déterminés à partir de quatre bouées déployées à proximité de la plateforme, d'images satellites (AVHRR pour la *SST* et QScat pour le vent), d'un radiomètre infrarouge, de la station météorologique sur la plateforme (mesure du vent à 69 m d'altitude) et des champs analysés du modèle météorologique ARPEGE (Météofrance).

Durant cette campagne, il y eut beaucoup d'interférences radiofréquence (RFI, pour *Radio*

Frequence Interferences) contaminant les données radiométriques, ainsi que des incidents dans le déploiement des bouées rendant certaines d'entre elles inopérantes (voir le calendrier de la disponibilité des différents instruments dans [9]).

La deuxième campagne WISE (i.e. WISE 2001) a eu lieu sur le même site que WISE 2000, en Octobre et Novembre 2001. Une bouée houle a été déployée pour mesurer le spectre de mer pour des longueurs d'onde entre quelques mètres et quelques centaines de mètres. Les données radiométriques furent cette fois-ci moins contaminées par les RFI d'après les responsables de la campagne. Au vu des résultats de mon modèle d'émissivité à deux échelles concernant l'amplitude des $T_{b,1}$ et $T_{b,2}$, les balayages en azimut ont été réduits au profit de balayages en incidence.

7.1.2.2 La campagne EuroSTARRS

En Novembre 2001, l'ESA a conduit une campagne de mesures radiométriques aéroportées au dessus de l'Océan Atlantique (le 17 novembre) et de la Mer Méditerranée (le 23 novembre). Le vol Atlantique s'est déroulé au dessus d'une bouée météorologique ("Gascogne") située à 330 km de la côte (voir figure 7.1). On dispose ainsi de données de T_b le long des transits entre la côte et Gascogne ainsi que de longues séquences acquises au cours de vols circulaires autour de la bouée. Des échantillons d'eau de mer ont été prélevés le long du transit (voir figure 7.2) à bord du bateau "Côte d'Aquitaine" par Sylvain Morvan (LODYC). J'ai ensuite fait la mesure de salinité de ces échantillons en laboratoire (voir section 7.1.2.3). Des cartes de SSS nous ont été fournies à partir du modèle d'hydrodynamique côtière de l'Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer (IFREMER, <http://www.ifremer.fr/delao/francais/hydrodynamique/index.htm>) par Anne-Marie Jegou. Ce modèle sera indispensable pour interpréter les mesures de STARRS sur le segment longeant la côte en deçà de l'isobathe 100 m, zone de forts gradients de SSS pour laquelle nous ne disposons pas de mesures bateau. Le vent est obtenu à partir du modèle ARPEGE ou de la mesure sur la bouée Gascogne. La SST est obtenue par les mesures continues effectuées sur le bateau et dérivée des données satellitales Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR).

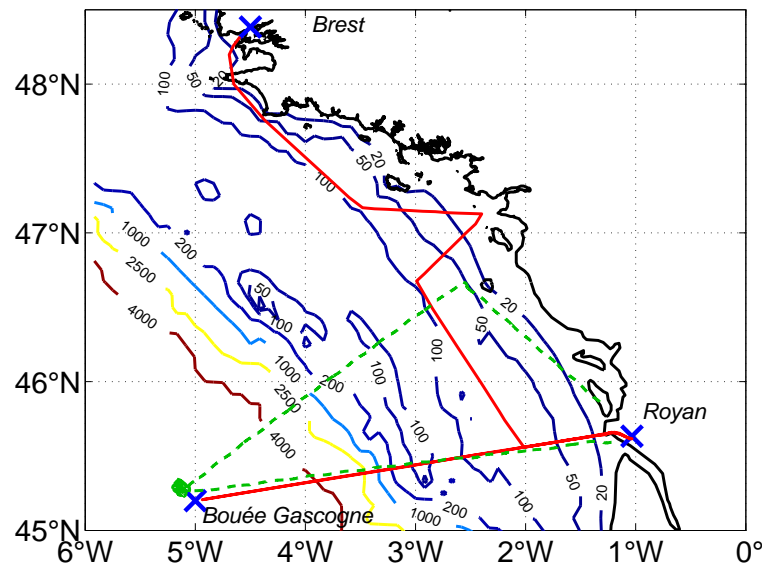


FIG. 7.2: Trajet du "Côte d'Aquitaine" (-) et de l'avion (- -) durant la campagne EuroSTARRS en océan Atlantique.

Les mesures de T_b sont effectuées à l'aide d'un réseau de six radiomètres observant à différents angles d'incidence (le STARRS, pour *Salinity Temperature and Roughness Remote Scanner*, [57]) appartenant au Naval Research Laboratory (NRL) qui a été monté sur un Dornier 228 du *Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt* (DLR) (voir figure 7.3). Ce dispositif permet d'acquérir des données simultanément dans six directions déterminées électroniquement en ajustant les phases relatives des radiomètres ([90]). Les six radiomètres sont montés sur un support, le long d'une



FIG. 7.3: Le STARRS installé sur le Donier 228 du DLR (campagnes EuroSTARRS).

ligne perpendiculaire à l'axe longitudinale de l'avion. Pour définir la direction de chaque faisceau d'antenne, on définit le repère $\mathcal{R}_R = (O; \vec{X}_R; \vec{Y}_R; \vec{Z}_R)$ lié au support des radiomètres tel que les directions de visée des six antennes soient dans le plan $(O, \vec{Y}_R, \vec{Z}_R)$. La direction de visée des six antennes, dans le repère \mathcal{R}_R , est donnée dans le tableau 7.1 (voir aussi la figure 7.4a).

N° Antenne	Incidence θ_R (°)	Azimut φ_R (°)
3L	38.5	-90
2L	21.0	-90
1L	6.5	-90
1R	7.5	+90
2R	22.0	+90
3R	38.5	+90

TAB. 7.1: Orientation des antennes du STARRS par rapport à leur support et dans le repère de l'avion lorsque le support n'est pas incliné (i.e. $\theta_R = \theta_A$ et $\varphi_R = \varphi_A$) pendant la campagne EuroSTARRS/transit, d'après les spécifications techniques. Les mesures du diagramme d'antenne donnent des résultats sensiblement différents. θ_R est l'angle d'incidence, entre la direction de visée de l'antenne et l'axe \vec{Z}_R , et φ_R est l'angle d'azimut, entre la projection de la direction de visée dans le plan $\vec{X}_R - \vec{Y}_R$ et la direction \vec{X}_R .

N° antenne	Incidence θ_A (°)	Azimut φ_A (°)
3L	26.5	-90
2L	9.0	-90
1L	5.5	+90
1R	19.5	+90
2R	34.0	+90
3R	50.5	+90

TAB. 7.2: Orientation des antennes du STARRS dans le repère de l'avion lorsque le support est incliné de -12° (i.e. $\theta_A = |\theta_R \pm 12^\circ|$ selon que l'antenne pointe à droite/gauche et $\varphi_A = -\varphi_R$ si l'antenne change de côté après inclinaison) pendant les campagnes EuroSTARRS/Gascogne et EuroSTARRS/Casablanca.

Pour la campagne EuroSTARRS, le STARRS a été monté sur un avion. On définit le repère $\mathcal{R}_A = (O; \vec{X}_A; \vec{Y}_A; \vec{Z}_A)$ lié à l'avion (voir figure 7.5) tel que

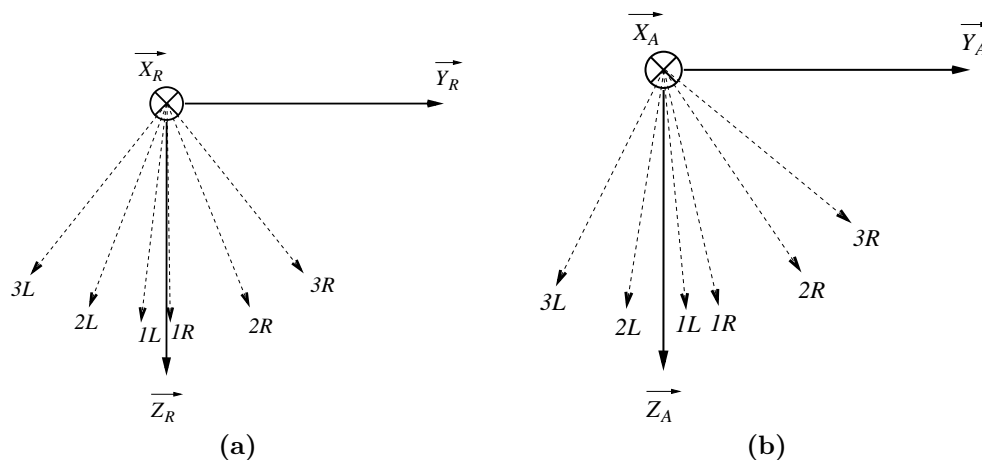


FIG. 7.4: (a) Direction de visée des six antennes du STARRS dans le repère du support des radiomètres ($O; \vec{X}_R; \vec{Y}_R; \vec{Z}_R$) et dans le repère de l'avion ($O; \vec{X}_A; \vec{Y}_A; \vec{Z}_A$) lorsque le support n'est pas incliné. (b) Direction de visée des six antennes dans le repère de l'avion ($O; \vec{X}_A; \vec{Y}_A; \vec{Z}_A$) quand le support des radiomètres est incliné de -12° dans le plan ($O; \vec{Y}_A; \vec{Z}_A$) par rapport à l'avion (i.e. pendant les campagnes EuroSTARRS/Gascogne et EuroSTARRS/Casablanca).

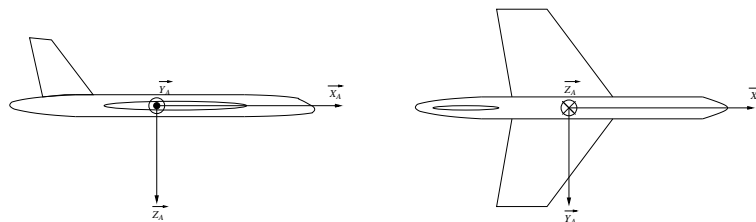


FIG. 7.5: Repère de l'avion défini par les axes ($O; \vec{X}_A; \vec{Y}_A; \vec{Z}_A$).

- l'axe \vec{X}_A soit le long de la direction longitudinale de l'avion et orienté vers l'avant,
- l'axe \vec{Y}_A soit le long de la direction transversale de l'avion et orienté vers la droite et que
- l'axe \vec{Z}_A soit vertical dans l'avion et orienté vers le bas,

l'angle d'incidence θ_A comme l'angle entre la direction de visée de l'antenne et l'axe \vec{Z}_A et l'angle d'azimut φ_A comme l'angle entre la projection de la direction de visée dans le plan $\vec{X}_A - \vec{Y}_A$ et la direction \vec{X}_A .

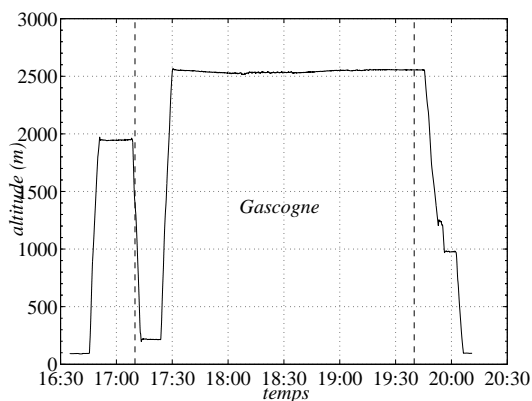
Pendant les campagnes EuroSTARRS/Gascogne et EuroSTARRS/Casablanca, le support des antennes était incliné de -12° dans le plan transversal de l'avion (i.e. le plan ($O; \vec{Y}_A; \vec{Z}_A$)); l'orientation des six antennes dans le repère de l'avion devient alors celle donnée dans le tableau 7.2 (voir aussi figure 7.4b).

Les trajets de l'avion pendant les campagnes EuroSTARRS/Gascogne et EuroSTARRS/transit sont tracés sur les figures 7.9 et 7.10. Dans la suite, je m'intéresserai essentiellement aux mesures réalisées pendant le vol au dessus de l'Atlantique ("Gascogne") et pendant le transit en Méditerranée. Il est en effet possible que les mesures au dessus de la plateforme Casablanca aient été polluées par les interférences dues aux activités sur la plateforme et nous avons préféré commencer l'analyse des données sur des trajets a priori moins problématiques.

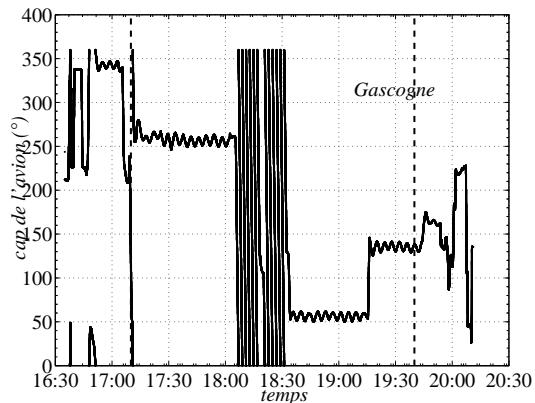
L'altitude et le cap de l'avion sont montrés sur la figure 7.6 pour les campagnes Gascogne, transit et Casablanca. En pleine mer, l'avion a volé à une altitude supérieure à 2500 m sauf près des côtes où l'altitude était plus basse afin d'acquérir des mesures à plus haute résolution spatiale et de minimiser la perturbation des mesures océaniques par la proximité des terres que voient les lobes secondaires de l'antenne. Tous les vols ont été effectués à la nuit tombante pour éviter les problèmes liés à la réflexion du Soleil.

Les figures 7.7 et 7.8 illustrent les angles de roulis, de tangage et de lacet de l'avion pendant les trois vols EuroSTARRS. Ces angles ont été mesurés sur le radiomètre et sur l'avion. Ceux mesurés

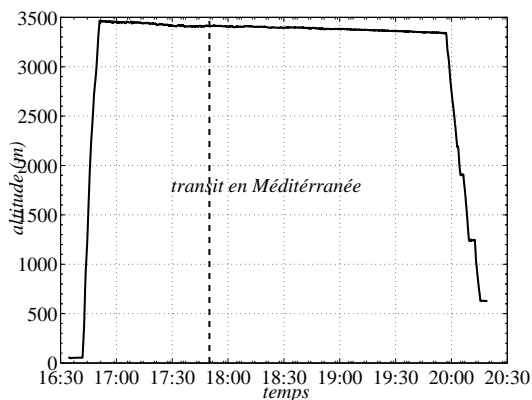
sur l'avion se sont révélées être plus précises et ce sont ceux que j'ai utilisés dans la suite des travaux présentés dans cette thèse. Les roulis à -20° correspondent aux périodes pendant lesquelles l'avion a effectué des rotations autour d'un point (dans la zone de la bouée Gascogne ou de la plateforme Casablanca).



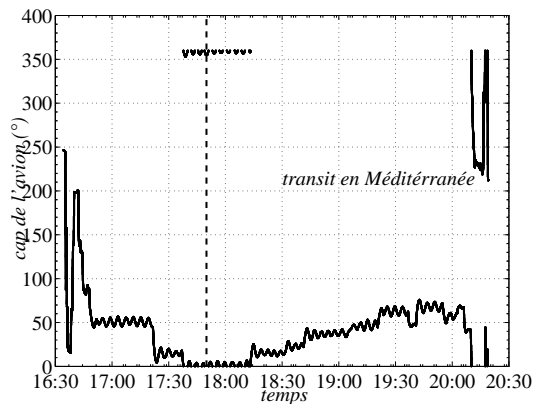
(a)



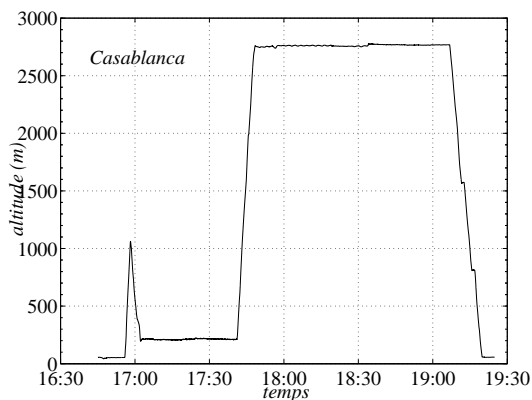
(b)



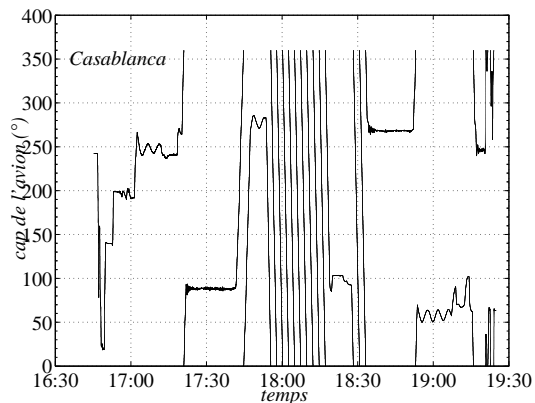
(c)



(d)



(e)



(f)

FIG. 7.6: Altitude (colonne de gauche, a, c, e) et cap par rapport au nord (colonne de droite, b, d, f) de l'avion pendant les trois vols de la campagne EuroSTARRS. Pour la campagne Gascogne, l'avion était au dessus de la mer entre 17h10 et 19h40 (tirets verticaux). Pour la campagne "transit", l'avion est au dessus de la mer 17h50.

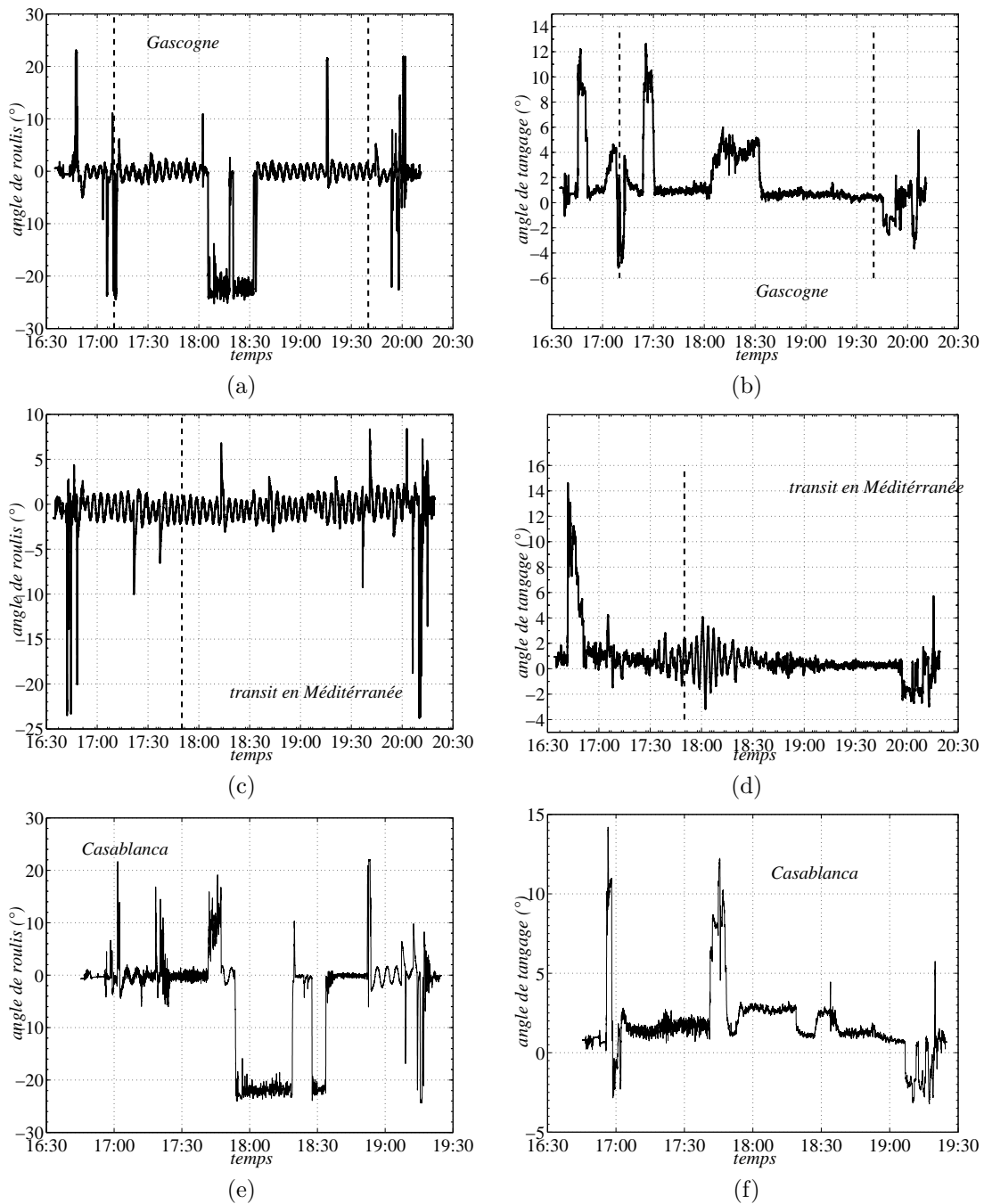


FIG. 7.7: Attitude de l'avion pendant les trois vols EuroSTARRS. L'angle de roulis est dans la colonne de gauche (a, c, e) et l'angle de tangage est à droite (b, d, f). Pour la campagne Gascogne, l'avion était au dessus de la mer entre 17h10 et 19h40 (tirets verticaux). Pour la campagne "transit", l'avion est au dessus de la mer 17h50.

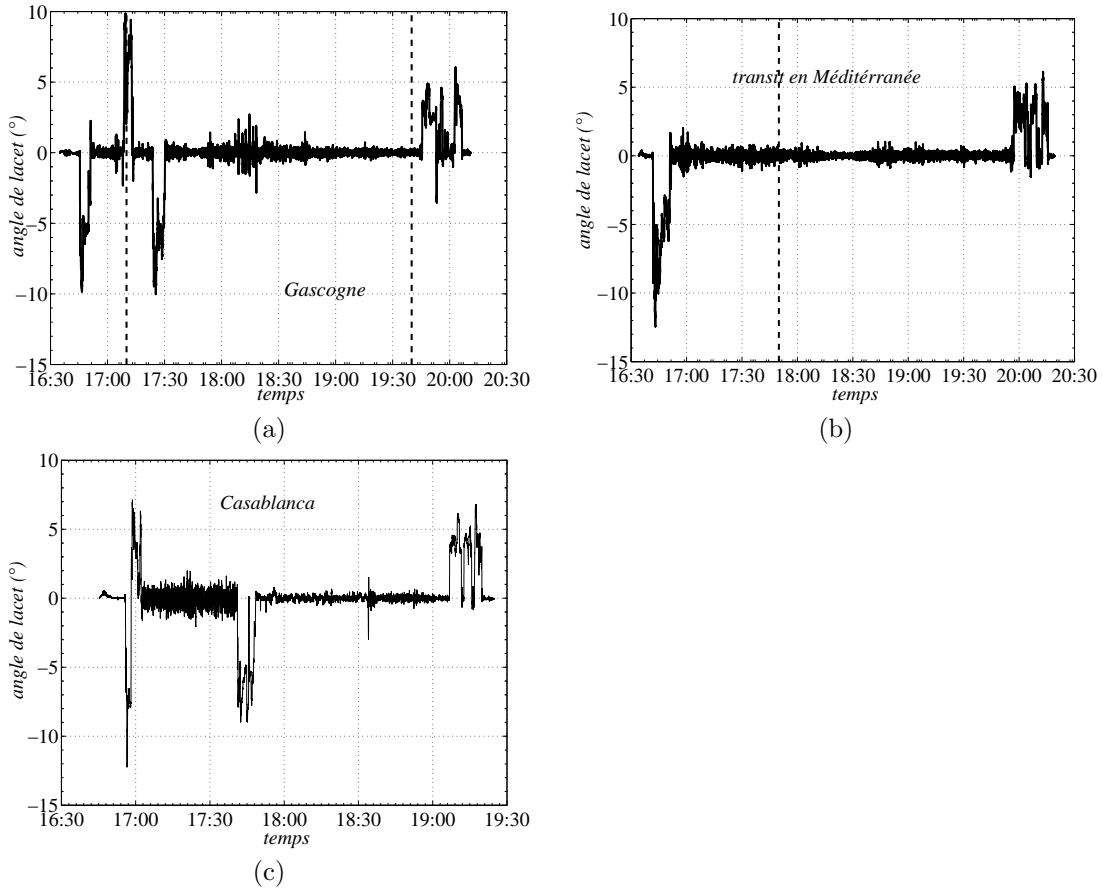


FIG. 7.8: Attitude de l'avion (angle de lacet) pendant les trois vols EuroSTARRS. Pour la campagne Gascogne, l'avion était au dessus de la mer entre 17h10 et 19h40 (tirets verticaux). Pour la campagne "transit", l'avion est au dessus de la mer 17h50.

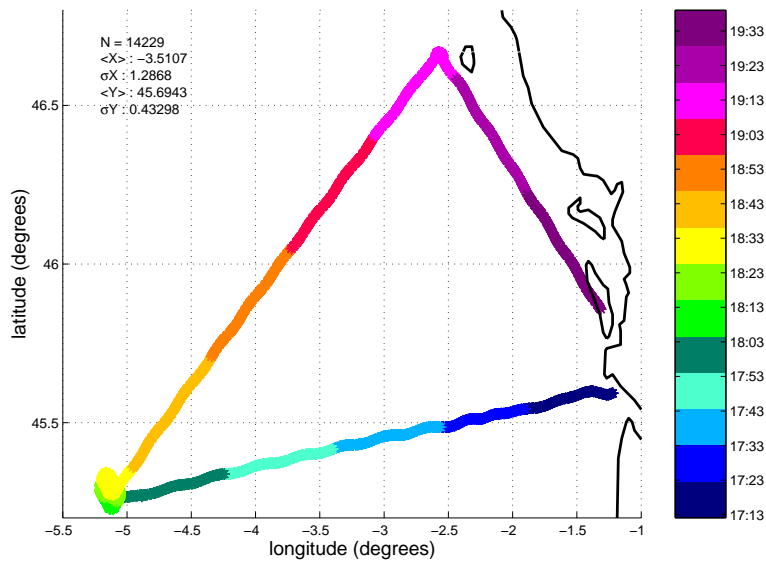


FIG. 7.9: Trajet de l'avion pendant la campagne EuroSTARRS au dessus de la bouée Gascogne (codage couleur pour le temps).

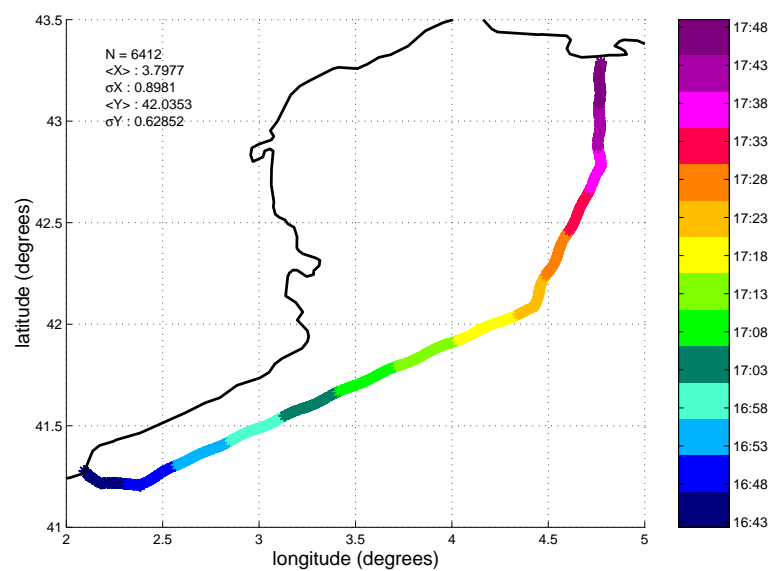


FIG. 7.10: Trajet de l'avion pendant la campagne EuroSTARRS pour le transit en Méditerranée (codage couleur pour le temps).

7.1.2.3 Mesures de salinité de surface en laboratoire à partir d'échantillons prélevés pendant la campagne EuroSTARRS en Atlantique

Dans le cadre de la campagne EuroSTARRS, 93 échantillons d'eau de mer ont été prélevés par Sylvain Morvan (LODYC) sur le trajet allant de la bouée Gascogne à Royan et de Royan à Brest (voir figure 7.11) du 17 novembre 2001 au 20 novembre 2001. J'ai mesuré par la suite au LODYC (entre les 17 et 19 décembre 2001) la salinité de ces échantillons à l'aide d'un salinomètre "Autosal".

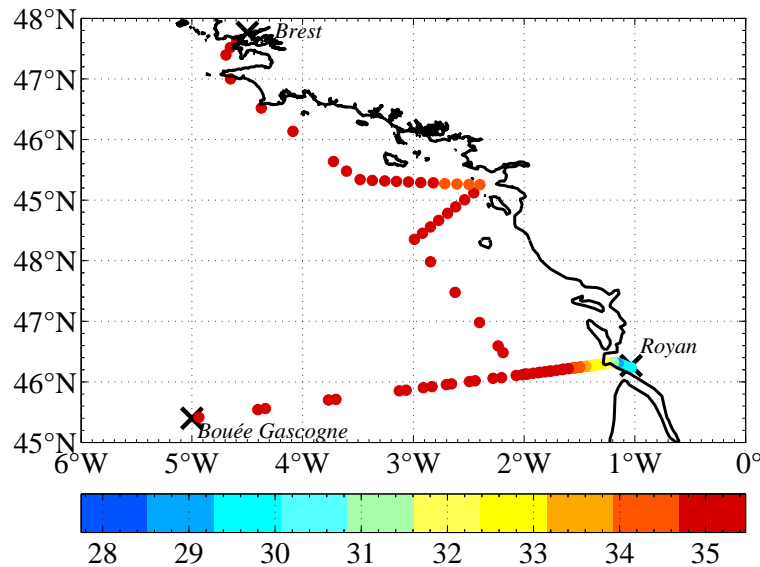


FIG. 7.11: Salinité dans la zone de la bouée Gascogne (campagne EuroSTARRS Atlantique) mesurée au laboratoire à partir d'échantillons prélevés à bord d'un bateau.

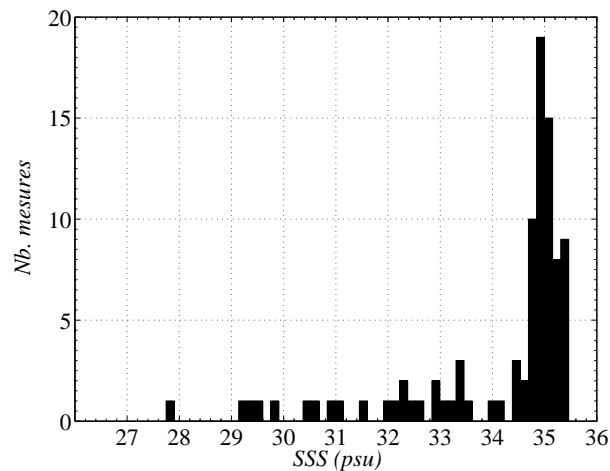


FIG. 7.12: Histogramme des mesures de salinité dans la zone de la bouée Gascogne.

Le salinomètre mesure le rapport entre la conductivité de l'échantillon et celle d'une eau étalon, conformément à la définition de la salinité pratique (*Practical Salinity Scale* de 1978, voir section 1.2 et [53]). La définition de la salinité pratique établit que l'eau étalon est une solution de KCl à une température de 15°C et à la pression atmosphérique standard; le rapport de conductivité est alors appelé K_{15} . Cependant, dans la pratique, l'eau étalon n'est pas une solution de KCl et elle n'est pas nécessairement à 15°C. En effet, toute eau de mer ayant un $K_{15} = 1$ peut elle même

servir de solution étalon ([53]). J'ai donc utilisé comme solution étalon de l'"eau normale", dont la salinité et la conductivité étaient respectivement de 35 psu (à la troisième décimale près) et de 1 (à la quatrième décimale près). L'échantillon à mesurer étant thermostaté par le salinomètre à une température proche de celle de la pièce où est effectuée la mesure, dans le but d'assurer une bonne stabilité thermique, la température de l'échantillon T peut être très différente de 15°C (pendant mes mesures, elle était de 24°C ou 27°C selon les jours). Il faut tenir compte de cet écart de température par rapport à 15°C pour déterminer la salinité, car la température influe sensiblement sur la conductivité. Ainsi, j'ai déterminé la salinité des échantillons à partir de la relation suivante ([53])

$$S(^{\circ}/_{00}) = \frac{a_0 + a_1 R_T^{1/2} + a_2 R_T + a_3 R_T^{3/2} + a_4 R_T^2 + a_5 R_T^{5/2} + \frac{T-15}{1+k(T-15)}(b_0 + b_1 R_T^{1/2} + b_2 R_T + b_3 R_T^{3/2} + b_4 R_T^2 + b_5 R_T^{5/2})}{1+k(T-15)}$$

où

$$\begin{aligned} a_0 &= 0.0080 & b_0 &= 0.0005 \\ a_1 &= -0.1692 & b_1 &= -0.0056 \\ a_2 &= 25.3851 & b_2 &= -0.0066 \\ a_3 &= 14.0941 & b_3 &= -0.0375 \\ a_4 &= -7.0261 & b_4 &= 0.0636 \\ a_5 &= 2.7081 & b_5 &= -0.0144 \\ k &= 0.0162 \end{aligned}$$

et où R_T est le rapport de conductivité à la température T entre un échantillon et l'eau standard. Les coefficients a_i , b_i ($i = 1 \rightarrow 5$) et k ont été déterminés à partir de mesures d'échantillons d'eau de mer et sont établis pour une salinité comprise entre 2 psu et 42 psu et une température comprise entre -2°C et 35 °C ([53]).

Le salinomètre est étalonné en début et en fin de série de mesures (typiquement en début et fin de demi journée) et l'heure de chaque mesure est notée de façon à pouvoir corriger d'une éventuelle dérive. L'étalonnage consiste à mesurer la conductivité d'un échantillon d'eau normale, et à prendre celle-ci comme référence pour le rapport de conductivité. On peut ensuite effectuer une série de mesures. L'eau de l'échantillon à mesurer va circuler dans une cellule immergée dans un bain thermostaté et dans laquelle se trouvent quatre électrodes ; deux électrodes vont imposer un courant électrique et aux bornes des deux autres on va mesurer le rapport de conductance avec l'eau étalon. J'ai effectué au moins quatre mesures de R_T par échantillon pour m'assurer de la stabilité des mesures, et j'ai fait plusieurs rinçages entre chaque échantillon. Les mesures de salinité ainsi obtenues sont reportées sur la figure 7.11.

La SSS était peu variable sur le trajet du bateau (de l'ordre de 35 psu), sauf à l'embouchure de la Gironde où elle était de l'ordre de 28 psu. Cependant, les mesures du STARRS si près des côtes sont inexploitable car contaminées par la T_b des terres. En pratique, nous avons exploité des T_b colocalisées avec des salinités comprises entre 34 et 35.5 psu.

7.2 Préparation des données EuroSTARRS

Le STARRS mesure des températures d'antenne dans une direction (θ_A, φ_A) dans le repère de l'avion en polarisation que j'appellerai "X" ($T_{A,x}$). Mon modèle d'émissivité simule des $T_{b\ mer}$ en V- ou H-pol dans une direction (θ, φ) dans le repère terrestre. Pour pouvoir comparer le modèle et les mesures, je vais transformer les $T_{b\ mer}$ simulées en températures d'antenne en X-pol dans la direction (θ, φ) et je vais calculer les directions (θ, φ) des mesures correspondant aux (θ_A, φ_A) des mesures. Une autre possibilité aurait été de transformer les $T_{A,x}$ mesurées en $T_{b\ mer}$, mais cela est impossible car le STARRS ne mesure qu'une seule polarisation. Par conséquent, on ne peut transformer la X-pol en V- ou H-pol sans faire une hypothèse sur la différence de $T_{b\ mer}$ entre ces deux polarisations (voir la section 7.2.2).

Le calcul de (θ, φ) à partir de (θ_A, φ_A) nécessite de connaître l'attitude de l'avion, c'est-à-dire les angles de roulis (θ_R) , tangage (θ_T) et lacet (θ_L) . Ce calcul, exposé dans la section 7.2.1, nous permet d'obtenir $T_{A,x}(\theta, \varphi)^m$ pour les mesures.

Le calcul des $T_{A,x}^s(\theta, \varphi)$ simulées à partir des $T_{b\ mer}$ se fait en plusieurs étapes :

- on calcule la $T_{b\ mer}(\theta, \varphi)$ en X-pol ($T_{x\ mer}(\theta, \varphi)$) à partir de $T_{v\ mer}$, $T_{h\ mer}$ et $T_{3\ mer}$ (voir la section 7.2.2),
- on calcule l'atténuation atmosphérique sur $T_{x\ mer}$ causée par la traversée de l'atmosphère entre la surface de l'océan et l'altitude z de l'avion (voir la section 6.3) pour obtenir une T_{Ap} de la mer,
- on calcule la contribution des autres sources de rayonnement et leur modification par l'atmosphère (voir la section 6.1) pour obtenir la T_{Ap} totale dans une direction (θ, φ) donnée par (6.1) et
- on intègre les T_{Ap} sur le diagramme d'antenne, c'est à dire qu'on les intègre sur toutes les directions $(\theta_{lobe}, \varphi_{lobe})$ en les pondérant par le gain de l'antenne dans la direction du rayonnement (voir la section 7.2.3). Pour cela, on a calculé les (θ, φ) correspondant à chaque $(\theta_{lobe}, \varphi_{lobe})$ à partir des données d'attitude et de la position de l'antenne.

On a alors une $T_{A,x}^s(\theta, \varphi)$ qui peut être comparée aux $T_{A,x}^m(\theta, \varphi)$.

7.2.1 Correction de l'attitude du radiomètre

Pour chaque mesure radiométrique effectuée avec le STARRS, on dispose de la mesure d'attitude de l'avion, c'est à dire de l'orientation de l'avion par rapport à la surface de la mer. À partir des mesures d'attitude et de la position de l'antenne par rapport à l'avion, il nous faut déterminer la direction de visée de l'antenne dans le repère de la mer, c'est à dire l'angle d'incidence (θ) et d'azimut (φ) pour chaque mesure de T_b . On peut ainsi estimer la T_b théorique à partir du modèle d'émissivité (voir chapitre 4).

