



HAL
open science

Etude et modélisation de la réponse haute fréquence de l'océan global aux forçages météorologiques

Loren Carrere

► **To cite this version:**

Loren Carrere. Etude et modélisation de la réponse haute fréquence de l'océan global aux forçages météorologiques. Océan, Atmosphère. Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier), 2003. Français. NNT: . tel-03524869

HAL Id: tel-03524869

<https://theses.hal.science/tel-03524869>

Submitted on 13 Jan 2022

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.

THESE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE TOULOUSE III

Discipline : Océanographie

présentée par

Loren CARRERE

Ingénieur de l'Ecole Supérieure de Mécanique de Marseille

Titre :

**Etude et modélisation de la réponse haute fréquence
de l'océan global aux forçages météorologiques**

Directeur de thèse :

Christian LE PROVOST

Date de soutenance : 24 Novembre 2003

JURY

Serge CHAUZY	président
Eric BLAYO	rapporteur
Rui PONTE	rapporteur
Ejo SCHRAMA	rapporteur
Christian LE PROVOST	directeur de thèse
Florent LYARD	examinateur
Pierre-Yves LE TRAON	examinateur



Remerciements

Le travail de thèse présenté ici a été réalisé dans le cadre d'un programme de recherche réunissant plusieurs acteurs, le LEGOS (Laboratoire d'études en Géophysique et Océanographie Spatiale), CLS (Collecte Localisation Satellite) et AER'inc (Atmospheric and Environmental Research'inc) . Il n'aurait pu être mené à bien sans le concours et le soutien de plusieurs personnes.

En premier lieu, je tiens particulièrement à remercier Florent et Christian, mes directeurs de thèse, pour m'avoir proposé un sujet de recherche aussi passionnant ainsi que pour toute la confiance qu'ils ont su m'accorder. Je vous suis reconnaissante de m'avoir fait profiter de toutes vos connaissances et Florent, de m'avoir transmis ton enthousiasme pour ce domaine passionnant qu'est l'océanographie.

Je tiens aussi à remercier chaleureusement Rui Ponte qui m'a accueillie pendant un mois dans son laboratoire AER'inc à Boston. Cette expérience a été très enrichissante sur le plan professionnel et humain.

Je remercie vivement mes rapporteurs, Messieurs Eric Blayo, Rui Ponte et EJO Schrama, pour avoir consacré du temps à la lecture de ce manuscrit et pour leurs questions et remarques pertinentes qui m'ont permis de le finaliser. Mes remerciements vont également à Serge Chauzy pour m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

J'adresse également tout mes remerciements à l'équipe de la DOS de CLS et en particulier à Philippe Gaspar, Pierre-Yves Le Traon, Joel Dorandeu et Fabien Lefèvre pour avoir suivi avec un vif intérêt l'avancée de mes travaux, sans oublier Frédéric Briol pour son aide précieuse.

Je remercie aussi tous mes collègues, thésards et autres, que j'ai côtoyés au LEGOS. Merci à Martine, Nadine et Catherine pour leur aide et leur gentillesse.

Un grand merci à mes parents et à mes soeurs pour leur soutien sans faille durant mes longues et joyeuses années d'études ...

Enfin, David, merci pour ton soutien et tes encouragements. Nous avons passé une année 2003 riche en événements et en émotions et tu m'as fait le plus beau des cadeaux, une adorable petite Poussinette.

à Lisa ...



Table des matières

Terminologie	19
Introduction	23
1 Le forçage météorologique	25
1.1 Le forçage de la pression atmosphérique	25
1.1.1 Le Baromètre Inverse	25
1.1.2 La composition du signal de pression atmosphérique - impact sur le niveau de la mer	26
1.2 Le forçage du vent	30
1.2.1 Le mécanisme du forçage du vent sur l'océan	31
1.2.2 La variabilité du forçage du vent	32
1.2.3 Corrélation entre la pression atmosphérique et le vent	37
1.3 Les effets stériques	37
1.4 Les données atmosphériques	38
1.5 Résumé	39
2 Les modèles de Baromètre Inverse : état de l'art	41
2.1 Les approches théoriques de la validité du BI	41
2.2 Les modèles numériques développés à ce jour pour le problème du BI	45
2.2.1 Présentation des différents modèles	45
2.2.2 Les résultats de ces modèles	48
2.2.3 L'influence de la viscosité, du frottement	54
2.2.4 L'influence de la topographie	55
2.3 Synthèse	57
3 Un nouveau modèle MOG2D-Global	59
3.1 Description du modèle - Equations	59
3.1.1 L'équilibre hydrostatique	60
3.1.2 Les équations du mouvement et de continuité	60
3.1.3 L'équation d'onde	61
3.2 Les forçages	62
3.2.1 Le forçage de la marée	62
3.2.2 Le forçage météorologique	63
3.3 La dissipation	64
3.3.1 La viscosité	64
3.3.2 Le frottement sur le fond	65
3.3.3 Le transfert de l'énergie du barotrope vers le barocline	66
3.3.4 Dissipation d'énergie dans la couche de mélange	66

3.3.5	Synthèse de la dissipation dans MOG2D-G	68
3.4	Les conditions aux limites	68
3.5	La résolution par éléments finis	69
3.5.1	Principe	69
3.5.2	La discrétisation en espace	70
3.5.3	Le maillage	71
3.6	La discrétisation en temps - Le pas de temps	74
3.6.1	La discrétisation en temps	74
3.6.2	La résolution numérique	74
3.6.3	Le pas de temps	75
3.7	La bathymétrie	76
3.8	Les ressources informatiques	77
4	Validation du modèle MOG2D-G	79
4.1	La marée	79
4.1.1	Les marées hautes fréquences (M_2 et K_1)	79
4.1.2	Les marées longues périodes (Mm et Mf)	84
4.1.3	Les marées non linéaires : l'onde M_4	88
4.2	Réponse océanique au forçage par une onde de Rossby-Haurwitz à 5 jours	90
4.2.1	Le forçage	91
4.2.2	La réponse de MOG2D-G	91
4.2.3	Comparaison des réponses au forçage analytique et au forçage réel, à la période de 5 jours	93
4.3	Synthèse	95
5	Les ondes internes et leur paramétrisation	97
5.1	Le phénomène d'ondes internes	97
5.2	Mise en évidence de ce signal barocline grâce à une analyse globale des données Topex/Poseidon	99
5.3	Les modes baroclines de l'océan global	102
5.4	Paramétrisation des ondes internes	106
5.5	Application aux calculs des marées océaniques	111
5.5.1	Modèle spectral de marées océaniques FES	111
5.5.2	Modèle d'ondes de tempêtes MOG2D-G	112
6	Simulations globales	115
6.1	L'énergie dans MOG2D-G	115
6.1.1	Composition du signal	115
6.2	Signaux moyens	117
6.2.1	Le niveau moyen	118
6.2.2	Les courants moyens	120
6.2.3	Le IBD moyen	124
6.3	Variabilité saisonnière	127
6.3.1	Le cas pression seule	127
6.3.2	Le cas pression et vent	127
6.3.3	Moyenne sur 9 saisons	131
6.4	Variabilité à 10 jours	134
6.5	Synthèse	135

7	Application aux observations in situ	137
7.1	Application aux marégraphes	137
7.1.1	Impact des différents forçages sur 1995	138
7.1.2	Impact de la simulation forcée par la Pression et le Vent sur 1993-2001	145
7.1.3	Variabilité saisonnière	147
7.1.4	Statistiques pour différentes bandes de fréquences	150
7.2	Application aux marégraphes de pression de fond (BPR)	155
7.3	Synthèse	156
8	Application aux données altimétriques	159
8.1	Impact des différents forçages sur 1995	160
8.2	Impact de la simulation forcée par la Pression et le Vent sur 1993-2001	163
8.2.1	Méthode	163
8.2.2	Gain théorique	164
8.2.3	Application aux points de croisement T/P (CO)	165
8.2.4	Application aux résidus altimétriques	171
8.3	Synthèse	174
9	Optimisation des paramètres du modèle	177
9.1	Paramètres de dissipation	177
9.2	Forçage à $0.5^\circ \times 0.5^\circ$	183
9.3	Maillage raffiné	184
9.4	Synthèse	187
10	Applications géophysiques	189
10.1	Fonctions d'excitation de la rotation de la Terre (OAM)	189
10.1.1	Position du problème	189
10.1.2	Résultats	190
10.2	Marées radiationnelles	195
10.2.1	Définition-Position du problème	195
10.2.2	Les composantes S_1, S_2, S_a	196
10.2.3	Choix d'un forçage climatologique pour S_2 et S_1	200
10.3	Impact sur les cartes de variabilité à 10 jours T/P	203
10.4	synthèse	205
	Conclusion et Perspectives	207
	Bibliographie	211
A	Description des différentes bases de données utilisées pour la validation du modèle MOG2D	223
A.1	Les données marégraphiques	223
A.1.1	Principe de la mesure marégraphique	223
A.1.2	Application aux marées océaniques	224
A.1.3	Application aux ondes de tempête	226
A.1.4	Les données de pression de fond	230
A.2	Les données altimétriques	231
A.2.1	Le principe de la mesure altimétrique	231
A.2.2	Le satellite Topex/Poseidon	231

A.2.3	Les corrections faites sur la mesure altimétrique	232
A.2.4	Le problème de l'aliasing	234
A.2.5	Les données utilisées	235
B	Comparaison des modèles barotropes MOG2D-G et PPHA	237
B.1	Introduction	237
B.2	Energie des signaux	237
B.3	Réduction de variance aux points de croisement	240
B.4	Réduction de variance des résidus altimétriques	241
B.5	Application des nouvelles corrections aux données marégraphiques	245
B.6	Conclusion	246
C	Documents-Tableaux, appendices des Chapitres 4-6-7-10	249
C.1	Appendice du Chapitre 4	250
C.2	Appendice du Chapitre 6	257
C.3	Appendice du Chapitre 7	259
C.4	Appendice du Chapitre 10	265
D	Modelling the barotropic response of the global ocean to atmospheric wind and pressure forcing - comparisons with observations (<i>Carrère et Lyard, GRL 2003</i>)	277
E	On the statistical stability of the M2 barotropic and baroclinic tidal characteristics from along-track TOPEX/Poseidon satellite altimetry analysis (<i>Carrère, Le Provost et Lyard; in press JGR</i>)	283
F	Utilisation du modèle global MOG2D-G pour forcer le modèle régional Méditerranée	311

Table des figures

1.1	$\overline{P_a}$ pour la période 1995-1999	26
1.2	spectre de $\overline{P_a}$	27
1.3	Moyenne de P_a sur l'année 1995	28
1.4	Déviation standard de P_a par rapport à sa moyenne sur l'année 1995	28
1.5	Spectre de fréquence des fluctuations de la pression atmosphérique à partir de 6 mois de données ECMWF à 6 heures (figure 4.a de <i>Wunsch et Stammer</i> , 1997)	29
1.6	Phénomènes de convergence et de divergence induits par le forçage du vent sur l'océan	32
1.7	Système des vents dans l'hypothèse d'une Terre recouverte totalement d'eau (<i>ocean circulation</i> , 1998)	33
1.8	Les vents prédominants à la surface de la Terre en Juillet (a) et en Janvier (b) (<i>ocean circulation</i> , 1998)	34
1.9	Tension moyenne du vent intégrée sur la verticale pour 1995 ($0.1N/m^2$) . . .	35
1.10	Rms de la tension du vent intégrée sur la verticale pour 1995($0.1N/m^2$) . . .	36
2.1	Amplitude (mm) et phase (deg) du niveau de la mer calculé par le modèle, à la période de 5 jours, et avec un coefficient de frottement linéaire $b=0.1$ cm/s (figure 3, <i>Ponte 1997</i>)	49
2.2	Amplitude (mm) et phase (deg) de ϵ dans le cas d'un océan à fond plat, d'une profondeur de 4000 m (figure 7, <i>Ponte 1997</i>)	50
2.3	Similaire à la figure 2.1 mais pour le signal dynamique ϵ (figure 4, <i>Ponte 1997</i>)	51
2.4	Moyenne du coef. de BI sur des bandes de latitudes de 10° en cm/mbar. Le rouge note les fréquences de 4-6 jours ; le bleu celles de 11-15 jours et le noir celles de 20-30 jours. Les lignes pleines donnent les résultats des runs pour la pression seule et les pointillés pour la pression plus le vent (<i>Mathers</i> , 2000) . .	53
3.1	Valeur du coefficient de viscosité à un instant t (cm^2/s)	65
3.2	Océan stratifié (2 couches)	67
3.3	Approximations Lagrange P1 et Lagrange P2	72
3.4	Maillage éléments finis moyenne résolution	73
3.5	Condition CFL (secondes)	75
3.6	Bathymétrie du modèle (m)	76
4.1	amplitude de M_2 calculée par MOG2D-G (cm)	80
4.2	phase de M_2 calculée par MOG2D-G (degrés)	81
4.3	Différence entre les amplitudes de M_2 données par MOG2D-G et celles de FES 99 avec assimilation de données (cm)	82
4.4	amplitude de K_1 calculée par MOG2D-G (cm)	83
4.5	phase de K_1 calculée par MOG2D-G (degrés)	83

4.6	Différence entre les amplitudes de K_1 données par MOG2D-G et celles de FES 99 avec assimilation (cm)	84
4.7	amplitude de Mf calculée par MOG2D-G (cm)	85
4.8	phase de Mf calculée par MOG2D-G (degrés)	85
4.9	amplitude de Mm calculée par MOG2D-G (cm)	86
4.10	phase de Mm calculée par MOG2D-G (degrés)	86
4.11	amplitude de M_4 calculée par MOG2D-G (cm)	88
4.12	phase de M_4 calculée par MOG2D-G (deg)	88
4.13	amplitude et phase du signal à 5 jours contenu dans le champs de pression ECMWF	90
4.14	Structure de l'onde de Rossby-Haurwitz à 5 jours appliquée au modèle, à l'instant t_0	91
4.15	Amplitude et phase de la réponse dynamique du modèle au forçage analytique d'une onde de Rossby Haurwitz à 5 jours	92
4.16	Amplitude et phase du premier mode EOF complexe de la réponse dynamique du modèle au forçage réel en pression atmosphérique, pour les périodes comprises entre 4 et 6 jours	94
5.1	Ondes internes	98
5.2	Amplitude de M2 pour les différentes longueurs d'analyse testées (cm)	100
5.3	Phases de M2 pour les différentes longueurs d'analyse testées (deg)	101
5.4	Rapport signal sur variabilité pour la marée barocline M_2	101
5.5	Variabilité du signal barocline cohérent avec l'onde M_2	102
5.6	Milieu bicouche	103
5.7	Longueur d'onde en km du premier mode barocline, pour l'onde M_2	105
5.8	Equivalence avec une topographie oscillante	107
5.9	Répartition géographique de la fréquence de Brünt-Vaïsälä moyenne	109
5.10	Spectre de puissance de la topographie de <i>Smith et Sandwell</i>	110
5.11	Carte de la rugosité calculée à partir de la topographie de <i>Smith et Sandwell</i>	111
5.12	Différence entre les amplitudes de M_2 données par MOG2D (avec ondes internes, coef=1000) et celles de FES 99 avec assimilation	113
5.13	Différence entre les amplitudes de K_1 données par MOG2D (avec ondes internes, coef=1000) et celles de FES 99 avec assimilation	114
6.1	Energie totale du modèle barotrope MOG2D-G pour la période 1993-2001 (cm^2)	116
6.2	Pourcentage d'énergie hautes fréquences par rapport à l'énergie totale, du modèle barotrope MOG2D-G pour la période 1993-2001 (%)	117
6.3	Cartes de niveau moyen, pression moyenne et IBD moyen, pour la configuration sans le forçage du vent moyen, et pour la configuration incluant le forçage du vent moyen (1995)	119
6.4	Moyennes et rms des courants annuels pour le cas forcé par la Pression seule (P), et le cas forcé par la Pression et le Vent (P+W, vent moyen non inclus), pour l'année 1995	121
6.5	Circulations moyennes sur la période 1993-2001, dans le cas où le forçage du vent moyen est inclus dans la simulation (cm/s)	122
6.6	Variabilité des courants moyens sur la période 1993-2001, dans le cas où le forçage du vent moyen est inclus dans la simulation (rms en cm/s)	122
6.7	Quelques zooms du signal de circulation moyenne dans MOG2D-G (1993-2001)	123

6.8	Moyenne et rms du IBD annuel pour les fréquences de 0.5 à 20 jours, dans le cas Pression seule (P), et dans le cas Pression et Vent (P+W), pour l'année 1995	126
6.9	Tendance du vent à compenser les effets de la pression atmosphérique	128
6.10	Moyennes et rms saisonnières du niveau de la mer sur l'année 1995, pour la simulation forcée uniquement par la pression atmosphérique (cm)	129
6.11	Moyennes et rms saisonnières du niveau de la mer sur l'année 1995, pour la simulation forcée par la pression atmosphérique et par le vent (cm)	130
6.12	Moyennes et rms saisonnières du niveau de la mer sur la période 1993-2001, pour la simulation forcée par la pression atmosphérique et par le vent (cm)	132
6.13	Moyennes et rms saisonnières du IBD sur la période 1993-2001, pour la simulation forcée par la pression atmosphérique et par le vent (cm)	133
6.14	Echantillonnage et variabilité	134
6.15	Comparaison des rms du niveau de la mer et du IBD dans le cas échantillonné toutes les 6 heures et dans le cas ré-échantillonné tous les 10 jours (cm)	135
7.1	Pourcentage de réduction de la variance résiduelle HF, obtenu lorsque l'on applique la correction du BI classique (bleu clair), la correction du modèle uniquement forcé par la pression atmosphérique (bleu foncé), ou encore la correction du modèle forcé par la pression et le vent (rouge)	138
7.2	Corrélation entre le signal observé à Duck-Pier et le niveau de la mer calculé par MOG2D-G (P+V) dans la zone 30° – 45°N et 60° – 80°W	139
7.3	Séries temporelles HF (cm) et corrélations modèle-observations à la station marégraphique de Santa-Cruz	140
7.4	Séries temporelles HF (cm) et corrélations modèle-observations à la station marégraphique de Kerguelen	141
7.5	Séries temporelles HF (cm) et corrélations modèle-observations à la station marégraphique de Duck-Pier	142
7.6	Variation saisonnière du signal résiduel aux marégraphes WM142, sans correction (noir), avec correction du BI (vert) et avec correction du modèle P+V (rouge) (cm^2).	149
7.7	Moyennes saisonnières de la réduction de variance induite par l'application de la correction du modèle P+V. Le gain du modèle est calculé en sus de celui obtenu avec la correction de BI classique (en %).	150
7.8	Amplitude de la variance résiduelle aux marégraphes WM142, pour la période 1993-1999, et pour les différentes gammes de fréquences considérées.	151
7.9	Même légende que la figure 7.8.	152
7.10	Pourcentage de réduction de variance aux marégraphes WM142, obtenu lorsque l'on applique les différentes corrections (BI en noir et modèle P+V en rouge). Le gain est ici donné par rapport au signal brut.	153
7.11	Même légende que la figure 7.10.	154
8.1	Réduction de variance aux points de croisement T/P, lorsque l'on applique la correction de MOG2D-G forcé par la pression seule, par rapport à la correction classique de BI, sur l'année 1995 (cm^2).	161
8.2	Réduction de variance aux points de croisement T/P, lorsque l'on applique la correction de MOG2D-G P+V, par rapport à la correction classique de BI, sur l'année 1995 (cm^2).	161
8.3	Variance de la différence entre la nouvelle correction MOG2D-G P+V et la correction de BI classique (cm^2). Cette valeur représente le gain théorique que l'on peut attendre de cette nouvelle correction.	164

8.4	Carte similaire à la figure 8.3, mais pour la nouvelle correction hautes fréquences, MOG2D-G $(P + V)_{HF}$	165
8.5	Var(CO-BI)-Var(CO-modèle) pour l'année 1999 en cm^2 , pour la correction totale issue du modèle forcé par la pression et le vent (P+V).	167
8.6	Evolution du signal résiduel moyen aux CO T/P en fonction du cycle T/P, sur la période 1993-2001. Ecart type en cm.	168
8.7	Var(CO-BI)-Var(CO-modèle) pour les années 1993 à 2000, pour la correction totale issue du modèle forcé par la pression et le vent (P+V).	170
8.8	Gain en variance de la nouvelle correction MOG2D-G P+V, sur les résidus altimétriques T/P, pour l'année 1999 (cm^2)	173
8.9	Gain en variance de la nouvelle correction hautes fréquences $(P + V)_{HF}$, sur les résidus altimétriques T/P, pour l'année 1999 (cm^2)	173
8.10	Signal résiduel moyen (écart type en cm) d'anomalies du niveau de la mer T/P en fonction des cycles T/P sur la période 1993-2001.	174
9.1	Comparaison des simulations incluant ou non la paramétrisation de la dissipation due au vent par cisaillement dans la couche de mélange (notée shear drag), avec les observations, aux marégraphes de Kerguelen et Duck-Pie.	179
9.2	Résidus de marée aux points 177.4E/17.6S (Lautoka) et 70.2E/49.3S (Kerguelen)	182
9.3	Maillage haute résolution, noté HR1	186
10.1	Comparaison des fonctions d'excitation océanique (O) et atmosphérique (A) avec les observations (G) : χ_1 , agissant sur le mouvement polaire.	192
10.2	Comparaison des fonctions d'excitation océanique (O) et atmosphérique (A) avec les observations (G) : χ_2 , agissant sur le mouvement polaire.	193
10.3	Comparaison des fonctions d'excitation océanique (O) et atmosphérique (A) avec les observations (G) : χ_3 , agissant sur le LOD.	194
10.4	Cycle journalier de l'atmosphère	195
10.5	Composantes du forçage atmosphérique ECMWF ($\Delta T = 6$ heures) et de la marée radiationnelle induite à la fréquence de S_2	196
10.6	Composantes du forçage atmosphérique ECMWF ($\Delta T = 6$ heures) et de la marée radiationnelle induite à la fréquence de S_1	197
10.7	Composantes du forçage atmosphérique ECMWF ($\Delta T = 6$ heures) et de la marée radiationnelle induite à la fréquence de S_a	198
10.8	Composantes du forçage atmosphérique climatologique (<i>Ponte et Ray, 2002</i>) et de la marée radiationnelle induite à la fréquence de S_2	200
10.9	Composantes du forçage atmosphérique climatologique (<i>Ponte et Ray, 2002</i>) et de la marée radiationnelle induite à la fréquence de S_1	202
10.10	Anomalie du niveau de la mer T/P pour le cycle $n^\circ 329$ (cm) , et sa variabilité (cm^2) sur la période 1993-2002.	204
A.1	Marégraphes de la base ST95.	225
A.2	Marégraphes de la base ST95 sélectionnés pour la validation de Mm et Mf	225
A.3	Marégraphes des bases WM142 et BPR5.	226
A.4	Chronogramme des marégraphes de la base WM142 (1)	227
A.5	Chronogramme des marégraphes de la base WM142 (2)	228
A.6	Chronogramme des marégraphes de la base WM142 (3)	229
A.7	Emplacements des capteurs de pression de fond GLOUP (BPR)	230
A.8	Principe de l'altimétrie (<i>Topex/Poseidon</i>)	232
A.9	Le phénomène d'aliasing	234

A.10	Les traces du satellite T/P	236
A.11	Les points de croisement du satellite T/P	236
B.1	Energie du modèle PPHA pour l'année 2001.	238
B.2	Energie du modèle MOG2D-G pour l'année 2001.	239
B.3	Gain en variance lorsqu'on applique les nouvelles corrections (<i>MOG2D - G</i> ou <i>PPHA</i>) au lieu de la correction classique de BI aux résidus T/P, pour l'année 2001	242
B.4	Gain en variance lorsqu'on applique les nouvelles corrections hautes fréquences (<i>MOG2D_{HF}</i> ou <i>PPHA_{HF}</i>) au lieu de la correction classique de BI aux résidus T/P, pour l'année 2001	243
B.5	Signal résiduel de SLA T/P en fonction des cycles T/P pour l'année 2001	244
B.6	Localisation des 67 marégraphes utilisés pour la comparaison des 2 modèles barotropes	245
C.1	Variabilité du IBD à 10 jours, en fonction du décalage du premier échantillon temporel, pour la période 1993-2001 - Chapitre 6	258
C.2	Comparaison des spectres de χ_1 - Chapitre 10	265
C.3	Comparaison des spectres des termes de masse (O_m) et de courants (O_v) constituant la contribution océanique à la variabilité de χ_1 - Chapitre 10	266
C.4	Comparaison des spectres de $A+O_m$ et $A+O_v$ constituant la contribution atmosphérique+océanique (terme de masse ou de courants) à la variabilité de χ_1 - Chapitre 10	267
C.5	Rapport variance résiduelle sur variance totale des observations (G) pour χ_1 - Chapitre 10	268
C.6	Comparaison des spectres de χ_2 - Chapitre 10	269
C.7	Comparaison des spectres des termes de masse (O_m) et de courants (O_v) constituant la contribution océanique à la variabilité de χ_2 - Chapitre 10	270
C.8	Comparaison des spectres de $A+O_m$ et $A+O_v$ constituant la contribution atmosphérique+océanique (terme de masse ou de courants) à la variabilité de χ_2 - Chapitre 10	271
C.9	Rapport variance résiduelle sur variance totale des observations (G) pour χ_2 - Chapitre 10	272
C.10	Comparaison des spectres de χ_3 - Chapitre 10	273
C.11	Comparaison des spectres des termes de masse (O_m) et de courants (O_v) constituant la contribution océanique à la variabilité de χ_3 - Chapitre 10	274
C.12	Comparaison des spectres de $A+O_m$ et $A+O_v$ constituant la contribution atmosphérique+océanique (terme de masse ou de courants) à la variabilité de χ_3 - Chapitre 10	275
C.13	Rapport variance résiduelle sur variance totale des observations (G) pour χ_3 - Chapitre 10	276
E.1	Figure 1 - papier soumis JGR	304
E.2	Figure 2 - papier soumis JGR	305
E.3	Figure 3 - papier soumis JGR	306
E.4	Figure 4a - papier soumis JGR	307
E.5	Figure 4b - papier soumis JGR	307
E.6	Figure 5a - papier soumis JGR	308
E.7	Figure 5b - papier soumis JGR	308
E.8	Figure 5c - papier soumis JGR	309

TABLE DES FIGURES

E.9	Figure 6 - papier soumis JGR	310
F.1	Maillages imbriqués des deux modèles : MOG2D-G et Méditerranée	313

Liste des tableaux

4.1	périodes des ondes de marée étudiées	79
4.2	Statistiques moyennes aux marégraphes pour l'onde M_2	81
4.3	Statistiques moyennes aux marégraphes pour l'onde K_1	83
4.4	Statistiques moyennes aux marégraphes pour l'onde longue période M_f	87
4.5	Statistiques moyennes aux marégraphes pour l'onde longue période M_m	87
4.6	Comparaison des constantes harmoniques données par les BPR et issues du modèle MOG2D-G, pour l'onde M_4	89
5.1	Biais (cm) et RMS (cm) globaux sur l'ensemble des 95 marégraphes considérés, pour l'onde M_2	112
5.2	Biais (cm) et RMS (cm) globaux sur l'ensemble des 95 marégraphes considérés, pour l'onde K_1	112
7.1	Variance résiduelle moyenne aux marégraphes, pour chaque zone géographique, et pour toutes les fréquences de 0.5 jours à l'infini (cm^2)	143
7.2	Variance résiduelle moyenne aux marégraphes, pour chaque zone géographique, et pour les hautes fréquences de 0.5 jours à 20 jours (cm^2)	143
7.3	Pourcentage de réduction de la variance résiduelle aux marégraphes lorsqu'on applique les différentes corrections disponibles, pour chaque zone géographique, et pour toutes les fréquences de 0.5 jours à l'infini (%). Le gain de MOG2D-G est calculé en sus de la réduction obtenue avec la simple correction de BI.	144
7.4	Pourcentage de réduction de la variance résiduelle aux marégraphes lorsqu'on applique les différentes corrections disponibles, pour chaque zone géographique, et pour toutes les fréquences de 0.5 jours à 20 jours (%). Le gain de MOG2D-G est calculé en sus de la réduction obtenue avec la simple correction de BI.	144
7.5	Pourcentage de réduction de la variance résiduelle aux marégraphes lorsqu'on applique la correction MOG2D-G P+V, pour chaque zone géographique, et pour toutes les fréquences de 0.5 jours à l'infini (%). L'amélioration est calculée en sus de la réduction induite par la correction de BI.	147
7.6	Pourcentage de réduction de la variance résiduelle aux marégraphes lorsqu'on applique la correction MOG2D-G P+V, pour chaque zone géographique, et pour les hautes fréquences de 0.5 jours à 20 jours (%). L'amélioration est calculée en sus de la réduction induite par la correction de BI.	147
7.7	Réduction de variance moyenne aux marégraphes WM142 lorsqu'on applique les deux corrections (BI et $MOG2D-G P+V$). Le gain est calculé par rapport au signal brut (en %). Les moyennes sont données pour différentes zones géographiques, et pour les sept gammes de fréquences étudiées.	152
7.8	Réduction de variance moyenne aux marégraphes WM142 lorsqu'on applique la correction du modèle P+V. Le gain est calculé en sus de celui obtenu avec la correction classique de BI (en %). Les moyennes sont données pour différentes zones géographiques, et pour les sept gammes de fréquences étudiées.	154