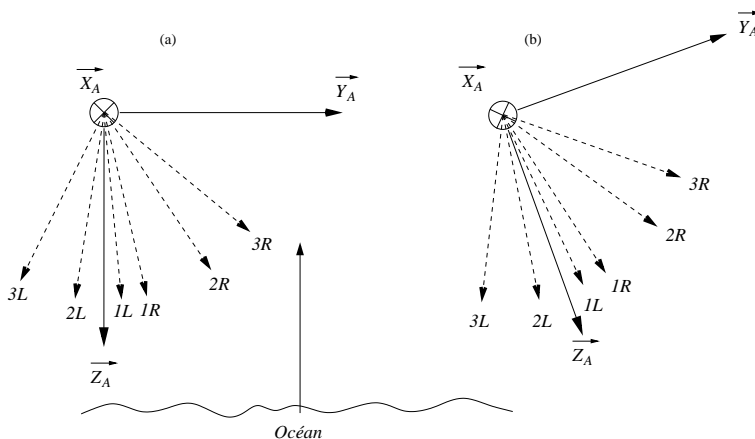


FIG. 7.13: Direction de visée des six antennes dans le repère de l'avion : (a) avion à l'horizontale par rapport à la mer, (b) avion incliné.

La direction de visée des antennes par rapport à la surface de la mer est illustrée sur la figure 7.13 dans le cas d'un avion en position horizontale (a) et dans le cas d'un avion incliné (b). Sur la figure, l'avion n'est incliné que dans le plan $(O; \vec{Y}_A; \vec{Z}_A)$ mais il peut bien sûr subir une rotation dans n'importe quel plan. On va calculer θ et φ à partir de θ_A et φ_A , qui sont les coordonnées de l'antenne dans le repère de l'avion, et des coordonnées d'attitude de l'avion qui sont l'angle de roulis (θ_R), de tangage (θ_T) et de lacet (θ_L). Par convention (la convention RTL), le changement de repère entre un avion en position horizontale et un avion incliné s'effectue en appliquant successivement et dans l'ordre les trois rotations suivantes :

- le roulis, qui est une rotation autour de l'axe longitudinal de l'avion \vec{X}_A , qui transforme les axes \vec{Y}_A et \vec{Z}_A en \vec{Y}'_A et \vec{Z}'_A ;
- le tangage, qui est une rotation autour du nouvel axe transversal de l'avion \vec{Y}'_A , qui transforme les axes \vec{X}_A et \vec{Z}'_A en \vec{X}'_A et \vec{Z}''_A ;
- le lacet, qui est une rotation autour du nouvel aplomb de l'avion \vec{Z}''_A , qui transforme les axes \vec{X}'_A et \vec{Y}'_A en \vec{X}''_A et \vec{Y}''_A .

On va écrire les matrices de ces trois rotations. Les rotations sont définies dans le sens trigonométrique autour des trois axes d'un repère orthonormé. L'axe \vec{X}_A représente l'axe longitudinal de l'avion dans la direction de vol, l'axe \vec{Y}_A est transversal à l'avion (le long des ailes) et l'axe \vec{Z}_A est l'aplomb, dirigé vers le bas de sorte qu'un tangage de signe positif lève le nez de l'avion au dessus de l'horizon (voir figure 7.5).

On écrit la matrice \mathcal{A}_R , rotation de roulis autour de \vec{X}_A ,

$$\mathcal{A}_R = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_R & -\sin \theta_R \\ 0 & \sin \theta_R & \cos \theta_R \end{pmatrix}$$

Ainsi, un vecteur quelconque, \vec{V} , qui subit une rotation d'angle θ_R autour de \vec{X}_A s'écrira $\vec{V}' = \mathcal{A}_R \cdot \vec{V}$ dans la base $(\vec{X}_A, \vec{Y}_A, \vec{Z}_A)$. On a de même la matrice \mathcal{A}_T rotation autour de \vec{Y}'_A ,

$$\mathcal{A}_T = \begin{pmatrix} \cos \theta_T & 0 & \sin \theta_T \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_T & 0 & \cos \theta_T \end{pmatrix}$$

et la matrice \mathcal{A}_L rotation autour de \vec{Z}''_A ,

$$\mathcal{A}_L = \begin{pmatrix} \cos \theta_L & -\sin \theta_L & 0 \\ \sin \theta_L & \cos \theta_L & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

On utilise la convention RTL, qui impose d'appliquer dans l'ordre la rotation θ_R de roulis (autour de \vec{X}_A), la rotation θ_T de tangage (autour de \vec{Y}'_A) et enfin la rotation θ_L de lacet (autour de \vec{Z}''_A).

On détermine ainsi la matrice $\mathcal{A} = \mathcal{A}_L \times \mathcal{A}_T \times \mathcal{A}_R$,

$$\mathcal{A} = \begin{pmatrix} \cos \theta_T \cos \theta_L & \sin \theta_T \sin \theta_R \cos \theta_L - \sin \theta_L \cos \theta_R & \sin \theta_T \cos \theta_R \cos \theta_L + \sin \theta_L \sin \theta_R \\ \cos \theta_T \sin \theta_L & \sin \theta_T \sin \theta_R \sin \theta_L + \cos \theta_L \cos \theta_R & \sin \theta_T \cos \theta_R \sin \theta_L - \cos \theta_L \sin \theta_R \\ -\sin \theta_T & \cos \theta_T \sin \theta_R & \cos \theta_T \cos \theta_R \end{pmatrix}$$

7.2.2 Projection des polarisations

Les six antennes du STARRS sont polarisées linéairement dans une direction contenue le plan \mathcal{P}_a défini par l'axe \vec{Z}_A de l'avion et par la direction de visée de l'antenne \vec{A} (c'est le plan transversal à l'avion). Je vais déterminer comment relier cette polarisation (que j'appellerai polarisation x) aux V- et H-pol. La géométrie du problème est illustrée sur la figure 7.14.

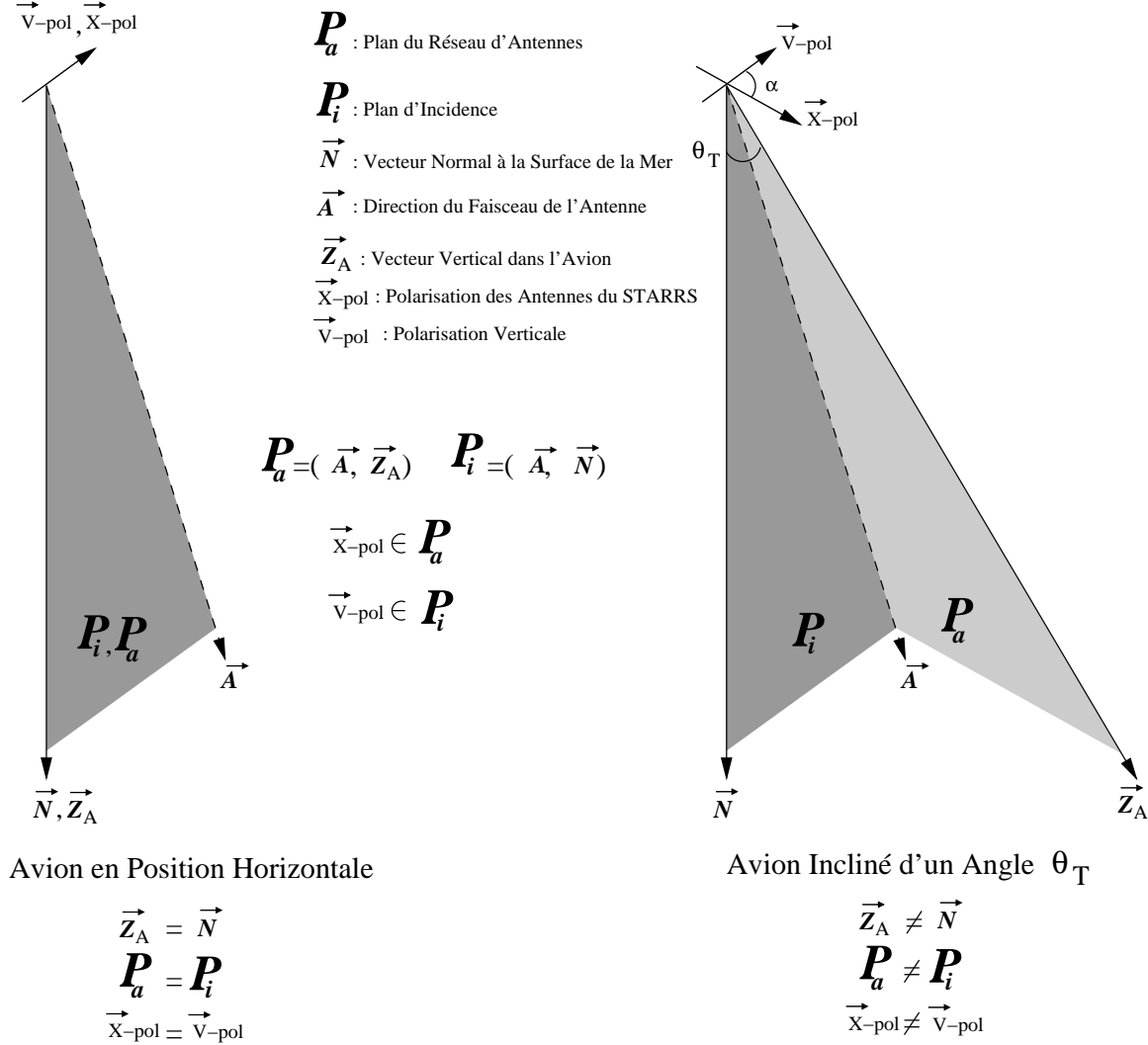


FIG. 7.14: Géométrie du calcul de la polarisation dans un référentiel incliné résultant du mélange des polarisations verticale et horizontale.

Les polarisations verticales et horizontales ont été définies dans la section 4.1 par rapport au plan d'incidence \mathcal{P}_i : la V-pol est contenue dans \mathcal{P}_i et la H-pol est orthogonale à \mathcal{P}_i . Le plan \mathcal{P}_i est défini par la normale à la mer \vec{N} et par la direction de visée de l'antenne \vec{A} . Quand l'avion est à l'horizontal (i.e. que $\theta_T = \theta_R = 0$), les directions \vec{N} et \vec{Z}_A sont confondues. Les plans \mathcal{P}_i et \mathcal{P}_a sont par conséquent eux aussi confondus, et donc la polarisation x appartient à \mathcal{P}_i ; il s'agit donc de la V-pol. De même, lorsque l'avion est incliné uniquement dans le plan transversal (i.e. $\theta_R \neq 0$, $\theta_T = \theta_L = 0$) alors \mathcal{P}_i et \mathcal{P}_a sont aussi confondus et la X-pol correspond à la V-pol. Lorsque l'avion est incliné de sorte que \vec{Z}_A n'appartienne plus à \mathcal{P}_i , alors $\mathcal{P}_i \neq \mathcal{P}_a$ et la X-pol n'est plus identifiable à la V-pol. La X-pol est alors un mélange de polarisation entre la V- et la H-pol (voir figure 7.14). L'intensité du mélange de polarisations est déterminé par l'angle α entre la X-pol et la V-pol. On déduit alors la T_b en polarisation x (T_x) des relations données dans l'annexe J.4 et particulièrement de l'équation J.101. On a alors, en négligeant le troisième paramètre de Stokes,

$$T_x \simeq T_v \cos^2 \alpha_p + T_h \sin^2 \alpha_p, \quad (7.1)$$

où $\alpha_p = (\theta', \varphi', \theta_R, \theta_T, \theta_L)$ est fonction de la direction de l'antenne dans le repère de l'avion et de l'attitude de l'avion. Pour déterminer l'écart entre la X- et la V-pol, soit $T_x - T_v$, on définit $\Delta T_b = T_v - T_h$, et il vient

$$(\Delta T_b)_{pol} = T_x - T_v = -\Delta T_b \sin^2 \alpha_p. \quad (7.2)$$

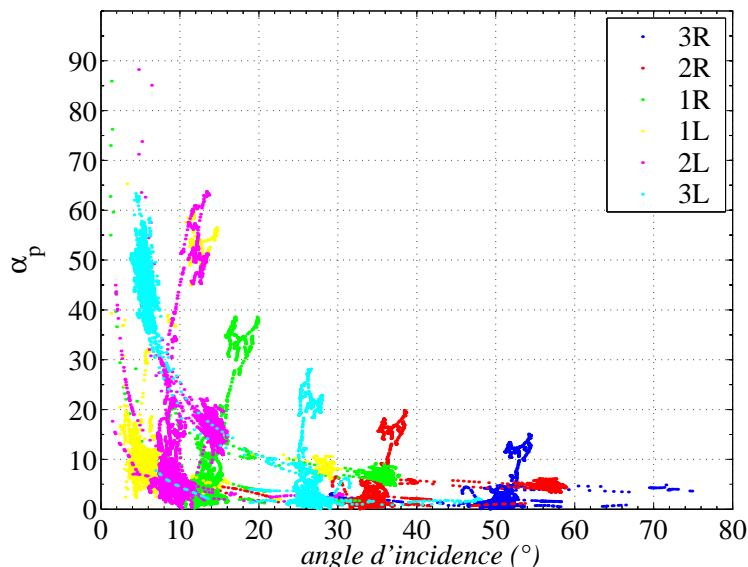


FIG. 7.15: Variation de l'angle de rotation des polarisations pour les données EuroSTARRS avec l'angle d'incidence, pour les six antennes, à partir des données du vol Gascogne.

Comme avec le STARRS on ne dispose pas de mesures sur deux polarisations orthogonales, on ne peut se ramener à une T_v et une T_h à partir de la seule mesure de T_x . Pour comparer le modèle et les mesures, j'ai donc transformé les T_b en V- et H-pol simulées par le modèle en une estimation de T_x pour chaque mesure EuroSTARRS. En effet, la transformation des T_x mesurées en T_v et T_h aurait nécessité de faire une hypothèse sur ΔT_b . La grandeur de la correction à appliquer va donc dépendre de deux termes, ΔT_b et $\sin^2 \alpha_p$. Le premier terme est faible pour les faibles angles d'incidence, car $T_{b_{mer}}$ diffère peu entre les V- et H-pol. Ce terme va augmenter avec l'angle d'incidence jusqu'à une centaine de Kelvins à $\theta = 60^\circ$. Il n'y a pas de relation simple entre α_p et θ , car pour un θ donné, α_p va dépendre de l'attitude de l'avion. La variation des α_p , calculé à partir des données EuroSTARRS/Gascogne, avec l'angle d'incidence est illustrée sur la figure 7.15. En règle générale, la rotation des polarisations est d'autant plus forte que l'angle d'incidence de l'antenne est faible et que le tangage est élevé. Sur la figure 7.15, on distingue des "languettes" verticales qui correspondent au moment (17h30) où l'avion a subi un fort tangage, conjugué à un faible roulis, causé par changement d'altitude.

Aux faibles θ , où le mélange de polarisation est fort (i.e. α_p est grand), $T_{b_{mer}}$ diffère peu entre la V- et la H-pol (voir la figure 4.30), alors qu'aux grands θ , où l'écart de $T_{b_{mer}}$ entre les polarisations est fort, T_x est essentiellement sensible à $T_{b_{mer}}$ en V-pol (faible α_p). Par conséquent, les effets de ΔT_b et de $\sin^2 \alpha_p$ vont se compenser de sorte que l'effet du mélange des polarisations est modéré (voir la figure 7.16); il est inférieur à 4 K pour la majorité des mesures (voir la figure 7.16), sauf aux très grands angles d'incidence de l'ordre de 80° où il peut atteindre 10 K (voir la figure 7.17). On peut remarquer sur la figure 7.16 que les "languettes" sur la figure 7.15 se traduisent par des "languettes" de 4 à 5 K d'amplitude.

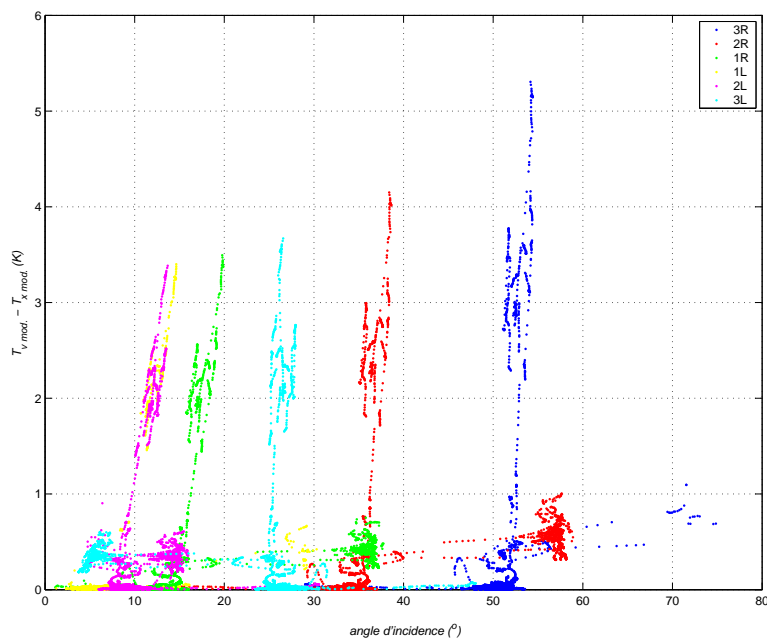


FIG. 7.16: Différence entre la température de brillance en polarisation x (T_x) du STARRS, et celle émise par la mer en polarisation verticale T_v . Ces T_b sont simulées par le modèle d'émissivité à partir des données du vol Gascogne.

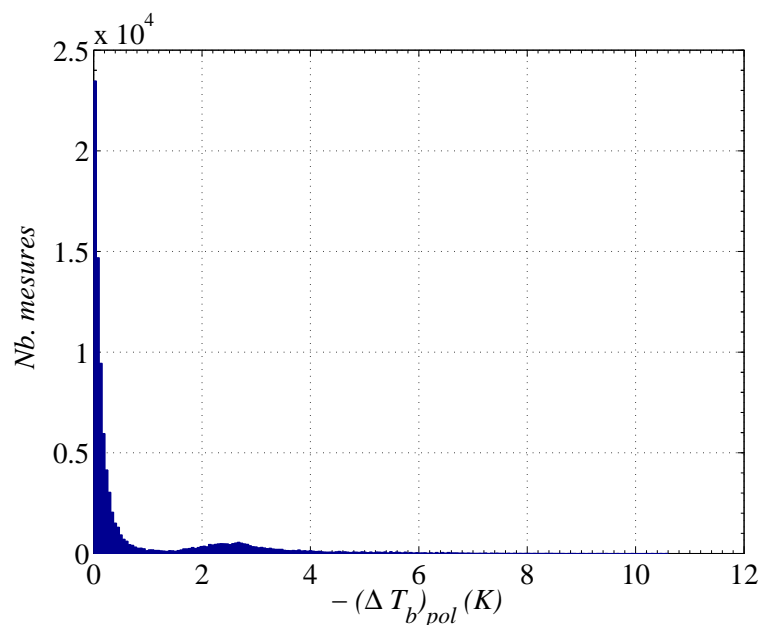


FIG. 7.17: Histogramme de la différence entre la température de brillance en polarisation x (T_x) du STARRS, et celle émise par la mer en polarisation verticale T_v . Ces T_b sont simulées par le modèle d'émissivité à partir des données du vol Gascogne.

7.2.3 Correction du lobe d'antenne

Le diagramme d'antenne détermine le gain relatif de l'antenne en fonction de la direction de visée. Une direction de visée \vec{OM} est définie par les coordonnées sphériques (R, θ_A, φ_A) , reliées au repère de la figure 7.5 par

$$\vec{OM} = \begin{cases} x &= R \sin \theta_A \cos \varphi_A \\ y &= R \sin \theta_A \sin \varphi_A \\ z &= R \cos \theta_A \end{cases} \quad (7.3)$$

Le gain de l'antenne du STARRS a été étalonné dans deux plans orthogonaux entre eux, illustrés sur la figure 7.5, qui sont :

- le plan \mathcal{P}_1 , transversal à l'avion et défini par les axes (\vec{Y}_A, \vec{Z}_A) ,
- le plan \mathcal{P}_2 , longitudinal à l'avion et défini par les axes (\vec{X}_A, \vec{Z}_A) .

Le gain dans le plan \mathcal{P}_1 est reporté sur la figure 7.18 pour les six antennes et le gain dans le plan \mathcal{P}_2 est reporté sur la figure 7.19 (β_2).

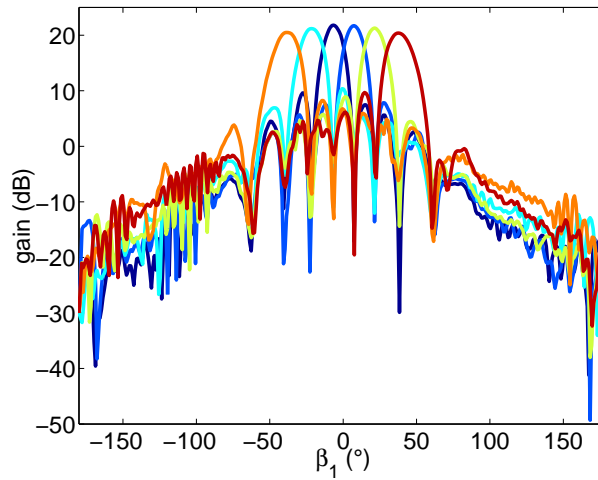


FIG. 7.18: Gain de l'antenne du STARRS dans le plan transversal de l'avion. L'angle β_1 est l'écart au nadir dans ce plan.

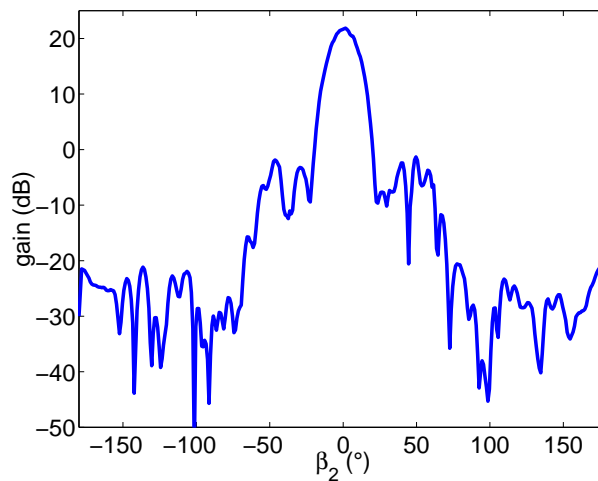


FIG. 7.19: Gain de l'antenne du STARRS dans le plan longitudinal de l'avion. L'angle β_2 est l'écart au nadir dans ce plan.

Le gain dans la direction $O\vec{M}$ est déterminé en projetant le point M en M_{YZ} dans le plan \mathcal{P}_1 et en M_{XZ} dans le plan \mathcal{P}_2 .

7.3 Comparaisons modèles/mesures

7.3.1 Comparaison modèle d'émissivité/mesures EuroSTARRS traitées

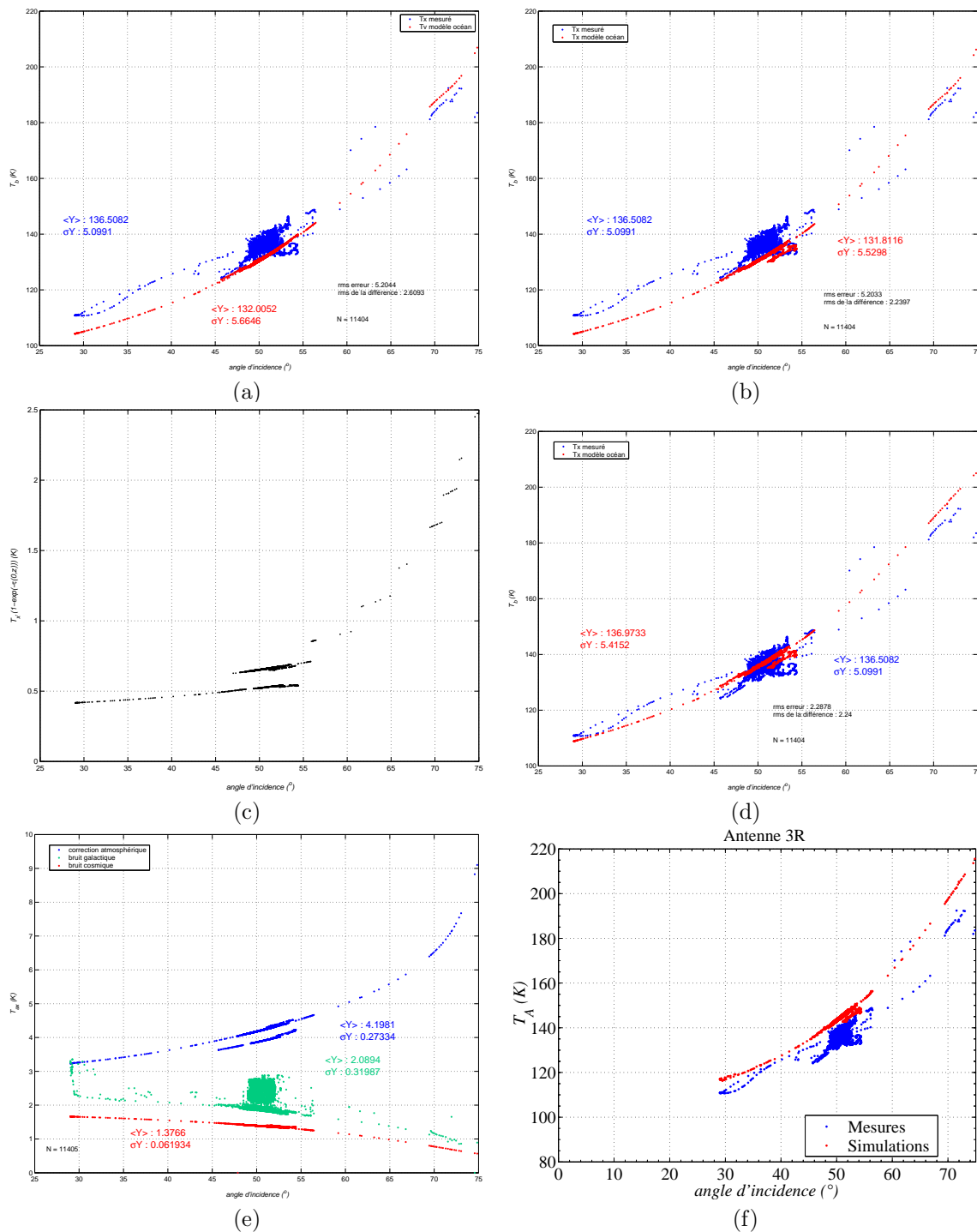


FIG. 7.20: Traitements successifs des données du STARRS pour l'antenne 3R.

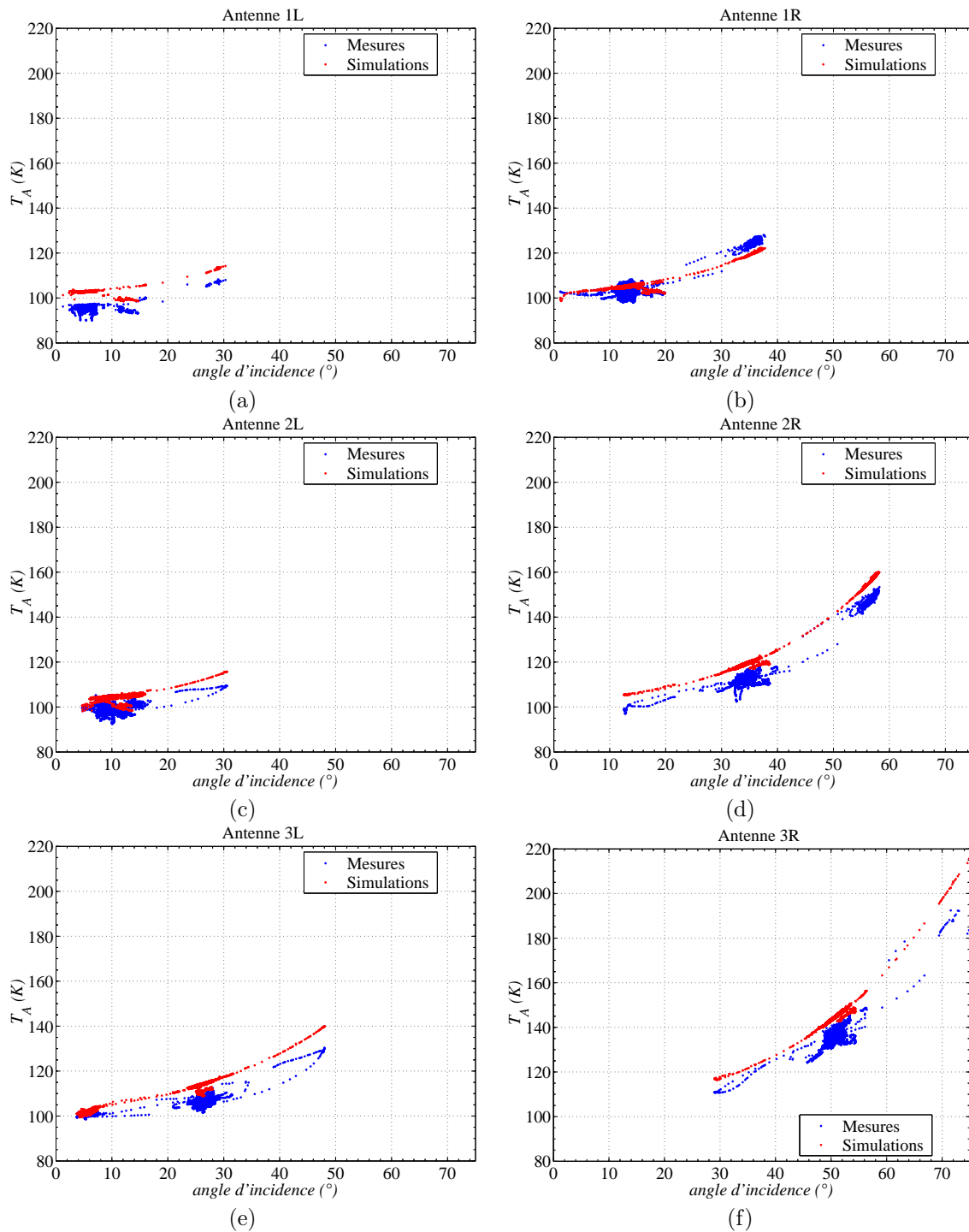


FIG. 7.21: Températures d'antenne mesurées pendant la campagne EuroSTARRS et simulées pour les mêmes conditions, pour les six antennes.

Les températures d'antenne (T_A) mesurées pendant la campagne EuroSTARRS/Gascogne et les simulations effectuées pour les mêmes conditions géophysiques (SS^T , SS^S et U) et géométriques (position et attitude de l'avion) sont illustrées sur la figure 7.21 pour les six antennes. Les simulations ont été effectuées en utilisant le modèle de spectre DV2 et le modèle de constante diélectrique KS. Ce sont des simulations de température d'antenne, par conséquent elles sont calculées en intégrant les T_{Ap} sur le diagramme d'antenne. Les T_{Ap} sont déterminées à partir de simulations de T_{bmer} , des effets atmosphériques et de la contribution des rayonnements cosmique et galactique (voir la

section 7.2). Les différentes antennes n'ont pas la même gamme de variation en angle d'incidence : les antennes proche du nadir ont une variation plus faible que celles à grande incidence. De plus, lorsque l'on est proche du nadir, la T_A varie moins avec θ , donc la largeur de la gamme de T_A mesurée est différente selon les antennes.

Antenne	biais (1)	$\sigma_{diff.}$ (1)	biais (2)	$\sigma_{diff.}$ (2)	Nb. mesures
1L	-1.77	1.36	6.85	1.31	4 458
1R	-8.54	2.70	0.86	2.51	12 515
2L	-4.36	1.73	5.21	1.76	12 579
2R	-4.02	1.56	6.45	1.32	12 527
3L	-4.59	1.63	7.18	2.51	12 558
3R	-4.51	2.61	8.13	2.13	11 404

TAB. 7.3: Biais et écart type de la différence $\sigma_{diff.}$ entre (1) les $T_{b\ mer}$ simulées et les T_A mesurées pendant la campagne EuroSTARRS/Gascogne et entre (2) les T_A simulées et mesurées.

Le tableau 7.3 résume les différences entre les mesures et les simulations : biais (1) et $\sigma_{diff.}$ (1) sont calculés entre les mesures du STARRS et les simulations de $T_{b\ mer}$ alors que biais (2) et $\sigma_{diff.}$ (2) sont calculés entre les mesures du STARRS et les simulations de $T_{A,x}$. La comparaison de biais (1) et biais (2) d'une part, et la comparaison de $\sigma_{diff.}$ (1) et $\sigma_{diff.}$ (2) d'autre part permet de déterminer l'impact des corrections décrites dans la section 7.2. Ces corrections ne permettent pas d'expliquer le biais entre le modèle et les mesures (voir biais (2)) qui est probablement dû à un problème d'étalonnage de l'instrument. En revanche, elles permettent de diminuer sensiblement l'écart-type de la différence (simulations - mesures) pour les antennes 1R, 2R et 3R. La dispersion reste néanmoins de l'ordre de 1.3 à 2.5 K et ne semble pas être corrélée aux variations des paramètres géophysiques.

D'après Jerry Miller (communication personnelle) les mesures radiométriques ont souffert d'une dérive et d'un bruit de l'ordre du Kelvin. Ceci pourrait expliquer la forte dispersion des mesures. En outre, $\sigma_{diff.}$ permet de s'affranchir d'un biais constant entre les données et les simulations, mais si ce biais n'est pas constant (par exemple si la simulation de la dépendance en angle d'incidence est imparfaite), $\sigma_{diff.}$ prend en compte la variation du biais.

7.3.2 Taux de couverture de la surface océanique par l'écume

Le taux d'écume dérivé des mesures WISE 2001, ajusté par la loi ([95])

$$F_r = 10^{-5.2076} U^{2.8788} \quad (7.4)$$

est plus faible que celui attendu pour une mer pleinement développée d'après le modèle de Monahan et Lu (voir la figure 7.22). Pour un vent de 20 m.s^{-1} , le taux de couverture mesuré pendant WISE 2001 n'est que de l'ordre de quelques pourcents, alors qu'il atteint les 10% pour une mer pleinement développée, d'après le modèle de Monahan et Lu ([60]). Ce résultat est cohérent qualitativement avec les observations de Webster et al. ([94]) qui ont mis en évidence que le taux d'écume diminue lorsque l'on se rapproche de la côte (i.e. lorsque le *fetch* diminue). Cependant, dans le cadre des campagnes WISE, il est difficile de déterminer si une modification de l'état de mer (que ce soit pour le spectre des vagues ou pour l'écume) est due à la proximité de la côte ou à la présence de la plateforme. Quoiqu'il en soit, on peut estimer l'influence de l'écume sur $T_{b\ mer}$ grâce aux mesures du taux de couverture effectuées pendant les campagnes.

7.3.3 Sensibilité de la T_b au vent

7.3.3.1 Observations qualitatives de l'effet du vent pendant la campagne EuroSTARRS/transit en Méditerranée

La version finale des données des campagnes EuroSTARRS nous étant parvenues récemment (novembre 2002), il n'a pas été possible de les traiter et de les interpréter quantitativement. Par

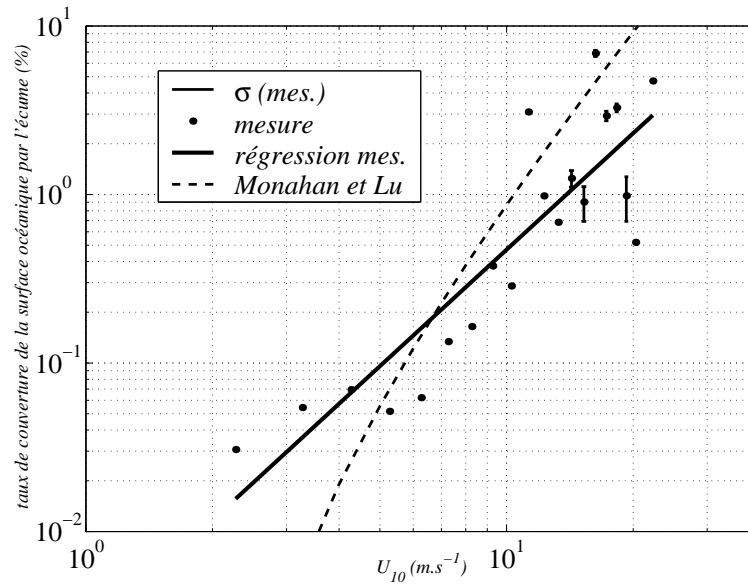


FIG. 7.22: Comparaison du taux de couverture de la surface océanique par l'écume mesuré pendant la campagne WISE 2001 (points avec barres d'erreur et régression linéaire trait plein) et simulé à partir d'un modèle empirique décrivant une mer pleinement développée (Monahan and Lu, [60]) (tirets).

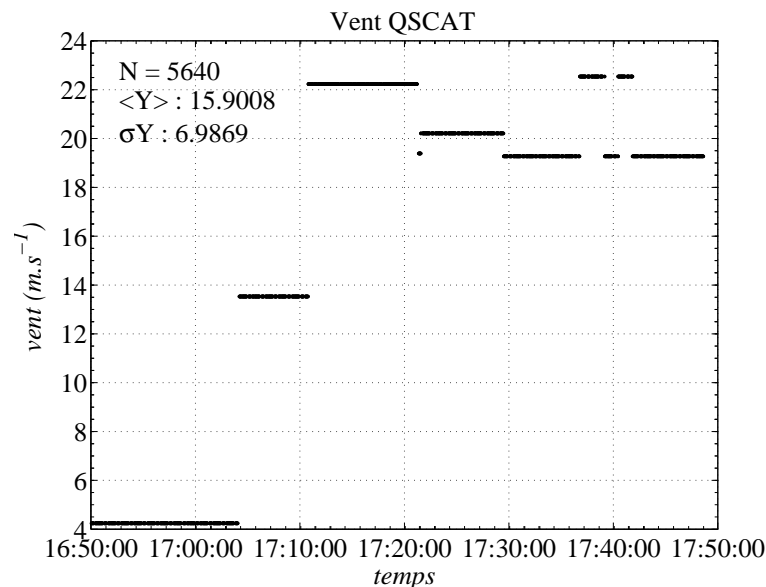


FIG. 7.23: Vent QSCAT co-localisé avec le trajet du STARRS pendant le transit Méditerranéen.

conséquent, je vais présenter ici des résultats basés sur les mesures du STARRS pendant le transit en Méditerranée qui sont très préliminaires et qui nécessiteront une étude plus approfondie.

Les données acquises pendant le vol de transit vers l'Allemagne ont ceci d'intéressant que l'avion à traversé un très fort gradient de vent. J'ai reporté sur la figure 7.23 le vent déduit des mesures du satellite QSCAT sur le trajet de l'avion du DLR pendant ce vol au dessus de la Méditerranée, et sur les figures 7.24 et 7.25 les mesures de SSS et SST effectuées par l'IRD sur un bateau d'opportunité cinq jours après la campagne. Entre 17 :05 et 17 :10, le vent a augmenté de 18 m.s^{-1} en passant de 4 m.s^{-1} à 22 m.s^{-1} . J'ai reporté sur les figures 7.26.a et 7.27.a, les mesures de T_A effectuées par le STARRS pendant ce transit, respectivement pour les antennes 1L et 3L. J'ai superposé aux

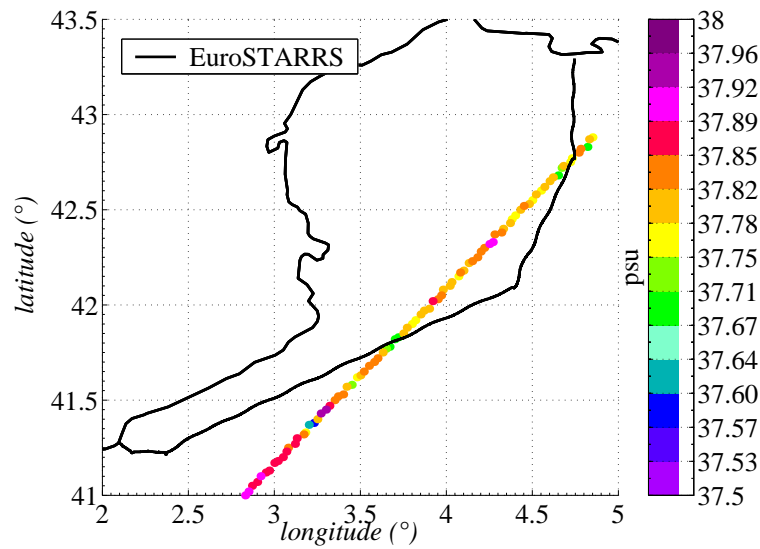


FIG. 7.24: Mesures de SSS faites par l'IRD le 28 novembre.

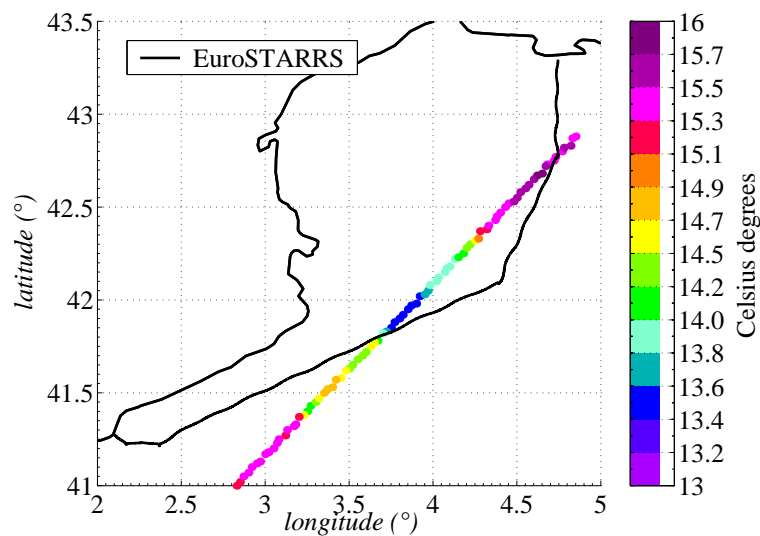


FIG. 7.25: Mesures de SSS faites par l'IRD le 28 novembre.

mesures les simulations de $T_{b_{mer}}$ effectuées avec le modèle d'émissivité, pour les mêmes conditions géophysiques. Le mélange des polarisations est ici négligé, mais son influence est de toute façon faible car pendant ce vol l'avion était proche de la position horizontale (voir les figures 7.7.c et 7.7.d). L'angle d'incidence est calculé sans prendre en compte l'angle de lacet (on suppose que $\theta_R = 0$, ce qui est justifié par la figure 7.8.b), et est reporté pour les antennes 1L et 3L respectivement sur les figures 7.26.b et 7.27.b. L'angle d'incidence des deux antennes oscille la majeure partie du temps autour d'une valeur moyenne qui est de l'ordre de l'angle d'inclinaison des antennes par rapport à l'avion (i.e. θ'), c'est à dire respectivement de l'ordre de 6.5° et 38.5° (voir le tableau 7.1), car l'avion est presque à l'horizontale. Entre 17 :20 et 17 :25, on observe une variation rapide de θ créée par une variation de l'angle de roulis qui est due à un changement de cap de l'avion (voir les figures 7.6.d et 7.7.c).

La température d'antenne (T_A) mesurée à faible angle d'incidence (par l'antenne 1L) est fortement accrue lorsque le vent augmente, de l'ordre de 10 K, alors que celle mesurée à plus fort angle d'incidence (par l'antenne 3L) est beaucoup moins sensible au vent, l'augmentation étant de

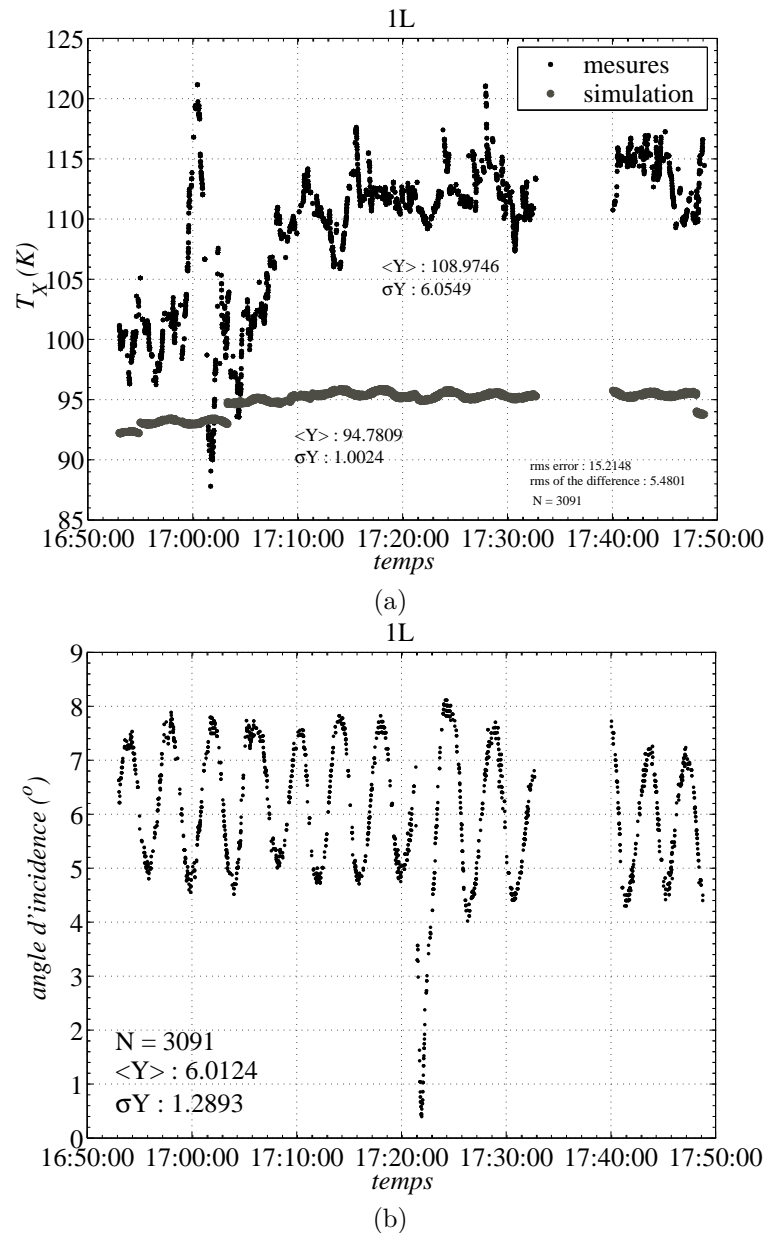


FIG. 7.26: Température d'antenne mesurée par le STARRS et simulée avec le modèle d'émissivité (a) et angle d'incidence de la mesure (b) pendant le transit Méditerranéen, pour l'antenne 1L.

l'ordre de 4 K. Comme l'angle de roulis était très faible pendant le transit, la mesure du STARRS est très proche d'une mesure en V-pol. Par conséquent, l'effet du vent au nadir et à θ proche de 40° devrait être sensiblement le même. Ce n'est visiblement pas le cas. De plus, l'influence du vent sur les mesures de l'antenne 1L est beaucoup plus forte que celle prédite par les simulations (elle est plus forte d'un facteur deux que celle dérivée du modèle de spectre DV2). Une telle variation ne peut être expliquée par les variations de SSS ou de SST qui sont faibles dans cette zone (voir les figures 7.24 et 7.25). Depuis les premières versions des données sur lesquelles nous avons travaillé, les T_A des antennes 1L et 1R semblent souffrir de biais et de bruits particulièrement élevés. Il semblerait donc que les mesures de ces antennes soient peu fiables. Par conséquent, il paraît exclu de quantifier une influence du vent sur $T_{b\ mer}$ avec les mesures de ces antennes. Néanmoins, le gradient observé par l'antenne 1L est très cohérent temporellement avec les mesures de vent et avec le gradient observé par l'antenne 3L ; cela tendrait à prouver qu'il y a un effet du vent sur

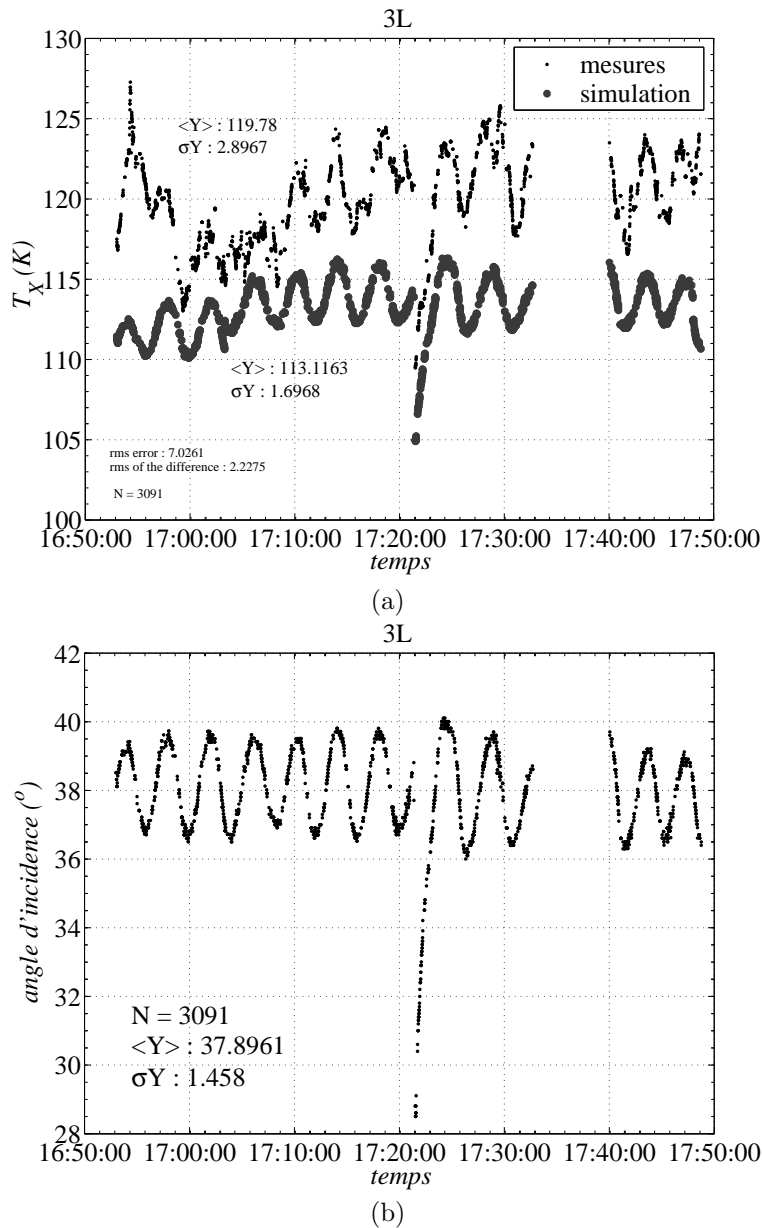


FIG. 7.27: Température d'antenne mesurée par le STARRS et simulée avec le modèle d'émissivité (a) et angle d'incidence de la mesure (b) pendant le transit Méditerranéen, pour l'antenne 3L.

$T_{b_{mer}}$ pour des incidences proche du nadir, même s'il n'est pas quantifiable.

La T_A de l'antenne 3L est très sensible aux variations de l'angle d'incidence, comme cela est prévu par les modèles pour les mesures à fort angle d'incidence. On peut remarquer la bonne corrélation entre les oscillations de la T_A pour cette antenne et la $T_{b_{mer}}$ simulée. Au contraire, les variations de θ , et notamment la forte variation entre 17 :20 et 17 :25, sont invisibles sur les mesures de l'antenne 1L : ceci s'explique par le fait que près du nadir, la $T_{b_{mer}}$ varie peu avec l'angle d'incidence.

L'effet du vent mesuré par les antennes 2L, 2R et 3R est du même ordre de grandeur que celui mesuré par l'antenne 3L (voir l'article reproduit dans la section 7.3.4).

7.3.3.2 Étude quantitative de l'effet du vent sur $T_{b\ mer}$ (campagnes WISE et EuroSTARRS)

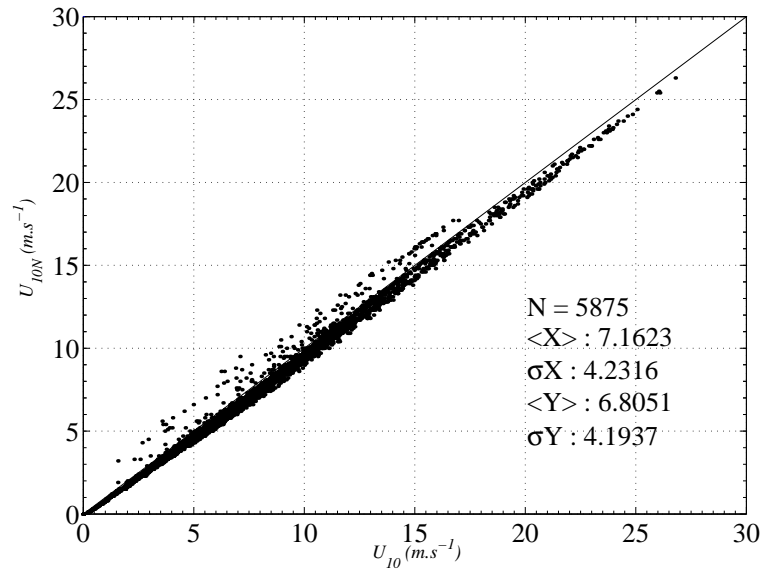


FIG. 7.28: Comparaison du vent ramené à 10 m de hauteur à partir des mesures de vent à 69 m de hauteur (station météorologique de Casablanca) en supposant une atmosphère neutre (axe des ordonnées) ou en prenant en compte la stabilité de l'atmosphère (axe des abscisses). Les données sont issues de la campagne WISE 2000.

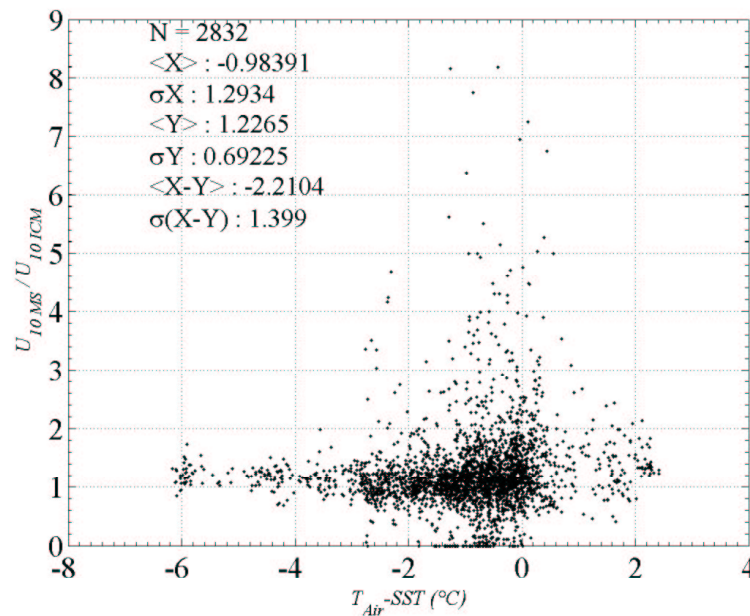


FIG. 7.29: Variation du rapport entre le vent ramené à 10 m de hauteur à partir des mesures faites à une hauteur de 2 m (bouée ICM) et de celles faites à une hauteur de 69 m (station Casablanca), en fonction de la stabilité, pendant la campagne WISE 2000

Nous avons fait des études quantitatives de l'effet du vent à partir des données WISE 2000, WISE 2001 et EuroSTARRS (antennes autres que 1L et 1R). Pour comparer la sensibilité de $T_{b\ mer}$ déduite des mesures WISE et du modèle d'émissivité, nous avons ramené toutes les mesures de vent (bouée et station météorologique sur Casablanca) à une hauteur de 10 m, à l'aide de la

relation (4.79). La figure 7.28 illustre l'influence de la stabilité sur le calcul du vent à 10 m de hauteur pour les données de la campagne WISE 2000. Cette influence est faible et l'atmosphère sera supposée neutre par la suite. Nous avons comparé (voir la figure 7.29) les vents ramenés à 10 m de hauteur issus des mesures de la bouée ICM (U_{ICM}) (mesure à 2 m de hauteur) et de la station météorologique (U_{MS}) sur Casablanca (mesure à 69 m de hauteur). Les vents ICM ramenés à 10 mètres sont systématiquement plus faibles que les vents MS ramenés à 10 mètres (de l'ordre de 20%). Nous n'avons trouvé aucune influence sensible de la stabilité, calculée à partir de l'humidité relative et de ΔT (la différence de température entre l'air et l'eau était comprise essentiellement entre -2°C et 0°C) sur le désaccord entre les deux sources de données.

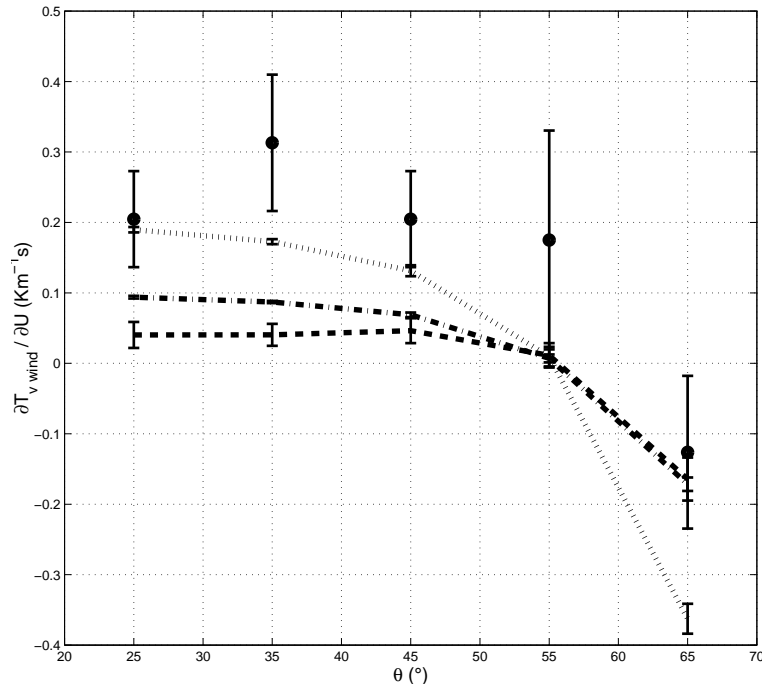


FIG. 7.30: Comparaison des sensibilité $T_{b\ mer}$ au vent dérivées des mesures WISE 2000 et simulées avec un modèle d'émissivité deux-échelles, en utilisant trois modèles de spectre différents. Les modèles de spetres de mer utilisés sont les modèles ELF (tirets), DV (tirets-points) et DV2 (points) (voir la section 5.1.3). Le calcul de la sensibilité et des barres d'erreurs est expliqué dans le texte.

La sensibilité de $T_{b\ mer}$ au vent, c'est à dire $\partial T_{b\ mer} / \partial U$ calculée avec les U_{MS} , est illustrée en polarisation verticale sur la figure 7.30 pour les mesures WISE 2000 et pour des simulations faites en utilisant trois spectres de mer différents et les conditions de vent et température observées. Cette sensibilité a été déterminée à partir de la pente de la régression linéaire de $T_{b\ mer}$ en fonction du vent pour U compris entre 0 et 10 m.s^{-1} , pour les modèles ainsi que pour les mesures. Étant donné l'imprécision des vents, la sensibilité pourrait être sous-estimé d'environ 20%. Les barres d'erreurs sur les mesures traduisent à la fois le bruit de mesure et la non-linéarité de la variation de $T_{b\ mer}$ avec U . Les simulations de $T_{b\ mer}$ ne sont évidemment pas bruitées, mais elles ne varient pas linéairement avec le vent, surtout lorsque l'on utilise le spectre ELF. Ainsi, les barres d'erreur sur les simulations représentent la variation de $T_{b\ mer}$ autour de la régression linéaire. On constate que les barres d'erreur des modèles sont beaucoup plus grandes pour le modèle ELF, qui induit une $T_{b\ mer}$ fortement non linéaire en vent, que pour les modèles DV et DV2, sauf à fort angle d'incidence où les modèles DV et DV2 induisent une variation de $T_{b\ mer}$ en V-pol également non linéaire. La sensibilité de $T_{b\ mer}$ déduite des modèles de spectre DV et ELF semble sous-estimée, alors que celle déduite du modèle DV2 semble plus en accord avec les mesures. Cependant, la sensibilité calculée en utilisant le spectre ELF est très diminuée par la présence du plateau (i.e. la faible sensibilité au vent) entre 3 m.s^{-1} et 7 m.s^{-1} . Pour des vents supérieurs à 7 m.s^{-1} , la dépendance en vent déduite du spectre ELF est comprise entre celles déduites des spectres DV et DV2. Une comparaison similaire entre la sensibilité au vent prédite par des modèles et déduite à

partir de mesures à 1.43 GHz (Hollinger, [39]) et 2.65 GHz (Blume et al., [5]) a été faite par Boutin et al. ([6]). Les mesures à 1.43 GHz étaient trop bruitées pour tirer une conclusion sur la validité des spectres, mais les mesures à 2.65 GHz indiquaient, de même que les données WISE 2000, une trop faible sensibilité des $T_{b_{mer}}$ simulées en utilisant le modèle de spectre DV.

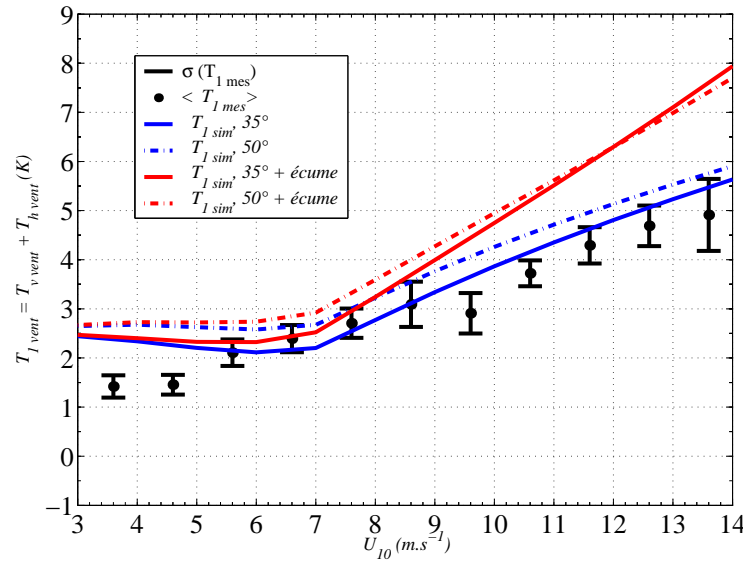


FIG. 7.31: Variation de la somme des $T_{b_{mer}}$ en V- et H-pol avec le vent, d'après les mesures WISE 2001 et des simulations en utilisant le spectre ELF. Les points noirs sont les mesures WISE 2001 moyennées sur les angles d'incidence variant de 35° à 50° , les barres d'erreur donnant l'écart type par rapport à cette moyenne. Les courbes bleues sont obtenues par simulation sans écume à $\theta = 35^\circ$ (trait plein) et $\theta = 50^\circ$ (tirets). Les courbes rouges sont obtenues par simulation avec écume (voir texte) à $\theta = 35^\circ$ (trait plein) et $\theta = 50^\circ$ (tirets)

La figure 7.31 illustre la variation de l'influence du vent sur le premier paramètre de Stokes (i.e. $T_{1_{vent}} = T_{v_{vent}} + T_{h_{vent}}$) déduite des mesures WISE 2001 et du modèle d'émissivité en utilisant le spectre ELF. L'avantage d'utiliser $T_{1_{vent}}$ plutôt que $T_{v_{vent}}$ et $T_{h_{vent}}$ est que sa sensibilité au vent varie peu avec l'angle d'incidence, ce qui permet de combiner les mesures faites à différents θ (voir l'article section 7.3.4). Les mesures sont décalées pour être ajustées par le modèle à $U = 7 \text{ m.s}^{-1}$, car on ne peut déduire précisément le $T_{b_{vent}} = T_{b_{mer}} - T_{b_{plat}}$ mesuré à cause de l'incertitude sur $T_{b_{plat}}$. Ces comparaisons ont donc pour but de valider la sensibilité de $T_{b_{mer}}$ au vent, comme c'était le cas avec les comparaisons des mesures WISE 2000, et non pas la valeur de $T_{b_{mer}}$ qui dépend à la fois du vent et de la constante diélectrique. La variation simulée de $T_{b_{mer}}$ avec le vent, sans prendre en compte l'effet de l'écume, est plutôt en accord avec les mesures pour les vents supérieurs à 7 m.s^{-1} . Cependant, le plateau entre les vents de 3 m.s^{-1} à 7 m.s^{-1} n'a pas été observé, l'écart est grand entre le modèle et les mesures pour cette gamme de vents. La prise en compte de l'écume, en utilisant le taux de couverture mesuré pendant la campagne WISE 2001, c'est à dire la relation (7.4), et le modèle d'émissivité de Stogryn (voir la section 4.5.2), induit un écart entre les mesures et le modèle, surtout à fort vent (de l'ordre de 3 K) qui ne peut pas être expliqué par le calage arbitraire de $T_{b_{plat}}$ (si l'on avait ajusté les simulations sur les mesures à $3\text{-}4 \text{ m.s}^{-1}$, les courbes simulées seraient décalées d'environ 1K). Il semblerait donc que l'effet de l'écume sur la campagne ait été peu sensible.

D'autres comparaisons entre les mesures WISE 2001 et EuroSTARRS et le modèle d'émissivité sont reportées dans l'article reproduit dans les pages suivantes. Ces comparaisons montrent la sur-estimation de l'effet du vent sur $T_{b_{mer}}$ obtenu à partir du modèle de spectre DV2 (figure 4 de l'article). Cet article met en évidence l'importance de corriger de l'influence de la SST et de la SSS sur $T_{b_{mer}}$ pour étudier l'influence du vent. L'utilisation du modèle de permittivité KS permet d'ailleurs une très bonne réduction du bruit causé par les variations de SST et SSS . Enfin, la figure 9 de l'article suggère la présence d'un signal en SSS sur les mesures EuroSTARRS qui n'a pas pu être approfondi faute de temps, les données définitives nous étant parvenues récemment

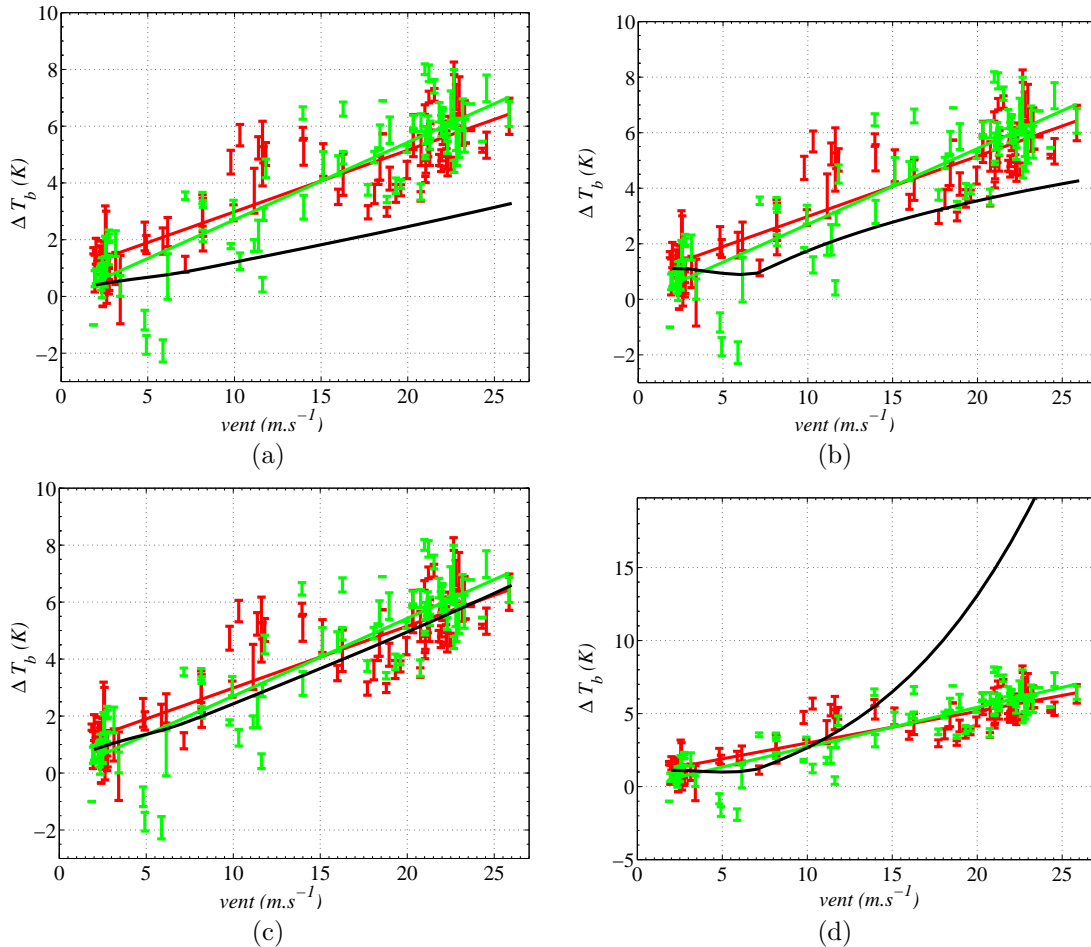


FIG. 7.32: Comparaison de l'effet du vent sur les données EuroSTARRS et de celui prédit par les modèles. ΔT_b est l'accroissement de la température de brillance induite par le vent indiqué en abscisse. (a, b, c, d) Les points verts et rouges, avec barres de variation rms sur les données moyennées, sont les données respectivement des antennes 2L ($\sim 21^\circ$ d'incidence) et 3R ($\sim 39^\circ$ d'incidence), les droites vertes et rouges sont des régressions linéaires à travers ces points. Les courbes noires sont les données simulées avec comme modèle (a) DV pour le spectre et pas d'écume, (b) ELF pour le spectre et pas d'écume, (c) DV2 pour le spectre et pas d'écume et (d) ELF pour le spectre et écume (couverture mesurée pendant la campagne).

(novembre 2002). Cependant, les données utilisées sur cette figure étaient préliminaires (pas d'angle θ_L fourni) et les corrections exposées dans la section 7.2 n'étaient pas toutes effectuées (seul le calcul de l'angle d'incidence, sans prendre en compte le lacet, a été fait). Il est probable qu'une fois les données correctement traitées, le signal sera moins bruité.

Enfin, la figure 7.32 illustre la comparaison de l'effet du vent mesuré pendant le transit EuroSTARRS et celui prédit par les modèles. Le plateau entre 3 et 7 m.s^{-1} prédit par le modèle de spectre ELF n'est pas observé, le modèle de spectre DV prédit un effet du vent trop faible par rapport à celui observé et le modèle d'écume surestime largement l'effet de celle-ci, s'il y en a un. Le modèle de spectre DV2 donne une dépendance en vent réaliste. Cependant, il faut noter qu'au delà de 7 m.s^{-1} le spectre ELF prédit une dépendance au vent similaire à celle prédite par le spectre DV2, et qu'il est impossible actuellement de départager ces deux modèles (et d'autres) à cause de la précision des mesures radiométriques. Ces mesures sont néanmoins très prometteuses, le STARRS étant en cours de perfectionnement de sorte de nous offrir à l'avenir des mesures moins bruitées.

7.3.4 Article : comparaison des mesures EuroSTARRS et WISE avec les modèles d'émissivité de la mer

Comparison of EuroSTARRS and WISE measurements with sea surface emissivity models

J. Etcheto, E. Dinnat, S. Contardo, J. Boutin

LODYC, UPMC, case 100, 4 Place Jussieu, 75252 PARIS cedex 05, FRANCE

Phone : 33144277071 Fax : 33144273805 Email: je@lodyc.jussieu.fr

INTRODUCTION

We use the measurements made during the WISE 2001 and the EuroSTARRS campaigns to check the validity of existing emissivity models in L-band. This paper will describe some very preliminary results of these campaigns. The EuroSTARRS measurements discussed below are preliminary and are subject to modification after full data processing. The various corrections to apply to measurements and model described by Contardo et al. (same issue) were not made except when indicated.

EMISSIVITY MODEL

We simulate brightness temperatures (T_B) with a two scales emissivity model (Yueh, 1997; Dinnat et al., 2002). The parameterisations of various phenomena involved in the model used in the work presented here are the following:

- the sea water permittivity ϵ is from Klein and Swift (1977)
- the sea wave spectrum is either from 2xDurden and Vesecky (1985) as suggested by Yueh (1997) or from Elfouhaily et al. (1997)
- the foam emissivity is from Stogryn (1972); the foam coverage is either from Monahan and Lu (1990) or from the measured coverage (Weill, same issue).

The brightness temperature can be written as the sum of two terms (Dinnat et al., 2002):

$$T_B = T_{Bflat}(\epsilon(SST, SSS), \theta) + T_{Bwind}(\epsilon(SST, SSS), U_{10}, \theta, \phi)$$

where SST is the sea surface temperature, SSS the sea surface salinity, U_{10} the wind speed at 10m height, θ the incidence angle and ϕ the azimuth angle.

The main dependence of T_B on SST, SSS and θ is contained in T_{Bflat} while the dependence on wind speed, including optionally a foam contribution, is only in T_{Bwind} .

This paper is mainly devoted to the study of T_B sensitivity to wind speed. We will neglect the dependence of T_B on ϕ since it is expected to be very small. To ease the model/data comparison we will use this decomposition and subtract T_{Bflat} from the measurements before comparing them to the modeled T_{Bwind} .

WISE 2001 MODEL-DATA COMPARISON

In order to illustrate the above strategy we will first look at the effect of subtracting T_{Bflat} from the measurements. Figure 1 shows T_B measurements in vertical and horizontal polarisations made during WISE 2001 at a fixed 44° incidence angle versus wind speed. The SST at the time of the measurement is color coded. Figure 2 shows the same data after subtracting the modelled T_{Bflat} from the

measurements of figure 1. All the measurements made during the campaign are used.

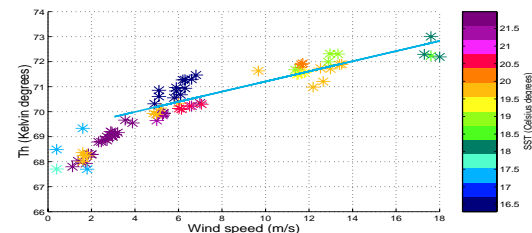
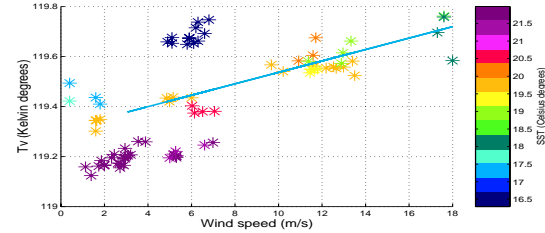


Figure 1: T_V (top) and T_H (bottom) at 44° versus wind speed during WISE 2001. The SST is color coded between 16 and 22°C .