7.9	Statistiques aux fréquences 0.5 à 20 jours pour les données de pression de fond (cm^2).	156
7.10	Statistiques pour toutes les fréquences 0.5 jours à l'infini pour les données de pression de fond (cm^2).	156
8.1	Variance résiduelle moyenne aux CO T/P, pour chaque zone géographique et pour les différentes corrections testées (IB,P,P+V) en cm^2 .	162
8.2	Pourcentage de réduction de variance aux CO T/P, pour chaque zone géographique et pour les différentes corrections testées (IB,P,P+V). Le gain de MOG2D-G est calculé en sus de la réduction obtenue avec la simple correction de BI.	162
8.3	Variance résiduelle moyenne sur 1993-2001 aux CO T/P, lorsque l'on applique les différentes corrections : le BI, le modèle P+V, ou le modèle hautes fréquences $(P + V)_{HF}$.	166
8.4	Gain en variance moyen sur 1993-2001, aux CO T/P et apporté par les différentes corrections. Le gain est exprimé en pourcentage de réduction de variance supplémentaire par rapport à la correction classique du BI.	166
8.5	Gain en variance moyen apporté par la nouvelle correction MOG2D-G P+V, pour les années 1993 à 2000, aux CO T/P : $(\text{Var}(\text{CO-BI}) - \text{Var}(\text{CO-modèle})) / \text{Var}(\text{CO-BI})$	171
8.6	Variance résiduelle (cm^2) et pourcentage de réduction de variance pour les résidus along-track, lorsque l'on applique les différentes corrections	172
9.1	Comparaison de l'effet de différents coefficients de Shear Drag aux CO T/P	178
9.2	Comparaison de l'effet de la prise en compte des termes d'ondes internes, de shear drag, de la marée, aux marégraphes : variance résiduelle non filtrée	180
9.3	Comparaison de l'effet de la prise en compte des termes d'ondes internes, de shear drag, de la marée, aux marégraphes : variance résiduelle HF	180
9.4	Comparaison de l'effet de la prise en compte des termes d'ondes internes, de shear drag, de la marée, aux CO T/P.	181
9.5	Comparaison de l'effet du forçage BR et HR aux marégraphes : signal total et HF	183
9.6	Comparaison de l'effet du forçage BR et HR aux CO T/P.	184
9.7	Comparaison de l'effet des maillages classique et HR1 aux CO T/P.	185
9.8	Comparaison de l'effet des maillages classique et HR1 aux marégraphes : signal total.	187
10.1	Synthèse des variances de χ observées (G) et résiduelles (G-A et G-A-O), et des pourcentages de réduction de variance obtenus lors de la prise en compte des contributions atmosphérique (A) et océaniques (O).	190
10.2	Comparaison aux marégraphes pour l'onde S_2 .	199
10.3	Comparaison aux marégraphes pour l'onde S_1 .	199
10.4	Comparaison aux marégraphes pour l'onde S_a .	199
A.1	Coordonnées des marégraphes à pression de fond pour l'année 1995 (BPR5)	230
A.2	Fréquences de marée aliasées par T/P	235
B.1	Signal résiduel moyen aux CO T/P lorsqu'on applique les différentes corrections (MOG2D-G et PPHA) en cm	240
B.2	Gain en variance aux CO T/P lorsqu'on applique les différentes corrections (MOG2D-G et PPHA) en %	240

B.3	Signal résiduel moyen aux marégraphes lorsqu'on applique les différentes corrections (MOG2D-G et PPHA)	246
B.4	Gain en variance aux marégraphes lorsqu'on applique les différentes corrections (MOG2D-G et PPHA) en %	246
C.1	Constantes harmoniques de M_2 aux marégraphes - Chapitre 4	251
C.2	Constantes harmoniques de K_1 aux marégraphes - Chapitre 4	253
C.3	Constantes harmoniques de Mf aux marégraphes - Chapitre 4	255
C.4	Constantes harmoniques de Mm aux marégraphes - Chapitre 4	256
C.5	Statistiques aux marégraphes pour les fréquences de 0.5 à 20 jours - Chapitre 7	261
C.6	Statistiques aux marégraphes pour toutes les fréquences : de 0.5 jours à l'infini - Chapitre 7	264
F.1	Variance résiduelle pour les marégraphes de la Méditerranée, en cm^2	312

Terminologie

- **Analyse crossover** : analyse aux points de croisement du satellite qui permet de mesurer les variations de mesures du niveau de la mer entre les traces ascendantes et descendantes. Lorsque cette analyse est faite pour chaque cycle de l'altimètre, les variations observées peuvent être attribuées aux erreurs d'orbite et/ou aux corrections altimétriques appliquées.
- **Approximation de Boussinesq** : approximation faite dans les équations dynamiques du mouvement, où la densité est supposée constante sauf dans le terme de 'flottabilité' $-\frac{g}{\rho}$ de l'équation de la vitesse verticale. Cette approximation est raisonnable si l'échelle verticale de la dynamique considérée est beaucoup plus faible que celle de la variation de densité (hauteur sur laquelle la densité change d'un facteur e).
- **Approximation shallow-water** : approximation des équations du mouvement dans laquelle on suppose que le fluide est homogène, et que les échelles horizontales du mouvement sont beaucoup plus grandes que la profondeur du fluide. Les ondes de gravité sont non-dispersives et ont une vitesse de phase de $c = \sqrt{gH}$.
- **Approximation WKBJ** : appelée aussi approximation de Liouville-Green. Généralement, si on suppose que les variations horizontales et temporelles ont la forme d'une onde se propageant, l'équation du mouvement s'écrit :

$$\frac{d^2 w}{dz^2} + m^2 w = 0 \quad (1)$$

où m est le nombre d'onde vertical. Si $m = \text{cste}$, la solution est de la forme :

$$w = A \cdot e^{\pm imz} \quad (2)$$

En pratique, les conditions sur la verticale sont rarement uniformes et il est alors nécessaire de considérer un m fonction de z , dans l'équation du mouvement (1). Si m varie très lentement, on retrouve la solution uniforme précédente. La question est donc : quelle est la généralisation de la solution (2) qui a la plus grande zone de validité quand m varie ? La solution à ce problème est donc l'approximation WKBJ ou de Liouville-Green. Basiquement la méthode de Liouville consiste à introduire de nouvelles coordonnées :

$$\Phi = \int_{-H}^z m \cdot dz'$$

et

$$W = \sqrt{m} \cdot w$$

et l'équation (1) devient donc :

$$\frac{d^2 W}{d\Phi^2} + (1 + \delta) W = 0 \quad (3)$$

où

$$\delta = \frac{m^{-3/2} \cdot d^2(m^{-1/2})}{(dz)^2}$$

L'approximation faite est donc $\delta \ll 1$, ie. l'échelle verticale $\frac{1}{m}$ de l'onde considérée est petite comparée à l'échelle à laquelle m varie. Dans ce cas, la solution de (3) est donc

$$W = e^{\pm i\Phi}$$

ce qui équivaut à

$$w = m^{-1/2} e^{\pm i \int_{-H}^z m \cdot dz'}$$

solution de (1).

– α : dénivellation.

– β , approximation du β -plan :

$$f = \beta y$$

où y est la distance à l'équateur (ie équivalent de la latitude sur un plan).

– **BI** : Baromètre Inverse

– **Collinear analysis** : repeat-track analysis

– **Equation de Sverdrup-Equilibre de Sverdrup** : dérivée de l'équation de la vorticité potentielle linéaire en mode stationnaire. Elle traduit l'équilibre entre le transport de masse méridien (ρV , où V est l'intégrale sur la verticale de la vitesse méridienne) et le rotationnel de la tension du vent en surface : $\rho V \beta = \overrightarrow{r} \cdot \overrightarrow{\partial_t \tau_{wsz}}$. Ce transport méridien est important car c'est lui qui est à l'origine du transport méridien de chaleur dans l'océan.

– **Equilibre géostrophique** : équilibre entre la force de Coriolis et le gradient de pression horizontal.

– **f**, terme de Coriolis :

$$f = 2\Omega \sin(\text{latitude})$$

– **g**, accélération de la gravité.

– **H** : profondeur de la topographie.

– **h** = $\alpha + H$: profondeur totale.

– **IBD** = $\alpha - BI$: partie dynamique de la réponse océanique au forçage atmosphérique.

– **ITCZ** : InterTropical Convergence Zone. Zone le long de laquelle les systèmes de vent (hémisphères nord et sud) convergent. Cette zone de convergence est généralement associée avec la zone de températures de surface les plus élevées.

– **Marée radiationnelle** : variation du niveau de la mer induite par les fluctuations journalières de la pression atmosphérique (composantes S_1 , S_2 et S_a).

- **N** : fréquence de Brunt-Väisälä, qui donne la fréquence propre d'oscillation verticale sous l'effet de la gravité, d'une particule écartée de sa position d'équilibre :

$$N^2(z) = \frac{-g}{\rho(z)} \frac{\partial \rho}{\partial z}$$

- **Pompage d'Ekman** : mouvement d'upwelling de l'océan profond en réponse au forçage du vent (le niveau de la mer descend tandis que la thermocline remonte).
- **Pycnocline** : zone de plus fort gradient de densité sur la profondeur.
- **Rayon de Rossby interne/externe** : Le rayon de déformation de Rossby est utilisé lors d'études théoriques et de l'observation de processus à grande et moyenne échelle. Il permet de déterminer les dimensions horizontales des phénomènes étudiés. Le rayon de Rossby externe R_e est fonction de la profondeur et de la latitude :

$$R_e = \frac{\sqrt{gH}}{f}$$

Le rayon de Rossby interne R_i dépend de la stratification verticale et donne la dimension des phénomènes baroclines :

$$R_i = \frac{1}{Lf}$$

où L est la première valeur propre de l'équation de Sturm-Liouville

$$\frac{d^2 w(z)}{dz^2} + LN^2(z)w(z) = 0$$

avec w la vitesse verticale et, $w(0) = w(H) = 0$ (cf. chapitre 5).

- **Sverdrup** : unité de flux de volume (Sv), $1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$
- **Thermocline** : zone de très fort gradient de température sur la profondeur, située entre la couche de surface chaude et bien mélangée et les eaux froides de l'océan plus profond.
- **Transport d'Ekman** : mouvement moyen de la couche de surface de l'océan entraînée par le vent. Ce transport est dirigé à droite du vent dans l'hémisphère Nord. Un vent cyclonique crée une divergence de la surface et un upwelling.
- **Vorticité potentielle** (*Gill, 1982*) :

$$\frac{f + \zeta}{h}$$

- **Vorticité relative du fluide** (*Gill, 1982*) :

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

Introduction

Les océans couvrent 70 % de la surface de la Terre et contiennent 97 % de son eau. Ils sont par conséquent un élément capital de notre environnement. Leur influence est notamment considérable sur le climat terrestre de par leur interaction avec l'atmosphère. Les effets de la pression atmosphérique sur le niveau de la mer étaient déjà observés il y a plus de deux siècles. Ainsi le scientifique suédois *Nils Gissler (1747)* notait : "Whenever the barometer rises, the sea level decreases, and whenever it falls, the sea level rises, excepting a few departures, which appear to occur under certain wind directions, such as strong north-west winds." Il a donc été le pionnier à mesurer le niveau de la mer pour prédire le temps, et vice versa.

La compréhension de ce système couplé océan-atmosphère, très complexe, passe donc par une étude approfondie des dynamiques respectives de l'océan et de l'atmosphère, à la fois théorique et empirique. Le niveau de la mer change continuellement sous l'effet de processus très variés et complexes, comme les marées océaniques résultant de l'attraction gravitationnelle de la Lune et du Soleil, les forçages météorologiques de la pression et du vent, la température, les apports fluviaux, ou encore les phénomènes d'évaporation-précipitation.

L'altimétrie fournit aujourd'hui une information sur la hauteur de la colonne d'eau à l'échelle globale et de grande précision, grâce à l'amélioration continue des instruments de mesure et des traitements au sol. L'erreur globale pour le satellite Topex/Poseidon (T/P) est estimée à moins de 2 cm (*Fu et al., 1994*). Le problème majeur de ce genre de données vient du faible échantillonnage temporel des mesures (10 jours pour T/P, 35 jours pour ERS et ENVISAT), qui induit un repliement des hautes fréquences du signal océanique ($T < 20$ jours pour T/P) dans les basses fréquences : c'est le phénomène d'aliasing.

Pour étudier la dynamique de l'océan sur la base de ces données altimétriques, il devient indispensable de les corriger précisément de toutes les contributions qui n'ont pas de répercussion dynamique, comme le géoïde (surface constante), les marées barotropes (ondes régulières), les effets stériques (dilatation de la colonne d'eau sous l'effet de la chaleur sans variation de pression), la réponse aux forçages météorologiques de la pression et du vent (ondes d'ajustement hautes fréquences). En particulier, pour les applications concernant la circulation mésoéchelle ou encore les campagnes de calibration satellitales, le signal hautes fréquences (HF) aliasé nécessite d'être enlevé grâce à des modèles indépendants et de précision centimétrique.

La correction des marées océaniques a aujourd'hui atteint une telle précision grâce au modèle hydrodynamique haute précision FES (*Lefèvre et al., 2002*) ou bien au modèle avec assimilation de données GOT (*Ray, 1999*). En ce qui concerne la réponse de l'océan aux forçages météorologiques, on utilise encore par défaut, une correction de baromètre inverse (BI : -1 cm pour +1 mbar de variation de la pression atmosphérique) dans les GDR altimétriques (*Wunsch et Stammer, 1997*).

L'approximation de baromètre inverse suppose que les variations de la pression atmosphérique

sont compensées par des variations du niveau de la mer de telle sorte que le poids combiné par unité de surface de la colonne d'eau et d'air reste inchangé. Ainsi la pression sur le fond de l'océan reste constante et ce forçage atmosphérique n'influence pas la dynamique de l'océan. Les effets du vent sont par ailleurs totalement négligés dans cette approximation. Cependant, la réponse de l'océan ne correspond pas toujours à celle d'un BI, notamment aux très hautes fréquences ($T < 3$ jours) et aux hautes latitudes. Ces écarts à la réponse statique sont reliés à une dynamique océanique plus complexe, qui reste incomplètement comprise et modélisée à ce jour, et aux effets du vent qui peuvent dominer aux périodes d'une dizaine de jours.

A travers la mise en place du nouveau modèle hydrodynamique shallow water MOG2D-G, notre but est d'étudier la réponse hautes fréquences de l'océan global à ces forçages météorologiques et notamment la réponse dynamique. L'autre intérêt de cette étude est de contribuer à une meilleure exploitation des données altimétriques et in situ.

L'approche éléments finis choisie est particulièrement intéressante car elle permet à la fois une modélisation globale et précise, en offrant la possibilité d'augmenter la résolution sur les zones d'intérêt (régions côtières et de forts gradients de la bathymétrie).

Les limitations d'une telle modélisation sont essentiellement dues à son caractère barotrope qui ne permet pas de tenir compte des effets 3D, ainsi qu'à l'incertitude sur des champs tels que la bathymétrie ou encore le forçage météorologique.

Le travail effectué est organisé de la façon suivante :

Les 2 premiers chapitres permettent de présenter d'une part, la composition du forçage météorologique ainsi que les données atmosphériques utilisées, et d'autre part, un état de l'art de la modélisation de la réponse de l'océan aux forçages météorologiques. Dans le chapitre 3, nous décrivons le nouveau modèle MOG2D-G utilisé. La validation de ce modèle, à travers des simulations de marées et de la réponse à une onde de Rossby-Haurwitz, est développée dans le chapitre 4. Le chapitre 5 décrit le phénomène de génération d'ondes internes, la mise en évidence de ce signal barocline grâce aux données T/P, ainsi que la paramétrisation des ondes internes mise en place dans MOG2D-G. L'étude de l'énergie du modèle, de la variabilité basse fréquence (signaux moyens et saisonniers) et à 10 jours, est développée dans le chapitre 6. Les chapitres 7 et 8 résument les résultats concernant l'application du modèle MOG2D-G pour la correction des observations in situ et des données altimétriques respectivement. Les résultats de l'investigation concernant l'optimisation des paramètres du modèle (dissipation et résolution) sont rassemblés dans le chapitre 9. Enfin le chapitre 10 développe trois applications géophysiques possibles du modèle barotrope MOG2D-G : les fonctions de rotation terrestre (OAM), les marées radiationnelles et les cartes de variabilité à 10 jours T/P.

Des développements complémentaires sont portés en annexes, concernant la description des différentes bases de données utilisées (annexe A), ou encore les résultats de l'étude comparative entre les modèles MOG2D-G et PPHA (*Hirose et al. 2001*; *Ponte, 1993*, annexe B). L'annexe C rassemble des tableaux et figures venant en complément des chapitres 4-6-7-10. Les annexes D et E reproduisent les 2 publications (*Carrère et Lyard, 2003*; *Carrère, Le Provost et Lyard, acceptée au JGR en Août 2003*) réalisées durant notre travail de thèse. Enfin, les résultats (comparaison aux marégraphes) de l'application du modèle global pour forcer le modèle régional Méditerranée sont donnés dans l'annexe F.

Chapitre 1

Le forçage météorologique

1.1 Le forçage de la pression atmosphérique

1.1.1 Le Baromètre Inverse

L'effet Baromètre Inverse (appelé BI par la suite) désigne un phénomène d'interaction entre l'atmosphère et l'océan, et plus précisément, une variation du niveau de la mer (noté α) directement liée aux variations de la pression atmosphérique :

$$\alpha^{ib} = -\frac{P_a - \overline{P_a}}{\rho g} \quad (1.1)$$

où :

- α^{ib} est la dénivellation du B. I. ;
- P_a est la pression atmosphérique de surface ;
- $\overline{P_a}$ est la moyenne de P_a sur l'océan global ;
- ρ est la densité moyenne de l'océan ;
- g est la gravité.

Donc le niveau de la mer α^{ib} diminue (augmente) d'environ 0.9948 cm (en général approché à 1 cm/mbar) lorsque la pression atmosphérique croît (décroît) de 1 mbar. En fait la valeur exacte de la réponse BI locale¹ dépend de la densité de l'eau et de l'accélération due à la gravité.

La moyenne de la P_a sur l'océan global est retirée dans l'expression de l'approximation de BI, à cause de l'hypothèse d'incompressibilité de l'océan : en effet, d'après cette approximation, un champ moyen global de P_a de + 1 mbar par exemple, doit entraîner une diminution du niveau global des océans de 1 cm environ, ce qui nécessiterait une compression de l'eau de mer et violerait cette condition d'incompressibilité.

L'approximation de BI locale est donc compatible avec l'hypothèse d'incompressibilité si la moyenne spatiale $\overline{P_a}$ est constante, i.e. si l'intégrale de la pression atmosphérique sur tout l'océan ne varie pas dans le temps.

L'approximation de BI implique donc que le gradient horizontal du niveau de la mer et celui de la pression atmosphérique prennent exactement la même valeur, mais sont de signes opposés : il n'y a pas de création de gradient de pression additionnel dans l'océan et donc aucun courant n'est généré. Dans le cadre de cette approximation, la réponse de l'océan est

¹L'approximation BI locale consiste à enlever à P_a , sa moyenne instantanée sur l'océan global et donc à ne considérer que les variations locales de pression atmosphérique. La moyenne spatiale de P_a , notée $\overline{P_a}$, peut être fonction du temps, mais cette variabilité temporelle est en général faible et, jusqu'à présent les données altimétriques ont été corrigées des effets de P_a en utilisant un $\overline{P_a}$ constant (*Cheney, 1987*)

considérée comme totalement statique. Sous réserve de la validité de cette approximation, il est donc justifié de soustraire ces dénivellations α^{ib} aux relevés altimétriques du niveau de la mer, méthode encore utilisée aujourd'hui pour enlever la variabilité océanique hautes et basses fréquences due aux effets météorologiques de la pression.

Plus généralement, les variations de P_a produisent dans l'océan des gradients horizontaux de pression, à l'origine de courants barotropes et donc d'une réponse dynamique des masses d'eau. Les équations qui régissent le mouvement induit par des variations de pression atmosphérique, pour un océan homogène et dans l'approximation 'shallow water' sont identiques à celles des marées océaniques ; les processus dissipatifs qui tendent à ralentir les vitesses, tendent aussi à rapprocher la réponse de l'océan de celle d'un BI (*Gill, 1982*). Cependant, la dynamique de l'océan est complexe et de nombreuses études ont mis en évidence les écarts de la réponse océanique au forçage atmosphérique, par rapport à cette réponse théorique statique de l'océan.

1.1.2 La composition du signal de pression atmosphérique - impact sur le niveau de la mer

La distribution des masses d'air sur les océans change continuellement. La figure (1.1) montre l'évolution de la moyenne spatiale sur tout l'océan de la pression atmosphérique ($\overline{P_a}$) sur la période 1995-1999. La figure (1.2) montre le spectre de cette série temporelle. On note en particulier une variabilité saisonnière de ($\overline{P_a}$) : cette moyenne varie seulement de quelques millibars sur l'année, avec un maximum de pression en été (dans l'hémisphère Nord) et un minimum en hiver, dû au déplacement des masses d'air vers la Sibérie à cette période.

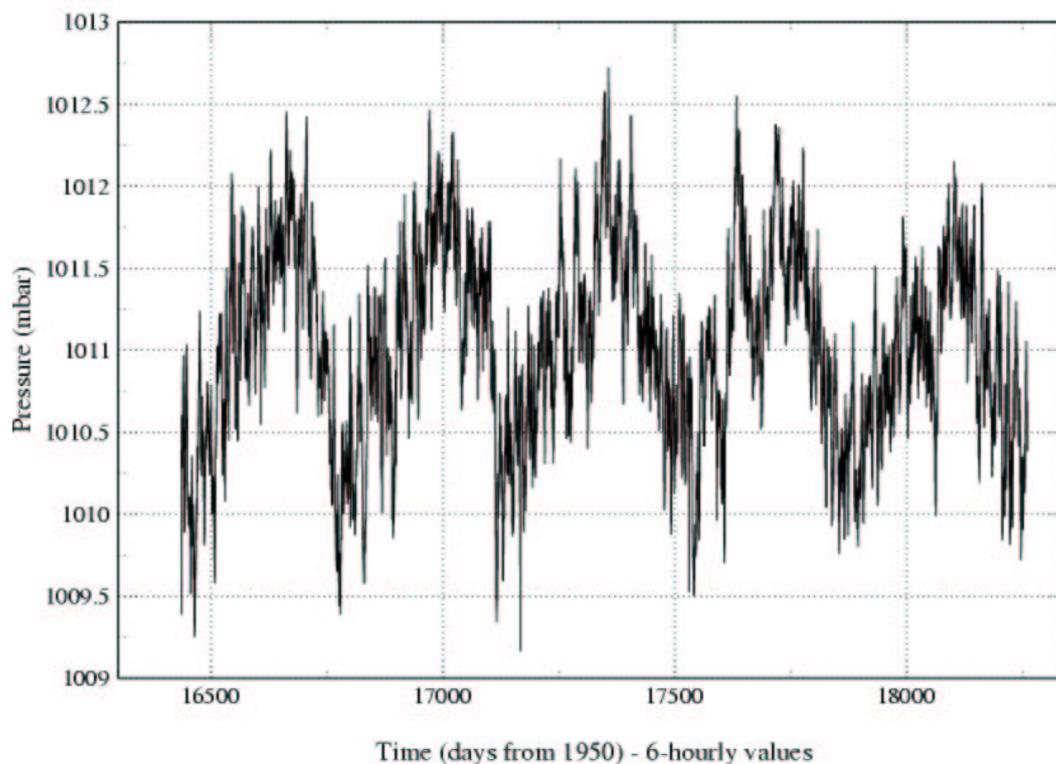


FIG. 1.1 – $\overline{P_a}$ pour la période 1995-1999 - données ECMWF

On remarque donc que, quelle que soit la période considérée, 1988-1993 (*Wunsch et Stammer,*

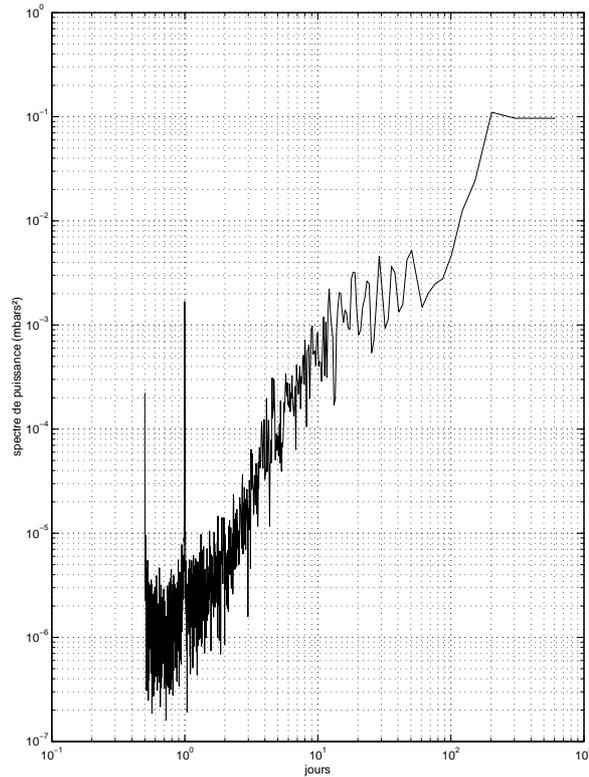


FIG. 1.2 – spectre de $\overline{P_a}$

1997), 1993-1995 (*Mathers, 2000*) ou 1995-1999 dans cette étude, la variabilité du forçage atmosphérique moyen est dominée par un cycle annuel, centré sur 1011 mbars et d'amplitude 1 à 1.5 mbars. Le spectre de cet enregistrement moyen montre en outre, un fort signal de type bruit blanc pour les périodes $T < 10$ jours (figure 1.2).

L'impact de ce forçage moyen instantané de P_a sur l'océan global, n'est généralement pas pris en compte dans les différentes études sur la nature de la réponse de l'océan aux forçages atmosphériques, afin de rester consistant avec l'approximation de BI et, de respecter notamment la condition d'incompressibilité de l'océan. Notons aussi que l'effet de ce forçage moyen est aujourd'hui bien connu et que le champ de pression moyenne instantanée est pris en compte dans la correction de BI contenue dans la base des données altimétriques du satellite Jason-1.

Lorsque l'on calcule la moyenne temporelle de P_a sur 1 an de données ECMWF (*European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*), ou bien sur la période 1995-1999, on voit similairement à *Wunsch et Stammer (1997, sur la période 1988-1993)*, que cette moyenne temporelle de P_a diffère considérablement d'une région à l'autre, mais aussi qu'elle reste stable d'une année sur l'autre. La figure 1.3 donne la moyenne temporelle de P_a sur l'année 1995 : On reconnaît la grande zone de basses pressions localisée sur l'Antarctique, ainsi que les régions anticycloniques bien connues aux niveau des latitudes $\pm 30^\circ$ (anticyclone des Açores ...). Cette répartition spatiale de la moyenne temporelle du champ de pression est importante pour estimer le niveau moyen de la mer, qui reflète la circulation océanique générale moyennée dans le temps : à la latitude 30° Nord, dans 5000 m d'eau, un changement de 1 cm du niveau de la mer, transmis comme une pression barotrope au fond de l'océan, génère un transport de masse de 7 Sverdrup (Sv) (cf. *Wunsch et Stammer, 1997*). Cela représente un mouvement de masses d'eau non-négligeable, malgré l'insignifiance de α par rapport à la profondeur moyenne ($\frac{\alpha}{H} \approx 10^{-6}$), ceci nous donne une idée de l'importance de la relation niveau de la mer-circulation générale.