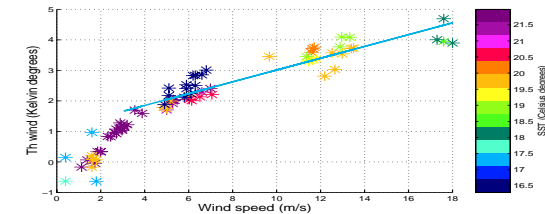
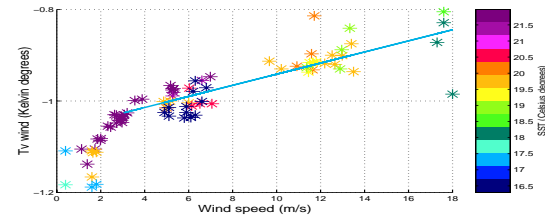


Figure 2: same as figure 1 for T_{Bwind}

On figure 1 the SST influence on T_B is clearly visible: it is particularly clear on T_V at low wind speed. The scatter of the points is decreased on T_{Bwind} . A linear fit was applied to the data for wind speed larger than 3 m/s. The rms with respect to the fit is decreased from 0.153K to 0.036K in vertical polarisation and from 0.431K to 0.333K in horizontal polarisation. This decrease of the dispersion occurs at all incidence angles as can be seen on figure 3 where the rms

with respect to a linear fit is plotted at each incidence angle for both T_B and T_{Bwind} for both polarisations. Yet it should be noticed that the scatter is larger in horizontal polarisation than in vertical polarisation and that the decrease between the T_B rms and the T_{Bwind} rms is greater in Vpol than in Hpol suggesting that the main contribution to the scatter is not due to the SST. All the measurements of the campaign are used. In most cases the rms of T_{Bwind} is less than the one on T_B . Therefore from now on we will make the model-data comparisons on T_{Bwind} .

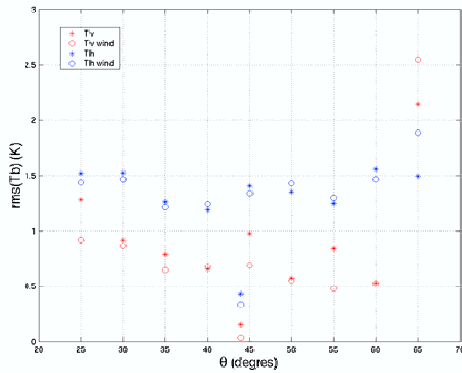


Figure 3: rms of T_B with respect to a linear fit versus incidence for T_B (stars) and T_{Bwind} (circles) in vertical (red) and horizontal (blue) polarisations

We will now study the influence of wind speed on T_B . We will look at the first Stokes parameter $I = T_V + T_H$. In the same way as T_B , I can be decomposed in $I = I_{flat} + I_{wind}$. At 18°C and 38 psu, the average conditions during WISE 2001, I varies with incidence by less than 1K for incidence angles between 24 and 54°, for any wind speed between 3 and 20 m/s. Therefore we will average together all the measurements made at incidence angles between 25 and 55° for a given wind speed. The measurements were binned and averaged by 1 m/s classes during all the campaign. The result is shown on

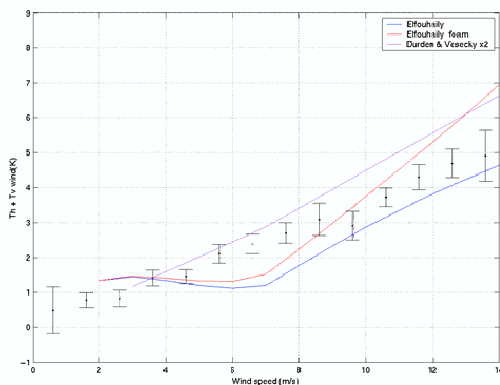


Figure 4: I_{wind} versus wind speed for all incidence angles between 25° and 55° compared with modeled one using 2xDurden and Vesecky spectrum (purple), Elfohaily spectrum (blue) and Elfohaily + measured foam coverage (red)

figure 4 where measurements are plotted together with model results for various parameterisations, the standard deviation being shown as error bars. The modeled I is not plotted at low wind speed since modeled spectra are not reliable below 3 m/s. The 2 x Durden and Vesecky values are above measurements at all wind speed, while the Elfohaily results are below the measurements. Only the Elfohaily with foam results are compatible with the measured I . The measured foam is the total foam coverage (A. Weill et al., same issue).

EuroSTARRS TRANSIT MODEL-DATA COMPARISON

During the return transit to Germany the plane crossed an abrupt wind speed gradient, the wind jumping from 4 m/s to 23 m/s (J. Etcheto et al., same issue). We will now study the effect of wind speed on T_V measured by the STARRS radiometer. During this flight the measured T_B (T_X) never differed from T_V by more than 0.3K (S. Contardo et al., same issue), usually 0.1K. Figure 5 shows T_{Vwind} against wind speed between 3 and 25 m/s for several incidence angles

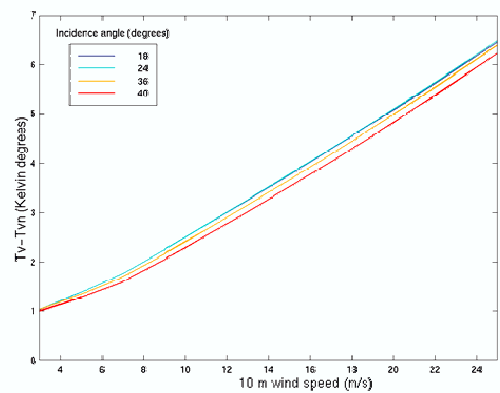


Figure 5: T_{Vwind} for incidence angles 18° (dark blue), 24° (blue), 36° (yellow), 40° (red) versus wind speed

between 18° and 40° at 18°C and 38 psu, 2 x Durden and Vesecky. Over the whole range T_{Vwind} never differed by more than 0.25K. Therefore we do not take into account the variations of incidence angle due to the plane attitude fluctuations during the flight (S. Contardo et al., same issue) for T_{Vwind} .

Figure 6, 7 and 8 show the measured brightness temperature against wind speed co-located from ARPEGE wind field for three antennas: 2R, 2L and 3R. The results of the two scale emissivity model for various representations of the sea state influence are superimposed. Total and active foam coverage are deduced from the Monahan and Lu (1990) parameterisation. Since the radiometer data used were not fully calibrated, especially for absolute calibration, the model results were adjusted to measurements at 3 m/s.

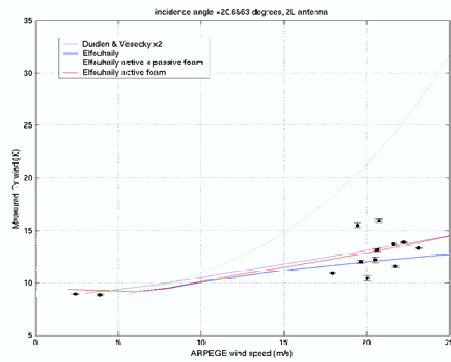


Figure 6: T_B measured by STARRS with 2L antenna against wind speed (black dots) and T_V modeled with Elfouhaily spectrum without foam (blue line), Elfouhaily spectrum with active foam (red line), Elfouhaily spectrum with active and passive foam (green line) and 2xDurdan and Vesecky spectrum (purple line)

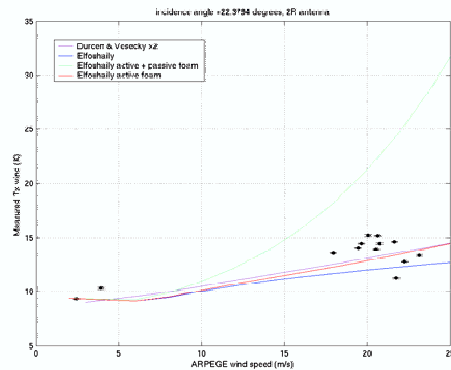


Figure 7: same as figure 6 for 2R antenna

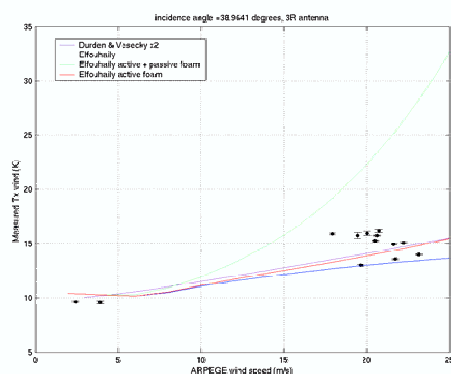


Figure 8: same as figure 6 for 3R antenna

The main feature seen on these figures is that the observed T_B dependence on wind speed is not compatible with the use

of the Elfouhaily spectrum with total foam coverage (far too large). The Elfouhaily spectrum with active foam or the 2 x Durdan and Vesecky spectrum without foam gives the results which are the closest to the measurements. The measurements appear also to be slightly larger than the results obtained with the Elfouhaily spectrum without foam.

SALINITY EFFECT

Since the salinity varied during the Atlantic flight and that the Mediterranean sea is more salted than the Atlantic ocean (Font et al. and Etcheto et al., same issue) we used the measurements from the Gascogne and the Casablanca flights to check for a possible salinity signature. The results are shown on figures 9.

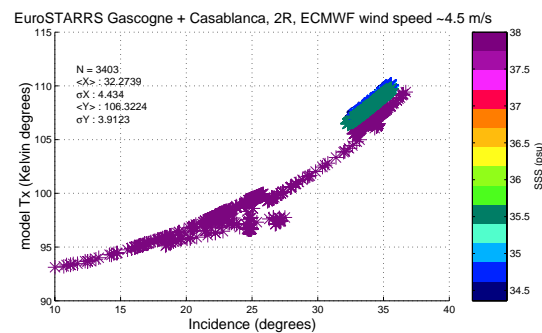
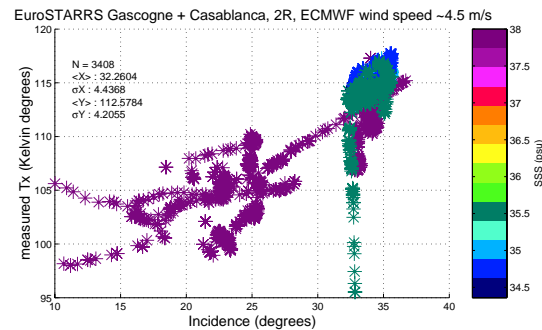


Figure 9: T_B measured (top) by 2R antenna and modeled (bottom) during the Gascogne and Casablanca flights for wind speed close to 4.5 m/s color coded in salinity between 34.5 and 38 psu.

Here the data and the model were corrected for the effects described by Contardo et al. (same issue). Since we do not know well the wind speed dependence, the measurements were sorted in order to keep only measurements made for wind speed 4.5 ± 0.5 m/s. The measured T_B decreases when salinity increases as predicted by the model. The data are clearly more scattered than the model and a more careful analysis should be done to make a quantitative comparison but there is clearly a salinity signature in the measurements.

CONCLUSION

This analysis of the first results of the WISE 2001 and EuroSTARRS campaigns enable us to draw some preliminary conclusions.

The wind speed dependence of the sea surface emissivity should be studied on T_{Bwind} rather than on T_B to remove most of the variations with SST, SSS and θ .

The measurements made during the two campaigns evidence a variation of the emissivity with wind speed.

No strong effect of foam is observed in particular no strong change in the T_B versus wind speed slope around 8-12 m/s is observed. The WISE 2001 measurements (wind speed range 4-14 m/s) are compatible with emissivity model using Elfouhaily spectrum with measured foam, while they suggest that 2 x Durden and Vesecky has a slightly too large dependence on wind speed. EuroSTARRS transit measurements suggest a sensitivity of T_V to wind speed on the same order as emissivity model using Elfouhaily spectrum with active foam or 2 x Durden and Vesecky.

A salinity signature is observed on EuroSTARRS measurements when Atlantic and Mediterranean data are used together.

ACKNOWLEDGMENT

We are very indebted to G. Caudal (CETP) for his help in developing the emissivity model and many helpful discussions. This work was performed with the support of Centre National d'Etudes Spatiales (CNES).

REFERENCES

- Dinnat, E.P., J. Boutin, G. Caudal, J. Etcheto and A. Camps, Issues concerning the sea emissivity modeling at L-band for retrieving surface salinity, *Radioscience*, in press, 2002.
- Durden, S.L., and J.F. Vesecky, A physical radar cross-section model for a wind driven sea with swell, *IEEE J. of Oceanic engineering*, OE-10(4), 445-451, 1985.
- Elfouhaily, T., B. Chapron and K. Katsaros, A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves, *J. Geophys. Res.*, 102(C7), 15781-15796, 1997.
- Klein, L.A., and C.T. Swift, An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies, *IEEE trans. Antennas and Propag.*, AP-25(1), 104-111, 1977.
- Monahan, E., and M. Lu, Acoustically relevant bubble assemblages and their dependence on meteorological parameters, *IEEE J. of Oceanic Engineering*, 15(4), 340-349, 1990.
- Stogryn, A., The emissivity of sea foam at microwave frequencies, *J. Geophys. Res.*, 77(9), 1658-1666, 1972.
- Yueh, S. H., Modeling of wind direction signals in polarimetric sea surface brightness temperatures, *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*, 35(6), 1400-1418, 1997.

Troisième partie

Conclusion et Perspectives

À l'origine de ma thèse, il y a la sélection en phase A (phase d'étude de faisabilité) de la mission SMOS par l'Agence Spatiale Européenne. Le but de cette mission est d'estimer (entre autre) la salinité de surface des océans à partir de mesures radiométriques hyperfréquences en bande L (1.41 GHz). Ce projet repose principalement sur le fait que l'émissivité de la surface océanique dépend sensiblement de la salinité pour des fréquences inférieures à 10 GHz. Ma thèse a consisté à étudier l'émissivité de la surface océanique en bande L dans le but de déterminer si l'erreur sur la salinité inversée à partir de mesures SMOS sera compatible avec les besoins de l'océanographie physique. La précision recherchée sur la salinité de surface (*SSS*) étant inférieure au psu (0.1 psu pour la précision optimum), les contraintes sur la mesure de la température de brillance de l'océan ($T_{b_{mer}}$) sont drastiques (jusqu'à mieux que 0.1 K).

7.3.5 Les travaux effectués et les résultats obtenus

Durant ma thèse, j'ai codé et utilisé un modèle d'émissivité de la surface océanique qui a été validé à des fréquences plus élevées que la bande L (i.e. 19 GHz et 37 GHz) pour déterminer la sensibilité de la mesure radiométrique aux conditions océaniques que sont la *SSS*, la température de surface (*SST*), la rugosité de la surface induite par le vent (*U*) et l'écume. Ce modèle d'émissivité fait intervenir un modèle de constante diélectrique de l'océan, d'état de surface de la mer, de diffusion des ondes électromagnétiques par une surface rugueuse telle que celle de l'océan et d'écume (émissivité et taux de couverture de la surface de la mer). J'ai aussi utilisé un modèle de transfert radiatif à travers l'atmosphère pour déterminer l'influence de l'atmosphère sur la mesure radiométrique et la variation de cette influence avec les paramètres atmosphériques que sont la température, la pression et l'humidité relative.

Quand j'ai commencé cette étude, on savait que $T_{b_{mer}}$ en bande L dépendait sensiblement de la *SSS* et de la *SST*, et que la sensibilité à la *SSS* était environ trois fois plus forte dans les eaux chaudes que dans les eaux froides. Ces estimations de sensibilité étaient dérivées d'un modèle de constante diélectrique de l'eau de mer assez ancien. J'ai montré que la sensibilité de la $T_{b_{mer}}$ à la *SST* est relativement faible, particulièrement pour des eaux dont la *SST* est proche de 15°C et que la $T_{b_{mer}}$ globale est plus sensible à la *SSS* qu'à la *SST*. J'ai également montré que des modèles de constante diélectrique plus récents prédisent des $T_{b_{mer}}$ sensiblement différentes, la différence pouvant atteindre 1 K. J'ai montré que cette différence induite par les différents modèles de constante diélectrique ne pouvait être assimilée à un biais et que, par conséquent, de nouvelles mesures de constante diélectrique en bande L avec une précision de l'ordre de 0.3 % étaient souhaitables.

L'effet de la rugosité de la surface océanique (induite par le vent) sur $T_{b_{mer}}$ en bande L était mal connu et souvent ignoré car supposé faible. Ces estimations de l'effet de la rugosité reposaient sur des prédictions de modèles d'émissivité basés sur l'approximation de l'optique géométrique. En effet, ces modèles ne prédisent aucune influence sensible de la rugosité pour des incidences faibles et modérées (jusqu'à 40° d'angle d'incidence environ). De plus, à plus haute fréquence (à partir de quelques GHz), l'effet du vent sur $T_{b_{mer}}$ est essentiellement lié à l'écume, la rugosité jouant un rôle secondaire. Cependant, les modèles d'optique géométrique ne prennent en compte que l'effet induit par les grandes vagues. À l'aide d'un modèle d'émissivité à deux échelles de rugosité, j'ai montré que l'effet sur $T_{b_{mer}}$ en bande L des petites vagues (par diffusion de Bragg) est très sensible (de l'ordre de quelques dixièmes de $K.m^{-1}.s$), particulièrement au nadir où les petites vagues sont les seules à influencer $T_{b_{mer}}$.

J'ai montré que l'effet de la rugosité dépend fortement du modèle de spectre de vagues utilisé. Cet effet sur la $T_{b_{mer}}$ omnidirectionnelle peut varier d'un facteur deux entre les différents modèles. Bien qu'il soit environ deux fois plus faible en bande L qu'à plus haute fréquence (i.e. 37 GHz), il est indispensable de le prendre en compte car il induit des variations de $T_{b_{mer}}$ supérieures à celles induites par les variations de *SSS*. J'ai montré que la $T_{b_{mer}}$ en moyenne globale sera sensiblement accrue par la présence de vent (de l'ordre de 2 K pour l'estimation la plus forte) ainsi que sa variabilité. La sensibilité de la $T_{b_{mer}}$ à la direction du vent est très différente selon le modèle de spectre utilisé (jusqu'à un facteur cinq entre les différents modèles). Cependant, les différents modèles s'accordent sur le fait que cette dépendance est relativement faible (inférieure à ± 0.5 K) et très inférieure à celle observée à plus haute fréquence (19 GHz et 37 GHz). À mon sens, si des mesures précises de $T_{b_{mer}}$ en bande L pour différents vents permettront certainement de valider

la dépendance en vent de la $T_{b\ mer}$ omnidirectionnelle, la dépendance azimutale par rapport à la direction du vent requiert une précision radiométrique difficile à obtenir, et il est peu probable qu'elle puisse être identifiée avant le lancement de SMOS au cours de campagnes préparatoires.

Le vent peut également influencer la $T_{b\ mer}$ par l'intermédiaire de l'écume, que j'ai étudiée à l'aide de modèles théoriques et empiriques. L'effet de l'écume est très incertain en bande L, les différents modèles d'émissivité de l'écume prédisant des effets sensiblement différents. Cependant, il est probable que l'effet de l'écume soit beaucoup plus faible en bande L qu'à plus haute fréquence, à cause de l'épaisseur de la couche d'écume qui est faible devant la longueur d'onde 21 cm. Les mesures disponibles à basse fréquence ne semblent d'ailleurs pas indiquer un effet très sensible de l'écume, du moins pour les vents modérés. De plus, j'ai montré que dans un modèle empirique d'émissivité de l'écume assez ancien, l'effet de la diffusion de Bragg avait été attribué à l'écume, surestimant ainsi l'effet de l'écume.

J'ai montré que les effets atmosphériques sur la mesure de SMOS, bien que faibles, ne sont pas négligeables et que leur variation avec les conditions météorologiques (température, pression et humidité relative) est très faible (la variation la plus forte étant due aux variations de pression). Par conséquent, ces effets devraient pouvoir être corrigés à partir d'estimations de pression, issues de modèles météorologiques. Contrairement à ce qui a été montré à plus haute fréquence (89 GHz et 157 GHz), en bande L, la dépendance en vent du signal atmosphérique réfléchi par la surface de la mer est négligeable.

Pour analyser la validité de mon modèle d'émissivité en bande L, j'ai étudié l'effet de la rugosité sur $T_{b\ mer}$ mesuré pendant les campagnes EuroSTARRS et WISE. Une comparaison de l'effet du vent sur $T_{b\ mer}$ déduit des mesures WISE 2000 et 2001 et de celui prédit par mon modèle d'émissivité m'a permis de déterminer un ordre de grandeur de l'effet du vent, environ $0.2\ \text{K}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}$ pour des angles proches du nadir, incompatible avec l'un des modèles de spectre étudiés. Cependant, les mesures sont trop bruitées pour déterminer cet effet avec précision. En outre, les $T_{b\ mer}$ prédites par l'un des modèles de spectre étudiés sont peu crédibles et en désaccord avec les mesures WISE 2001 pour des vents compris entre $3\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $7\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. La forte différence de dépendance azimutale prédite par les différents modèles n'a pu être étudiée à cause du bruit des mesures. L'exploitation des mesures EuroSTARRS, qui n'ont été disponibles en version finale que depuis peu (novembre 2002), apportera certainement des enseignements supplémentaires, bien que mes études mettent en évidence que les mesures de certaines antennes du STARRS semblent plus bruitées que d'autres. Il est sûrement préférable dans un premier temps d'exploiter les données des antennes les moins bruitées. Un effet sensible de l'écume n'a pas pu être mis en évidence à partir de ces ensembles de données. Bien que des conclusions définitives sur l'effet du vent en bande L n'aient pu être tirées, des progrès ont été fait dans sa connaissance.

À l'aide de mon modèle d'émissivité et des caractéristiques de l'instrument SMOS (bruit radiométrique, résolution spatiale et échantillonnage temporel, mesure multi angulaire grâce au champ de vue 2D), nous avons estimé l'erreur sur la SSS restituée. L'erreur sur une estimation élémentaire (sur un pixel de 40 km de résolution et sur une mesure instantanée, i.e. intégrée sur 1.5 s) de la SSS provient essentiellement du bruit radiométrique et de l'incertitude sur le vent (95% de l'incertitude provient de ces deux paramètres). Une fois la SSS moyennée sur des pavés de 200 km de côté et sur une période de 10 jours (selon les recommandations GODAE), son incertitude est inférieure à 0.1 psu sur tout le globe à condition de disposer d'une estimation du vent à haute résolution temporelle. Dans les zones à faible variabilité temporelle du vent, la précision sur la SSS n'est pas dégradée par l'utilisation d'un vent moyen sur 10 jours. En revanche, l'absence totale d'estimation du vent conduit à une incertitude sur la SSS qui la rend difficilement exploitable. La possibilité de s'affranchir de l'effet Faraday en utilisant des mesures du premier paramètre de Stokes au lieu de mesures polarimétriques a été étudiée : l'incertitude sur la SSS est peu dégradée par cette méthode, ce qui montre que la rotation Faraday ne devrait pas être un obstacle majeur à la restitution de la SSS à partir des mesures SMOS. Cependant, il est probablement possible de corriger l'effet Faraday : une étude est en cours à l'IPSL en collaboration avec l'ESA/ESTEC pour déterminer plus précisément les différents moyens possibles pour prendre en compte cet effet sur la mesure SMOS.

7.3.6 Perspectives

Parmi les problèmes importants qui se posent pour la restitution de la *SSS* à partir de mesures radiométriques en bande L, l'étalonnage de l'instrument et la prise en compte de la rugosité de surface sont critiques.

Pendant ma thèse j'ai évalué l'ordre de grandeur de la $T_{b_{mer}}$ globale et sa variabilité avec la *SSS*, la *SST* et le vent. Une étude approfondie de la variabilité globale des paramètres géophysiques est nécessaire pour déterminer les échelles spatiales et temporelles de la variabilité globale de la $T_{b_{mer}}$ et pour déterminer une stratégie d'étalonnage en vol de l'instrument. Une étude LO-DYC/SA/CESBIO est actuellement en cours pour déterminer ces échelles de variabilité spatio-temporelle dans le but de corriger les dérives de l'instrument. D'autre part, des études sont menées à l'Agence Spatiale Européenne par Mark Drinkwater sur la faisabilité d'étalonner l'instrument au dessus du Dôme C, plateau du continent Antarctique.

Concernant la prise en compte de l'effet de la rugosité de surface, l'approche adoptée dans cette thèse a été de relier l'état de surface de la mer au vent. Cependant, l'utilisation de différents modèles de spectre de vagues conduit à de larges désaccords sur $T_{b_{mer}}$ simulée. De plus, dans certains cas, l'état de mer ne résulte pas uniquement de l'influence du vent (*slicks*, etc ...).

Une approche alternative à l'utilisation du vent pour prédire la $T_{b_{mer}}$ induite par la rugosité est de co-localiser les mesures radiométriques avec des mesures diffusiométriques (i.e. les coefficients de rétrodiffusion σ_0). En effet, contrairement à $T_{b_{mer}}$, σ_0 est beaucoup plus sensible à la rugosité de la surface de la mer qu'à la *SST* et à la *SSS*; il fournit une estimation de l'état de mer qui ne sera pas affecté par des incertitudes sur la *SST* et la *SSS* (voir figures 7.33 issues des résultats de mon modèle).

L'effet de la diffusion de Bragg sur le signal diffusiométrique à un angle d'incidence donné est sensible à une longueur d'onde du spectre des vagues, contrairement à cet effet sur le signal radiométrique qui est sensible à une gamme de longueurs d'onde beaucoup plus large (voir figure 7.34). Il faut noter que les grandes vagues vont moduler l'effet de la diffusion de Bragg sur le σ_0 , et élargir un peu la gamme des longueurs d'onde influençant le signal.

Récemment, Yueh et al. ([106]) ont corrigé empiriquement l'effet de rugosité sur des mesures radiométriques en bande L en utilisant des mesures diffusiométriques. Leurs résultats sont très prometteurs concernant l'utilisation de mesures actives combinée aux mesures radiométriques. Cependant, il faudrait étudier l'apport qu'aurait une correction reposant sur des bases théoriques par rapport à une telle correction empirique.

SMOS n'embarquera pas de radar en bande L, mais il devrait être possible de co-localiser ses mesures avec celles de diffusiomètres d'autres plateformes. Ces diffusiomètres fonctionneront à d'autres fréquences (plus élevées) que celle de SMOS. Par conséquent, il faudra déterminer dans quelle mesure il est possible d'utiliser des données co-localisées et dans quelle mesure un radar fonctionnant à une fréquence autre que 1.41 GHz peut apporter une information complémentaire de celle obtenue via le vent de surface.

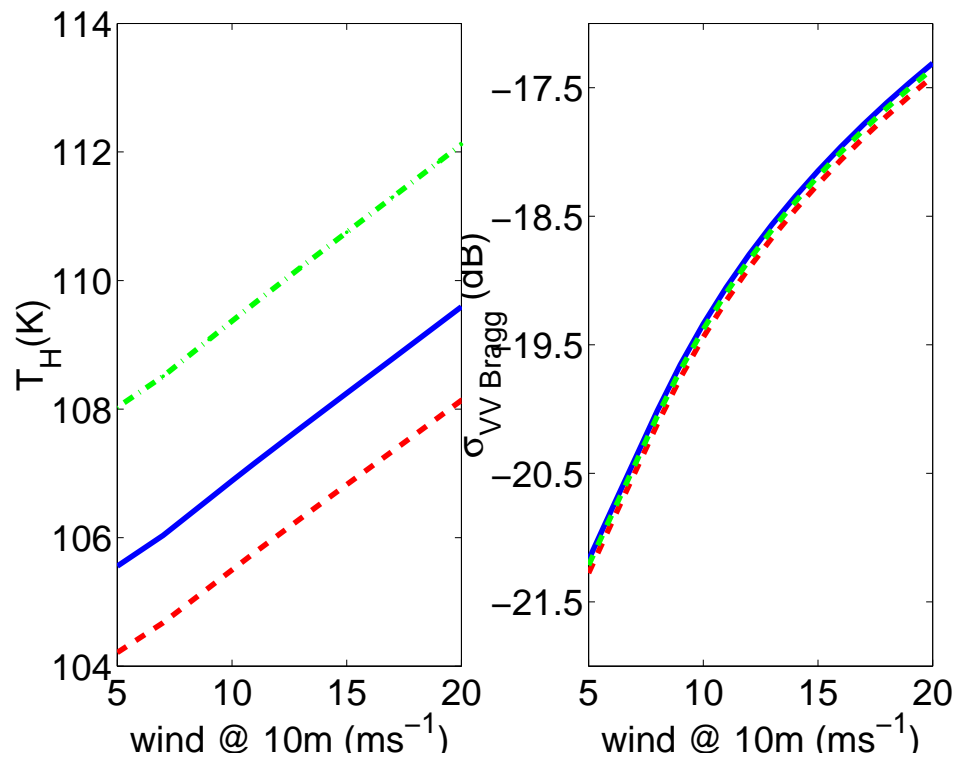


FIG. 7.33: Signaux radiométrique en polarisation horizontale (figure de gauche) et diffusiométrique en polarisation verticale (figure de droite) à 30° d'angle d'incidence en bande L. La SST et la SSS sont : (courbe bleue) 15°C, 35 psu; (courbe verte, tirets points) 15°C, 30 psu; (courbe rouge, tirets) 0°C, 35 psu.

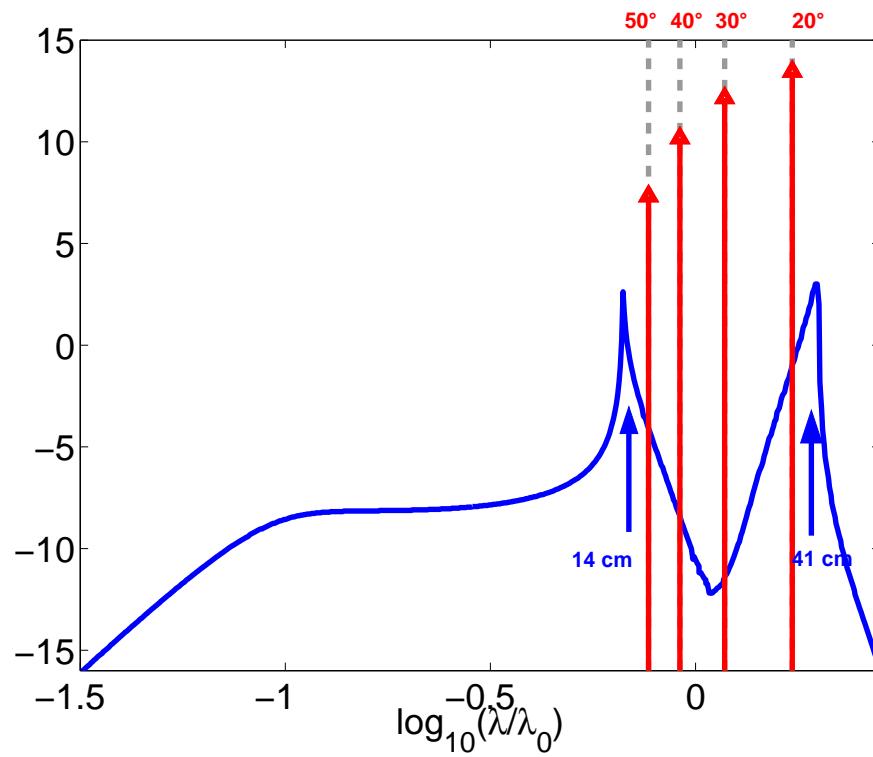


FIG. 7.34: Influence relative des vagues selon leur longueur d'onde sur les signaux radiométrique et diffusiométrique. L'échelle verticale représente la valeur (en dB) des fonctions de poids omnidirectionnelles pour un radiomètre à 30° d'angle d'incidence (courbe bleue) et un diffusiomètre à 20°, 30°, 40° et 50° d'angle d'incidence (flèches rouges) en bande L en fonction du rapport entre la longueur d'onde de la vague et celle de l'instrument.

- [1] Antonov, J., S. Levitus, T. P. Boyer, M. Conkright, T. O. Brien, et C. Stephens, *World ocean atlas*, NOAA Atlas NESDIS, Wash., D.C., 1998.
- [2] Apel, J. R., An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effects on radar backscatter, *Journal of Geophysical Research*, *99*, 16,269–16,291, 1994.
- [3] Barber, D., et al., Forcing of the cold event of 8,200 years ago by catastrophic drainage of Laurentide lakes, *Nature*, *400*, 344–348, 1999.
- [4] Blanch, S., et A. Aguiasca, Sea water dielectric permittivity models : review and impact on the brightness temperature at L-band, in *LOSAC/WISE/EuroSTARRS workshop, SP-525*, ESTEC/European Space Agency, 2003.
- [5] Blume, H.-J. C., A. W. Love, M. J. V. Melle, et W. W. Ho, Radiometric observations of sea temperature at 2.65 GHz over Cheasapeake Bay, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, *AP-25*, 121–128, 1977.
- [6] Boutin, J., E. Obligis, et E. Dinnat, WP1120, Influence of surface roughness on Tb simulated in L-band by Yueh-LODYC emissivity model and by UCL model - analyse of the differences, in *Scientific requirements and impact of space observation of ocean salinity for modeling and climate studies : final report*, NERSC technical report n°214 under contract n°14273/00/NL/DC European Space Agency, 2002.
- [7] Boyer, T. P., S. Levitus, J. Antonov, M. Conkright, T. O. Brien, et C. Stephens, *World ocean atlas*, NOAA Atlas NESDIS, Wash., D.C., 1998.
- [8] Businger, J. A., *Turbulent transfert in the atmospheric surface layer*, American Meteorological Society, Boston, Mass., 1973.
- [9] Camps, A., WInd and Salinity Experiment 2000 (WISE 2000), *Tech. Rep. 14188/00/NL/DC*, ESTEC, 2001.
- [10] Chaigneau, A., et R. Morrow, Surface temperature and salinity variations between Tasmania and Antarctica, 1993-1999, *Journal of Geophysical Research*, *107*, 22-1-22-7, 2002.
- [11] Chandrasekhar, S., *Radiative transfert*, Dover, New York, 1960.
- [12] Charnock, H., Wind stress on a water surface, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *81*, 639–640, 1955.
- [13] Charnock, H., A note on empirical wind-wave formulae, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *84*, 443–447, 1958.
- [14] Cox, C., et W. Munk, 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, 1954.

- [15] Cox, R. A., *The salinity problem*, vol. 1, Macmillan, New York, 1970.
- [16] Crawford, J., Frank S., *Ondes - Berkeley : cours de physique*, vol. 3, Armand Colin, Paris, 1972.
- [17] Deane, G. B., et M. D. Stokes, Scale dependence of bubble creation mechanisms in breaking waves, *Nature*, *418*, 839–844, 2002.
- [18] Debye, P., *Polar molecules*, Chemical Catalogue Company, New York, 1929.
- [19] Delahaye, J.-Y., P. Golé, et P. Waldteufel, Calibration error of L-band sky-looking ground-based radiometers, *Radio Science*, *37*, 11–1–11–11, 2002.
- [20] Delcroix, T., Observed surface oceanic and atmospheric variability in the tropical Pacific at seasonal and ENSO timescales : a tentative overview, *Journal of Geophysical Research*, *103*, 18,611–18,633, 1998.
- [21] Delcroix, T., et C. Hénin, Seasonal and interannual variations of sea surface salinity in the tropical Pacific Ocean, *Journal of Geophysical Research*, *96*, 22,135–22,150, 1991.
- [22] Dittmar, W., Report on researches into the composition of ocean water collected by H. M. S. Challenger, in *Challenger Report*, vol. 1 of *Physics and Chemistry*, pp. 1–251, 1884.
- [23] Donelan, M. A., et W. J. Pierson, Jr., Radar scattering and equilibrium ranges in wind-generated waves with applications to scatterometry, *Journal of Geophysical Research*, *92*, 4971–5029, 1987.
- [24] Donelan, M. A., F. W. Dobson, S. D. Smith, et R. J. Anderson, On the dependence of sea surface roughness on wave development, *Journal of Physical Oceanography*, *23*, 2143–2149, 1993.
- [25] Droppleman, J. D., Apparent microwave emissivity of sea foam, *Journal of Geophysical Research*, *75*, 696–697, 1970.
- [26] Droppleman, J. D., R. A. Mennella, et D. E. Evans, An airborne measurement of the salinity variations of the Mississippi River outflow, *Journal of Geophysical Research*, *75*, 5909–5913, 1970.
- [27] Dupuis, H., P. K. Taylor, A. Weill, et K. Katsaros, Inertial dissipation method applied to derive turbulent fluxes over the ocean during the Surface of the Ocean, Fluxes and Interactions with the Atmosphere/Atlantic Stratocumulus Transition Experiment (SOFIA/ASTEX) and Structure des Echanges Mer-Atmosphère, Propriétés des Hétérogénéités Océaniques : Recherche Experimentale (SEMAPHORE) experiments with low to moderate wind speeds, *Journal of Geophysical Research*, *102*, 21,115–21,129, 1997.
- [28] Durand, F., L. Gourdeau, J. Verron, et T. Delcroix, Assimilation of sea surface salinity in a tropical OGCM : a twin experiment approach, *Journal of Geophysical Research*, *107*, 5–1–5–14, 2002.
- [29] Durand, F., L. Gourdeau, J. Verron, et T. Delcroix, Can we improve the representation of modelled ocean mixed-layer by assimilating surface-only satellite-derived data? A case study for the tropical Pacific during the 1997-98 El Nino, *submitted in Journal of Geophysical Research*, 2002.
- [30] Durden, S. L., et J. F. Vesecky, A physical radar cross-section model for a wind-driven sea with swell, *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, *OE-10*, 445–451, 1985.
- [31] Elfouhaily, T., B. Chapron, K. Katsaros, et D. Vandemark, A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves, *Journal of Geophysical Research*, *102*, 15,781–15,796, 1997.

- [32] Ellison, W. J., A. Balana, G. Delbos, K. Lamkaouchi, L. Eymard, C. Guillou, et C. Prigent, Study and measurement of the dielectric properties of sea water, *Tech. Rep. 11197/94/NL/CN*, ESTEC/European Space Agency, 1996.
- [33] Forch, C., M. Knudsen, et S. P. L. Sørensen, Berichte über die Konstantenbestimmungen zur Aufstellung der hydrographischen Tabellen, *Naturv. og mathem.*, 6, 121, 1902.
- [34] Garratt, J. R., Review of drag coefficients over oceans and continents, *Monthly Weather Review*, 105, 915–929, 1977.
- [35] Guissard, A., Atmospheric instability above the ocean and implications for scatterometry, *submitted in IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2003.
- [36] Hasselmann, K., et al., *Measurements of wind-wave growth and swell during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP)*, vol. 12 of *Dtsch. Hydrog. Z.*, 1973.
- [37] Ho, W. W., et W. F. Hall, Measurements of the dielectric properties of seawater and NaCl solutions at 2.65 GHz, *Journal of Geophysical Research*, 78, 6301–6315, 1973.
- [38] Ho, W. W., A. W. Love, et M. J. V. Melle, Measurements of the dielectric properties of sea water at 1.43 GHz, *Tech. Rep. CR-2458*, NASA, 1974.
- [39] Hollinger, J. P., Passive microwave measurements of sea surface roughness, *IEEE Transactions on Geoscience Electronics*, GE-9, 165–169, 1971.
- [40] Ikezoe, Y., N. Hirota, J. Nakagawa, et K. Kitazawa, Making water levitate, *Nature*, 393, 749–750, 1998.
- [41] Irisov, V. G., Small-slope expansion for thermal and reflected radiation from a rough surface, *Waves in Random Media*, 7, 1–10, 1997.
- [42] Jackson, D. D., Interpretation of inaccurate, insufficient and inconsistent data, *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 28, 97–109, 1972.
- [43] Johanessen, J., et al., Scientific requirements and impact of space observation of ocean salinity for modeling and climate studies, *Tech. Rep. 14273/00/NL/DC*, ESTEC/European Space Agency, 2002.
- [44] Johnson, H. K., J. Hojstrup, H. J. Vested, et S. E. Larsen, On the dependence of sea surface roughness on wind waves, *American Meteorological Society*, 28, 1702–1716, 1998.
- [45] Johnson, J. T., et M. Zhang, Theoretical study of the small slope approximation for ocean polarimetric thermal emission, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 37, 2305–2316, 1999.
- [46] Jones, I. S. F., et Y. Toba, *Wind stress over the ocean*, Cambridge University Press, Cambridge, 2001.
- [47] Klein, L. A., et C. T. Swift, An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-25, 104–111, 1977.
- [48] Kraus, J. D., *Radio Astronomy*, McGraw-Hill, New York, 1966.
- [49] Kudryavtsev, V. N., V. K. Makin, et B. Chapron, Coupled sea surface-atmosphere model - 2. spectrum of short wind waves, *Journal of Geophysical Research*, 104, 7625–7639, 1999.
- [50] Le Vine, D. M., et S. Abraham, The effect of the ionosphere on remote sensing of sea surface salinity of space : absorption and emission at L-band, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 40, 4, 2002.

- [51] Le Vine, D. M., M. Kao, R. W. Garvine, et T. Sanders, Remote sensing of ocean salinity : results from the Delaware coastal current experiment, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 15, 1478–1484, 1998.
- [52] Lemaire, D., Non-fully developed sea state characteristics from real aperture radar remote sensing, Ph.D. thesis, Université Catholique de Louvain, 1998.
- [53] Lewis, E. L., The practical salinity scale 1978 and its antecedents, *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, OE-5, 3–8, 1980.
- [54] Liebe, H. J., G. A. Hufford, et M. G. Cotton, Propagation modeling of moist air and suspended water/ice particles at frequencies below 1000 GHz, in *AGARD 52nd Specialists Meeting of the Electromagnetic Wave Propagation Panel*, pp. 3–1–3–10, Palma de Mallorca, Spain, 1993.
- [55] Liu, W. T., et W. Tang, Equivalent neutral wind, *Tech. rep.*, JPL Publication, 1996.
- [56] Long, D. G., et M. Drinkwater, Azimuth variation in microwave scatterometer and radiometer data over Antarctica, *IEEE transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38, 1857–1870, 2000.
- [57] Miller, J. L., M. A. Goodberlet, et J. B. Zaitzeff, Airborne salinity mapper makes debut in coastal zone, *EOS*, 79, 173–177, 1998.
- [58] Miranda, J., M. Vall-llossera, R. Villarino, et A. Camps, Sea state and rain effects in the sea surface emissivity at L-band, in *LOSAC/WISE/EuroSTARRS workshop*, SP-525, ESTEC/European Space Agency, 2003.
- [59] Molines, J. M., B. Barnier, C. Boone, P. Y. Le Traon, et M. Espino, Scientific requirements and impact of space observation of ocean salinity for modeling and climate studies- CLIPPER model results, *Tech. Rep. 14273/00/NL/DC*, ESTEC/European Space Agency, 2002.
- [60] Monahan, E. C., et M. Lu, Acoustically relevant bubble assemblages and their dependence on meteorological parameters, *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 15, 340–349, 1990.
- [61] Monahan, E. C., et I. G. O’Muircheartaigh, Optimal power-law description of oceanic whitecap coverage dependence on wind speed, *Journal of Physical Oceanography*, 10, 2094, 1980.
- [62] Monahan, E. C., et I. G. O’Muircheartaigh, Whitecaps and the passive remote sensing of the ocean surface, *International Journal of Remote Sensing*, 7, 627–642, 1986.
- [63] Moskowitz, L., Estimates of the power spectrums for fully developed seas for wind speeds of 20 to 40 knots, *Journal of Geophysical Research*, 69, 5161–5179, 1964.
- [64] Munk, W. H., A critical wind speed for air-sea boundary processes, *Journal of Marine Research*, 6, 203, 1947.
- [65] Neumann, G., et W. J. Pierson, Jr., *Principles of physical oceanography*, Prentice-Hall, Inc., London, 1966.
- [66] Nordberg, W., J. Conaway, D. B. Ross, et T. Wilheit, Measurements of microwave emission from a foam-covered, wind-driven sea, *Journal of The Atmospheric Sciences*, 28, 429–435, 1971.
- [67] Ogilvy, J. A., *Theory of wave scattering from random rough surfaces*, IOP Publishing Ltd, London, 1991.
- [68] Phillips, O. M., The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves, *Journal of Fluid Mechanics*, 4, 426–434, 1958.
- [69] Phillips, O. M., Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves, *Journal of Fluid Mechanics*, 156, 505–531, 1958.

- [70] Pickard, G. L., et W. J. Emery, *Descriptive physical oceanography*, Butterworth Heinemann, Oxford, 1964.
- [71] Pierson, W. J., The theory and applications of ocean wave measuring systems at and below the sea surface, on the land, from aircraft, and from spacecraft., *Tech. Rep. CR-2646, N76-17775*, NASA, 1976.
- [72] Pierson, W. J., Jr., et L. Moskowitz, A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii, *Journal of Geophysical Research*, *69*, 5181–5190, 1964.
- [73] Prigent, C., et P. Abba, Sea surface equivalent brightness temperature at millimeter wavelengths, *Annales Geophysicae*, *8*, 627–634, 1990.
- [74] Reich, P., et W. Reich, A radio continuum survey of the northern sky at 1420 MHz, part II, *Astron. Astroph. Suppl. Ser.*, *63*, 205–292, 1986.
- [75] Reul, N., et B. Chapron, WP1300, Foam emissivity modeling, *Tech. Rep. 14273/00/NL/DC*, ESTEC/European Space Agency, 2002.
- [76] Reynolds, R. W., et T. M. Smith, Improved global sea surface temperature analyses using optimum interpolation, *Journal of Climate*, *7*, 929–948, 1994.
- [77] Saillard, M., et A. Sentenac, Rigorous solutions for electromagnetic scattering from rough surfaces, *Waves in Random Media*, *11*, R103–R137, 2001.
- [78] Schanda, E., *Physical fundamentals of remote sensing*, Springer-Verlag, Berlin, 1986.
- [79] Schulz, J., WP1200, Impact of rain on sea surface brightness temperature, in *Scientific requirements and impact of space observation of ocean salinity for modeling and climate studies : final report*, NERSC technical report n°214 under contract n°14273/00/NL/DC European Space Agency, 2002.
- [80] Smith, S. D., Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature, *Journal of Geophysical Research*, *93*, 15,467–15,472, 1988.
- [81] Soloviev, A., et R. Lukas, Observations of large diurnal warming events in the near-surface layer of the western equatorial Pacific warm pool, *Deep-Sea Research*, *44*, 1055–1076, 1997.
- [82] Soriano, G., C.-A. Guérin, et M. Saillard, Scattering by two-dimensional rough surfaces : comparison between the method of moment, Kirchhoff and small-slope approximations, *Waves in Random Media*, *12*, 63–83, 2002.
- [83] Stogryn, A., The apparent temperature of the sea at microwave frequencies, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, *77*, 1658–1666, 1967.
- [84] Stogryn, A., The emissivity of sea foam at microwave frequencies, *Journal of Geophysical Research*, *77*, 1658–1666, 1972.
- [85] Stogryn, A., Equations for the permittivity of sea water, *Tech. rep.*, GenCorp Aerojet, 1997.
- [86] Stogryn, A. P., H. T. Bull, K. Rubayi, et S. Iravanthy, The microwave dielectric properties of sea and fresh water, *Tech. rep.*, GenCorp Aerojet, 1995.
- [87] Swift, C. T., et R. E. McIntosh, Considerations for microwave remote sensing of ocean-surface salinity, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, *GE-21*, 480–491, 1983.
- [88] Trokhimovski, Y. G., Gravity-capillarity wave curvature spectrum and mean-square slope retrieved from microwave radiometric measurements (Coastal Ocean Probing Experiment), *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, *17*, 1259–1270, 2000.
- [89] Tsang, L., J. A. King, et R. T. Shin, *Theory of microwave remote sensing*, Wiley, New York, 1985.

- [90] Ulaby, F. T., R. K. Moore, et A. K. Fung, *Microwave remote sensing - Active and passive*, vol. 1, Microwave remote sensing fundamentals and radiometry, Artech House, Boston, 1981.
- [91] Valenzuela, G. R., Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves - A review, *Boundary-Layer Meteorology*, 13, 61–85, 1978.
- [92] Villarino, R., A. Camps, M. Vall-llossera, J. Miranda, et J. Arenas, Sea foam and sea state effects on the instantaneous brightness temperatures at L-band, in *LOSAC/WISE/EuroSTARRS workshop, SP-525*, ESTEC/European Space Agency, 2003.
- [93] Voronovich, A. G., *Wave scattering from rough surfaces*, Springer-Verlag, Berlin, 1994.
- [94] Webster, W. J., Jr., et T. T. Wilheit, Spectral characteristics of the microwave emission from a wind-driven foam-covered sea, *Journal of Geophysical Research*, 81, 3095–3099, 1976.
- [95] Weill, A., T. Besnard, S. Contardo, J. Etcheto, et J. Boutin, Wise results from whitecapping and stereophotogrammetry : a tentative of superposition of topography and foam surface to retrieve active and fossil foam, in *LOSAC/WISE/EuroSTARRS workshop, SP-525*, ESTEC/European Space Agency, 2003.
- [96] Wentz, F. J., Cox and Munk's sea surface slope variance, *Journal of Geophysical Research*, 81, 1607–1608, 1976.
- [97] Wilheit, T. T., A model for the microwave emissivity of the ocean's surface as a function of wind speed, *IEEE Transactions on Geoscience Electronics*, GE-17, 244–249, 1979.
- [98] Wilson, W., S. Yueh, S. Dinardo, et F. Li, L/S-band radiometer measurements of a saltwater pond, in *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2002. IGARSS '02. 2002 IEEE International*, vol. 2, pp. 1120–1122, 2002, tY - CONF.
- [99] Wilson, W. J., S. H. Yueh, S. J. Dinardo, S. L. Chazanoff, A. Kitiyakara, F. K. Li, et Y. Rahmat-Samii, Passive active L- and S-band (PALS) microwave sensor for ocean salinity and soil moisture measurements, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 39, 1039–1048, 2001.
- [100] Wu, J., Oceanic whitecap and sea state, *Journal of Physical Oceanography*, 9, 1064–1068, 1979.
- [101] Yueh, H. A., R. T. Shin, et J. A. Kong, Scattering of electromagnetic waves from a periodic surface with random roughness, *Journal of Applied Physics*, 64, 1657–1670, 1988.
- [102] Yueh, S. H., Modeling of wind direction signals in polarimetric sea surface brightness temperatures, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 35, 1400–1418, 1997.
- [103] Yueh, S. H., Estimates of Faraday rotation with passive microwave polarimetry for microwave sensing of Earth surfaces, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38, 2434–2438, 2000.
- [104] Yueh, S. H., et R. Kwok, Electromagnetic fluctuation for anisotropic media and the generalized Kirchhoff's law, *Radio Science*, 28, 471–480, 1993.
- [105] Yueh, S. H., R. Kwok, et V. Nghiem, Polarimetric scattering and emission properties of targets with reflection symmetry, *Radio Science*, 29, 1409–1420, 1994.
- [106] Yueh, S. H., R. West, W. J. Wilson, F. K. Li, E. G. Njoku, et Y. Rahmat-Samii, Error sources and feasibility for microwave remote sensing of ocean surface salinity, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 39, 1049–1060, 2001.

A Les équations de Maxwell

Les vecteurs champ électrique \vec{E} et champ magnétique \vec{H} dans un milieu à pertes de conductivité σ , de permittivité ε et de perméabilité μ sont liés par les équations de Maxwell

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (\text{A.1})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (\text{A.2})$$

où $\vec{\nabla} \times$ est l'opérateur rotationnel. On a de plus

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{dans un milieu sans charges libres}) \quad (\text{A.4})$$

A.1 Solution des équations de Maxwell

Pour déterminer l'expression du champ électrique, on applique l'opérateur $\vec{\nabla} \times$ à (A.2) et l'on obtient

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -\mu \frac{\partial (\vec{\nabla} \times \vec{H})}{\partial t} \quad (\text{A.5})$$

En utilisant la propriété

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \quad (\text{A.6})$$

où $\vec{\nabla} \cdot$ est l'opérateur divergence ou gradient selon qu'il est appliqué respectivement à un champ vectoriel ou scalaire et en supposant que le milieu est homogène et vide de charges libres, de sorte que (A.4) est vérifiée on obtient l'équation homogène en champ électrique

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu \left[\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right]. \quad (\text{A.7})$$

On a alors comme solution satisfaisant l'équation homogène (A.7), l'expression complexe du champ électrique

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(0) \cdot \exp[j(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r})] \quad (\text{A.8})$$

où $\vec{E}(0)$ est un vecteur constant, ω est la pulsation du champ électrique, t est le temps et \vec{k} est le vecteur d'onde dont la norme k (i.e. le nombre d'onde) est définie par

$$k = \omega \sqrt{\mu(\varepsilon - j\sigma/\omega)} \quad (\text{A.9})$$

$$k = \omega \sqrt{\mu\varepsilon_c} \quad (\text{A.10})$$

où l'on a défini la constante diélectrique du milieu par

$$\varepsilon_c = (\varepsilon - j\sigma/\omega). \quad (\text{A.11})$$

On notera que la permittivité ε_c , et par conséquent le nombre d'onde, d'un milieu à pertes par conduction est complexe à cause du terme en $j\sigma/\omega$. On verra dans la section G que ε peut aussi être complexe, traduisant des pertes liées au mécanismes de polarisation du milieu. On parle alors de constante diélectrique. On peut déduire de même des équations de Maxwell (A.1) et (A.2) que

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(0) \cdot \exp[j(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r})]. \quad (\text{A.12})$$

On dérive les champs électrique et magnétique réels des solutions complexes (A.8) et (A.12) à partir des relations

$$\overrightarrow{E_{\text{réel}}}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left\{ \vec{E}(0) \cdot \exp[j(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r})] \right\} \quad (\text{A.13})$$

$$= \vec{E}(0) \cdot \cos(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r}) \text{ et} \quad (\text{A.14})$$

$$\overrightarrow{H_{\text{réel}}}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left\{ \vec{H}(0) \cdot \exp[j(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r})] \right\} \quad (\text{A.15})$$

$$= \vec{H}(0) \cdot \cos(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r}). \quad (\text{A.16})$$

B Relations entre les champs électrique et magnétique et le vecteur d'onde

D'après (A.3) et (A.4), on a respectivement

$$\vec{k} \cdot \vec{H} = 0 \text{ et} \quad (\text{B.17})$$

$$\vec{k} \cdot \vec{E} = 0, \quad (\text{B.18})$$

signifiant que les vecteurs \vec{H} et \vec{E} sont transversaux à \vec{k} qui est la direction de propagation de l'onde (voir l'annexe E); les vecteurs champs électrique et magnétique appartiennent au plan orthogonal au vecteur \vec{k} appelé plan de polarisation.

On va maintenant établir la relation entre \vec{E} et \vec{H} . On écrit le champ électrique d'après (A.8) comme

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E(\vec{r}, t) \vec{e} \quad (\text{B.19})$$

où $E(\vec{r}, t)$ est la norme du champ électrique et \vec{e} est le vecteur unitaire qui porte le champ électrique. On sait désormais que \vec{e} est dans le plan orthogonal à \vec{k} ; on va définir le trièdre orthogonal direct $(\vec{e}, \vec{e}_\perp, \vec{p})$, où \vec{e}_\perp est dans le plan de polarisation et est orthogonal à \vec{e} et où $\vec{p} = \vec{k}/|\vec{k}|$ est la direction de propagation de l'onde. Dans ce repère, on a

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} E(\vec{r}, t) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_e \\ E_\perp \\ E_p \end{pmatrix}$$

et

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} H_e \\ H_\perp \\ H_p \end{pmatrix},$$

où l'on cherche à déterminer H_e , H_\perp et H_p , qui sont les composantes de \vec{H} respectivement le long de \vec{E} , orthogonalement à \vec{E} dans le plan de polarisation et le long de \vec{k}^\perp en fonction de E_e .

D'après (A.2), on a

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \begin{pmatrix} \partial E_p / \partial e_\perp - \partial E_\perp / \partial e_p \\ \partial E_e / \partial e_p - \partial E_p / \partial e \\ \partial E_\perp / \partial e - \partial E_e / \partial e_\perp \end{pmatrix} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} H_e \\ H_\perp \\ H_p \end{pmatrix}.$$

En utilisant (B) et (A.12), on obtient

$$H_e = 0 \quad (\text{B.20})$$

$$H_\perp = k / (\mu\omega) E_e \quad (\text{B.21})$$

$$H_p = 0 \quad (\text{B.22})$$

d'où l'on déduit que \vec{E} et \vec{H} sont orthogonaux entre eux, la seule composante non nulle de \vec{H} étant le long de e_\perp . De plus, d'après (B.21) et (A.10), les normes des champs électrique $|\vec{E}|$ et magnétique $|\vec{H}|$ sont reliées par

$$|\vec{E}| = \eta |\vec{H}|, \quad (\text{B.23})$$

où η est l'impédance intrinsèque du milieu définie par

$$\eta = \sqrt{\mu / \varepsilon_c}. \quad (\text{B.24})$$

C Discussion sur la perméabilité magnétique de l'eau de mer

Les propriétés magnétiques d'un milieu sont définies par son moment magnétique \vec{M} . La plupart des milieux ont un moment magnétique nul, soit parce que les constituants n'ont pas de moment magnétique permanent, soit parce que les moments magnétiques permanents sont distribués aléatoirement de sorte que le moment résultant est nul. On divise les différents milieux en trois catégories selon leurs propriétés magnétiques, c'est à dire selon la réaction du milieu en présence d'un champ magnétique \vec{H} imposé :

les milieux diamagnétiques : des courants vont être générés dans le milieu et vont créer un champ magnétique s'opposant au champ extérieur.

les milieux paramagnétiques : les constituants ont un moment magnétique permanent, mais ces moments en l'absence de champ sont orientés aléatoirement à cause de l'agitation thermique par exemple. Lors de l'application de \vec{H} , les moments tendent à s'aligner mais cet alignement est perturbé par des forces antagonistes. De plus, le diamagnétisme qui est toujours présent s'oppose à cet effet. Il en résulte un champ magnétique total (i.e. l'induction magnétique \vec{B}) faiblement augmenté.

les matériaux ferromagnétiques : les constituants ont des moments magnétiques permanents et alignés, de sorte que le champ magnétique est amplifié par ces milieux.

On caractérise les propriétés magnétiques du milieu par sa susceptibilité magnétique χ_m . Pour un milieu linéaire, on a l'expression suivante pour le moment magnétique

$$\vec{M} = \chi_m \mu_0 \vec{H}, \quad (\text{C.25})$$

¹On sait déjà que la composante de \vec{H} le long de \vec{k} sera nulle.

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide et \vec{H} est le champ magnétique imposé. On en déduit l'expression de l'induction magnétique

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} = \mu_0 \vec{H} + \chi_m \mu_0 \vec{H}. \quad (\text{C.26})$$

En définissant la perméabilité magnétique du milieu μ comme

$$\mu = \mu_0(1 + \chi_m), \quad (\text{C.27})$$

et la perméabilité relative μ_r comme (D.29), on obtient

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H}. \quad (\text{C.28})$$

On en déduit que les matériaux diamagnétiques ont un χ_m négatif, et que les matériaux para- et ferromagnétique ont un χ_m positif. Il n'existe à ma connaissance pas de mesures de perméabilité magnétique relative μ_r pour l'eau de mer. Elle est toujours considérée comme étant égale à 1 pour l'application des lois de l'électromagnétisme à la télédétection ([47, 90, 101, 91], ...), ce qui revient à considérer que χ_m est négligeable par rapport aux variations de ε_r que l'on cherche à déterminer (variations induites par le signal en salinité dans notre cas). L'eau est constituée principalement des molécules H₂O et dans une moindre mesure des ions issus de la molécule NaCl (voir la section 1). Ces deux molécules, qui n'ont pas de moment magnétique permanent, constituent un milieu diamagnétique. Les milieux diamagnétiques ont typiquement des valeurs de χ_m de l'ordre de -1×10^{-5} , et pour exemple, un matériau fortement diamagnétique comme le bismuth a un χ_m égale à -2×10^{-4} . Pour ce qui nous concerne, l'eau douce a un χ_m égale à -9.03×10^{-6} [40] et la molécule NaCl a un χ_m égale à -1.4×10^{-5} , ce qui est très négligeable par rapport au signal en ε_r'' induit par la salinité. On peut donc négliger la susceptibilité magnétique de l'eau de mer pour la télédétection de la salinité.

D Indice de réfraction d'un milieu à pertes

Dans un milieu de perméabilité magnétique μ et de permittivité complexe ε_c , on définit la perméabilité relative μ_r et la permittivité relative ε_r comme

$$\mu_r = \mu / \mu_0 \quad (\text{D.29})$$

$$\varepsilon_r = \varepsilon_c / \varepsilon_0, \quad (\text{D.30})$$

où μ_0 et ε_0 sont respectivement les perméabilités et permittivité du vide.

On définit alors l'indice de réfraction complexe n du milieu par

$$n = \sqrt{\mu_r \varepsilon_r} \quad (\text{D.31})$$

$$= c \sqrt{\mu \varepsilon_c} \quad (\text{D.32})$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide.

E Vitesse de phase et atténuation d'une onde électromagnétique dans un milieu à pertes

Pour un champ électrique satisfaisant (A.8) et dont le vecteur d'onde \vec{k} est le long d'un vecteur unitaire \vec{z} quelconque (i.e. $\vec{k} = k\vec{z}$), la phase est donnée par

$$\varphi = \text{Im} \left\{ j(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r}) \right\} \quad (\text{E.33})$$

$$= \text{Im} \{ j(\omega t \pm kz) \} \quad (\text{E.34})$$

En imposant que la phase φ soit constante, on trouve qu'à un instant donné t , tous les points appartenant au plan orthogonal au vecteur d'onde \vec{k} (i.e. en $z=\text{constante}$) ont la même phase. C'est ce qui caractérise une onde plane. On remarque que la phase se propage au cours du temps le long de \vec{z} , donc que l'onde se propage le long de \vec{k} . S'il on suppose que l'onde se propage selon les z croissants², on a

$$\varphi = \text{Im} \{j(\omega t - kz)\} = \omega t - k'z \quad (\text{E.35})$$

où k' est la partie réelle du nombre d'onde. On alors définit la vitesse de phase comme la vitesse v_p de propagation du plan de phase constante et on a

$$v_p = dz/dt = \omega/k', \quad (\text{E.36})$$

soit, d'après (A.10) et (D.32),

$$v_p = c/n' \quad (\text{E.37})$$

où n' est la partie réelle de n . D'après (A.8), l'atténuation du champ électrique est exponentielle et dépend du coefficient $\gamma = \text{Re} \{j(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r})\}$. Si, comme précédemment, le vecteur d'onde est le long de \vec{z} , on a

$$\gamma = k''z = z\omega n''/c, \quad (\text{E.38})$$

où k'' est la partie imaginaire de k et n'' la partie imaginaire de n . L'atténuation de l'onde augmente avec la distance z . On en déduit l'épaisseur de peau $\delta = c/(\omega n'')$, définie comme la distance pour laquelle l'onde est atténuée d'un facteur $1/e$.

F La racine carrée d'un nombre complexe

Soit $z = a + jb$ un nombre complexe dont les parties réelles et imaginaires sont respectivement a et b . La racine carrée de z vaut :

$$z^{1/2} = \left[\frac{1}{2}(r + a)\right]^{1/2} \pm j\left[\frac{1}{2}(r - a)\right]^{1/2} \quad (\text{F.39})$$

où $r = \sqrt{a^2 + b^2}$ et le signe \pm est celui de la partie imaginaire b .

G Équation de Debye

Dans un diélectrique, on écrit l'induction électrique

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{G.40})$$

où \vec{P} est le vecteur polarisation qui traduit l'influence du champ électrique sur les constituants du milieu. Ce phénomène est lié au déplacement des charges positives et négatives et permet au milieu d'emmagasiner de l'énergie, fournie par le champ électrique. Il existe plusieurs types de polarisations possibles dans un milieu, comme les polarisations par charge d'espace (accumulations de charges), dipolaire (orientation des molécules polaires avec le champ électrique), ionique (séparation des ions positifs et négatifs de la molécule) ou électronique (déplacement du nuage électronique par rapport au noyau). La polarisabilité par charge d'espace varie avec la fréquence dans le domaine des basses fréquences, les polarisabilité ionique et électronique varient respectivement dans les infrarouges et les ultraviolets. C'est la polarisabilité dipolaire, ou polarisation d'orientation, qui varie dans le domaine des ondes hyperfréquences et que je vais décrire dans ce qui suit.

Une molécule asymétrique, comme par exemple la molécule d'eau, va présenter un dipôle permanent même en l'absence de champ extérieur. On parle alors de molécule polaire. Sans champ

²On impose qu'au cours du temps, un plan de phase constante avance vers les z croissants

électrique extérieur, les molécules sont organisées de sorte que le moment dipolaire global soit nul. Lors de l'application d'un champ électrique extérieur, les dipôles vont s'orienter le long du champ.

Lors de l'application d'un champ électrique variable, soit le mécanisme de polarisation arrive à suivre les variations du champ et alors les dipôles sont en phase avec le champ, soit il existe un déphasage entre \vec{E} et \vec{D} . Lorsque les dipôles sont en phase avec le champ électrique, c'est à dire que $\vec{P} \parallel \vec{E}$, on a

$$\vec{P} = \chi_e \varepsilon_0 \vec{E} \quad (\text{G.41})$$

soit

$$\vec{D} = \varepsilon_0(1 + \chi_e) \vec{E} \quad (\text{G.42})$$

$$= \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (\text{G.43})$$

$$= \varepsilon \vec{E} \quad (\text{G.44})$$

où χ_e est la susceptibilité électrique du milieu et ε est la permittivité du milieu qui est une grandeur réelle. Dans le domaine des hyperfréquences, les mécanismes de polarisation qui seront en phase avec le champ électrique sont les polarisations ionique et électronique pour lesquels le régime est similaire au régime statique. Par contre, l'orientation des molécules polaires (i.e. la polarisation dipolaire) va subir un temps de relaxation par rapport à \vec{E} à cause des forces engendrées par les interactions entre les molécules qui s'opposent à la rotation. Dans ce cas, ε dans l'expression (G.44) n'est plus réel et sa partie imaginaire traduit le déphasage entre \vec{E} et \vec{D} . On exprime alors l'induction électrique sous la forme

$$D(t) = \varepsilon_\infty E(t) + \int_0^t f(x) \vec{E}(t-x) dx \quad (\text{G.45})$$

où ε_∞ est une constante réelle qui résulte des mécanismes de polarisation en phase avec \vec{E} , et $f(x) \vec{E}(t-x)$ est la contribution du champ \vec{E} à l'instant $t-x$.

Si le champ \vec{E} est de la forme (A.8), (G.45) devient

$$D(t) = \varepsilon_\infty \vec{E}(t) + \vec{E}(0) \cdot \exp[j(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r})] \int_0^t f(x) \exp[-j\omega x] dx \quad (\text{G.46})$$

$$= \varepsilon(\omega) \vec{E}(t) \quad (\text{G.47})$$

et on a

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \int_0^t f(x) \exp[-j\omega x] dx. \quad (\text{G.48})$$

Si l'on suppose que t est grand et que la fonction $f(x)$ tend vers 0 à $t = \infty$, alors l'intégrale est la transformée de Fourier de $f(x)$. Si l'on suppose que la décroissance de l'influence du champ électrique est une loi exponentielle avec un temps de relaxation τ_r , de sorte que $f(x) = f_0 \exp[-x/\tau_r]$, et que l'on pose comme limite basse et haute fréquence

$$\varepsilon(0) = \varepsilon_s \text{ et} \quad (\text{G.49})$$

$$\varepsilon(\infty) = \varepsilon_\infty, \quad (\text{G.50})$$

alors on obtient la loi de Debye [18] suivante

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega/\omega_r}, \quad (\text{G.51})$$

où $\omega_r = 1/\tau_r$.

H Décomposition en série de Fourier

Toute fonction réelle périodique $f(t)$ de période P peut se décomposer sous la forme :

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[a_n \cos \left(2\pi n \frac{t}{P} \right) + b_n \sin \left(2\pi n \frac{t}{P} \right) \right], \quad (\text{H.52})$$

où a_0 , a_n et b_n sont des réels, les coefficients de Fourier. Ils sont donnés par

$$a_0 = \frac{2}{P} \int_0^P f(t) dt, \quad (\text{H.53})$$

$$a_n = \frac{2}{P} \int_0^P f(t) \cos \left(2\pi n \frac{t}{P} \right) dt, \quad (\text{H.54})$$

$$b_n = \frac{2}{P} \int_0^P f(t) \sin \left(2\pi n \frac{t}{P} \right) dt. \quad (\text{H.55})$$

On peut remarquer que le premier terme de la série, $a_0/2$, représente la valeur moyenne de $f(t)$ sur une période. Pour le cas du spectre de mer, on pose $t = \varphi_0$, $P = 2\pi$ et on dérive de (H.52)

$$\Psi(k, \varphi_0) = \Psi_0(k, \varphi_0) + \sum_{n=1}^{\infty} [\Psi_n(k, \varphi_0) \cos(n\varphi_0) + \Psi_n^* \sin(n\varphi_0)], \quad (\text{H.56})$$

où

$$\Psi_0(k, \varphi_0) = a_0/2 \quad (\text{H.57})$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Psi(k, \varphi_0) d\varphi_0 \quad (\text{H.58})$$

$$\Psi_n(k, \varphi_0) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \Psi(k, \varphi_0) \cos(n\varphi_0) dt, \quad (\text{H.59})$$

$$\Psi_n^*(k, \varphi_0) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \Psi(k, \varphi_0) \sin(n\varphi_0) dt. \quad (\text{H.60})$$

$\Psi(k, \varphi_0)$ étant symétrique par rapport à la direction du vent, donc en φ_0 , elle est décomposé uniquement sur une base de fonctions paires, c'est à dire sur les $\cos(n\varphi_0)$. On en déduit $\Psi_n^*(k, \varphi_0) = 0$ quelque soit n .

I Coefficients bistatiques

Les coefficients de diffusion bistatique d'ordre un, utilisés dans (4.108), sont donnés par ([105]) en nombre d'onde ou par ([102]) comme suit :

$$\gamma_{\alpha\beta\mu\nu}(\theta_l, \varphi_l, \theta_i, \varphi_i) = \frac{4\pi k_0^4 \cos^2 \theta_l g_{\alpha\beta}^{(1)} g_{\mu\nu}^{(1)*} \Psi_s(k_{\rho l} \cos \varphi_l - k_{\rho i} \cos \varphi_i, k_{\rho l} \sin \varphi_l - k_{\rho i} \sin \varphi_i)}{\cos \theta_i} \quad (\text{I.61})$$

où

$$g_{vv}^{(1)}(\theta_l, \varphi_l, \theta_i, \varphi_i) = \frac{2 \cos \theta_i (\varepsilon_r - 1) \left[\varepsilon_r \sin \theta_l \sin \theta_i - \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_l} \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i} \cos(\varphi_l - \varphi_i) \right]}{\left(\varepsilon_r \cos \theta_l + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_l} \right) \left(\varepsilon_r \cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i} \right)}, \quad (\text{I.62})$$

$$g_{hh}^{(1)}(\theta_l, \varphi_l, \theta_i, \varphi_i) = \frac{2 \cos \theta_i (\varepsilon_r - 1) \cos(\varphi_l - \varphi_i)}{\left(\cos \theta_l + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_l} \right) \left(\cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i} \right)}, \quad (\text{I.63})$$

$$g_{hv}^{(1)}(\theta_l, \varphi_l, \theta_i, \varphi_i) = \frac{2 \cos \theta_i (\varepsilon_r - 1) \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i} \sin(\varphi_l - \varphi_i)}{(\cos \theta_l + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_l}) (\varepsilon_r \cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i})}, \quad (\text{I.64})$$

et

$$g_{vh}^{(1)}(\theta_l, \varphi_l, \theta_i, \varphi_i) = \frac{2 \cos \theta_i (\varepsilon_r - 1) \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_l} \sin(\varphi_l - \varphi_i)}{(\varepsilon_r \cos \theta_l + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_l}) (\cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i})}. \quad (\text{I.65})$$

Ψ_s est le spectre de puissance des petites échelles de vague (voir section 4.3.1), $k_{\rho l} = k_0 \sin \theta_l$ et $k_{\rho i} = k_0 \sin \theta_i$.

Les coefficients de diffusion bistatique d'ordre deux, utilisés dans (4.104), sont donnés par ([105]) en nombre d'onde ou par ([102]) comme suit :

$$g_{hh}^{(2)}(\xi, \varphi, \theta_i, \varphi_i) = \frac{2 \cos \theta_i (\varepsilon_r - 1)}{(\cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i})^2} \left\{ \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i} \right. \\ \left. - \frac{(\varepsilon_r - 1) \left[\sqrt{\varepsilon_r - \xi^2} \sqrt{1 - \xi^2} + \xi^2 \cos^2(\varphi - \varphi_i) \right]}{(\xi^2 + \sqrt{\varepsilon_r - \xi^2} \sqrt{1 - \xi^2}) (\sqrt{\varepsilon_r - \xi^2} + \sqrt{1 - \xi^2})} \right\}, \quad (\text{I.66})$$

$$g_{vv}^{(2)}(\xi, \varphi, \theta_i, \varphi_i) = \frac{2 \cos \theta_i (1 - \varepsilon_r) \varepsilon_r}{(\varepsilon_r \cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i})^2} \left\{ \frac{(\varepsilon_r - 1) \xi^2 \sin^2 \theta_i}{(\xi^2 + \sqrt{\varepsilon_r - \xi^2} \sqrt{1 - \xi^2}) (\sqrt{\varepsilon_r - \xi^2} + \sqrt{1 - \xi^2})} \right. \\ \left. + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i} \left[1 - \frac{2 \xi \sin \theta_i \cos(\varphi - \varphi_i)}{\xi^2 + \sqrt{\varepsilon_r - \xi^2} \sqrt{1 - \xi^2}} \right] - \frac{(\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i) (\varepsilon_r - 1)}{\varepsilon_r (\sqrt{\varepsilon_r - \xi^2} + \sqrt{1 - \xi^2})} \right. \\ \left. \cdot \left[1 - \frac{\xi^2 \cos^2(\varphi - \varphi_i)}{\xi^2 + \sqrt{\varepsilon_r - \xi^2} \sqrt{1 - \xi^2}} \right] \right\}, \quad (\text{I.67})$$

$$g_{hv}^{(2)}(\xi, \varphi, \theta_i, \varphi_i) = \frac{2 \cos \theta_i (\varepsilon_r - 1) \sin(\varphi - \varphi_i)}{(\cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i}) (\varepsilon_r \cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i}) (\xi^2 + \sqrt{\varepsilon_r - \xi^2} \sqrt{1 - \xi^2})} \\ \cdot \left[\varepsilon_r \xi \sin \theta_i - \frac{(\varepsilon_r - 1) \xi^2 \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta_i} \cos(\varphi - \varphi_i)}{(\sqrt{\varepsilon_r - \xi^2} + \sqrt{1 - \xi^2})} \right] \quad (\text{I.68})$$

et

$$g_{vh}^{(2)}(\xi, \varphi, \theta_i, \varphi_i) = -g_{hv}^{(2)}, \quad (\text{I.69})$$

avec $\xi = k'_\rho / k_0$.

J Transformation de coordonnées

J.1 Définition des coordonnées locales

Les coordonnées locales sont attachées à la surface d'une vague de grande échelle. On définit l'axe zénithal local d'une vague \vec{z}_l comme étant la normale à la surface de la vague (voir la figure

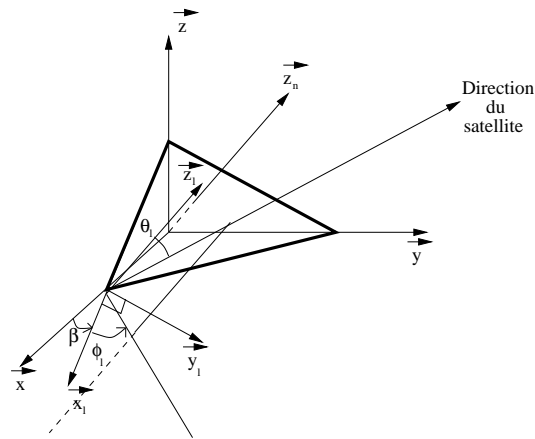


FIG. 7.35: Repère local d'une vague de grande échelle. Les vecteurs \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} forment la base du repère terrestre. Le vecteur \vec{x} est dans la direction du vent. Les vecteurs \vec{x}_l , \vec{y}_l et \vec{z}_l définissent le repère local. Le vecteur \vec{z}_l est normal à la surface de la vague. Le vecteur \vec{x}_l est contenu dans le plan formé par les vecteurs \vec{x} et $-\vec{z}$ et \vec{y}_l est défini de sorte que les vecteurs \vec{x}_l , \vec{y}_l et \vec{z}_l forment une base orthonormée.