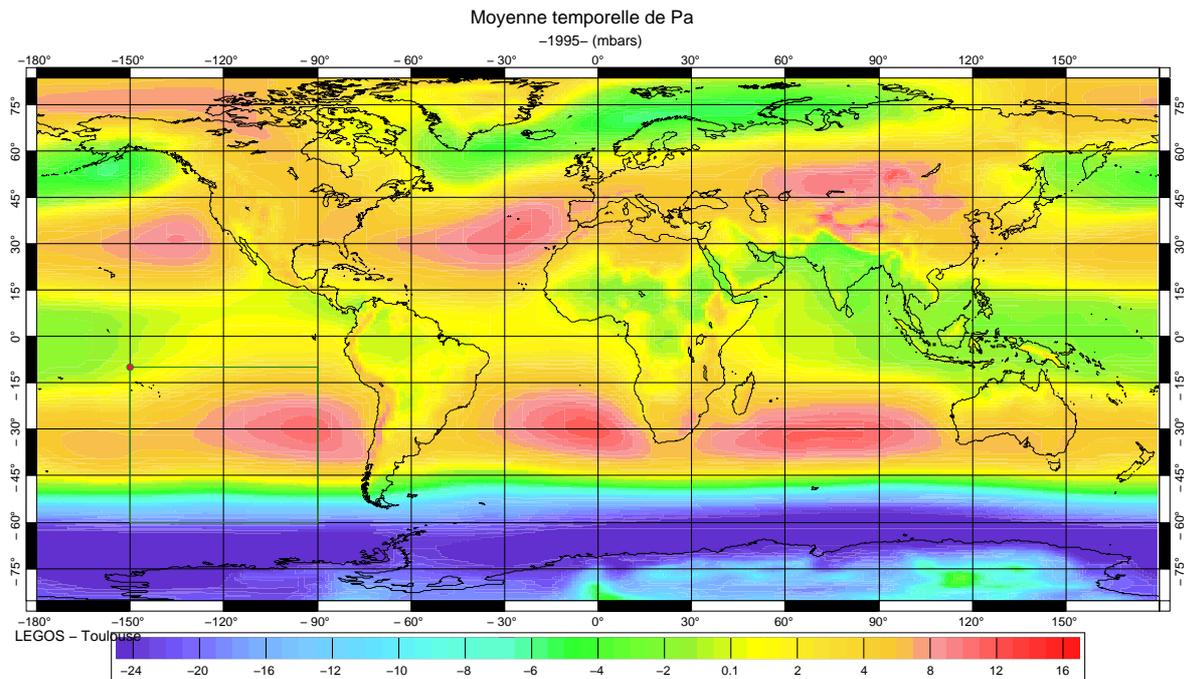


FIG. 1.3 – Moyenne de P_a sur l'année 1995

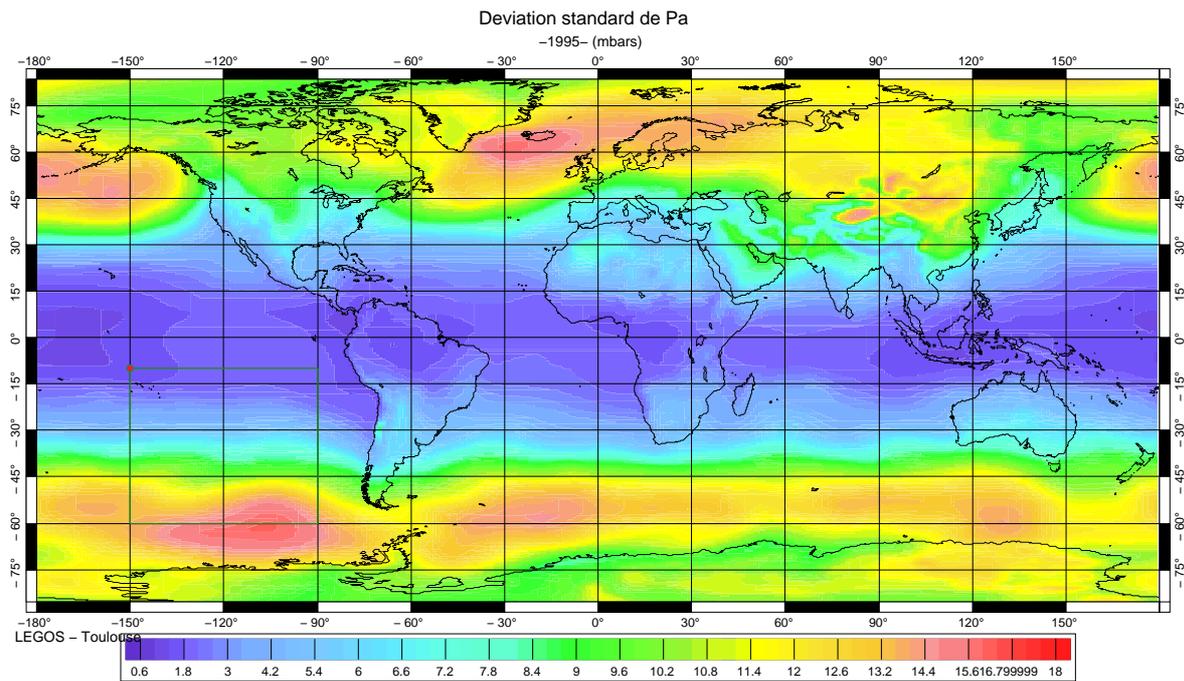


FIG. 1.4 – Déviation standard de P_a par rapport à sa moyenne sur l'année 1995

La figure 1.4 représente la variabilité de P_a (en mbars), par rapport à sa moyenne temporelle. On remarque que les tropiques, ainsi que la zone équatoriale sont très calmes, par rapport à la forte RMS observée en allant vers les pôles (jusqu'à 15-20 mbars dans l'Atlantique Nord, le Pacifique Nord et le Sud des océans). Les résultats sont similaires quelle que soit la période considérée : 1986 (*Ponte, 1993*), la période fin 1992-1994 (*Fu et Pihos, 1994*), la période 1988-1993 (*Wunsch et Stammer, 1997*), ou encore les années 1995-1999 (montrées ci-dessus). Ces différences régionales peuvent s'expliquer par le fait que les fluctuations de pression nécessaires pour entretenir une certaine force de vent, diminuent lorsque l'on se rapproche de

l'équateur (suivant la loi de l'équilibre géostrophique dominant).

La déviation standard de $\overline{P_a}$ (série temporelle donnée en figure (1.1)) est de 0.59 mbar : ce qui est inférieur à 10% de la déviation standard des hautes latitudes, mais devient comparable à la déviation standard des latitudes tropicales et principalement dans la bande équatoriale. Ceci signifie que la variabilité globale tend à prendre le dessus sur les échelles locales dans ces régions de basse latitude, où l'hypothèse de $\overline{P_a}$ constante dans le temps, faite dans la définition du BI, n'est donc pas justifiée. En fait la variabilité de P_a est essentiellement associée à des fluctuations basses fréquences (saisonniers), principalement dans les Tropiques (*Mathers, 2000*).

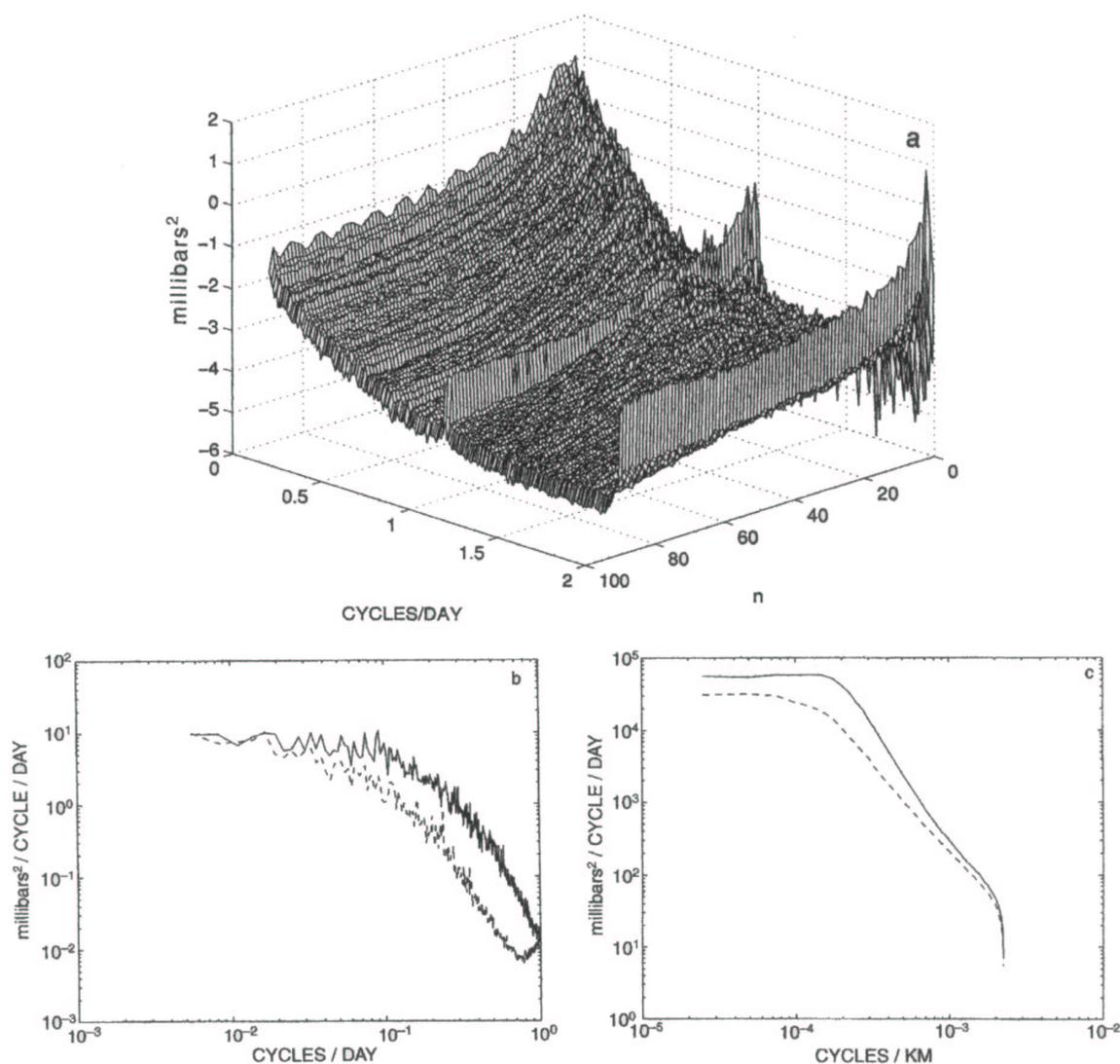


FIG. 1.5 – Spectre de fréquence des fluctuations de la pression atmosphérique à partir de 6 mois de données ECMWF à 6 heures (figure 4.a de Wunsch et Stammer, 1997)

Un calcul du spectre de fréquence des fluctuations de P_a dans les données ECMWF (figure 4.a de Wunsch et Stammer, 1997 représentée en figure 1.5), sur une base de 6 mois de données échantillonnées toutes les 6 heures (plus petite fréquence que l'on peut étudier = 12 h), permet de mettre en évidence la présence non-négligeable des composantes S_1 et S_2 de la marée atmosphérique (composantes diurne et semi-diurne respectivement). Les variations du

baromètre tropical sont dominées par un signal de période coïncidente avec celle de la marée S_2 ($T = 12$ h), d'amplitude 1.2 mbar, ce qui représente environ 25% de la variabilité tropicale totale. Pour plus de détails se référer à *Munk et MacDonald (1960, pp 221)* et à *Haurwitz et Cowley (1973)* pour une discussion plus approfondie sur les marées atmosphériques. Des maxima de pression sont donc observés à environ 10 h et 22 h (heures locales); la réponse BI correspondant à ces cycles de P_a est une marée radiationnelle locale de même fréquence que la marée semi-diurne solaire gravitationnelle S_2 , avec des minima à environ 10 h et 22 h.

Wunsch et Stammer (1997) ont donc mis en évidence la dominance d'un mouvement vers l'Est, un résultat important pour étudier la réponse de l'océan aux basses fréquences. Aux plus basses fréquences, il y a une équi-répartition de l'énergie de l'atmosphère dans les deux directions Est et Ouest.

On sait en outre, que l'atmosphère contient beaucoup d'oscillations dont les ondes planétaires, les oscillations des modes normaux de Rossby (pour plus de détail cf. *Gill, 1982*) et des oscillations importantes aux périodes $T = 2$ jours (cf. Salby, 1981), $T = 5$ jours (cf. *Madden et Julian, 1972*) et à $T = 16$ jours (*Madden, 1978*). Les effets de ces ondes ont surtout été observés empiriquement, leur cause n'est quand à elle pas bien définie :

- *Garcia et Geisler (1981)* suggèrent que la variation temporelle du flux zonal sur la topographie terrestre est un mécanisme de forçage pour l'onde à 5 jours;
- *Hamilton (1985)* propose que la libération de chaleur latente peut être un mécanisme majeur d'excitation du mode normal de Rossby à 5 jours, se propageant vers l'Ouest (nombre d'onde = 1);
- La même onde à 5 jours décrite par *Madden et Julian (1972)* a une structure de pression avec un maximum d'amplitude de 1 mbar à environ 50° Nord et Sud. Cette oscillation de la pression est visible dans les enregistrements du niveau de la mer;
- *Luthers (1982)* et *Woodworth (1995)* indiquent des écart au BI pour les périodes d'environ 5 jours dans le Pacifique et dans l'Atlantique;
- Le modèle barotrope de *Ponte (1997)* est forcé par une onde de pression à 5 jours et les résultats sont, du moins qualitativement, en accord avec les observations.

Un autre phénomène important près des côtes, est la redistribution de la masse atmosphérique de la zone continentale vers les océans et vice-versa, à des échelles de temps saisonnières, voire plus longues.

Van Dam (1997) a montré qu'aux plus hautes fréquences, le rôle du forçage gravitationnel de l'atmosphère (atmospheric loading) sur le déplacement des masses d'air sur la Terre et les océans peut causer une réduction de quelques % de la réponse BI dans une zone de 100 km à la côte, et dans quelques endroits, plus de 6-7 %.

1.2 Le forçage du vent

L'effet du vent (tension du vent) sur l'océan est une force majeure qui régit la circulation océanique : un exemple est celui des alizés qui soufflent d'Est en Ouest dans le Pacifique équatorial et qui, en maintenant les masses d'eau chaude à l'Ouest (Indonésie) et les masses d'eau froide à l'Est, entretiennent les courants de surface du Pacifique équatorial. Leur importance a notamment pu être vérifiée au cours des différents événements El Niño qui ont marqué ce siècle (principalement en 1982 et en 1997) : en effet, les alizés se sont alors arrêtés de souffler, voire inversés, ce qui a entraîné de grandes modifications dans la circulation océanique du Pacifique équatorial (inversion des masses d'eau entre l'Est et l'Ouest), qui ont eu des conséquences mondiales sur le climat (sécheresse en Indonésie, pluies abondantes sur la côte Ouest de l'Amérique du Sud, les pêcheurs du Chili ont vu les poissons se raréfier dans

leurs eaux d'ordinaire froides et très poissonneuses).

1.2.1 Le mécanisme du forçage du vent sur l'océan

Quand le vent souffle sur l'océan, il y a un transfert d'énergie mécanique de l'atmosphère vers les couches de surface. Une partie de cette énergie génère des ondes de gravité de surface (vagues et houle par exemple) tandis qu'une autre partie sert à la mise en place de courants océaniques moyens.

Ce forçage dû au vent est généré parallèlement à la surface de l'océan. Il s'agit d'une force de frottement appelée tension du vent (wind stress) et proportionnelle au carré de la vitesse du vent : $\vec{F}_{ws} = C_d \cdot \|u_{wind}\| \vec{u}_{wind}$. Le coefficient C_d dépend des conditions climatiques ; plus la convection atmosphérique turbulente est importante au dessus de l'océan plus, C_d est grand. Nous allons exposer plus en détail, comment ce forçage affecte l'océan profond.

L'effet sur la masse d'eau sous la surface est déterminé par le temps pendant lequel la force s'est exercée mais aussi par la stratification de la colonne d'eau, ce qui contrôle le transfert d'énergie vers les couches profondes. Les perturbations de pression de grande échelle horizontale pénètrent directement à travers les zones de stratification réduite (cf. *Fennel et Lass, 1978* pour plus de détails), par contre *Philander (1978)* précise qu'il existe une difficulté de transmission de l'énergie due au vent à l'océan profond, à travers une thermocline abrupte et peu profonde. Ainsi si N (la fréquence de Brünt-Väisälä, définie dans la terminologie) varie sur des échelles spatiales telles que l'approximation WKBJ (définition dans la terminologie) n'est plus valable, il peut se former des interactions complexes qui vont disperser l'énergie (cf. *Wunsch et Stammer, 1997*).

Le frottement interne (viscosité) qui existe entre les couches de l'océan distribue verticalement cette tension due au vent, sur une couche d'Ekman de surface épaisse d'environ 100 m. Tandis que les couches individuelles dans la couche d'Ekman peuvent aller dans des directions différentes, l'effet intégré (sur l'épaisseur totale de la couche d'Ekman) est un transport de masse perpendiculaire à la tension du vent en surface (à droite dans l'hémisphère nord) ; ceci s'explique par l'équilibre entre le forçage intégré sur la couche d'Ekman et la force de Coriolis. Ce transport se nomme le transport d'Ekman. Pour plus de détails, se référer à *Gill (1982)*.

Le forçage du vent affecte aussi le niveau de la mer par convergence et divergence des eaux de surface (cf. schéma 1.6) :

- la convergence a lieu dans les zones de vent anti-cyclonique, où l'eau est transportée vers le centre du système de vent, ce qui induit une augmentation du niveau de la mer et un enfoncement de la pycnocline en profondeur (c'est la zone de plus fort gradient de densité ; cf terminologie) ;
- la divergence a lieu dans les zones de vent cyclonique, où l'eau s'écarte du centre, ce qui provoque une diminution du niveau de la mer et en profondeur l'eau remonte pour compenser, ce qui entraîne aussi une remontée de la pycnocline. Ce processus se nomme le pompage d'Ekman. (cf. *Gill, 1982*).

L'amplitude de la réponse dynamique au pompage d'Ekman dépend de la vitesse de propagation et de la longueur d'onde du forçage : une réponse de grande amplitude a lieu quand le forçage a les caractéristiques d'une onde libre, ce qui rend une interaction résonnante possible.