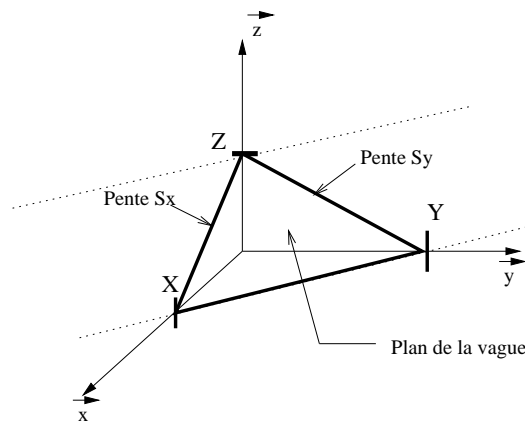


FIG. 7.36: Schéma d'une vague et des pentes S_x et S_y respectivement dans les \vec{x} et \vec{y} .

7.35). Je vais déterminer l'expression des vecteurs \vec{x}_l , \vec{y}_l et \vec{z}_l dans le repère terrestre (i.e. dans la base $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$).

On représente la surface d'une vague qui a des pentes $S_x = -Z/X$ et $S_y = -Z/Y$ respectivement le long de \vec{x} et de \vec{y} (voir la figure 7.36), par l'équation suivante

$$(S) : \frac{x}{X} + \frac{y}{Y} + \frac{z}{Z} - 1 = 0 \quad (\text{J.70})$$

On déduit de (J.70) l'équation de la normale \vec{n} à la surface de la vague, qui est définie par $\vec{n} \parallel \vec{\nabla} S$ où

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} S &= \begin{pmatrix} \partial/\partial x \\ \partial/\partial y \\ \partial/\partial z \end{pmatrix} \cdot \left(\frac{x}{X} + \frac{y}{Y} + \frac{z}{Z} - 1 \right) \\ &= \begin{pmatrix} 1/X \\ 1/Y \\ 1/Z \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

soit, d'après les définitions de S_x et de S_y

$$\begin{aligned}\vec{\nabla}S &= 1/Z \begin{pmatrix} Z/X \\ Z/Y \\ 1 \\ -S_x \\ -S_y \\ 1 \end{pmatrix} \\ &= 1/Z \begin{pmatrix} -S_x \\ -S_y \\ 1 \end{pmatrix}.\end{aligned}$$

Le vecteur \vec{n} étant normalisé, on a

$$\vec{n} = \frac{\vec{\nabla}S}{\|\vec{\nabla}S\|}, \quad (\text{J.71})$$

où $\|\vec{\nabla}S\|$ est la norme de $\vec{\nabla}S$ donnée par

$$\|\vec{\nabla}S\| = \frac{1}{Z} \sqrt{S_x^2 + S_y^2 + 1}. \quad (\text{J.72})$$

Il vient alors

$$\begin{aligned}\vec{n} &= \frac{1/Z (-S_x \vec{x} - S_y \vec{y} + \vec{z})}{1/Z \sqrt{S_x^2 + S_y^2 + 1}} \\ &= \frac{-S_x \vec{x} - S_y \vec{y} + \vec{z}}{\sqrt{S_x^2 + S_y^2 + 1}}.\end{aligned} \quad (\text{J.73})$$

Comme par définition $\vec{z}_l = \vec{n}$, on a aussi

$$\begin{aligned}\vec{z}_l &= \frac{1/Z (-S_x \vec{x} - S_y \vec{y} + \vec{z})}{1/Z \sqrt{S_x^2 + S_y^2 + 1}} \\ &= \frac{-S_x \vec{x} - S_y \vec{y} + \vec{z}}{\sqrt{S_x^2 + S_y^2 + 1}}.\end{aligned} \quad (\text{J.74})$$

Il faut définir \vec{x}_l et \vec{y}_l pour avoir une base locale $(\vec{x}_l, \vec{y}_l, \vec{z}_l)$ complète. Le vecteur \vec{x} du repère terrestre est défini comme étant dans la direction du vent. On définit alors \vec{x}_l comme étant dans le plan formé par les vecteurs \vec{x} et $-\vec{z}$ (et comme étant dans le plan de la vague), ce qui fait de \vec{x}_l la direction de symétrie des vagues de petite échelle superposées à la vague de grande échelle. On écrit ainsi \vec{x}_l sous la forme

$$\vec{x}_l = \cos \beta \vec{x} - \sin \beta \vec{z} \quad (\text{J.75})$$

De plus, la base $(\vec{x}_l, \vec{y}_l, \vec{z}_l)$ étant définie comme orthonormée, les relations suivantes doivent être vérifiées

$$\begin{cases} \vec{y}_l &= \vec{z}_l \times \vec{x}_l \\ \vec{x}_l \cdot \vec{z}_l &= 0 \end{cases} \quad (\text{J.76})$$

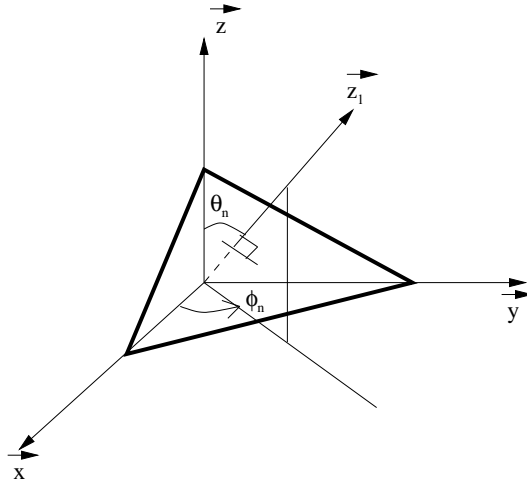


FIG. 7.37: Angles normaux à la surface d'une vague de grande échelle. Les vecteurs \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} forment la base du repère terrestre. Le vecteur \vec{x} est dans la direction du vent. Le vecteur \vec{z}_n est normal à la surface de la vague et fait un angle θ_n avec le vecteur \vec{z} et sa projection dans le plan (\vec{x}, \vec{y}) fait un angle φ_n avec \vec{x} .

J.2 Définition des angles normaux

Pour exprimer explicitement les vecteurs \vec{x}_i , \vec{y}_i et \vec{z}_i dans la base $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ en fonction des pentes S_x et S_y , je vais déterminer β . On peut exprimer \vec{z}_i en fonction des angle θ_n et φ_n (voir la figure 7.37) comme

$$\vec{z}_i = \sin \theta_n \cos \varphi_n \vec{x} + \sin \theta_n \sin \varphi_n \vec{y} + \cos \theta_n \vec{z} \quad (\text{J.77})$$

où θ_n est l'angle entre le zenith \vec{z} et le zenith local \vec{z}_i et φ_n est l'angle d'azimut de \vec{z}_i dans le repère terrestre.

Pour déterminer θ_n et φ_n , on identifie (J.74) et (J.77). Il vient

$$\sin \theta_n \cos \varphi_n = \frac{-S_x}{\sqrt{S_x^2 + S_y^2 + 1}} \quad (\text{J.78})$$

$$\sin \theta_n \sin \varphi_n = \frac{-S_y}{\sqrt{S_x^2 + S_y^2 + 1}} \quad (\text{J.79})$$

$$\cos \theta_n = \frac{1}{\sqrt{S_x^2 + S_y^2 + 1}} \quad (\text{J.80})$$

On déduit alors de (J.78) et (J.79)

$$\sin^2 \theta_n \cos^2 \varphi_n + \sin^2 \theta_n \sin^2 \varphi_n = \sin^2 \theta_n \quad (\text{J.81})$$

$$= \frac{S_x^2 + S_y^2}{S_x^2 + S_y^2 + 1} \quad (\text{J.82})$$

$$\Rightarrow \theta_n = \arcsin \left[\sqrt{\frac{S_x^2 + S_y^2}{S_x^2 + S_y^2 + 1}} \right] \quad (\text{J.83})$$

avec θ_n inférieur à 90° (par conséquent l'argument de l'arcsin est positif et il n'y a pas de solution négative quand on prend la racine). En utilisant (J.81), (J.82) et (J.79), il vient

$$\begin{aligned}\sin \varphi_n &= \frac{-S_y}{\sqrt{S_x^2 + S_y^2 + 1}} \times \sqrt{\frac{S_x^2 + S_y^2 + 1}{S_x^2 + S_y^2}} \\ \Rightarrow \varphi_n &= \arcsin \left[-\frac{S_y}{\sqrt{S_x^2 + S_y^2}} \right].\end{aligned}\quad (\text{J.84})$$

On a ainsi une expression explicite de θ_n et φ_n en fonction des pentes S_x et S_y .

Je vais déterminer β en fonction de θ_n et φ_n , et donc en fonction de S_x et S_y , à l'aide de la deuxième des relations (J.76). il vient alors

$$\begin{aligned}\cos \beta \sin \theta_n \cos \varphi_n - \sin \beta \cos \theta_n &= 0 \\ \frac{\sin \beta}{\cos \beta} &= \frac{\sin \theta_n \cos \varphi_n}{\cos \theta_n} \\ \Rightarrow \beta &= \text{atan}[\tan \theta_n \cos \varphi_n]\end{aligned}\quad (\text{J.85})$$

$$= \text{atan}(-S_x). \quad (\text{J.86})$$

On a ainsi une expression de \vec{x}_l en fonction des pentes avec (J.75) et (J.86). On détermine \vec{y}_l par la première des relations (J.76) d'où il vient

$$\begin{aligned}\vec{y}_l &= \begin{pmatrix} \sin \theta_n \cos \varphi_n \\ \sin \theta_n \sin \varphi_n \\ \cos \theta_n \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \beta \\ 0 \\ -\sin \beta \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} -\sin \theta_n \sin \varphi_n \sin \beta \\ \cos \theta_n \cos \beta + \sin \theta_n \cos \varphi_n \sin \beta \\ -\sin \theta_n \sin \varphi_n \cos \beta \end{pmatrix}\end{aligned}$$

soit, en remplaçant β par son expression en fonction de θ_n et φ_n donnée en (J.85),

$$\vec{y}_l = -\sin \theta_n \sin \varphi_n (\sin \beta \vec{x} + \cos \beta \vec{z}) + \sqrt{1 - \sin^2 \theta_n \sin^2 \varphi_n} \vec{y}. \quad (\text{J.87})$$

J.3 Passage des coordonnées terrestres aux coordonnées locales

On définit la matrice de passage du repère terrestre au repère local \mathcal{A}_1 par

$$\begin{bmatrix} \vec{x}_l \\ \vec{y}_l \\ \vec{z}_l \end{bmatrix} = \mathcal{A} \cdot \begin{bmatrix} \vec{x} \\ \vec{y} \\ \vec{z} \end{bmatrix}, \quad (\text{J.88})$$

de sorte que l'expression dans le repère local $(\vec{V})_l$ d'un vecteur \vec{V} quelconque se déduira de son expression dans le repère terrestre $(\vec{V})_t$ par

$$(\vec{V})_l = \mathcal{A}_1 \cdot (\vec{V})_t. \quad (\text{J.89})$$

On détermine \mathcal{A}_1 par identification des relations (J.75), (J.77), (J.87) avec (J.88) et il vient

$$\mathcal{A}_1 = \begin{bmatrix} \cos \beta & 0 & -\sin \beta \\ -\sin \theta_n \sin \varphi_n \sin \beta & \sqrt{1 - \sin^2 \theta_n \sin^2 \varphi_n} & -\sin \theta_n \sin \varphi_n \cos \beta \\ \sin \theta_n \cos \varphi_n & \sin \theta_n \sin \varphi_n & \cos \theta_n \end{bmatrix} \quad (\text{J.90})$$

où l'expression des angles θ_n , φ_n et β en fonction des pentes est donné en (J.83), (J.84) et (J.86).

J.4 Rotation des polarisations

L'expression du vecteur d'onde dans le repère local \vec{k}_l est déterminé à partir de l'expression du vecteur d'onde dans le repère terrestre \vec{k} par

$$\vec{k}_l = \mathcal{A}_1 \cdot \vec{k}. \quad (\text{J.91})$$

On définit la direction de la polarisation horizontale locale \vec{h}_l comme étant perpendiculaire au plan d'incidence local défini par les vecteurs \vec{k}_l et \vec{z}_l . On a alors

$$\vec{h}_l = \frac{\vec{k}_l \times \vec{z}_l}{\|\vec{k}_l \times \vec{z}_l\|} \quad (\text{J.92})$$

On définit la direction de polarisation verticale locale \vec{v}_l comme étant perpendiculaire à \vec{k}_l et à \vec{h}_l . On a alors

$$\vec{v}_l = \frac{\vec{h}_l \times \vec{k}_l}{\|\vec{h}_l \times \vec{k}_l\|}. \quad (\text{J.93})$$

La polarisation locale est différente de la polarisation dans le repère terrestre si $\vec{z}_l \neq \vec{z}$. Il existe alors un angle α_p entre les polarisation verticale terrestre et locale, soit entre les vecteurs \vec{v} et \vec{v}_l . On a ainsi

$$\cos \alpha_p = \vec{v} \cdot \vec{v}_l = \vec{h} \cdot \vec{k}_l \quad (\text{J.94})$$

$$\sin \alpha_p = \vec{v} \cdot \vec{h}_l = -\vec{h} \cdot \vec{v}_l. \quad (\text{J.95})$$

La rotation des polarisations va faire que la T_b mesurée dans une polarisation donnée par rapport au repère terrestre va être un mélange des polarisations verticales et horizontales locales. Je vais déterminer l'expression du mélange des T_b en fonction de l'angle de rotation des polarisations α_p . Le champ électrique s'écrit comme la somme des composantes polarisées linéairement le long de \vec{v}_l et \vec{h}_l comme suit

$$E_v = E_{vl} \cos \alpha_p + E_{hl} \sin \alpha_p \quad (\text{J.96})$$

$$E_h = -E_{vl} \sin \alpha_p + E_{hl} \cos \alpha_p \quad (\text{J.97})$$

On a alors, d'après les expressions des paramètres de Stokes donnée en (4.1),

$$T_v = C/\eta \langle (E_v \cdot E_v^*) \rangle \quad (\text{J.98})$$

$$(\text{J.99})$$

d'où l'on déduit, d'après (J.96),

$$\begin{aligned} T_v &= C/\eta \langle (E_{vl} \cos \alpha_p + E_{hl} \sin \alpha_p) \cdot (E_{vl}^* \cos \alpha_p + E_{hl}^* \sin \alpha_p) \rangle \\ &= C/\eta \langle |E_{vl}|^2 \cos^2 \alpha_p + |E_{hl}|^2 \sin^2 \alpha_p + \underbrace{(E_{hl} E_{vl}^* + E_{vl} E_{hl}^*)}_{E_{hl} E_{vl}^* + (E_{hl} E_{vl}^*)^*} \sin \alpha_p \cos \alpha_p \rangle \\ &= C/\eta \langle |E_{vl}|^2 \cos^2 \alpha_p + |E_{hl}|^2 \sin^2 \alpha_p + 2R_e(E_{hl} E_{vl}^*) \sin \alpha_p \cos \alpha_p \rangle \\ &= \underbrace{C/\eta \langle |E_{vl}|^2 \rangle}_{T_{vl}} \cos^2 \alpha_p + \underbrace{C/\eta \langle |E_{hl}|^2 \rangle}_{T_{hl}} \sin^2 \alpha_p + \underbrace{C/\eta \langle 2R_e(E_{hl} E_{vl}^*) \rangle}_{U_l} \sin \alpha_p \cos \alpha_p \end{aligned} \quad (\text{J.100})$$

On déduit de la même manière les autres paramètres de Stokes de l'onde reçue en fonction de leurs homologues dans le plan local :

$$T_v = T_{vl} \cos^2 \alpha_p + T_{hl} \sin^2 \alpha_p + U_l \sin \alpha_p \cos \alpha_p \quad (\text{J.101})$$

$$T_h = T_{vl} \sin^2 \alpha_p + T_{hl} \cos^2 \alpha_p - U_l \sin \alpha_p \cos \alpha_p \quad (\text{J.102})$$

$$T_3 = T_{3,l}(\cos^2 \alpha_p - \sin^2 \alpha_p) - (T_{vl} - T_{hl}) \sin 2\alpha_p \quad (\text{J.103})$$

$$T_4 = T_{4,l} \quad (\text{J.104})$$

K Changement de repère pour les pentes.

On a donc les 2 equations de surface :

$$(S) : \frac{x}{X} + \frac{y}{Y} + \frac{z}{Z} = 1 \quad (S') : \frac{x'}{X'} + \frac{y'}{Y'} + \frac{z'}{Z'} = 1$$

on a

$$\vec{x}' = \cos \varphi \vec{x} + \cos(\pi/2 - \varphi) \vec{y} \quad \vec{y}' = \cos \varphi \vec{x} - \cos(\pi/2 - \varphi) \vec{x}$$

donc

$$\vec{x}' = \cos \varphi \vec{x} + \sin \varphi \vec{y} \quad \vec{y}' = \cos \varphi \vec{y} - \sin \varphi \vec{x} \quad (\text{K.105})$$

On a donc pour (S'),

$$\frac{\cos \varphi x + \sin \varphi y}{X'} + \frac{\cos \varphi y - \sin \varphi x}{Y'} + \frac{z'}{Z'} = 1 \quad (\text{K.106})$$

ce qui nous donne avec $y \equiv 0$

$$z = Z' + \left[\frac{Z'}{Y'} \sin \varphi - \frac{Z'}{X'} \cos \varphi \right] x \quad (\text{K.107})$$

Comme $S'_y = \frac{Z'}{Y'}$, $S'_x = \frac{Z'}{X'}$ et $Z' \equiv Z$, on a

$$S_x = S'_x \cos \varphi - S'_y \sin \varphi \quad (\text{K.108})$$

De même,

$$S_y = S'_x \sin \varphi + S'_y \cos \varphi \quad (\text{K.109})$$

K.1 Coefficient correcteur pour calculer la surface effective vue sous une inclinaison donnée

Le coefficient correcteur Ω_s pour calculer la surface effective vue par le receptrer qui vaut $\cos \theta_l$. La correction sera ainsi inexistante si la surface est orthogonale à la ligne de visée et la surface effective sera nulle pour une surface vue en incidence rasante.

On a donc

$$\begin{aligned} \cos \theta_l &= \vec{n} \cdot \vec{r} \\ &= -\frac{\sin \theta \cos \varphi S_x}{N} - \frac{\sin \theta \sin \varphi S_y}{N} + \cos \theta N \end{aligned} \quad (\text{K.110})$$

où $N = \sqrt{S_x^2 + S_y^2 + 1}$. Donc d'après les relations (K.108) et (K.109) on a,

$$\cos \theta_l = -\frac{\sin \theta S'_x}{N} \quad (\text{K.111})$$

On va déterminer N en fonction de θ .

$$\begin{aligned} S_x^2 + S_y^2 &= S_x'^2 + S_y'^2 \\ \cos^2 \theta &= \frac{S_x'^2 + S_y'^2 + 1 - S_x'^2 - S_y'^2}{N^2} \end{aligned}$$

Donc $\cos \theta = \pm 1/N$ avec $N > 0$ et $0 \leq \theta \leq 90$. Par conséquent $\cos \theta = 1/N$ et

$$\Omega_s = (1 - S_x' \tan \theta). \quad (\text{K.112})$$

L Angles d'incidence et d'élévation

On repère la position de l'antenne par rapport à une cible à la surface de la Terre émettant vers elle à l'aide des angles d'incidence θ (voir la figure 7.38) et d'azimut φ (non montré). L'angle d'incidence θ est l'angle entre la direction de l'antenne et la normale \vec{Z} à la surface de la Terre au point A . Cet angle est compris entre 0 et 90° , 0° signifiant que l'antenne est au zenith (i.e. au dessus) du point A et 90° signifiant que l'antenne est le long de l'horizon local. Un deuxième angle, l'azimut φ (non montré), repéré dans le plan tangent à la surface de la Terre au point A (i.e. le plan de l'horizon local) par rapport à une direction de référence (que l'on définira comme la direction du vent dans la section 4.4) est nécessaire pour déterminer complètement la direction de l'antenne. Pour repérer un point A visé par l'antenne, on définit l'angle d'élévation α qui est l'angle entre la direction de visée de l'antenne et la direction de visée au nadir \vec{N} (i.e. à l'aplomb de l'antenne).

Dans l'approximation des plans parallèles, illustrée sur la figure 7.39, la courbure de la surface terrestre est négligée et $\alpha = \theta$. Cette approximation est valide pour h faible, c'est à dire pour les campagnes aéroportées ou quand l'élévation est faible (voir aussi l'annexe M).

M Angles d'élévation pour une antenne visant aux limbes

Une antenne située à une altitude h de la surface de la Terre, visant aux limbes (i.e. avec un angle d'incidence $\theta = 90^\circ$) aura un angle d'élévation α que l'on va déterminer d'après la figure 7.40.

$b = 6370$ km est le rayon terrestre, $a = b + h$ est la distance de l'antenne au centre de la Terre. On déduit de la figure que

$$\sin \alpha = \frac{b}{a} = \frac{b}{b+h} \quad (\text{M.113})$$

Si $h \ll b$, alors $\sin \alpha \simeq 1$ et $\alpha \simeq 90^\circ$. C'est le domaine de validité de l'approximation des plans parallèles. Si l'on suppose que l'antenne est sur un satellite en orbite basse, dont l'altitude est de l'ordre de $h \simeq 500$ km, alors $\alpha \simeq 68^\circ$. Pour le cas d'une antenne aéroportée, où $h_1 \simeq 1$ km et $h_2 \simeq 5$ km, alors $\alpha_1 \simeq 89^\circ$ et $\alpha_2 \simeq 87.7^\circ$. Dans le cas d'une antenne aéroportée, on peut appliquer l'approximation des plans parallèles.

N Calcul de la matrice de covariance de variables inversées

Si l'on a deux vecteurs colonne \vec{X} et \vec{Y} reliés par la matrice \mathcal{A} de sorte que

$$\vec{X} = \mathcal{A} \cdot \vec{Y}, \quad (\text{N.114})$$

alors

$$\langle x_i x_j \rangle = \langle (\sum_k a_{ik} y_k) (\sum_l a_{jl} y_l) \rangle \quad (\text{N.115})$$

où x_i et x_j sont les éléments respectivement des lignes i et j du vecteur \vec{X} , y_k et y_l sont les éléments respectivement des lignes k et l du vecteur \vec{Y} , et a_{ik} et a_{jl} sont les éléments respectivement de la ligne i , colonne k et de la ligne j , colonne l de la matrice \mathcal{A} . On a alors

$$\langle x_i x_j \rangle = \langle \sum_k \sum_l a_{ik} a_{jl} y_k y_l \rangle \quad (\text{N.116})$$

$$= \sum_k \sum_l a_{ik} a_{jl} \langle y_k y_l \rangle \quad (\text{N.117})$$

$$= \mathcal{A} [\langle y_k y_l \rangle] \mathcal{A}^t, \quad (\text{N.118})$$

d'où, si \mathcal{C} est la matrice de covariance des x et Γ est la matrice de covariance des y ,

$$\mathcal{C} = \mathcal{A} \Gamma \mathcal{A}^t. \quad (\text{N.119})$$

O Résolution de systèmes linéaires

Soit le système linéaire

$$\begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \vdots \\ y_n \end{pmatrix} = \mathcal{A} \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix}. \quad (\text{O.120})$$

où les y_1, y_2, \dots, y_n sont les mesures, qui sont des variables aléatoires indépendantes et normalisées de sorte que toutes les variances soient égales à 1. Les inconnues sont x_1, x_2 et x_3 . Pour résoudre le système,

on calcule $\mathcal{A}^t \cdot \mathcal{A}$, qui est une matrice 3x3,

on détermine ses trois valeurs propres notées $\lambda_1^2, \lambda_2^2, \lambda_3^2$ et ses trois vecteurs propres normés $\vec{v}_1, \vec{v}_2, \vec{v}_3$,

on calcule les trois vecteurs

$$\vec{u}_j = \frac{1}{\lambda_j} \cdot \mathcal{A} \cdot \vec{v}_j$$

(avec $j = 1$ à 3).

On déduit la matrice \mathcal{U} (34 lignes x 3 colonnes), constituée des trois vecteurs colonnes $\vec{u}_1, \vec{u}_2, \vec{u}_3$, et la matrice \mathcal{V} (3 lignes x 3 colonnes), constituée des trois vecteurs colonnes $\vec{v}_1, \vec{v}_2, \vec{v}_3$. On a alors

$$\vec{x} = \mathcal{V} \cdot \Lambda^{-1} \cdot \mathcal{U}^t \vec{y} \quad (\text{O.121})$$

où

$$\Lambda = \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3 \end{bmatrix} \quad (\text{O.122})$$

et donc

$$\Lambda^{-1} = \begin{bmatrix} 1/\lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & 1/\lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/\lambda_3 \end{bmatrix}. \quad (\text{O.123})$$

Pour calculer l'erreur sur la \vec{x} , on écrit

$$\vec{x} = \mathcal{D} \vec{y}. \quad (\text{O.124})$$

On a alors, d'après (N.119), la matrice de covariance de \vec{x} suivante

$$\mathcal{C}' = \mathcal{D} \cdot \mathcal{C} \cdot \mathcal{D}$$

où $\mathcal{C} = I_d$ est la matrice de covariance de \vec{y} et I_d est la matrice identité. On a, d'après (O.121),

$$\mathcal{D} = \mathcal{V} \cdot \Lambda^{-1} \cdot \mathcal{U}^t$$

d'où l'on déduit

$$\mathcal{D}^t = \mathcal{U} \cdot \lambda^{-1} \cdot \mathcal{V}^t.$$

Comme $\mathcal{U} \cdot \mathcal{U}^t = I_d$, on obtient

$$\mathcal{C}' = \mathcal{V} \cdot \lambda^{-2} \cdot \mathcal{V}^t$$

avec

$$\Lambda^{-2} = \begin{bmatrix} 1/\lambda_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/\lambda_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/\lambda_3^2 \end{bmatrix}. \quad (\text{O.125})$$

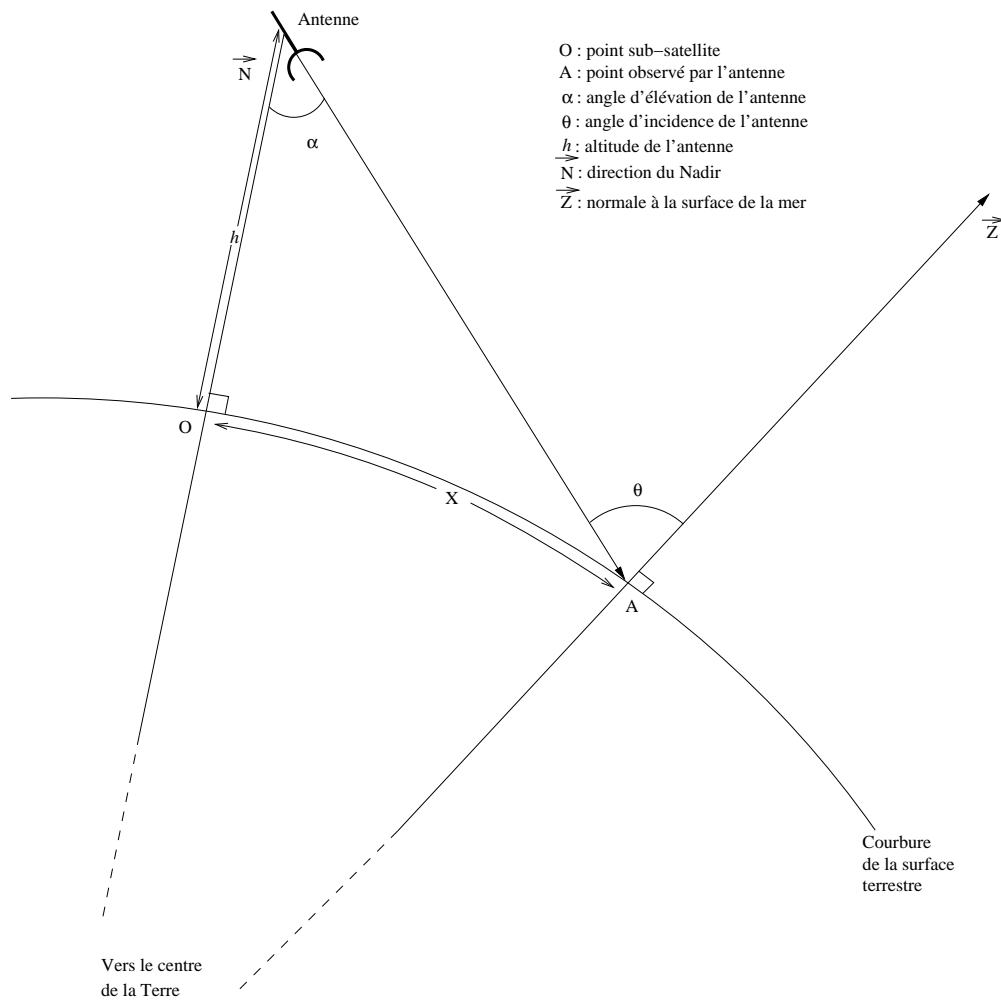


FIG. 7.38: Définition des angles d'incidence et d'élévation.

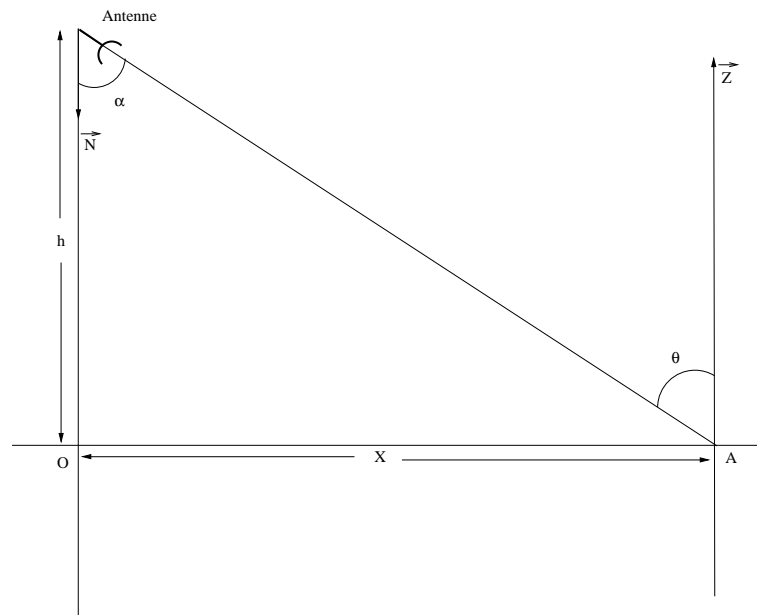


FIG. 7.39: Définition des angles d'incidence et d'élévation dans l'approximation des plans parallèles.

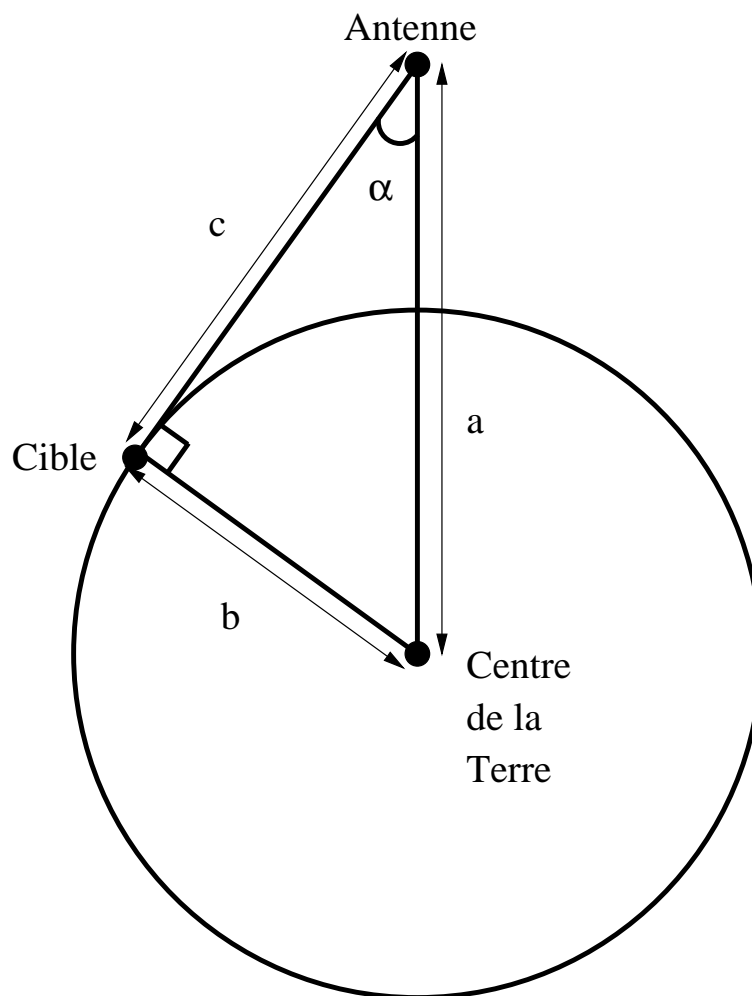


FIG. 7.40: Antenne visant aux limbes. α est l'angle d'élévation de l'antenne, a est la distance au centre de la Terre et b est le rayon terrestre.

P Article : influence en bande L des paramètres des modèles d'émissivité de la surface océanique pour l'estimation de la salinité

Influence of sea surface emissivity model parameters at L-band for the estimation of salinity

E. P. DINNAT^(1,2), J. BOUTIN⁽¹⁾, G. CAUDAL⁽²⁾, J. ETCHETO⁽¹⁾
and P. WALDTEUFEL⁽³⁾

July 31, 2002

(1) Laboratoire d'Océanographie DYnamique et de Climatologie, Université Pierre et Marie Curie boîte 100, 4 place Jussieu 75252 Paris Cedex 05, France.

(2) Centre des Environnements Terrestre et Planétaires, 10-12 avenue de l'Europe 78140 Vélizy, France.

(3) Service d'Aéronomie, BP3 route des Gatines, 91371 Verrière le Buisson, Cedex, France

Abstract

In order to prepare the SMOS mission, we present sensitivity studies on a two-scale sea surface emissivity model used to compute brightness temperatures (T_B) from the Sea Surface Temperature (SST), the wind vector, the incidence angle and the Sea Surface Salinity (SSS). We analyse the impact of uncertainties of the model on T_B at 1.4 GHz ($\lambda_0 = 21$ cm), namely we determine the influence of the parameterisation of the sea surface permittivity and of the cutoff wavelength λ_d (the limit which separates the short scales of the wave spectrum from the large scales). Using two existing permittivity parameterisations we find differences on T_B ranging from 0.4 to 1.1°K. For SST warmer than 12°C and incidence angles smaller than 35°, the difference on T_B is a bias independent of SSS and weakly dependent on SST . For these small incidence angles, the choice of the cutoff wavelength does not lead to significant differences on T_B . For incidence angles larger than 40°, the permittivity parameterisation and the choice of λ_d are more critical, resulting in a variation of T_B of several tenths of a Kelvin.

1 Introduction

A new concept of synthetic aperture antenna for microwave passive remote sensing will be applied to the Soil Moisture and Ocean Salinity (SMOS) satellite, allowing multi-angular bipolarised measurements. According to the Global Ocean Data Assimilation Experiment (<http://www.bom.gov.au/bmrc/>

ocean/GODAE/spacereq.html), ocean circulation studies require spaceborne Sea Surface Salinity (*SSS*) measurements with an accuracy (i.e. root mean square (rms) error) above ± 1 practical salinity unit (psu) (threshold requirement), the optimized requirement on *SSS* accuracy being ± 0.1 psu. The estimation of *SSS* with an accuracy greater than ± 1 psu imposes an accuracy on brightness temperatures (T_B) ranging from 1°K (at an incidence angle of 50° and a sea surface temperature (*SST*) of 30°C) to 0.02°K (at nadir and 0°C). At 1.4 GHz, T_B is of the order of 100°K at nadir and of 150°K at an incidence angle of 50° in vertical polarisation (50°K in horizontal polarisation). The influence on T_B of *SSS*, *SST* and the wind vector may be simulated using more or less sophisticated emissivity models.

In geometric optics (GO) emissivity models, the sea surface is assumed to be composed of randomly oriented facets whose dimensions are large compared to the wavelength of the radiometer (λ_0). The facets reflect the incident waves specularly and the fraction of the reflected energy is given by the Fresnel's reflection coefficients. In these models, the scattering due to the small waves is neglected. In contrast, the small perturbation method (SPM) is an approximation of the scattered electromagnetic field valid only for the sea waves whose rms height is small compared to λ_0 . In two-scale emissivity models, the sea surface is assumed to be composed of small waves superimposed on large waves modeled as tilted surfaces. Thence one must define a cutoff wavelength which separates the small waves for which the SPM is valid from the large waves. We used such a two-scale formulation based on the Yueh (1997) model in which we neglected the foam contribution. The sea waves spectrum (Durden and Vesecky 1985) was multiplied by a factor of two, as suggested in Yueh (1997).

In order to determine the contribution of the wind speed to T_B , we computed for both a GO and a two-scale emissivity model the differences ΔT_B between the T_B of a wind-roughened sea surface and the T_B of a flat sea surface.

Figure 1 shows the azimuthally averaged contribution of the wind speed to T_B (i.e. ΔT_B), obtained with both a geometric and a two-scale model. At low incidence angles, for a moderate wind speed of 7 ms⁻¹, there is a discrepancy between the GO and the two-scale model of about 1.8°K which is much larger than the allowed error budget. This discrepancy is due to a greater wind influence on T_B in two-scale models, especially at low incidence angles where GO models yield nearly no wind effect. For larger incidence angles, the discrepancies between the two models decrease and remain constant respectively for the horizontal polarisation (H-pol) and for the vertical polarisation (V-pol). This means that the scattering by small waves decreases for H-pol and is almost constant for V-pol.