Dans le cadre de notre étude barotrope, nous considérons un océan homogène (ρ et T constants) et donc, le forçage du vent va entraîner toute la colonne d'eau. Afin de tenir compte du transfert d'énergie aux modes baroclines et de la dissipation barocline qui a lieu

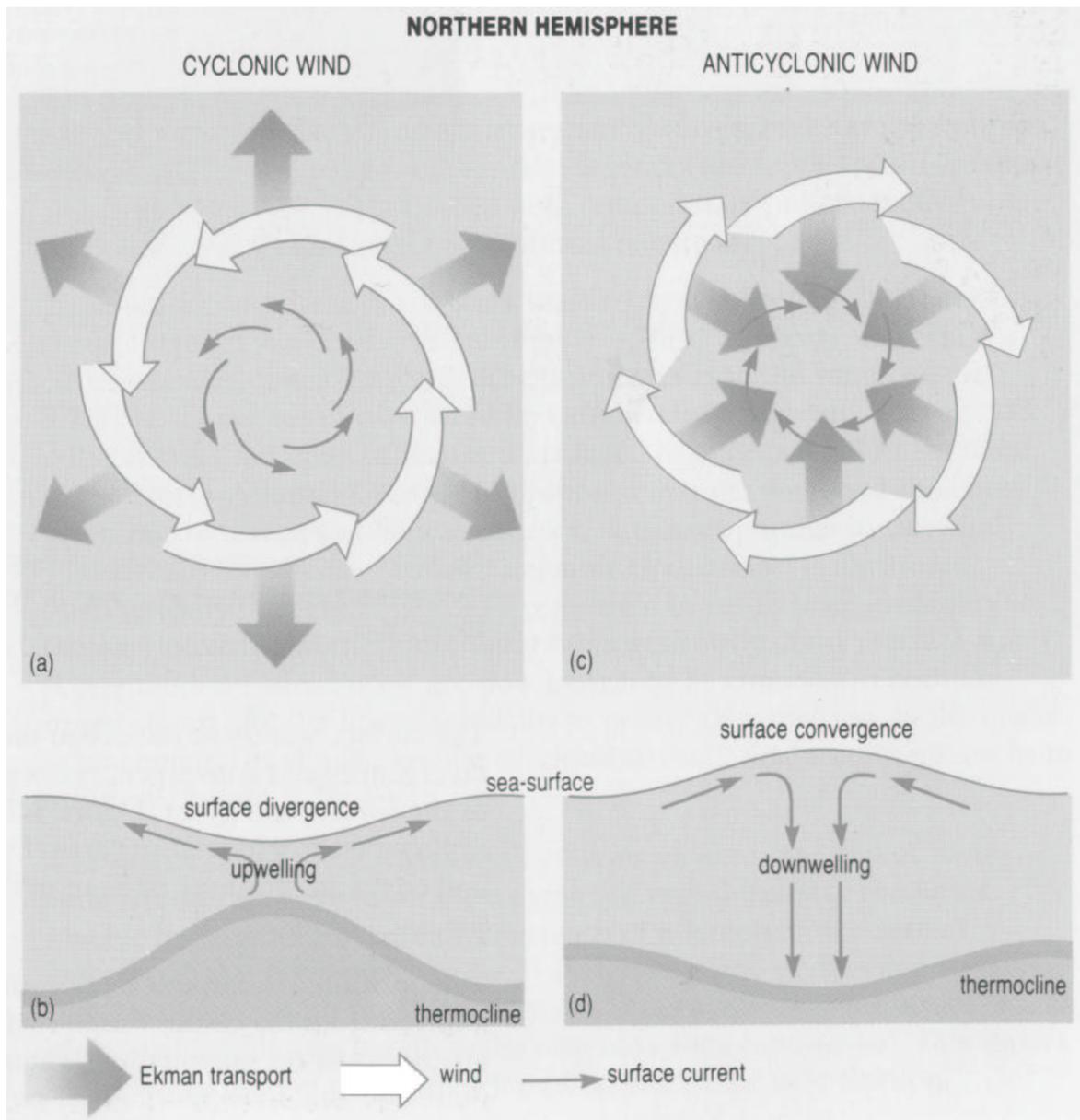


FIG. 1.6 – Phénomènes de convergence et de divergence induits par le forçage du vent sur l’océan

surtout dans les couches supérieures de l’océan (par cisaillement ; cf ci-dessus), nous introduisons une paramétrisation de ce phénomène dissipatif dans notre modèle barotrope.

1.2.2 La variabilité du forçage du vent

Les vents sur une Terre recouverte d’eau

La figure 1.7 montre quel serait le système global des vents dans l’hypothèse d’une Terre entièrement recouverte d’eau. Les mouvements d’air ainsi que les cellules de circulation verticale sont donnés à gauche du diagramme. Les conditions à la surface de l’océan sont données à droite du diagramme. Les deux cellules nord-sud de chaque côté de l’Equateur correspondent à la circulations de Hadley, caractéristique des basses latitudes. Aux moyennes latitudes, il y a prédominance des systèmes cycloniques (soufflant autour des zones de basse pression) et

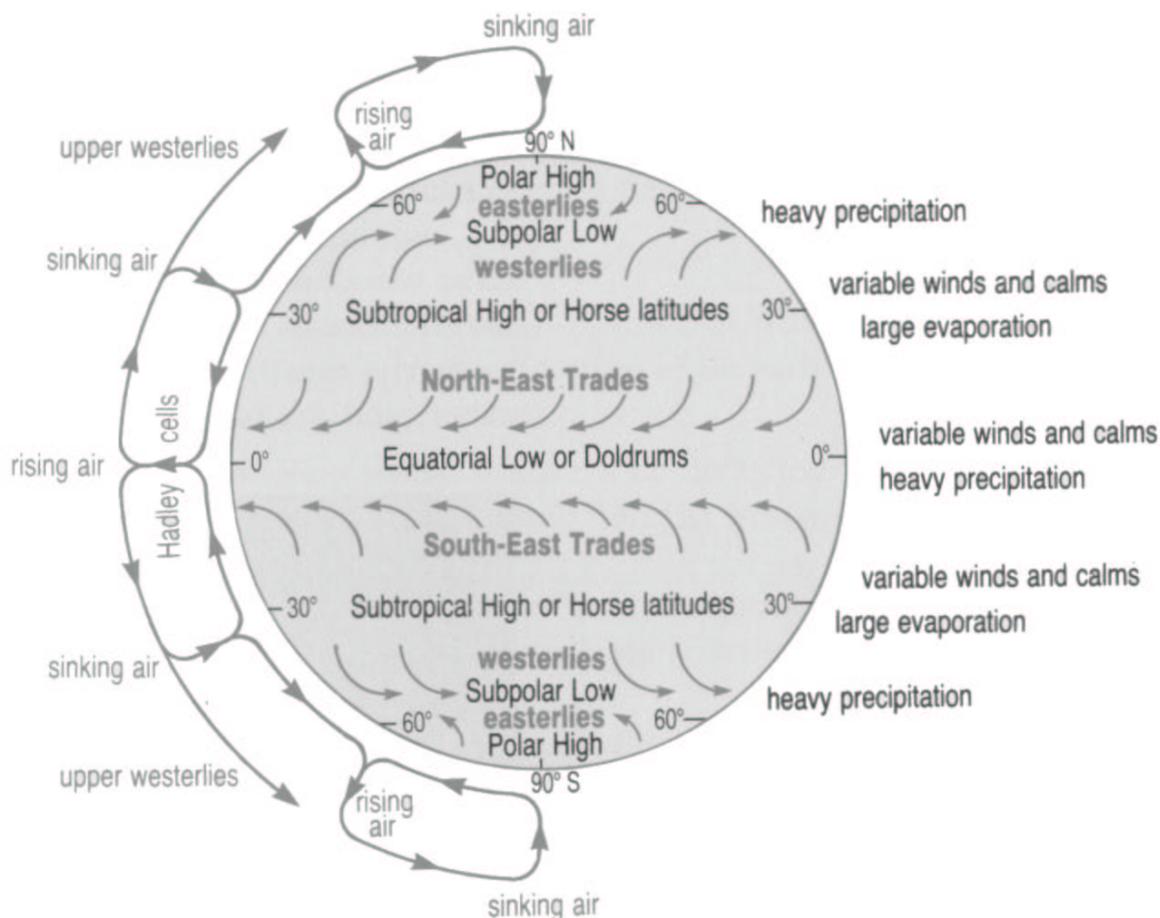


FIG. 1.7 – Système des vents dans l’hypothèse d’une Terre recouverte totalement d’eau (*ocean circulation, 1998*)

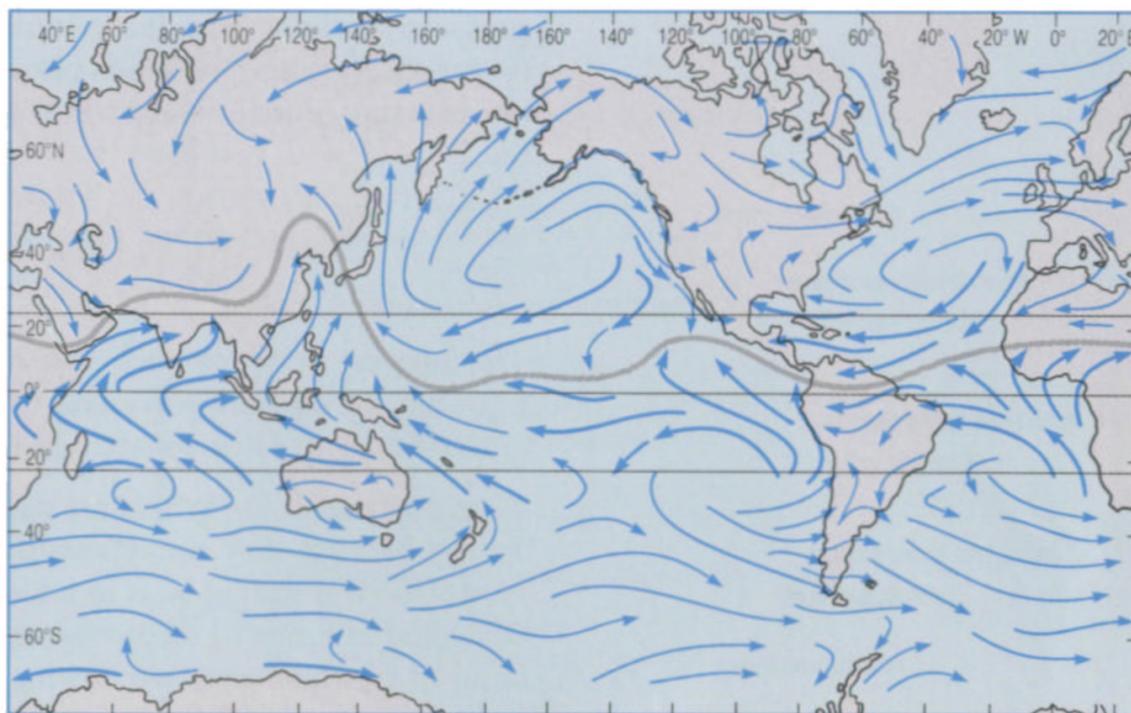
anticycloniques (soufflant autour des zones de haute pression).

Dans la basse atmosphère, on observe des basses pressions le long de l’Equateur, où l’air converge et s’élève. A 30° nord et sud, l’air redescend, et on observe des hautes pressions au niveau de la surface de la Terre. Il existe donc un gradient de pression entre les zones subtropicale et équatoriale, et le vent soufflant des zones de haute pression vers les zones de basse pression, il en résulte des vents soufflant en direction de l’Equateur, ce sont les alizés. On observe la déflexion des vents sous l’effet de la force de Coriolis, vers la droite dans l’hémisphère nord et vers la gauche dans l’hémisphère sud.

Le système de vent réel

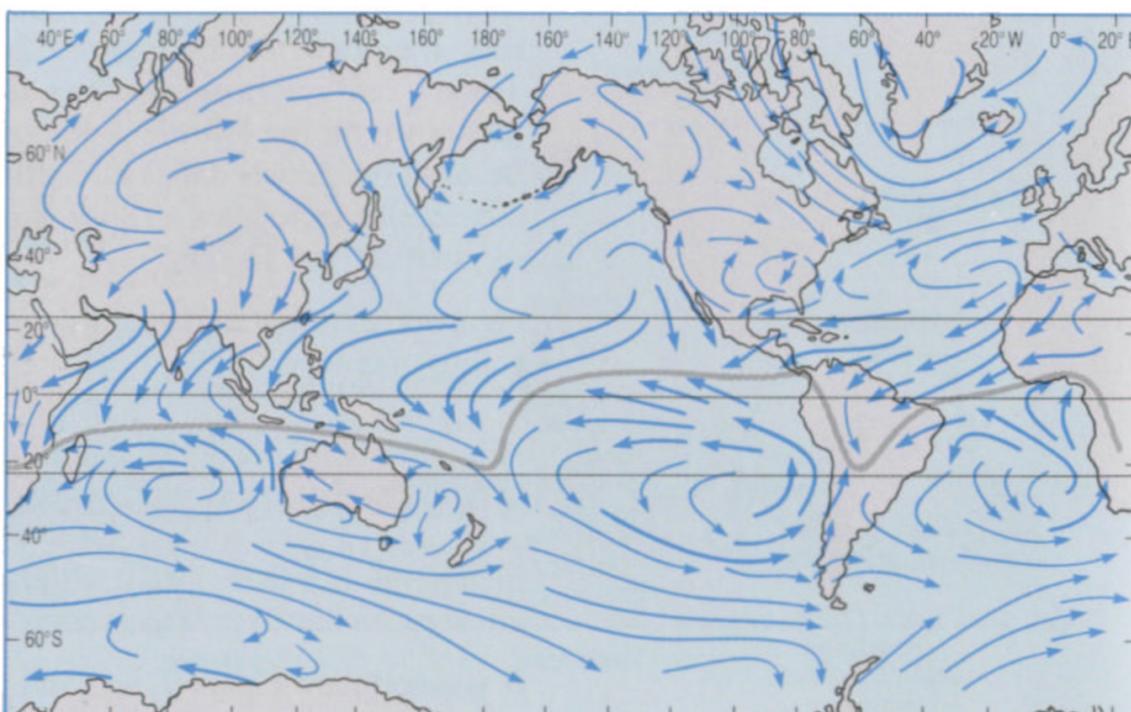
Il est évident que la présence de grandes étendues de terre émergées va modifier ce système théorique de façon significative.

La figure 1.8 montre les vents moyens réellement prédominants à la surface de la Terre, pour les mois de Juillet (été dans l’hémisphère nord et hiver au sud) et de Janvier (hiver dans l’hémisphère nord et été au sud). On remarque que les vents moyens sont assez similaires au cas théorique, décrit au paragraphe précédent, seulement sur de grandes zones situées en plein océan et loin des côtes. Ailleurs la distribution réelle des vents est largement influencée par l’effet des terres émergées et des côtes. On note une variabilité saisonnière maximale, avec des directions de vent totalement opposées entre l’été et l’hiver, dans la zone du continent



(a)

— mean position of ITCZ → most frequent wind direction → prevailing wind direction (≥ 50% of observations)



(b)

FIG. 1.8 – Les vents prédominants à la surface de la Terre en Juillet (a) et en Janvier (b) (*ocean circulation, 1998*)

Eurasien. La zone de convergence intertropicale (ITCZ) se décale donc vers le sud pendant l'été austral et vers le nord pendant l'été dans l'hémisphère nord. Cette variabilité saisonnière s'explique par le fait que les masses continentales se réchauffent plus vite que l'océan pendant l'été et se refroidissent plus vite pendant l'hiver, c'est le phénomène de la mousson.

Notons que le système de vent terrestre permet aussi de redistribuer la chaleur entre les basses et les hautes latitudes : l'air chaud est transporté vers les pôles. Il existe aussi un transport de chaleur sous forme de chaleur latente, c'est-à-dire que la chaleur nécessaire à transformer l'eau en vapeur d'eau est libérée quand la vapeur d'eau se condense (lors de la formation des nuages). Une expression exacerbée de cette libération de chaleur des océans vers l'atmosphère dans les océans tropicaux, est la formation des cyclones.

Variabilité et influence sur le niveau de la mer

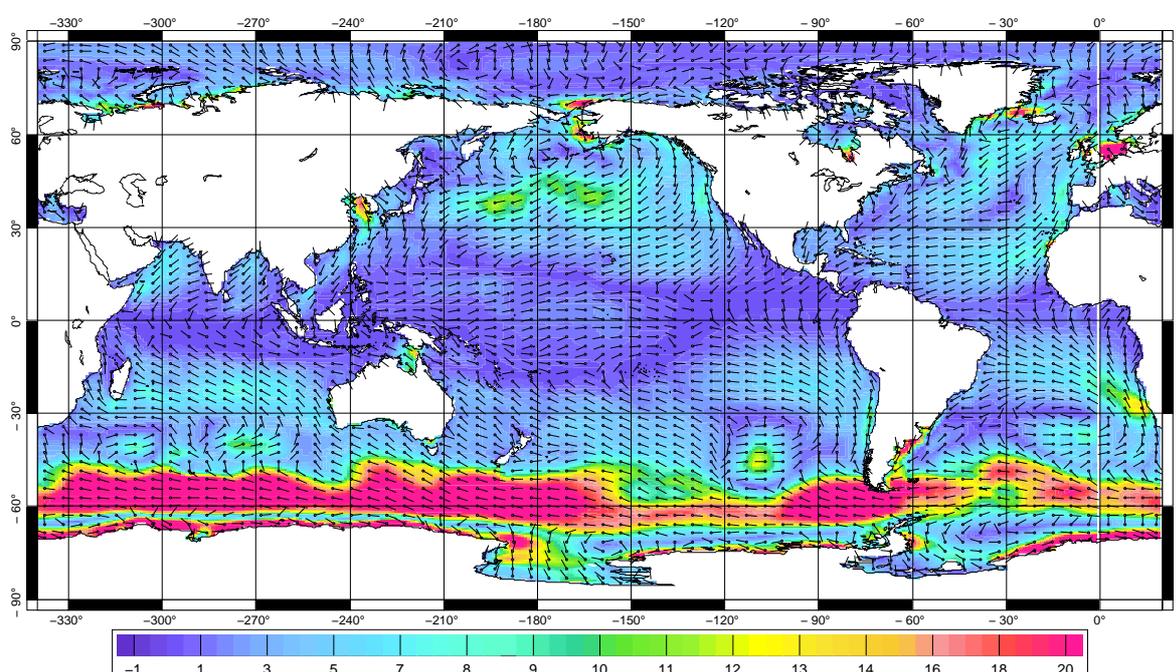


FIG. 1.9 – Tension moyenne du vent intégrée sur la verticale pour 1995 ($0.1N/m^2$)

Les cartes 1.9 et 1.10 donnent la moyenne et la variabilité de la tension du vent sur l'année 1995. Ces tensions de vent ont été calculées à partir des champs de vent à 10 mètres distribués par ECMWF.

Le champ de forçage du vent peut donc être divisé en deux parties, l'une moyenne et l'autre fluctuante. Le champ de vent moyen participe à la mise en place d'une circulation océanique caractérisée par d'intenses courants aux frontières Ouest (et parfois Nord) des bassins océaniques, qui sont généralement très instables (cf. *Willebrand, 1980*). L'équilibre entre le rotationnel du vent, des forces de frottement sur le fond, des dissipations latérales et la vorticité planétaire explique l'intensification de ces courants de bord ouest. De nombreuses études ont porté sur la variabilité océanique induite par ces instabilités (cf. *Robinson, 1977*, pour un résumé de ces études). En ce qui concerne l'impact du forçage moyen du vent sur les modèles d'ondes de tempêtes, une étude récente avec un modèle barotrope sur la Méditerranée a montré le développement d'un fort tourbillon au large de la côte Algérienne, conduisant à l'explosion du modèle au bout de plusieurs mois de simulation, lorsque la tension moyenne

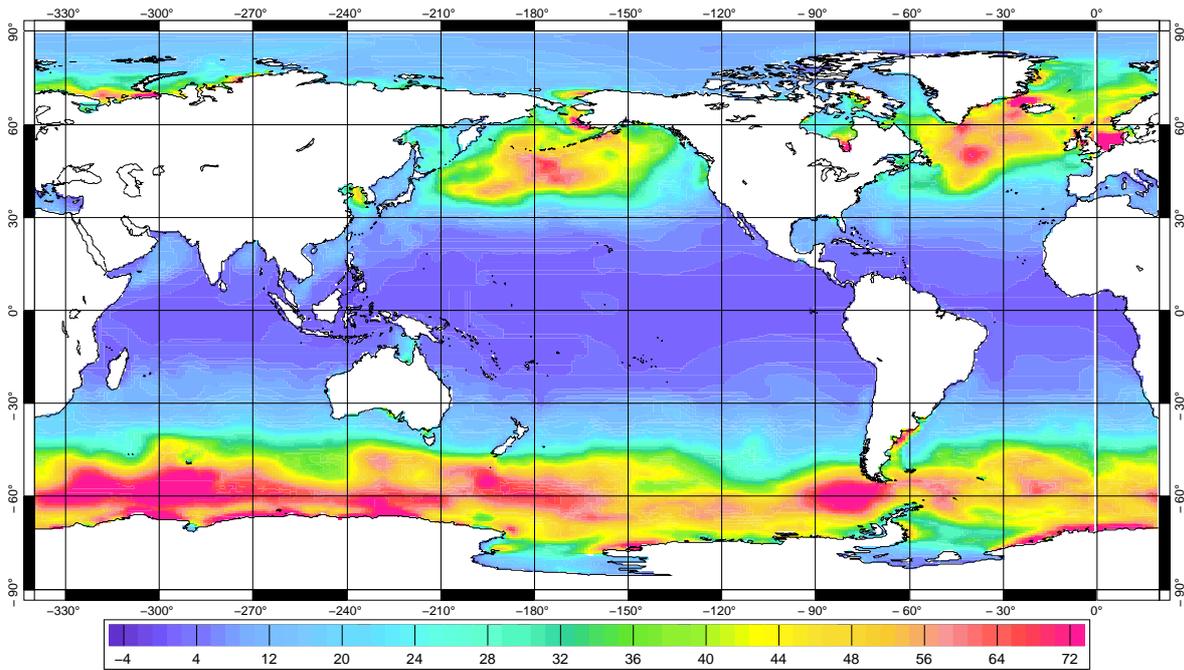


FIG. 1.10 – Rms de la tension du vent intégrée sur la verticale pour 1995 ($0.1N/m^2$)

du vent est prise en compte (*Lyard et al., 2000*). La divergence du modèle barotrope corrobore donc l'importance de ce forçage moyen sur l'océan, et pose la question de la prise en compte d'un nouveau terme de dissipation par paramétrisation de la dissipation barocline (par cisaillement) induite par le forçage du vent au niveau des différentes couches de surface de l'océan (paramétrisation qui sera développée au chapitre 3).

Il existe une forte dépendance en fonction de la latitude, avec un forçage du vent (moyenne et rms) très fort aux hautes latitudes et notamment dans la zone du Courant Circum Polaire Antarctique. La variabilité à grande échelle annuelle du niveau de la mer dans les Tropiques est essentiellement induite par les effets stériques (effets thermiques et halins), tandis qu'elle est principalement attribuée aux effets du vent aux hautes latitudes et pour des périodes plus courtes. Dans les Tropiques, la variabilité induite par le vent est largement barocline (ie, les effets peuvent être observés sur la colonne d'eau) tandis qu'elle est plutôt barotrope aux hautes latitudes (cf. *Fukumori et al., 1998*). Cette répartition reflète la dépendance latitudinale de la stratification océanique (l'océan est proche d'un océan à deux couches au niveau de l'équateur et plus mélangé et homogène aux plus hautes latitudes).

Il existe une amplification notable de la réponse barotrope dans plusieurs régions du sud des océans (au sud-ouest de l'Australie et au sud-est du Pacifique au niveau des plaines abyssales de Bellings Hausen), due à la mise en place de modes résonnants des ondes planétaires dans des zones semi-fermées par des discontinuités de la vorticité potentielle $\frac{f}{H}$ (*Fukumori et al., 1998*). D'autre part, cette réponse barotrope montre une variabilité dominée par les hautes fréquences ($T \leq 20 \text{ jours}$) qui reflète la variabilité du rotationnel du forçage du vent (wind stress curl).

Près des côtes, le forçage et donc la réponse de l'océan peuvent être beaucoup plus complexes. En eau peu profonde, la profondeur contrôle la vitesse des ondes de gravité ($c = \sqrt{gH}$). Ainsi les plus forts courants ont lieu dans les eaux les moins profondes à la suite d'une période prolongée de vents forts. On discerne :

- les tempêtes tropicales qui sont une combinaison de vents forts avec une pression faible au

centre ;

- les tempêtes extra-tropicales qui sont forcées par les systèmes cycloniques hivernaux aux plus hautes latitudes. Ces tempêtes affectent les régions peu profondes des côtes continentales, se déplacent moins vite que les tempêtes tropicales, ont des périodes pouvant aller jusqu'à quelques jours (cf. *Heaps 1965* et *Davies et Flather 1987* pour plus de détails).

Fu et Davidson (1995) ont examiné jusqu'où les variations de α dues au vent, pour les périodes entre 30 jours et 1 an et pour des échelles spatiales supérieures à 1000 km, peuvent être décrites par la dynamique de la vortacité barotrope linéaire. Deux résultats ressortent de cette étude :

- dans la majeure partie de l'océan, le rotationnel du vent est trop faible pour équilibrer le bilan de vortacité ;
- dans le Pacifique Nord-Est et Sud-Est, le rotationnel du vent équilibre le bilan de vortacité en terme d'équilibre de Sverdrup dépendant du temps et de la topographie, c'est-à-dire d'équilibre entre l'advection de la vortacité planétaire et de la vortacité induite par la topographie, et le forçage par le rotationnel du vent (wind stress curl).

Ces résultats sont cohérents avec ceux de *Mestas-Nunez (1992)* basés sur les données SEASAT dans le Pacifique nord, et avec l'étude in-situ de *Koblinsky (1989)*, qui a utilisé des capteurs de courant immergés dans cette même région et dont il résulte que seuls quelques sites d'observation ont donné la preuve de cet équilibre, tous situés au delà de 35° Nord. Par contre les mesures de *Dushaw (1994)*, faites par tomographie acoustique sur 1000 km et centrées sur 38° N/200° E, tendent à montrer que ce rotationnel du vent est trop faible pour établir un équilibre de Sverdrup.

1.2.3 Corrélacion entre la pression atmosphérique et le vent

L'étude de *Ponte (1994)* sur l'Atlantique Nord, a permis d'évaluer les corrélacions/anti-corrélacions entre les forçages de la pression et du vent. Ces résultats s'avèrent d'ailleurs valables pour quasiment tout l'océan mondial. Tout d'abord, la réponse de l'océan au forçage de P_a est essentiellement statique ou du moins proche de la solution BI, pour les périodes T supérieures à quelques jours. Si on considère les signaux dynamiques, les fluctuations du niveau de la mer dues aux vents dominant aux plus longues périodes et le caractère non-local du forçage du vent est essentiel, comme on s'y attend d'après la théorie quasi-géostrophique (*Gill, 1982*) : d'après cette théorie, le forçage du vent à un certain point influence probablement le niveau de la mer à l'ouest de ce point, et la réponse à l'est de la zone de forçage est généralement plus faible. Le signal dynamique induit par P_a devient plus important que celui induit par le vent pour les périodes T inférieures à environ 3 jours. Ce résultat est en accord avec ceux de *Maagard (1977)* et ceux de *Philander (1978)*.

Un autre résultat intéressant, à garder à l'esprit lors de toute interprétation des sorties de modèle ou de comparaison à des données in-situ, est que les forçages de la pression et du vent sont cohérents sur la plupart des régions et généralement en opposition de phase. Cette anticorrélacion est logique puisque des anomalies positives de P_a induisent une tendance au renforcement des vents de surface (anticycloniques dans l'hémisphère nord).

1.3 Les effets stériques

Les effets stériques correspondent aux effets de contraction-dilatation de la couche supérieure océanique et donc du niveau de la mer, sous l'effet du refroidissement-réchauffement induit par le forçage atmosphérique. Les variations de salinité induites modifient aussi la densité de

l'eau de mer (*Gill, 1982*).

Aux moyennes-basses latitudes, la variabilité (annuelle) de grande échelle du niveau de la mer est principalement due aux changements stériques, associés aux cycles saisonniers de réchauffement et de refroidissement de la couche de surface.

Ces effets stériques sont plus faibles aux hautes latitudes à cause d'une plus faible variation saisonnière des flux de chaleur au niveau de la surface de l'océan tropical et des petites valeurs des coefficients d'expansion thermique aux hautes latitudes.

Ne disposant pas de champs de température en profondeur et en surface de l'océan assez précis et denses en résolution horizontale au moment où nous avons réalisé cette étude, nous avons préféré ne pas prendre en compte les effets stériques dans la modélisation (cf. chapitre 3).

1.4 Les données atmosphériques

Les forçages que nous allons utiliser proviennent des champs de pression et de vents (vitesse à 10 m) issus des analyses ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts). Le modèle ECMWF permet de faire des prédictions météorologiques ; il évolue donc continuellement en même temps que les méthodes de prédiction et d'assimilation de données in-situ et altimétriques. Les descriptions des procédures d'assimilation des données et de paramétrisations physiques prises en compte sont données dans les rapports ECMWF (1991, 1992). La résolution spatiale est passée de $1.125^\circ \times 1.125^\circ$ à $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ au cours de l'année 1998 ; et la résolution temporelle est quart-diurne (une donnée toutes les 6 heures) à l'heure actuelle. Cette faible résolution temporelle reste insuffisante du fait qu'elle ne permet pas de tenir compte de façon réaliste du phénomène de marée atmosphérique S_2 , qui a une période de 6 h, exactement égale à la période de Nyquist de l'échantillonnage.

Une autre ambiguïté repose sur le fait d'utiliser les champs de vitesse du vent pour calculer le forçage ($F = \text{rot}_z(u)$, ou bien la tension du vent) au lieu de récupérer directement les champs de tension du vent.