Experiments at L- and C-band (Hollinger 1971, Blume et al. 1977) suggested that there is a wind influence on T_B even at nadir and at small incidence angles (of the order of a few tenths of a K per ms⁻¹); these results suggest a need for a sophisticated emissivity model. We choose an approximate formulation for the scattered field because of the extremely large computation time required by the rigorous solution of the Maxwell equations. A review of the approximate and exact solutions for scattering by a rough surface can be found in Saillard and

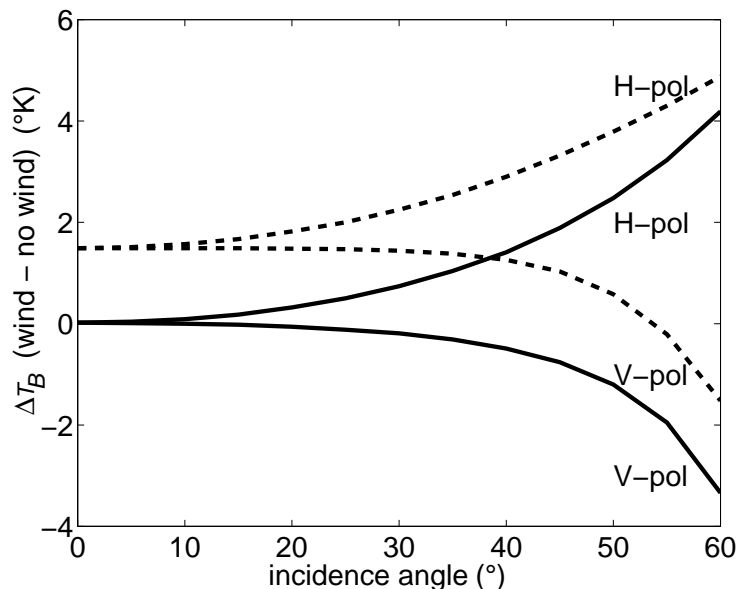


Figure 1: Comparison of the azimuthally averaged wind speed contribution on brightness temperatures using a geometrical optic model (full line) and a two-scale model (dashed line) for $SST = 15^{\circ}\text{C}$, $SSS = 35$ psu and a wind speed of 7 ms^{-1} ; the polarisations are vertical (V-pol) and horizontal (H-pol).

Sentenac (2001) .

The simulated T_B are sensitive to numerous parameterisations of the model, such as those of sea spectrum, permittivity of sea water ε , two-scale cutoff wavelength λ_d , foam coverage and foam emissivity. In this study, we concentrate on ε and λ_d .

2 Permittivity of sea water

Few measurements of ε have been made, especially at low frequencies such as 1.4 GHz. Ho and Hall (1973) and Ho et al. (1974) performed measurements on NaCl solutions and sea water samples at 1.43 GHz and 2.653 GHz. They claimed a standard deviation of the error of 0.2% on the real part of the permittivity (ε') and of 0.4% on the imaginary part (ε''). However, as reanalysed by Klein and Swift (1977), the ε'' measurements suffer from a bias. Ellison et al. (1998) performed many more measurements on synthetic sea water, sea water and NaCl solutions but mainly over the frequency range 3-20 GHz. The claimed precision is 1% on ε' and ε'' . We compare the two parameterisations of ε derived by Klein and Swift (KSP) and Ellison (ELP) (not shown). In these models, ε is a

function of the frequency, SST and SSS . At SST warmer than 15°C , ε' and ε'' derived from ELP are systematically smaller by 2 to 3% than those derived from KSP. At lower SST , the differences decrease to below 2% for ε' , and increase to about 4% for ε'' .

We calculate T_B , using both the KSP and the ELP in a two-scale emissivity model, for wind speeds ranging from 0 to 15 ms^{-1} , SST from 0 to 30°C , SSS from 32 to 40 psu and incidence angles from 0° to 60° .

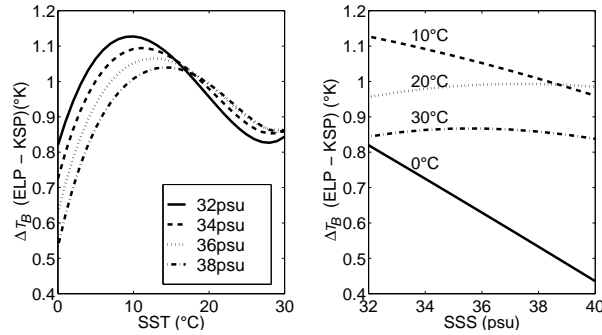


Figure 2: T_B from Ellison model minus T_B from Klein and Swift model with no wind (nadir view).

Figure 2 shows T_B obtained from ELP minus those obtained from KSP for nadir view and no wind. The differences ΔT_B range from 0.4 to 1.1°K , ELP producing larger T_B than those derived from KSP. For seas warmer than 12°C , ΔT_B depends weakly on SSS , namely variations are less than 0.1°K . For these temperatures, ΔT_B is mostly sensitive to SST and ranges from 0.8 to 1.1°K , so it might be considered as a bias independent of SSS and weakly dependent on SST . For colder waters, ΔT_B is dependent on both SSS and SST , and its variation with SSS at a given SST reaches 0.4°K .

ΔT_B computed at other incidence angles (not shown) differ from nadir ΔT_B by less than 0.13°K at incidence angles below 35° and by 0.4°K at 60° .

The effect of wind (not shown) was found to be negligible; for a 15 ms^{-1} wind speed, ΔT_B increases by less than 0.1°K for incidence angles up to 60° .

Finally, we evaluate the accuracy required on ε to achieve an accuracy of 0.1°K on T_B . Ignoring the wind effect (because in this section we focus on the permittivity influence) one can write $T_B = SST \times (1-R)$, where R is the Fresnel reflection coefficient. We deduce:

$$\Delta T_B = \frac{\partial T_B}{\partial \varepsilon'} \Delta \varepsilon' + \frac{\partial T_B}{\partial \varepsilon''} \Delta \varepsilon'' = -SST \left(\frac{\partial R}{\partial \varepsilon'} \Delta \varepsilon' + \frac{\partial R}{\partial \varepsilon''} \Delta \varepsilon'' \right)$$

where ΔT_B is the accuracy on T_B due to both an error on ε' (i.e. $\Delta \varepsilon'$) and an error on ε'' (i.e. $\Delta \varepsilon''$). We assume that the errors on T_B coming from ε' ($\frac{\partial T_B}{\partial \varepsilon'} \Delta \varepsilon'$) and from ε'' ($\frac{\partial T_B}{\partial \varepsilon''} \Delta \varepsilon''$) are equal. We compute $\frac{\partial R}{\partial \varepsilon'}$ and $\frac{\partial R}{\partial \varepsilon''}$ from

the Fresnel reflection coefficients and determine the accuracy required on ε' (i.e. $\Delta\varepsilon'$) and on ε'' (i.e. $\Delta\varepsilon''$). We found required accuracies on ε' and ε'' of $\pm 0.2\%$ and $\pm 0.3\%$ respectively. Using the derivative of SSS with respect to the T_B ($\partial SSS/\partial T_B$) from KSP, we found that such an error of $\pm 0.1^\circ\text{K}$ on T_B translates into an error of ± 0.26 psu, ± 0.16 psu and ± 0.14 psu on SSS at 10°C , 20°C and 30°C respectively. Because of the close agreement between the studied permittivity models concerning $\partial SSS/\partial T_B$ (especially for seas warmer than 10°C), using the ELP to compute SSS error would lead to similar estimations (discrepancies on SSS error between the KSP and the ELP are about ± 0.01 psu for $SST > 10^\circ$).

3 Two-scale cutoff wavelength

The waves contributing to the scattering and those contributing to the GO effect are delimited by the cutoff wavelength λ_d . The choice of this parameter is rather arbitrary and λ_d typically ranges between 3 and $5\lambda_0$ (Yueh 1997). In order to evaluate the influence of this parameter on the simulated T_B , we tested different values of λ_d in the range 3 - $5\lambda_0$. The KSP was used in the two-scale model.

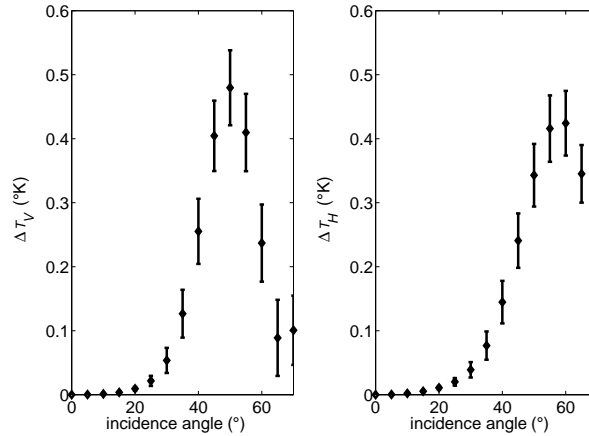


Figure 3: Mean difference between T_B modeled with $\lambda_d = 5\lambda_0$ and $\lambda_d = 3\lambda_0$ for V-pol (left) and H-pol (right). Error bars are \pm one root mean square of differences obtained in various geophysical conditions (see text).

The maximum discrepancies in T_B are obtained for the extreme values of λ_d : figure 3 shows, versus the incidence angle, the average difference $\Delta T_B = T_B(\lambda_d=5\lambda_0) - T_B(\lambda_d=3\lambda_0)$ in V-pol (ΔT_V) and in H-pol (ΔT_H) obtained in the SST range 0 - 30°C , the SSS range 32 - 38 psu and the wind speed range 5 - 15 ms^{-1} (SST , SSS and the wind speed were uniformly distributed over the listed

ranges). For incidence angles up to 30° , the difference is less than 0.1°K . The maximum discrepancy is 0.5°K and occurs between 50° and 60° . This behavior is due to resonance in the scattering functions, occurring at wavelengths larger than $3\lambda_0$ for high incidence angles (Johnson and Zhang 1999). In the SMOS configuration most of the incidence angles will be below 40° thence the choice of λ_d is not a critical issue.

4 Conclusion

The parameterisation of the sea water permittivity appears to be critical to simulate T_B accurately in order to estimate SSS from L-band measurements, since differences between existing parameterisations vary with SSS and SST , especially at low temperature. In warm seas ($>10^\circ\text{C}$) and at moderate incidence angles, the T_B bias is almost independent of SSS and weakly dependent on SST ; so, the T_B dependence on SSS and SST differs weakly between the models. Thence the T_B error might be reduced using satellite-based measurements to correct the bias-part of the error in T_B . The resulting error, due mainly to the discrepancies on the SST influence between the models, would be a few tenths of a Kelvin for a 20°C variation in SST . In other conditions, new measurements of ε at L-band with an accuracy smaller than $\pm 0.3\%$ would help to resolve the observed discrepancies. In contrast, the influence of the short-scale/long-scale cutoff wavelength appears to be negligible at incidence angles smaller than 35° . As most of the incidence angles of the SMOS mission will be smaller than 40° , the choice of the cutoff wavelength is not critical. Studies of other parameterisation issues for two-scale models (foam coverage and foam emissivity, sea spectrum, etc...) will be necessary to assess which parameterisations have to be refined to permit the estimation of SSS within a few tenths of a practical salinity unit.

5 Acknowledgements

We thank L. Eymard and E. Obligis for helpful discussions. This study was supported by the French Programme National de Télédétection Spatiale and Centre National d'Études Spatiales.

References

- BLUME, H.-J. C., LOVE, A. W., MELLE, M. J. V., and HO, W. W., 1977. Radiometric observations of sea temperature at 2.65GHz over Chesapeake Bay. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **AP-25(1)**, 121–128.
- DURDEN, S. L., and VESECKY, J. F., 1985. A physical radar cross-section model for a wind-driven sea with swell. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, **OE-10(4)**, 445–451.

- ELLISON, W., BALANA, A., DELBOS, G., LAMKAOUCHI, K., EYMARD, L., GUILLOU, C., and PRIGENT, C., 1998. New permittivity measurements of sea water. *Radio Science*, **33(3)**, 639–648.
- HO, W. W., and HALL, W. F., 1973. Measurements of the dielectric properties of seawater and NaCl solutions at 2.65 GHz. *Journal of Geophysical Research*, **78(27)**, 6301–6315.
- HO, W. W., LOVE, A. W., and MELLE, M. J. V., 1974. Measurements of the dielectric properties of sea water at 1.43 GHz. Technical Report CR-2458, NASA.
- HOLLINGER, J. P., 1971. Passive microwave measurements of sea surface roughness. *IEEE Transactions on Geoscience Electronics*, **GE-9(3)**, 165–169.
- JOHNSON, J. T., and ZHANG, M., 1999. Theoretical study of the small slope approximation for ocean polarimetric thermal emission. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **37(5)**, 2305–2316.
- KLEIN, L. A., and SWIFT, C. T., 1977. An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **AP-25(1)**, 104–111.
- SAILLARD, M., and SENTENAC, A., 2001. Rigorous solutions for electromagnetic scattering from rough surfaces. *Waves In Random Media*, **11(3)**, R103–R137.
- YUEH, S. H., 1997. Modeling of wind direction signals in polarimetric sea surface brightness temperatures. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **35(6)**, 1400–1418.

Q Article : problèmes concernant la modélisation de l'émissivité de la mer en bande L pour la restitution de la salinité de surface

Radio Science, Volume ???, Number , Pages 1–11,

Issues concerning the sea emissivity modeling at L-band for retrieving surface salinity

Emmanuel P. Dinnat⁽¹⁾, Jacqueline Boutin⁽¹⁾, Gérard Caudal⁽²⁾, Jacqueline Etcheto⁽¹⁾

(1) Laboratoire d'Océanographie Dynamique et de Climatologie, Paris, France

(2) Centre d'étude des Environnements Terrestres et Planétaires, Vélizy, France

Abstract. In order to prepare the sea surface salinity (SSS) retrieval in the frame of the Soil Moisture and Ocean Salinity (SMOS) mission, we conduct sensitivity studies to quantify uncertainties on simulated brightness temperatures (T_b) related to uncertainties on sea surface and scattering modeling. Using a two-scale sea surface emissivity model to simulate T_b at L-band (1.4 GHz) we explore the influence on estimated SSS of the parameterization of the sea water permittivity, of the sea wave spectrum, of the choice of the two-scale cutoff wavelength and of adding swell to the wind sea. Differences between T_b estimated with various existing permittivity models are up to 1.5 K. Therefore a better knowledge of the sea water permittivity at L-band is required. The influence of wind speed on T_b simulated with various parameterizations of the sea wave spectrum differs by up to a factor of two; for a wind speed of 7 ms^{-1} , the differences on estimated SSS is several psu depending on the sea wave spectral model taken, so that sea spectrum is a major source of uncertainty in models. We find no noticeable effect on simulated T_b when changing the two-scale cutoff wavelength and when adding swell to the wind sea for low to moderate incidence angles. The dependence of the wind induced T_b on SST and SSS being weak, we assess the error in SSS estimated assuming that the wind speed influence is independent of SST and SSS. We find errors on estimated SSS up to 0.5 psu for 20°C variation in SST. Therefore this assumption would induce regional biases when applied to global measurements.

1. Introduction

Ocean salinity is a key parameter of the oceanic circulation, which plays an important role in the climate system. Together with temperature, salinity determines the density of water masses which drives the thermohaline circulation. Sea Surface Salinity (SSS) is also a tracer of the water cycle, as it is affected by precipitation and evaporation. However, until now there is a lack of measurements of SSS over large areas of the global ocean and a lack of long-term SSS monitoring. The Soil Moisture and Ocean Salinity (SMOS) mission is the first attempt to globally

monitor SSS by satellite [Kerr *et al.*, 1998]. The SMOS instrument will perform multi-angular and multi-polarization L-band (1.4 GHz) brightness temperature (T_b) measurements by means of a 2D synthetic aperture antenna. With decreasing frequency, the sensitivity of T_b to SSS increases and the spatial resolution decreases; L-band is a trade-off between both the accuracy and resolution constraints. The threshold accuracy in SSS required for oceanic studies, as recommended by the Global Ocean Data Assimilation Experiment (GODAE) group, is 1 practical salinity unit (psu) on salinity integrated over a $200 \times 200 \text{ km}$ pixel and over 10 days, the optimized accuracy being 0.1 psu.

In order to invert satellite-based measurements, empirical models are usually developed to relate satellite-based data to geophysical parameters. However in the present case, the lack of both SSS data and L-band radiometric measurements over large re-

Copyright 2002 by the American Geophysical Union.

Paper number .
0048-6604/02/\$11.00

gions of the global ocean prevents from proceeding in that way. SSS measurements are sampled along commercial ship tracks or during time- and space-limited oceanographic campaigns, resulting in a relatively poor spatial and temporal sampling of global ocean SSS. Radiometry at L-band was until now mostly used in radio-astronomy and not in remote sensing of the oceans, because of the difficulty to achieve an acceptable spatial resolution for oceanic studies, resulting in a relatively poor knowledge of the open sea emissivity at low frequency. SMOS will be the first satellite-borne L-band radiometer, providing the first L-band emissivity measurements at global scale.

Studies are underway to optimize the SMOS antenna design and the measurements strategy in order to minimize the error on the retrieved SSS [e.g., *Waldteufel et al.*, 2001; *Waldteufel et al.*, 2002; *Johannessen et al.*, 2002]. These studies necessitate a model to simulate the sensitivity of T_b to geophysical parameters such as SSS, sea surface temperature (SST) and wind velocity (\vec{U}). Some empirical emissivity models have been developed to relate emissivity measurements to geophysical parameters, mostly at high frequencies where numerous satellite data are available. At L-band, *Sasaki et al.* [1987] derived the wind influence on emissivity by combining L-band observations made over a canal [Swift, 1974], the Bering Sea [*Webster et al.*, 1976] and from the Argus Island Tower [*Hollinger*, 1971]. However, in the open sea, the sea state is likely to be different so it is uncertain that such measurements can lead to an empirical law applicable to the global ocean. In this context, recent campaigns of L-band radiometric measurements were conducted on behalf of ESA to refine sea surface emissivity models (WISE 2000, WISE 2001, EuroSTARRS), especially concerning the wind effect on T_b which is uncertain at low frequency. Recently, *Yueh et al.* [2001] showed that an empirical correction of the wind influence on T_b is possible using normalized radar cross section (σ_0) measurements. However SMOS will provide only passive measurements, and it will be much easier to co-locate them with wind speeds derived for instance from meteorological-models than with active measurements. Therefore, although this approach appears promising, it is not discussed in the present paper; we focus on theoretical modeling of the sea emissivity which offers the opportunity to understand the relative influence of the various parameters in the emissivity process. Of course, it does not

rule out the need of calibration/validation studies to derive semi-empirical models for operational applications. A general discussion about error sources when estimating SSS from radiometric measurements at L-band has been given by *Yueh et al.* [2001], who assessed the influence on T_b of the atmosphere, the clouds, the ionosphere and the solar system/galactic radiations.

Theoretical models were developed and validated at high frequencies (e.g. 19 GHz and 37 GHz) where they are used to retrieve wind speed or atmospheric parameters for example, and where there is almost no influence of SSS on T_b . Theoretical modeling necessitates a description of the sea water permittivity, of the sea waves and of the scattering processes induced by a rough surface (here the wind-roughened sea surface). We test various parameterizations in an emissivity model in order to evaluate discrepancies in simulated T_b and assess whether the resulting SSS discrepancies are acceptable for oceanic studies. We pay a particular attention to discrepancies at incidence angles smaller than 40° , because they represent most of the SMOS incidence angles (i.e. 80% of them).

Figure 1 reports incidence angles statistics for the pixels in the SMOS field of view.

Various electromagnetic models exist to simulate emissivity from sea surface. We use a two-scale model because of its relative efficiency to simulate the wind influence at small incidence angles in the

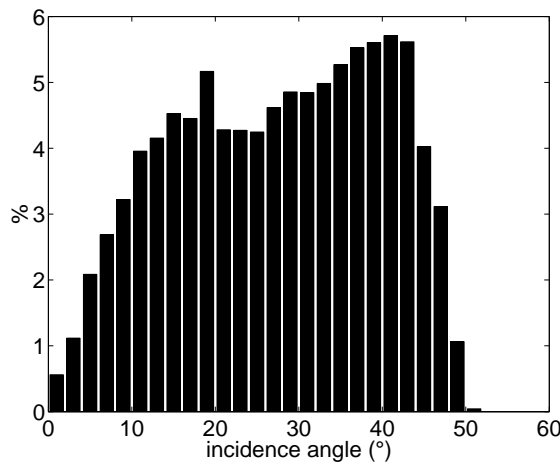


Figure 1. Distribution of the incidence angles for the pixels in the SMOS field of view.

microwave domain with respect to a geometrical optics model and because of its low computation time with respect to a rigorous solution of the Maxwell equations [Dinnat *et al.*, 2002]. At given polarization and incidence angle (θ), we expand T_b in two terms: $T_{b\ flat}$, for a flat surface which does depend neither on wind speed (U) nor wind direction (ϕ) and $T_{b\ wind}$, which is a correction term to $T_{b\ flat}$ due to surface roughness induced by the wind :

$$T_b = T_{b\ flat}(\epsilon(SST, SSS)) + T_{b\ wind}(\epsilon(SST, SSS), U, \phi) \quad (1)$$

where ϵ is the sea water permittivity.

$T_{b\ flat}$ is a function of ϵ , which depends on SSS and SST. In section 2, we evaluate the discrepancies between $T_{b\ flat}$ simulated with various ϵ models, and the differences in SSS estimated with various ϵ models. We discuss to what extent it is possible to reduce the SSS uncertainty by calibrating the T_b measured by the radiometer.

The computation of $T_{b\ wind}$ is derived from the two-scale electromagnetic model of Yueh [1997]; small sea waves (which induce Bragg scattering) are superimposed on large sea waves (which reflect electromagnetic waves as infinite planes). Results of this model agree with measurements performed at S- and L-band by Hollinger [1971], Blume *et al.* [1977] and Wilson *et al.* [2001] that showed that wind induces noticeable increase in T_b at low frequencies (a few tenths of a Kelvin per ms^{-1}). A precise parameterization of the wind influence is crucial for SSS retrieval. In section 3 we study the uncertainties on simulated $T_{b\ wind}$ due to uncertainties on sea state parameterization and on emissivity modeling.

2. Simulations of Brightness Temperature for a Flat Sea Surface

The brightness temperature of the sea surface is related to the complex relative permittivity of sea water ϵ that depends on SSS, SST and frequency. Therefore, to estimate SSS from radiometric measurements at L-band one needs a model that relates ϵ to SSS and SST and which is valid at 1.4 GHz. Existing ϵ models rely on a semi-empirical approach and have been developed since the 70's. In these models, the dependence of the permittivity on the frequency follows the theoretical Debye [1929] equation in which

parameters dependent on salinity and temperature are empirically fitted to permittivity measurements.

There are few measurements of the permittivity of natural sea water, especially at low frequency such as 1.4 GHz. Klein and Swift [1977] (referred as KS in the following) based their model on data acquired at 1.43 GHz [Ho *et al.*, 1974] and 2.653 GHz [Ho and Hall, 1973]. Stogryn *et al.* [1995] (referred as S95) used data between 7-14 GHz. Ellison *et al.* [1996] (referred as EL) used data between 3-20 GHz and at spot frequencies (23.8, 36.5 and 89 GHz). Finally Stogryn [1997] (referred as S97) used data from Stogryn *et al.* [1995] and Ellison *et al.* [1996]. Models based on NaCl solutions [e.g. Stogryn, 1971] are ignored here because the permittivity of NaCl differs noticeably from the one of sea water [Ellison *et al.*, 1996].

There is no convincing evidence that one model should be better at L-band than the others. KS model is the only model including measurements at 1.4 GHz, but the authors found that these measurements suffer from a bias so that the claimed accuracies of 0.2% and 0.4% on real and imaginary part of ϵ respectively [Ho *et al.*, 1974] are optimistic. Moreover NaCl samples together with sea water samples were used and few measurements of sea water were per-

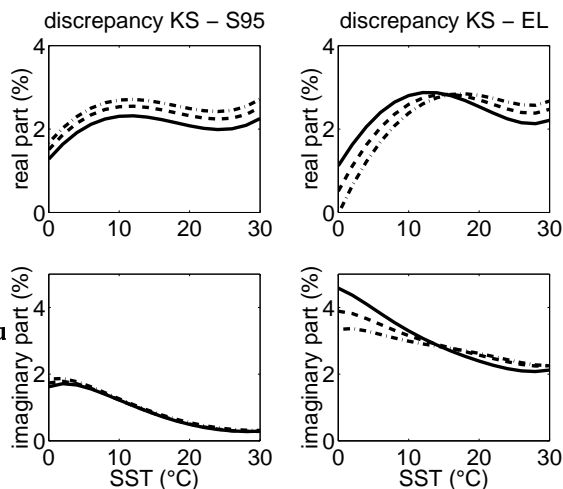


Figure 2. Discrepancies at 1.4 GHz between sea water permittivity estimated with KS-S95 models (left), and KS-EL models (right) (see text for abbreviations) versus sea surface temperature. Sea surface salinity is 31 psu (full line), 34.8 psu (dashed line) and 38 psu (dashed-dotted line).

formed at salinities encountered in open ocean (most of the measurements were performed in the range 4-30 psu). EL, S95 and S97 models are based on recent ϵ measurements made at frequencies higher than 1.4 GHz. Although the Debye equation provides approximations close to experimental data at low microwave frequencies, the accuracy of these ϵ models at L-band is likely to be less than claimed for higher frequencies. Discrepancies between ϵ estimated at 1.4 GHz with these various models are always less than 3% concerning the real part and less than 5% concerning the imaginary part, the largest discrepancies being between EL and KS models (figure 2). In this section we determine discrepancies in T_b induced by discrepancies in ϵ , focusing exclusively on the L-band. The issue is whether these discrepancies are small enough to meet the GODAE requirements and whether these discrepancies can be resolved or at least reduced by T_b calibration/validation of the radiometer.

Assuming thermodynamic equilibrium, $T_b flat$ is related to the Fresnel reflection coefficient (R) by

$$T_b flat = SST(1 - R(\epsilon, \theta)) \quad (2)$$

Dinnat *et al.* [2002] showed that there are noticeable discrepancies on $T_b flat$ when computed either with EL model or with KS model at nadir. Here, we estimate $T_b flat$ at incidence angles ranging from nadir to 60° using the KS, EL, S95 and S97 models, for SST and SSS ranges encountered in the open ocean. According to the Levitus Climatology [Boyer *et al.*, 1998; Antonov *et al.*, 1998], the mean SSS and SST over the global ocean are 34.8 psu and 18.4°C respectively. The SSS varies from 31 to 38 psu and the SST from -1.8 to 31°C. It must be noted that cold waters (SST less than 10°C) have SSS limited to 35.5 psu: consequently we will not consider large salinity for cold waters.

Over the considered SSS and SST ranges, S97 model differs from S95 by always less than 0.15 K, the discrepancy at the mean oceanic SSS and SST being less than 0.02 K. Therefore, S97 and S95 will be considered similar in the following.

Differences between $T_b flat$ estimated with EL and KS models ($\Delta T_b 1$) are reported versus the incidence angle in figure 3, for the mean oceanic SSS (34.8 psu) and for SST = 0°C (dark blue), 10°C (blue), 20°C (yellow) and 30°C (red). Likewise, differences between S95 and KS models ($\Delta T_b 2$) are reported on figure 4. The results at other SSS (not shown) are

very similar, SSS influence on $\Delta T_b 1$ and $\Delta T_b 2$ being negligible. Indeed, $\Delta T_b 2$ varies by less than 0.1 K (at any SST or incidence angle) over the considered SSS range (not shown). $\Delta T_b 1$ variation is also less than 0.1 K for SST warmer than 12°C, and less than

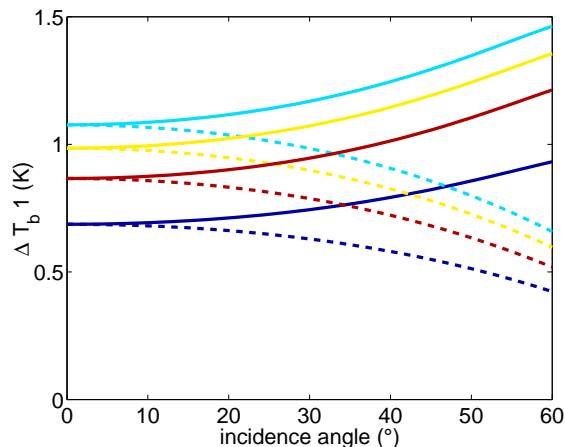


Figure 3. Differences of $T_b flat$ estimated with EL and KS models (EL - KS) versus the incidence angle, in vertical polarization (full line) and horizontal polarization (dashed line). Sea surface temperature is 0°C (dark blue), 10°C (blue), 20°C (yellow) and 30°C (red).

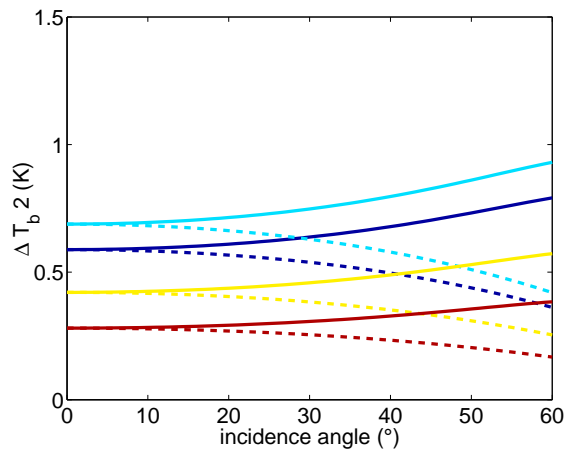


Figure 4. Differences of $T_b flat$ estimated with S95 and KS models (S95 - KS) versus the incidence angle, in vertical polarization (full line) and horizontal polarization (dashed line). Sea surface temperature is 0°C (dark blue), 10°C (blue), 20°C (yellow) and 30°C (red).

0.25 K (for SSS varying from 31 to 35 psu) for cold water. This small sensitivity of T_b differences to SSS means that the influence of SSS on T_b *flat* is in close agreement in the various models, especially between S95 and KS models. Therefore, the uncertainty on ϵ parameterization is mainly influenced by SST.

KS model gives always the lowest estimations of T_b *flat* (ΔT_b1 and ΔT_b2 are always positive). EL model induces always the largest T_b *flat*, so that S95 model is always between both the other models. In other words, ΔT_b1 is always larger than ΔT_b2 so it is representative of the maximum uncertainty between various parameterizations. Recent L-band campaigns were interpreted using either KS model [e.g. *Le Vine et al.*, 1998; *Miller et al.*, 1998; *Wilson et al.*, 2001] or EL model [e.g. *Yueh et al.*, 2001]. We study the differences between SSS estimated with KS and EL models.

The sensitivity of SSS to T_b *flat* ($\partial\text{SSS}/\partial T_b$ *flat*) at nadir ranges from -1.5 psu/K (at SST=30°C) to -4.5 psu/K (at SST = 0°C) and from -1 to -3.2 psu/K at 60° incidence angle. It is weakly dependent on SSS and on the permittivity model (as seen previously, the influence of SSS on T_b *flat* is almost the same whatever model we use). In order to assess the un-

certainty in SSS, we compute the differences between SSS estimated from a T_b database with either KS or EL model (ΔSSS). The T_b *flat* database is built using KS model (same SSS and SST ranges as previously).

ΔSSS at nadir is reported versus SST for various SSS derived from KS model (figure 5, top). Differences between SSS estimated with various permittivity models are independent of incidence angle (not shown). They range from 1.2 psu in warm waters (30°C) to 3.3 psu in cold and less salted waters (31 psu, 5°C). They vary almost linearly with SSS in cold waters and are almost independent of SSS for SST warmer than 15°C. In spite of relatively small discrepancy in T_b for cold waters, ΔSSS is large for SST less than 10°C because of the large $\partial\text{SSS}/\partial T_b$ *flat*. ΔT_b1 is almost constant over a large range of SST and SSS and it could be partially considered as a bias. We study to what extent ΔSSS could be reduced by removing a constant bias on T_b *flat*, assuming that such a bias could be determined from cal/val measurements. Hence, we compute ΔSSS after correcting the T_b *flat* in database by the assumed bias; the bias is derived from ΔT_b1 at SST = 20°C and SSS=35 psu. The SSS uncertainty strongly decreases and ranges from -1 psu (at 0°C) to 0.4 psu (at 7°C), but is still larger than the required accuracy (figure 5, bottom). We tested the effect of correcting a bias derived from ΔT_b1 at various SST. The resulting ΔSSS is always small around the chosen SST but is still of the order of 1 psu for other SST. We concluded that an empirical correction of T_b by calibration/validation independent of SST is not sufficient to correct for the permittivity model uncertainty. Yet the situation could be improved by regional cal/val operations, at least for SST above 5°C.

The accuracy required on permittivity to achieve a 0.1 K accuracy in T_b is of the order of 0.3% [*Dinnat et al.*, 2002]. T_b measurements could provide an empirical validation of the permittivity models at L-band, especially concerning the sensitivity to SST. However, the T_b accuracy required is stringent because of the large sensitivity of estimated SSS to T_b (for cold waters, an accuracy better than 0.1 K is required).

3. Simulations of Wind Effect on T_b with a Two-Scale Model

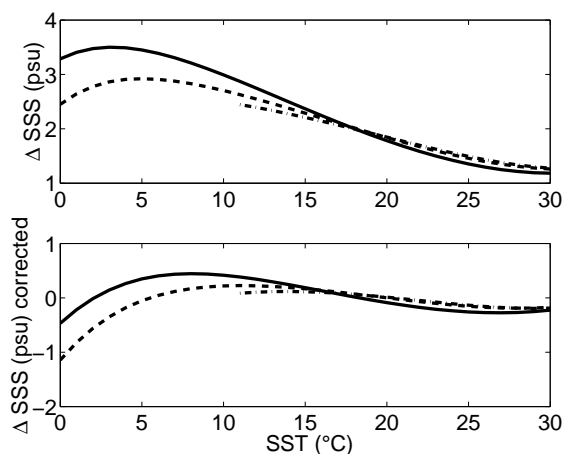


Figure 5. ΔSSS , uncertainty on SSS due to uncertainties on parameterization of sea water permittivity, versus SST and for various salinities: 31 (full line), 34.8 (dashed line), and 38 psu (dashed dotted line). Incidence angle is 0°. Results for large SSS/cold SST are not reported since these conditions are not realistic in the open ocean. Calibration/validation in T_b is not included (top) or included (bottom).

3.1. Model Description

We simulate the wind effect on sea brightness temperature using the two-scale model described in *Yueh* [1997]. In two-scale models, a cutoff wavelength (λ_d) parts the large- from the small-scale waves. Large-scale waves are defined as the waves whose horizontal extent greatly exceeds the wavelength of the radiometer (λ_0); therefore these waves can be considered as facets of infinite extent and their emissivity can be computed using geometric optics (GO). These facets are perturbed by small-scale waves, whose height standard deviation is less than λ_0 . Therefore, the emissivity is corrected for this roughness effect using a 2^{nd} order small perturbation method (SPM). Various models have been proposed to describe the sea wave spectrum; most of them have been extensively validated by means of microwave measurements in the centimetric wavelength domain but their validity in the L-band range remains uncertain. In a standard configuration, we use the *Durden and Vesecky* [1985] spectrum multiplied by a factor of two (referred as DV2 in the following), because this adjustment makes the model in closer agreement with high frequency measurements [*Yueh*, 1997]. In section 3.4, we assess the influence of the discrepancies in various spectra on wind induced T_b . For this purpose, we use the sea wave spectra from *Durden and Vesecky* [1985] (referred as DV in the following) and *Elfouhaily* [1997] (referred as Elfo in the following). The omnidirectional component of these spec-

tra is reported in figure 6, together with the cut-off wavelength at L-band taken as $\lambda_d = 80$ cm.

The upwind-downwind asymmetry T_b is driven by the hydrodynamic modulation (i.e. there is more roughness on the upwind side). Below $\theta = 30^\circ$, this asymmetry is in close agreement between the simulations with the three spectra, differing by less than 0.1 K.

The upwind-crosswind asymmetry in T_b is driven by the second harmonic of the sea wave spectrum (dependent on the spreading function). The second harmonic of the DV spectrum decreases (with increasing wavelength) from centimetric wavelengths (not shown), whereas the second harmonic of the Elfo spectrum (not shown) decreases for wavelengths much larger than 21 cm (i.e. the wavelength corresponding to 1.4 GHz) because of a long-wavelength peak. Consequently, at 1.4 GHz, the upwind-crosswind asymmetry is much larger with the Elfo spectrum than with DV and DV2 spectra [*Boutin et al.*, 2002], contrary to what occurs at higher frequencies (19 GHz and 37 GHz) [*Zhang and Johnson*, 2001]. At nadir and for a wind speed of 10 ms^{-1} , the upwind-crosswind asymmetry in T_b is less than 0.15 K (peak to peak) with DV and DV2 spectra, whereas it is 0.6 K (peak to peak) with Elfo spectrum. These azimuthal variations being relatively small, they will be ignored in the following studies, where only azimuthally averaged quantities will be considered. Also, as the foam parameterization at L-band is very uncertain, foam will not be included in our simulations.

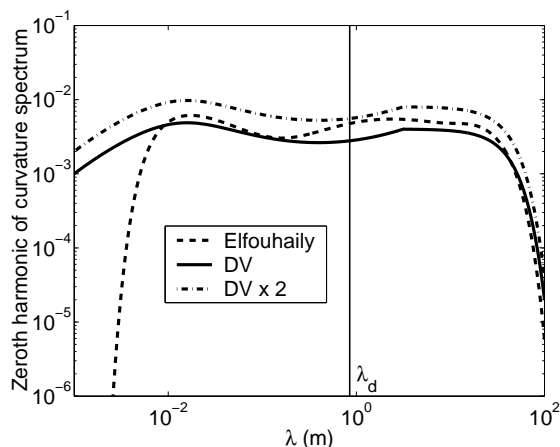


Figure 6. Various omnidirectional curvature spectra (see text). λ_d is the cut-off wavelength.

3.2. Decoupling SST, SSS effect from Wind Effect

Due to the complexity of electromagnetic models used to compute the emissivity of a rough surface, it would be tempting to consider the effect of surface roughness as a perturbation term independent of SSS and SST, to be determined only once for given wind conditions and given incidence angle. In that case the quantity $T_b \text{ wind}$ of equation 1 would not depend on ϵ . Some of the empirical models of wind induced T_b [e.g. *Sasaki et al.*, 1987] make this approximation. We study the influence of SSS and SST on $T_b \text{ wind}$ in order to evaluate to what extent it can be neglected when dealing with regional measurements usually taken over a limited range of SSS and SST variations, and when retrieving SSS from satellite measurements at global scale. We assume that $T_b \text{ wind}$ is only a function of U and ϕ so that equation

1 of the standard model rewrites for the decoupled model:

$$T_b = T_{b \text{ flat}}(\epsilon(SST, SSS)) + T_{b \text{ wind}}^*(U, \phi) \quad (3)$$

$T_{b \text{ wind}}^*$ is computed at $SST^* = 20^\circ \text{C}$ and $SSS^* = 35 \text{ psu}$.

$T_{b \text{ wind}}$ is weakly sensitive to SSS and SST; for $U = 10 \text{ ms}^{-1}$ it differs from $T_{b \text{ wind}}^*$ by less than 0.25 K whatever SST and SSS are. However, because of the stringent accuracy required on SSS and of the large sensitivity $\partial SSS / \partial T_b$ for cold waters, these differences may induce noticeable differences in estimated SSS. In order to evaluate the error on the retrieved SSS resulting from assuming $T_{b \text{ wind}}$ independent of SSS and SST, we estimate SSS from T_b (assuming that SST and T_b are perfectly known) using either the decoupled model or the standard model. Differences between estimated SSS with one or the other model (ΔSSS) are reported at nadir for a wind speed of 10 ms^{-1} in figure 7. The influence of SSS is less than $\pm 0.035 \text{ psu}$ while the one of SST is much larger. For waters above 10°C , the SSS error is $\pm 0.1 \text{ psu}$ and varies slowly with SST. It amounts to 0.4 psu at 0°C where it is maximum because of the choice of SST^* (15°C) and because of the stronger sensitivity of SSS to T_b in cold waters. We computed $T_{b \text{ wind}}^*$ at other SST^* . The SSS error (not shown) was always small

around SST^* but remained several tenths of a psu when the difference $SST - SST^*$ was large. The SSS errors computed at other incidence angles are very similar.

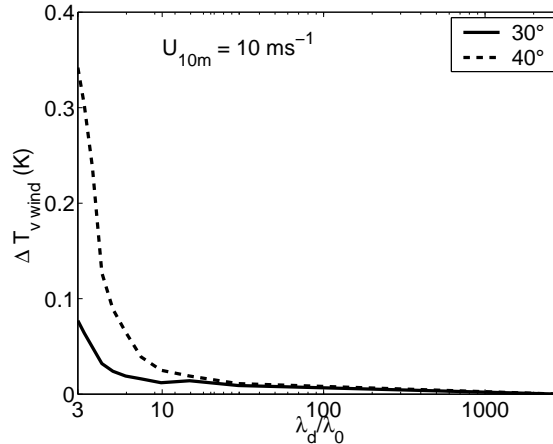


Figure 8. Influence of λ_d on T_b in vertical polarization at 30° and 40° incidence angles. Wind speed at 10 m is 10 ms^{-1} , sea surface temperature is 15°C and sea surface salinity is 35 psu . The sea wave spectrum is DV2 (see text).

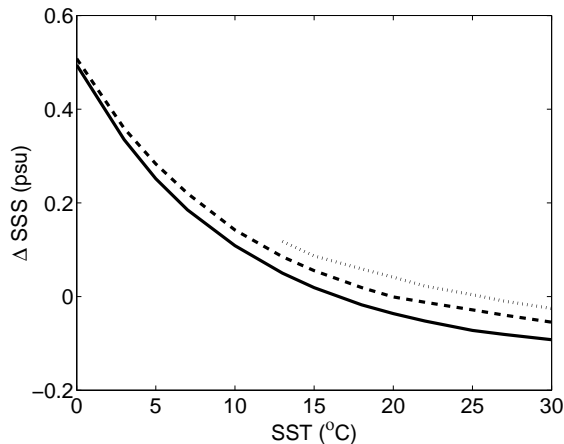


Figure 7. ΔSSS , error on sea surface salinity due to decoupling ϵ and wind effects, versus sea surface temperature and for various salinities: 31 (full line), 35 (dashed line), and 38 psu (dashed dotted line). Wind speed at 10 m is 10 ms^{-1} and incidence angle is 0° .

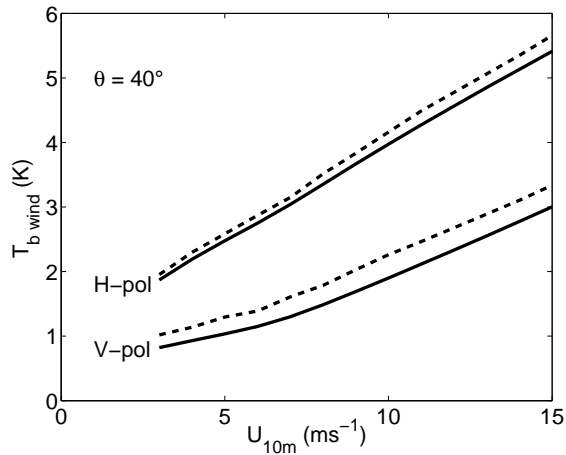


Figure 9. T_b in vertical (V-pol) and horizontal (H-pol) polarizations at 40° incidence angle versus the wind speed at 10 m for $\lambda_d = 3\lambda_0$ (full line) and $\lambda_d = 600\lambda_0$ (dashed line). Sea surface temperature is 15°C , sea surface salinity is 35 psu and the sea wave spectrum is DV2 (see text).

When dealing with global ocean measurements, considering that the wind effect is independent of SST would introduce regional biases of several tenths of a psu. Moreover, this bias is not very variable with incidence angle and polarization so that it could not be corrected by a multi-angular inversion as proposed for SMOS. However, in the frame of a regional study with limited variations of SST (especially for SST warmer than 10°C), such as the WISE campaign, a T_b wind constant with SST and SSS could be assumed with reasonable precision. SSS influence on wind induced T_b is always negligible.

3.3. The Choice of a Two-Scale Cutoff Wavelength

The choice of λ_d is rather arbitrary, and the influence of λ_d on simulated T_b has already been studied at higher frequencies than at L-band [Yueh, 1997; Trokhimovski, 2000]. In this section we determine to what extent the choice of λ_d could be an issue for the retrieval of SSS at L-band.

Irisov [1997] showed that emission calculation with SPM is identical to emission calculation with the small slope approximation (SSA) proposed by Voronovich [1994]. Therefore in the case of the ocean where the slopes are always small (even in the range of long gravity waves), λ_d might be extended to infinity. Hence, whereas the small-scale wave effect is still computed with SPM/SSA, the emission from the large-scale waves might be computed with SPM/SSA instead of GO. SPM/SSA has a resonance behavior at some wavelengths in the sea wave spectrum; those resonant wavelengths get further and further away from λ_0 as incidence angles increases [Johnson and Zhang, 1999]. For instance, at $\theta = 50^\circ$, there are resonant long waves up to about $10\lambda_0$. As the resonance behavior can not be reproduced with GO, it is obvious that part of the large-scale wave contribution estimated with two-scale model or with SPM/SSA model will differ. Two-scale model and SPM/SSA are not similar as long as λ_d is inside the resonance behavior range. Moreover, there are two other distinctions between 2nd order SPM/SSA and the two-scale model. The shadowing of the steepest waves, which is noticeable at very large incidence angles, and the hydrodynamic modulation (HM), which induces upwind/downwind asymmetry, are taken into account in two-scale model only. HM would require an expansion of the SPM/SSA higher than 2nd order.

In order to evaluate the influence of λ_d and the discrepancies between the two-scale model (SPM + GO) and the SSA, we compare T_b obtained for λ_d varying from $3\lambda_0$ to ∞ (in practice $\lambda_d = 600\lambda_0$).

Figure 8 reports the difference between T_b computed in vertical polarization (T_v) with a given λ_d and T_b computed with an infinite λ_d , at $\theta = 30^\circ$ and 40° , for a wind speed of 10 ms^{-1} . Below $\theta = 30^\circ$, the influence of λ_d is weak, with a variation of T_b less than 0.1 K. For θ greater than 30° , variations of T_b with λ_d become noticeable. When λ_d varies from $3\lambda_0$ to $10\lambda_0$, T_b varies by up to 0.35 K in vertical polarization at 40° . In horizontal polarization (not shown), the T_b variation at 40° is almost half this value and is still less than 0.1 K for θ lower than 30° .

Figure 9 shows T_b wind versus wind speed, computed at $\theta = 40^\circ$ for both polarizations with $\lambda_d = 3\lambda_0$ and $600\lambda_0$. For winds above 3 ms^{-1} , $\partial T_b \text{ wind} / \partial U$ is weakly sensitive to λ_d , even at large incidence angles. In other words, the shift on T_b wind between various λ_d is almost constant with U and could be removed by a correction independent of the wind speed.

Because the SMOS incidence angles are mostly between 0 - 40° , simulations of T_b wind should suffer from weak errors due to the choice of λ_d . We use $\lambda_d = 4\lambda_0$ in the following.

3.4. Influence of sea wave spectrum model in omnidirectional emissivity

We assess to what extent various parameterizations for the sea wave spectrum affect omnidirectional T_b wind (i.e. T_b wind averaged over all azimuthal directions). T_b wind is estimated by integrating the sea wave curvature spectrum multiplied by a weighting function which is maximum around λ_0 [Johnson and Zhang, 1999]. Therefore, T_b wind is mostly dependent on the amplitude of the sea wave spectrum around λ_0 . We use the sea wave spectra introduced in section 3 to estimate T_b for various wind speeds (between 3 and 15 ms^{-1}) at various incidence angles.

The largest discrepancies between the models occur for the horizontal polarization of T_b (referred as T_h) and at large incidence angles. When computed with DV or DV2 spectra, T_b varies almost linearly with the wind speed. With the Elfo spectrum, T_b exhibits a plateau between 3 and 7 ms^{-1} . Indeed, when wind speed increases from 3 to 7 ms^{-1} , the amplitude of the Elfo spectrum around $\lambda_0 = 21 \text{ cm}$ decreases.

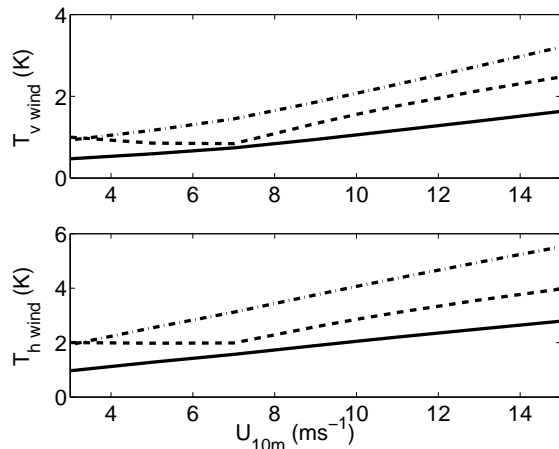


Figure 10. T_b , in vertical (top) and horizontal (bottom) polarizations, as a function of wind speed at 10 m. T_b is computed with Durden and Vesecky (full line), Elfouhaily (dashed line) and Durden and Vesecky $\times 2$ (dashed dotted line) spectra. Sea surface temperature is 15°C, sea surface salinity is 35 psu and incidence angle is 40°.

At nadir and moderate wind speeds (not shown), the mean sensitivity of T_b to U is 0.12, 0.17 and 0.25 Km^{-1}s for the DV, Elfo and DV2 spectra respectively. Therefore, for $U = 10 \text{ ms}^{-1}$, T_b computed with the DV2 spectrum is 1.25 K larger than the one computed with the DV spectrum. In the worst cases (i.e. for cold waters) the corresponding difference in estimated SSS is about 5 psu. When the incidence angle increases up to 40° (figure 10), T_b sensitivity to the wind speed increases in horizontal polarization (up to 0.3 Km^{-1}s with DV2 spectrum) and decreases in vertical polarization (down to 0.2 Km^{-1}s). The discrepancy on T_b from one spectrum model to the other may be as large as 2 K in horizontal polarization at $U = 10 \text{ ms}^{-1}$.

These results indicate that uncertainties on sea surface modeling constitute a major issue when using emissivity models in the frame of SSS retrieval. Accurate *in-situ* measurements of the sea wave spectrum at wavelengths relevant to L-band radiometry (i.e. near $\lambda = 21 \text{ cm}$) would be needed to improve the accuracy of the estimate of SSS from L-band radiometry.

3.5. Swell Influence on T_b

The sea state is often described by the wind sea spectrum without taking into account the presence of swell. Since L-band involves wavelengths larger than the ones usually used in microwave radiometry (in order to retrieve the wind speed for instance), and since *Durden and Vesecky* [1985] showed that swell could have a significant effect in L-band scatterometry, we study its expected effect in L-band radiometry. For this purpose, we simulate a swell component by superimposing a gaussian shaped swell spectrum on the wind sea spectrum, assuming no interaction between these 2 components. The swell spectrum as a function of wave number k is

$$S(k) = \frac{h_s^2}{2\pi\sigma} \exp\left(-0.5\left(\frac{k - k_p}{\sigma}\right)^2\right) \quad (4)$$

where h_s is the rms height of the swell chosen equal to 1 m, k_p is the wave number of the peak of the spectrum and $\sigma = 0.0025 \text{ m}^{-1}$. Figure 11 reports the difference of T_b computed with or without swell. The maximum influence is less than 0.1 K and occurs at $\theta = 60^\circ$, which is a very large incidence angle in the SMOS context. Moreover, the azimuthal variation of T_b (not shown) is less than 0.015 K. This suggests that swell should not be noticeable on radiometric data at L-band at low to moderate incidence angle (i.e. less than 40°). This however does not rule out the possibility of an indirect effect of swell, by interacting with the wind sea, and/or modifying the wave

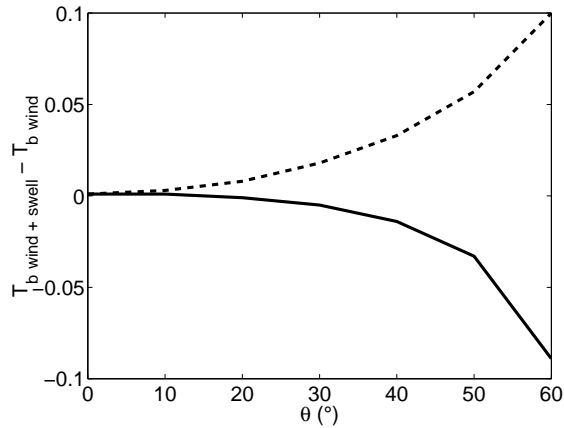


Figure 11. Influence of swell on T_b , in vertical (full line) and horizontal(dashed line) polarizations, as a function of incidence angle. Wind speed at 10 m is 10 ms^{-1} .

breaking and foam production. Such effects are out of the scope of this paper.

4. Discussion and Conclusion

Using a two-scale sea surface emissivity model to simulate T_b at L-band we explore the influence on retrieved SSS of the sea water permittivity parameterization, of the sea surface spectrum, of the choice of the two-scale cutoff wavelength and of adding swell to the wind sea.

Given the requirements on retrieved SSS for oceanic studies (0.1 psu) and given the SMOS incidence angles, we find that two-scale or SPM/SSA emissivity models give similar results. Swell and the choice of cutoff wavelength are not critical issues. On another hand, the uncertainties on ϵ parameterization appear to be too large to meet the required accuracy and cannot be resolved by a constant T_b correction; new measurements of sea water permittivity are necessary especially at low temperatures. Large uncertainties also remain on the modeling of the sea wave spectrum around 21 cm, the use of various sea wave spectra leading to differences in T_b of several Kelvin for usual wind speeds. Moreover, when dealing with global ocean measurements, wind effect can not be decoupled from SST. Neglecting this coupling would induce, according to our model, significant regional biases.

Another issue which has not been considered in this paper is the foam effect at L-band. Nevertheless, considering the work from *Reul and Chapron* [2002a;2002b] and the relative large wavelength at L-band with respect to the foam depth [*Droppleman*, 1970], we expect the foam influence on T_b at L-band to be small especially for wind speed less than 10 ms^{-1} .

Acknowledgments. This work was supported by CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique), CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) and ESA (European Space Agency). We are grateful to Alexander Voronovich and Joel Johnson for fruitful discussion about comparison between SSA and two-scale model and to Alain Weill for helpful suggestions about atmospheric boundary layer. We also thank Philippe Waldteufel and

Nicolas Martin for the simulation of the SMOS field of view.

References

- Antonov, J., S. Levitus, T. P. Boyer, M. Conkright, T. O'Brien, and C. Stephens, *World ocean atlas*, NOAA Atlas NESDIS, Wash., D.C., 1998.
- Blume, H.-J. C., A. W. Love, M. J. V. Melle, and W. W. Ho, Radiometric observations of sea temperature at 2.65 GHz over Chesapeake Bay, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, *AP-25*, 121–128, 1977.
- Boutin, J., E. Obligis, and E. Dinnat, WP1120, Influence of surface roughness on T_b simulated in L-band by Yueh-LODYC emissivity model and by UCL model - analyse of the differences, *Tech. Rep. 14273/00/NL/DC*, ESTEC/European Space Agency, 2002.
- Boyer, T. P., S. Levitus, J. Antonov, M. Conkright, T. O'Brien, and C. Stephens, *World ocean atlas*, NOAA Atlas NESDIS, Wash., D.C., 1998.
- Debye, P., *Polar molecules*, Chemical Catalogue Company, New York, 1929.
- Dinnat, E. P., J. Boutin, G. Caudal, J. Etcheto, and P. Waldteufel, Influence of sea surface emissivity model parameters at L-band for the estimation of salinity, *in press*, *International Journal of Remote Sensing*, 2002.
- Droppleman, J. D., Apparent microwave emissivity of sea foam, *Journal of Geophysical Research*, *75*, 696–697, 1970.
- Durden, S. L., and J. F. Vesecky, A physical radar cross-section model for a wind-driven sea with swell, *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, *OE-10*, 445–451, 1985.
- Elfouhaily, T., B. Chapron, K. Katsaros, and D. Vandemark, A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves, *Journal of Geophysical Research*, *102*, 15,781–15,796, 1997.
- Ellison, W. J., A. Balana, G. Delbos, K. Lamkaouchi, L. Eymard, C. Guillou, and C. Prigent, Study and measurement of the dielectric properties of sea water, *Tech. Rep. 11197/94/NL/CN*, ESTEC/European Space Agency, 1996.
- Ho, W. W., and W. F. Hall, Measurements of the dielectric properties of seawater and NaCl solutions at 2.65 GHz, *Journal of Geophysical Research*, *78*, 6301–6315, 1973.
- Ho, W. W., A. W. Love, and M. J. V. Melle, Measurements of the dielectric properties of sea water at 1.43 GHz, *Tech. Rep. CR-2458*, NASA, 1974.
- Hollinger, J. P., Passive microwave measurements of sea surface roughness, *IEEE Transactions on Geoscience Electronics*, *GE-9*, 165–169, 1971.
- Irisov, V. G., Small-slope expansion for thermal and reflected radiation from a rough surface, *Waves in Random Media*, *7*, 1–10, 1997.

- Johanessen, J. et al., Scientific requirements and impact of space observation of ocean salinity for modeling and climate studies, *Tech. Rep. 14273/00/NL/DC*, ESTEC/European Space Agency, 2002.
- Johnson, J. T., and M. Zhang, Theoretical study of the small slope approximation for ocean polarimetric thermal emission, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, *37*, 2305–2316, 1999.
- Kerr, Y. H., and et al., SMOS-MIRAS on RAMSES: radiometry applied to soil moisture and salinity measurements, *Full proposal, A.O. Earth Explorer Opportunity Missions*, ESA, 1998.
- Klein, L. A., and C. T. Swift, An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, *AP-25*, 104–111, 1977.
- Le Vine, D. M., M. Kao, R. W. Garvine, and T. Sanders, Remote sensing of ocean salinity: results from the Delaware coastal current experiment, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, *15*, 1478–1484, 1998.
- Miller, J. L., M. A. Goodberlet, and J. B. Zaitzeff, Airborne salinity mapper makes debut in coastal zone, *EOS*, *79*, 173–177, 1998.
- Reul, N., and B. Chapron, WP1300, Foam emissivity modeling, *Tech. Rep. 14273/00/NL/DC*, ESTEC/European Space Agency, 2002a.
- Reul, N., and B. Chapron, A model of sea-foam thickness distribution for passive microwave remote sensing applications, *submitted to Journal of Geophysical Research*, 2002b.
- Sasaki, Y., I. Asanuma, K. Muneyama, G. Naito, and T. Suzuki, The dependence of sea-surface microwave emission on wind speed, frequency, incidence angle, and polarization over the frequency range from 1 to 40 GHz, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, *GE-25*, 138–146, 1987.
- Stogryn, A., Equations for calculating the dielectric constant of saline water, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, *MTT-19*, 733–736, 1971.
- Stogryn, A., Equations for the permittivity of sea water, *Tech. rep.*, GenCorp Aerojet, 1997.
- Stogryn, A. P., H. T. Bull, K. Rubayi, and S. Iravanchy, The microwave dielectric properties of sea and fresh water, *Tech. rep.*, GenCorp Aerojet, 1995.
- Swift, C. T., Microwave radiometer measurements of the Cape Cod Canal, *Radio Science*, *9*, 641–653, 1974.
- Trokhimovski, Y. G., Gravity-capillarity wave curvature spectrum and mean-square slope retrieved from microwave radiometric measurements (Coastal Ocean Probing Experiment), *American Meteorological Society*, *17*, 1259–1270, 2000.
- Voronovich, A. G., *Wave scattering from rough surfaces*, no. 17 in *Wave Phenomena*, 2nd ed., Springer-Verlag, Berlin, 1994.
- Waldteufel, P., and G. Caudal, About off-axis radiometric polarimetric measurements, *in press, IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2002.
- Waldteufel, P., J. Boutin, and Y. Kerr, Selecting an optimal configuration for the SMOS mission, *submitted to Radio Science*, 2001.
- Webster, W. J. Jr., and T. T. Wilheit, Spectral characteristics of the microwave emission from a wind-driven foam-covered sea, *Journal of Geophysical Research*, *81*, 3095–3099, 1976.
- Wilson, W. J., S. H. Yueh, S. J. Dinardo, S. L. Chazanoff, A. Kitiyakara, F. K. Li, and Y. Rahmat-Samii, Passive active L- and S-band (PALS) microwave sensor for ocean salinity and soil moisture measurements, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, *39*, 1039–1048, 2001.
- Yueh, S. H., Modeling of wind direction signals in polarimetric sea surface brightness temperatures, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, *35*, 1400–1418, 1997.
- Yueh, S. H., R. West, W. J. Wilson, F. K. Li, E. G. Njoku, and Y. Rahmat-Samii, Error sources and feasibility for microwave remote sensing of ocean surface salinity, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, *39*, 1049–1060, 2001.
- Zhang, M., and J. T. Johnson, Comparison of modeled and measured second azimuthal harmonics of ocean surface brightness temperatures, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, *39*, 448–452, 2001.

J. Boutin, J. Etcheto and E. P. Dinnat, Laboratoire d'Océanographie Dynamique et de Climatologie, Tour 14-15 2ème étage, boîte 100, Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, (e-mail: jb@lodyc.jussieu.fr; je@lodyc.jussieu.fr; dinnat@lodyc.jussieu.fr)

G. Caudal, Centre d'étude des Environnements Terrestres et Planétaires, I.U.T. de Vélizy 10-12 avenue de l'Europe, 78140 Velizy, France. (e-mail: gca@cetp.ipsl.fr)

(Received _____.)

R Liste de mes Publications

PUBLICATIONS DANS DES REVUES À COMITÉ DE LECTURE

Dinnat, E. P., J. Boutin, G. Caudal, J. Etcheto et P. Waldteufel (2002). "Influence of sea surface emissivity model parameters at L-band for the estimation of salinity.", *International Journal of Remote Sensing* 23(23) : 5117-5122.

Dinnat, E. P., J. Boutin, G. Caudal and J. Etcheto (2002). "Issues concerning the sea emissivity modeling at L-band for retrieving surface salinity.", *sous presse, Radio Science*.

Boutin, J., P. Waldteufel, N. Martin, G. Caudal et **E. Dinnat** (2002). "Uncertainties on Surface Salinity Retrieved from SMOS measurements over Global Ocean.", *soumis, Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*.

Dinnat, E. P., G. Caudal, J. Boutin, J. Etcheto et S. Contardo (2003). "Effect of the coast vicinity on the wind-induced sea surface brightness temperature at L-band.", *en révision, IEEE Transaction on Geoscience and Remote Sensing*.

CONFÉRENCES ET PROCEEDINGS

Boutin, J., **E. Dinnat**, P. Waldteufel, J. Etcheto, G. Caudal et M. Srokosz (1999). "SSS retrieval from SMOS measurements : issues related to surface conditions.", *Oceanobs'99 conference proceedings*, Saint Raphael, France.

Boutin, J., **E. Dinnat**, P. Waldteufel, J. Etcheto et G. Caudal (2000). "Errors induced by the SST and sea state on the retrieved SSS in the SMOS configuration.", *Salinity and Sea Ice Working Group 3rd Meeting*, San Antonio, USA.

Dinnat, E. P., J. Boutin, G. Caudal, J. Etcheto et P. Waldteufel (2000). "Influence of the sea surface parameters on smos salinity retrieval.", *Ocean from space conference*, Venise, Italie.

Boutin, J., **E. Dinnat**, J. Etcheto et G. Caudal (2001). "Modelled emissivities in WISE conditions.", *WISE midterm meeting*, Barcelona, Spain.

Dinnat, E. P., J. Boutin, G. Caudal, J. Etcheto et A. Camps (2001). "Sensibility study of L-band emissivity model.", *Specialist meeting on microwave remote sensing conference*, Boulder, USA.

Dinnat, E., J. Etcheto, J. Boutin, G. Caudal, A. Weill, A. Camps, et al. (2002). "Sea state influence on L-band emissivity in various fetch conditions.", *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2002. IGARSS '02. 2002 IEEE International*. 6 : 3632-3634.

Etcheto, J., **E. Dinnat**, J. Boutin, A. Camps, J. Miller, S. Contardo, et al. (2002). "L-band sea surface emissivity : measurements versus model comparison.", *Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2002. IGARSS '02. 2002 IEEE International*. 6 : 3129-3131.

RAPPORTS

Dinnat, E. (1998). Profils d'entropie spécifique dans les galaxies elliptiques et dans le gaz X des amas de galaxies. Paris, rapport de stage, Institut d'Astrophysique de Paris.

Dinnat, E. (1999). Etude de sensibilité sur la restitution de la salinité à partir de mesures hyperfréquences en band L., Paris, rapport de stage, Laboratoire d'Océanographie Dynamique et de Climatologie.

Boutin, J., E. Obligis et **E. Dinnat** (2002). WP1120, Influence of surface roughness on Tb simulated in L-band by Yueh-LODYC emissivity model and by UCL model - analyse of the differences. Scientific requirements and impact of space observation of ocean salinity for modeling and climate studies, ESTEC/European Space Agency.

Contardo, S., **E. P. Dinnat**, J. Boutin et J. Etcheto (2003). Taking into account geometric and radiative transfer effects in EUROSTARRS model/data comparison. LOSAC/WISE/EuroSTARRS workshop, ESA SP-525, ESTEC/European Space Agency.

Dinnat, E. P., J. Boutin, G. Caudal, J. Etcheto et S. Contardo (2003). On the use of EUROSTARRS and WISE data for validating L-band emissivity models. LOSAC/WISE/EuroSTARRS workshop, ESA SP-525, ESTEC/European Space Agency.

Etcheto, J., **E. P. Dinnat**, S. Contardo et J. Boutin (2003). Comparison of EUROSTARRS and WISE measurements with sea surface emissivity models. LOSAC/WISE/EuroSTARRS workshop, ESA SP-525, ESTEC/European Space Agency.

Liste des Symboles et Acronymes

AVHRR	<i>Advanced Very High Resolution Radiometer</i>
BOMEX	<i>Barbados Oceanographic and Meteorological EXperiment</i> , voir section 4.5.1
CETP	Centre d'étude des Environnements Terrestres et Planétaires
DLR	<i>Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt</i> , Centre Allemand d'Aerospatiale
ECMWF	<i>European Center for Medium-Range Weather Forecasts</i>
ESA	<i>European Space Agency</i> , Agence Spatiale Européenne
ICM	<i>Institut de Ciències del Mar</i> , Institut des Sciences Marines
IFREMER	Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer
ITCZ	<i>Inter Tropical Convergence Zone</i> , zone de convergence intertropicale
JASIN	<i>Joint Air-Sea INteraction experiment</i> , voir section 4.5.1
LODYC	Laboratoire d'Océanographie DYnamique et de Climatologie
MIZEX	<i>Marginal Ice Zone EXperiment</i> , voir section 4.5.1
NRL	<i>Naval Research Laboratory</i>
psu	practical salinity unit, unité de mesure de la salinité correspondant à la partie par millier
RFI	<i>Radio Frequency Interferences</i> , interférences radiofréquences
SMOS	<i>Soil Moisture and Ocean Salinity</i> , mission de l'Agence Spatiale Européenne
STARRS	<i>Salinity Temperature and Roughness Remote Scanner</i>
STREX	<i>Storm Transfert Response EXperiment</i> , voir section 4.5.1
UCL	Université Catholique de Louvain
UPC	<i>Universitat Politecnica de Catalunya</i> , Université Polytechnique de Catalogne
WARC	<i>World Administrative Radio Conferences</i> , conférences destinées à émettre des recommandations pour l'utilisation du spectre radio
WISE	<i>WInd and Salinity Experiment</i>
ΔT	différence de température entre l'air et l'eau de mer, $T_{Air} - SST$
δ	épaisseur de peau
$\varepsilon = \varepsilon' + j\varepsilon''$	permittivité complexe ou constante diélectrique
ε_r	permittivité du vide

$\varepsilon_r = \varepsilon'_r + j\varepsilon''_r$	permittivité relative
η_a	efficacité d'une antenne
H-pol	polarisation horizontale
j	racine carré de -1
λ_0	longueur d'onde électromagnétique de l'instrument de télédétection
ν_0	fréquence électromagnétique de l'instrument de télédétection
R_c	coefficient de reflexion induit par la diffusion cohérente
R_{eff}	coefficient de reflexion effectif de la surface océanique en présence de vagues
R_{Fr}	coefficient de reflexion de Fresnel
R_i	coefficient de reflexion induit par la diffusion incohérente
RMS	<i>Root mean square</i> , écart type
$\sigma_{c,GE}$	variance des pentes des grandes vagues dans la direction <i>crosswind</i>
σ_{diff}	RMS de la différence entre les mesure et les simulations (K)
$\sigma_{h,PE}$	variance de hauteurs des petites vagues (m)
σ_{ion}	conductivité ionique de l'eau de mer ($S.m^{-1}$)
σ_{SSS}	incertitude sur l'estimation de la SSS (psu)
σ_{SST}	incertitude sur l'estimation de la SST ($^{\circ}C$)
σ_T	incertitude sur la mesure de la température de brillance (K)
$\sigma_{u,GE}$	variance des pentes des grandes vagues dans la direction <i>upwind</i>
σ_U	incertitude sur l'estimation du vent ($m.s^{-1}$)
SSS	<i>Sea Surface Salinity</i> , salinité de surface de l'océan
SST	<i>Sea Surface Temperature</i> , température de surface de l'océan
$T_{A,x}$	température d'antenne en polarisation X (K)
T_{Air}	température de l'air
T_{Ap}	température apparente (K)
$T_{3,0}$	troisième paramètre de Stokes omnidirectionnel (K)
$T_{3,1}$	amplitude de la première harmonique du troisième paramètre de Stokes (K)
$T_{3,2}$	amplitude de la seconde harmonique du troisième paramètre de Stokes (K)
$T_{4,0}$	quatrième paramètre de Stokes omnidirectionnel (K)
$T_{4,1}$	amplitude de la première harmonique du quatrième paramètre de Stokes (K)
$T_{4,2}$	amplitude de la seconde harmonique du quatrième paramètre de Stokes (K)
$T_{b,0}$	température de brillance omnidirectionnelle induite par la rugosité de surface (K)
$T_{b,1}$	amplitude de la première harmonique de la température de brillance induite par la rugosité de surface (K)
$T_{b,2}$	amplitude de la seconde harmonique de la température de brillance induite par la rugosité de surface (K)
$T_{b\ atm.}$	température de brillance de l'atmosphère
$T_{b\ Cos.}$	température de brillance du fond cosmologique (K)
$T_{b\ ec.}$	température de brillance de l'écume

T_{ET}	température de brillance des sources extra-terrestres (K)
$T_{b\ Gal.}$	température de brillance de la galaxie (K)
$T_{b\ lune}$	température de brillance de la Lune (K)
$T_{b\ mer}$	température de brillance de la surface océanique (K)
$T_{b\ plat}$	température de brillance pour une surface océanique plate (i.e. sans vagues) (K)
$T_{b\ Sol.}$	température de brillance du Soleil (K)
T_b	température de brillance (K)
$T_{b,l}$	température de brillance locale (K)
$T_{b\ vent}$	température de brillance de la surface océanique créée par le vent (K)
$T_{h,0}$	température de brillance omnidirectionnelle en H-pol induite par la rugosité de surface (K)
$T_{h,1}$	amplitude de la première harmonique de la température de brillance en H-pol induite par la rugosité de surface (K)
$T_{h,2}$	amplitude de la seconde harmonique de la température de brillance en H-pol induite par la rugosité de surface (K)
$T_{h\ ec.}$	température de brillance de l'écume en H-pol
θ	angle d'incidence (qui vaut 0° au nadir et 90° à incidence rasante)
$T_{p\ ec.}$	température de brillance de l'écume en polarisation p
$T_{v,0}$	température de brillance omnidirectionnelle en V-pol induite par la rugosité de surface (K)
$T_{v,1}$	amplitude de la première harmonique de la température de brillance en V-pol induite par la rugosité de surface (K)
$T_{v,2}$	amplitude de la seconde harmonique de la température de brillance en V-pol induite par la rugosité de surface (K)
$T_{v\ ec.}$	température de brillance de l'écume en V-pol
V-pol	polarisation verticale
$z_{lim.}$	altitude limite supérieure de la troposphère (km)

- absorptivité 32, 36
- accélération de la pesanteur 60, 63
- age des vagues 69
- asymétrie des vagues 63, 66
- azimut, angle d' 33

- bande L 36
- bandes de fréquence 35
- bassin d'eau chaude 25
- Beaufort, vent de 88
- bilan hydrologique 26
- bistatique, coefficients 80, 233
- brillance 32
- brillance spectrale 32
- bruit radiométrique voir resolution
radiométrique 42

- champ de vue 43
- Climatologie 26
- coefficient de traînée 66
- conductivité ionique 54
- constante diélectrique voir permittivité
- contrainte de cisaillement du vent 66
- corps noir 32

- Debye, équation de 54
- densité de probabilité des pentes 59
- densité
 - de l'air, 66
 - de l'eau de mer, 60, 63
- diagramme
 - d'antenne, 36
 - de diffusion, 74 f.
- diffusion 74
 - coefficients, voir bistatique, coefficients 233
- directivité d'une antenne 34
- dispersion, équation de 57
- dissipation de l'énergie des vagues 59
- Dittmar, loi de 28
- downwind* voir asymétrie des vagues

- eau normale 28, 191

- écume
 - taux de couverture, 88, 90
 - types, 89
- efficacité d'une antenne 35
- élévation, angle d' 241
- émissivité
 - définition, 34
 - de l'océan, 34
- épaisseur
 - de peau, 22, 32, 91, 231
- équilibre thermodynamique 31
- équilibre thermodynamique local 163
- extinction 163

- fetch* 62, 90, 126
- field of view* voir champ de vue 43
- fonction d'étalement angulaire 60, 63
- Fourier, série de 233
- Fresnel, coefficient de 36

- gain d'une antenne 35

- houle 57, 60
- hyperfréquences 35

- incidence
 - angle, 33
 - plan, 74
- indice de réfraction 32
- instabilité de l'atmosphère 67
- inverse de l'âge des vagues voir âge des
vagues

- Kirchhoff, loi de 75

- leeward* voir asymétrie des vagues
- limbes, visée aux 241
- longueur de rugosité aérodynamique 67
- luminance 32

- Maxwell, équations de 32
- mer
 - du vent, 57, 60

- en équilibre, 60
 - pleinement développée, 62, 126
- modulation hydrodynamique 66
- Monin-Obukhov, longueur de 67
- nadir 37
- neutralité de l'atmosphère 67
- onde plane 231
- perméabilité magnétique 32
- permittivité
 - définition, 31
 - influence de la salinité, 35
 - modèles, 54
 - relative, 32
- pic spectral 60
- Planck, loi de 32
- plans parallèles, approximations des 241
- polarisation 49
 - dipolaire, 54, 56
 - linéaire, circulaire, elliptique, 49
 - plan de, 49
- Poynting, vecteur de 52
- précision radiométrique
 - see résolution radiométrique, 42
- profil du vent 66
- propriétés diélectrique de l'eau de mer .. voir permittivité
- réseau d'antennes 42
- radar 31
- radiance* 32
- radiométrie 31
- Rayleigh-Jeans, approximation de 33
- reflectivité 54
- remontée d'eau 25
- résolution
 - radiométrique, 42
 - spatiale, 36, 41
- salinité
 - absolue, 27
 - la mesure *in situ*, 27
 - le sel et les océans, 19
 - pratique, 28
- spectre
 - de courbure, 64
 - de saturation, voir spectre de courbure 64
 - omnidirectionnel, 60
- spectre des vagues (ou de la mer) 60
 - modèles, 62
- stabilité
 - définition, 67
 - de l'atmosphère, 63, 67
 - longueur de, 67
- Stokes
 - paramètres de, 50
 - paramètres normalisés, 51
 - vecteur de, 50
- stress* voir contrainte de cisaillement du vent
- synthèse d'ouverture 42
- téledétection
 - active, 31
 - passive, 31
- température
 - apparente, 34
 - d'antenne, 34
 - de brillance, 32, 53
- tension superficielle de l'eau de mer ... 60, 63
- upwelling* voir remontée d'eau
- upwind* voir asymétrie des vagues
- vagues 59
 - différents types, 62
- variance
 - des hauteurs, 59 f.
 - des pentes, 59 f., 63
- vitesse de friction du vent 62
- vitesse de groupe des vagues 62
- vitesse de phase
 - d'une onde électromagnétique, 231
 - des vagues, 62
- Von Karman
 - constante de, 67
- warm pool* voir bassin d'eau chaude
- windward* voir asymétrie des vagues