Dorandeu et Ponte (2000) ont réalisé une comparaison entre les forçages ECMWF et ceux issus des ré-analyses NCAR, faisant apparaître de meilleurs résultats lorsque le modèle (modèle PPHA décrit dans l'annexe B) est forcé par les champs de pression et de vent ECMWF. Une autre comparaison intéressante (cf. *Trenberth et Olson, 1988*) des données ECMWF avec des données issues d'autres modèles numériques de prédiction du temps et des observations (U.S. National Meteorological Center) a révélé de grandes différences (rms) entre ces deux analyses opérationnelles, aux échelles de temps inférieures à 1 mois, en particulier dans les océans de l'hémisphère sud. Notons que cette partie des océans ne dispose encore aujourd'hui que d'un nombre très faible d'observations, ce qui explique le taux d'incertitude plus élevé dans ces régions. Ces divergences mettent le doigt sur les incertitudes qui peuvent exister dans les champs de pression atmosphérique opérationnels, essentiellement aux petites échelles de temps et d'espace. L'étude de *Ponte et Dorandeu (2003)* est cohérente avec ces résultats. Elle a permis de quantifier les incertitudes des données de pression ECMWF sur la période 1993-1995 : les erreurs de variance sont inférieures à 3 mbar^2 en général, mais sont beaucoup plus importantes au delà de 50°S . Le rapport signal/bruit est le plus faible au niveau des Tropiques, où la variance de P_a est la plus petite. Les échelles temporelles de ces incertitudes sont inférieures à 1 mois. Notons que les modèles, les données et les schémas d'assimilation évoluant avec le temps, la qualité des analyses doit aussi s'améliorer. Cependant, il faudra

garder à l'esprit l'existence de ces incertitudes dans les champs de forçages lors de l'interprétation des résultats des modèles.

1.5 Résumé

Dans ce premier chapitre, nous avons tout d'abord défini l'approximation de baromètre inverse, qui nous servira de référence dans la modélisation développée aux chapitres suivants. Nous avons aussi évoqué la complexité des champs de forçages météorologiques et donc de la réponse de l'océan.

A travers ces divers travaux, on voit apparaître le fait important que les fluctuations de pression atmosphérique sont fonction à la fois de la position géographique, de la saison et de la fréquence considérée. Les hautes latitudes sont caractérisées par une forte variabilité, tandis que la zone équatoriale reste relativement calme. La variabilité est d'autant plus forte durant la période hivernale. Enfin, toutes les gammes de fréquence sont présentes dans le spectre de la pression atmosphérique, des très hautes fréquences (ondes diurne S_1 et semi diurne S_2) aux plus basses fréquences (saisonniers, annuelle).

La validité de l'approximation de BI dépend de la fréquence et de la zone géographique considérée. Notons aussi que le forçage du vent et celui de la pression sont fortement anti-corrélés et les effets non locaux du forçage du vent sont très importants. L'impact de la pression est dominant aux très hautes fréquences ($T \leq 3$ jours) tandis que l'impact du vent prend le dessus aux basses fréquences ($T \geq 10$ jours).

Enfin nous avons brièvement introduit les données atmosphériques ECMWF qui nous serviront à forcer puis valider les simulations numériques ultérieures.

Chapitre 2

Les modèles de Baromètre Inverse : état de l'art

Les diverses études menées à ce jour permettent d'embrasser un grand nombre de cas concernant l'ajustement du niveau de la mer au forçage atmosphérique de la pression et/ou du vent. Les approches proposées englobent les théories quasi-géostrophique, du β -plan équatorial, du f-plan, de la dynamique de la vorticité barotrope linéaire, la théorie des marées généralisée ainsi que la dynamique barotrope en eaux peu profondes.

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'introduire dans un premier temps les diverses approches théoriques de la validité du BI. Dans une deuxième partie, nous présentons les différents modèles numériques disponibles à ce jour pour modéliser la réponse de l'océan au forçage atmosphérique; les résultats principaux de ces études sont ensuite discutés en fonction du forçage utilisé. Enfin nous nous intéresserons particulièrement à l'influence de la dissipation (viscosité et frottement) et de la topographie dans ces modélisations.

2.1 Les approches théoriques de la validité du BI

Si l'importance de l'interaction entre l'océan et l'atmosphère est connue de longue date, les études théoriques concernant la réponse de l'océan aux forçages météorologiques ont réellement commencé au début du $XX^{ième}$ siècle avec les travaux d'Ekman. Depuis une vingtaine d'années, on constate un regain d'intérêt avec des études plus complexes concernant notamment les hautes fréquences et le type de réponse océanique, barotrope ou barocline. Dans cette partie, nous décrivons brièvement les différentes approches théoriques de la variabilité du baromètre inverse, par ordre chronologique.

D  s 1980, *Willebrand et al.* considèrent la réponse de l'océan aux variations atmosphériques grande échelle, pour les fréquences sub-inertielles uniquement, i.e. les seules ondes qui peuvent exister et se propager sont les ondes de Rossby. L'échelle horizontale de ces variations atmosphériques étant du même ordre de grandeur que la taille des bassins océaniques, ils s'intéressent principalement au piégeage vertical de la réponse océanique, qui est décrit par les équations de Sturm-Liouville (cf. *Philander, 1978*; communication personnelle de *E. Barthelmy, 2000*) : la réponse de l'océan peut donc être fortement piégée non loin de la surface si l'échelle des variations atmosphériques est inférieure à 100 km, ou si l'échelle temporelle de ces variations est soit proche de la période inertielle, soit supérieure à quelques centaines de jours; dans tous les autres cas, la réponse pénètre jusqu'au fond de l'océan et est indépendante de la profondeur (réponse barotrope). Les 3 mécanismes de forçage considérés (tension

du vent, fluctuations de pression, flux dus à la différence de densité de l'eau donc à la flottabilité) génèrent un champ de vitesse verticale à la base de la couche supérieure de l'océan. La baroclinicité du mouvement induit ne dépend que de l'échelle de ce champ de vitesse et non de son origine. Une réponse barocline est observée pour de plus longues périodes $T > 300$ jours, 300 jours correspondant à la plus haute fréquence du premier mode barocline associé à des ondes de Rossby, à la latitude 45° (Willebrand, 1980).

A partir des équations du mouvement intégrées sur la verticale, dans la limite quasi-géostrophique, en négligeant les non linéarités (nombre de Rossby en $O(10^{-3})$) et en introduisant une fonction de courant ϕ (valable pour de petites pentes de la topographie), ils en déduisent l'équation simplifiée de vorticité non visqueuse sur un β -plan, qui fait ressortir trois types de comportements :

- $T \leq 10$ jours : l'effet β est négligeable et il existe seulement des ondes forcées ;
- $10 \text{ jours} < T \leq 30$ jours : l'effet β est important et il existe des ondes de Rossby ainsi que des possibilités de résonances ;
- $T > 30$ jours : la dépendance en temps est négligeable et il y a un équilibre de Sverdrup¹.

Dickman (1988) propose de décrire le forçage de la pression atmosphérique par un potentiel de marée équivalent et donc d'utiliser la théorie des marées dans les océans non globaux (cf. Merriam, 1982). Le potentiel de marée équivalent est alors $V = \frac{-P_a}{\rho}$, où ρ est la densité de l'eau de mer.

La hauteur T de la marée statique dans un océan global, sans gravitation, ni charge est par définition $\frac{V}{g}$ où g est l'accélération gravitationnelle. On retrouve bien la solution baromètre inverse classique : $T = \frac{-P_a}{\rho g}$. En supposant en plus que toutes les variables de marée peuvent s'écrire sous forme de complexes ayant tous la même dépendance en temps (voir Dickman 1988, papier 2), en introduisant le forçage par l'atmosphère dans la solution statique et un frottement de fond linéaire, il résulte que la réponse dynamique de l'océan au forçage barométrique est gouvernée par les équations LTE (*Laplace Tide Equations*). Sans même décomposer le forçage atmosphérique en un potentiel de marées équivalent, on montre facilement que les équations qui gouvernent les mouvements induits par les variations de pression atmosphérique, pour un océan homogène et en approximation 'shallow water', ont exactement la même forme que les équations des marées (Gill 1982).

Il montre que l'océan peut avoir des comportements dynamiques distincts aux périodes inférieures à une semaine : suivant le type (harmonique) du forçage, l'amplitude de la réponse peut s'écarter de plus de 20 % de la réponse statique. Même aux périodes de 2 mois, l'approximation de BI n'est pas suffisamment précise pour des applications visant par exemple, à l'évaluation de la tendance à long terme du niveau de la mer ... Aux périodes annuelles, la réponse océanique s'écarte encore de quelques % de la réponse statique.

Ponte (1990)  tudie la nature de l'ajustement du niveau de la mer au forçage atmosphérique de la pression, pour un océan continûment stratifié de profondeur finie, dans les régions équatoriales et aux moyennes latitudes, à travers des solutions analytiques simples des équations linéarisées, quasi-géostrophiques dans la zone équatoriale et théorie du β -plan aux moyennes latitudes. Un résultat très intéressant est que, bien que le forçage atmosphérique soit totalement compensé au niveau de la surface (réponse BI pour la plupart des échelles), il subsiste des gradients de pression et des courants sous la surface, ce qui prouve que l'ajustement isostatique de la surface se fait dynamiquement. Cette réponse intérieure de l'océan peut être fortement piégée non loin de la surface, ou oscillante sur la verticale et elle est très dépendante de la fréquence et de la longueur d'onde du forçage. Les écarts au BI ont lieu dans une région spectrale étroite, où la structure verticale des solutions s'approche de celle des modes normaux de l'océan : aux moyennes latitudes, il ressort que le nombre de modes r so-

¹La définition de l'équilibre de Sverdrup est donnée dans la terminologie.

nants pouvant être excités pour une fréquence donnée, augmente quand celle-ci diminue. A la résonance, l'ajustement de la surface est infini ; il devient fini et décalé en phase lorsqu'on introduit un terme de frottement de Rayleigh. Le spectre des ondes équatoriales est plus riche qu'aux moyennes latitudes (ondes de Rossby se propageant vers l'Ouest, ondes de Kelvin vers l'Est, ondes de Rossby/de gravité/d'inertie ...), mais de par leur nature piégée non loin de la surface (*McCreary, 1985*), les effets non-isostatiques sont confinés autour de l'Equateur. La stratification verticale introduit l'existence de nouveaux régimes non-isostatiques, proches de chaque mode barocline. Ces effets sont particulièrement importants dans la zone équatoriale. Cependant, ils sont peu probables dans l'océan réel où la topographie variable empêche la mise en place de ces modes verticaux.

Fu et Davidson (1995) examinent jusqu'où les variations de niveau de la mer (α) dues au vent, aux périodes $T \in [30 \text{ jours} .. 1 \text{ an}]$ et pour les échelles spatiales $> 1000 \text{ km}$, peuvent être décrites par la dynamique de la vorticité barotrope linéaire, en s'appuyant sur l'équation de la vorticité barotrope linéaire générale sur le β -plan (ils n'introduisent pas de fonction de courant, donc pas de restriction supplémentaires). Cette équation fait intervenir les termes de :

- la variation de la vorticité relative dans le temps : $\frac{\partial}{\partial t}(\nabla^2\alpha)$,
- l'advection de la vorticité planétaire : $\beta\frac{\partial\alpha}{\partial x}$,
- l'advection de la vorticité induite par la bathymétrie : $-\frac{f}{h}\left(\frac{\partial\alpha}{\partial x}\frac{\partial h}{\partial y} - \frac{\partial\alpha}{\partial y}\frac{\partial h}{\partial x}\right)$,
- le forçage par le rotationnel des vitesses du vent (wind stress curl) : $\frac{f}{\rho g}[\nabla \times \frac{\tau_{ws}}{h}]_z$.

L'advection non-linéaire de la vorticité relative est négligée ; en effet le rapport de ce terme sur le terme d'advection de la vorticité planétaire est donné par le nombre sans dimension $\frac{U}{\beta L^2}$ ², de l'ordre de $\frac{1}{1000}$ dans ce cas. L'autre processus négligé est la génération de vorticité par l'étirement de la colonne d'eau (stretching), qui est proportionnel à $\frac{f^2}{gh}\frac{\partial\alpha}{\partial t}$ qui vaut ici environ 1/100 de la vorticité planétaire (en se basant sur des échelles de 10 jours).

Ils concluent que dans la majeure partie de l'océan mondial, les variations de la dénivellation α à grande échelle et    basse fréquence, ne peuvent pas être entièrement décrites par l'équation de vorticité barotrope : le rotationnel du vent est trop faible pour équilibrer le bilan de vorticité, à l'exception du Pacifique Nord Est et Sud Est, où il équilibre le bilan de vorticité en terme d'équilibre de Sverdrup dépendant du temps et de la topographie, c'est-à-dire d'équilibre entre l'advection de la vorticité planétaire et l'advection de la vorticité induite par la topographie d'un côté, et le forçage par le rotationnel du vent (wind stress curl) de l'autre.

Ponte (1997) propose une étude théorique puis numérique, de la réponse de l'océan global au forçage d'un onde de Rossby-Haurwitz ($T = 5 \text{ jours}$) de pression atmosphérique. Le forçage considéré a des échelles spatiales grandes devant le rayon de déformation de Rossby océanique (ordre de grandeur de 3000 km à la latitude de 30  ) ; il se propage avec une vitesse de phase d'environ 100 m/s, ce qui s'approche de celle des ondes de gravité océaniques et reste comparable à celle des ondes de Rossby barotropes et non dispersives (dans l'approximation du β -plan). Dans ces conditions, une réponse dynamique est probable (*Ponte, 1993*).

Il se place dans le cas simplifié d'une Terre totalement recouverte d'eau et considère les équations LTE (*Laplace Tidal Equations*) sur une sphère, dont les solutions sont discutées par *Longuet-Higgins (1968)*. Pour un océan à fond plat, initialement au repos (  quilibre hydrostatique et $\vec{u} = \vec{0}$) et forcé par des oscillations de P_a , la solution est généralement une onde de la forme $e^{i(s\psi - \sigma t)}$ ³ se propageant zonalement, avec des structures méridionales décrites par les modes de Hough (une combinaison de fonctions de Legendre associées). Ces modes sont orthogonaux et forment une base pour la projection du champ de forçage en pression.

² U :   chelle de vitesse ; L :   chelle de longueur ; Approximation du beta-plan : $\beta = \frac{df}{dy}$

³s : nombre d'onde zonal ; σ : fréquence.

Lorsqu'il introduit la pression atmosphérique, la méthode de solution rejoint celle décrite par Ponte (1990), dans le β -plan équatorial. Pour un forçage grande échelle et haute fréquence, cette théorie suggère donc une réponse forcée, s'écartant de l'équilibre (approximation BI) mais pas nécessairement induite par l'excitation de modes résonnants. De plus, l'apparition de ces signaux dynamiques est sensible au numéro du mode de Hough considéré : la réponse devient rapidement isostatique pour un mode élevé donc des échelles spatiales plus courtes. La présence de terres émergées peut gêner la mise en place de la réponse statique et donc changer le caractère des solutions forcées, en augmentant la probabilité d'exciter des modes résonnants locaux. Les résonnances globales sont inhibées par la prise en compte d'une bathymétrie réaliste.

Wunsch et Stammer (1997) examinent en détail la théorie de la réponse au forçage de la pression de surface, d'un océan autrement au repos (équilibre hydrostatique et vitesses nulles), stratifié de façon stable, dans les limites du β -plan (basses fréquences, fréquence $\ll f$) et du f -plan (hautes fréquences, $\beta \rightarrow 0$ et fréquence $> f$). Ils se basent sur les équations des petits mouvements (*Gill, 1982*).

Dans le cas entièrement stratifié, *Wunsch et Stammer (1997)* font apparaître une réponse de l'océan entièrement barotrope, ce qui signifie qu'un modèle de fluide homogène suffit pour étudier efficacement la réponse de l'océan au forçage de la pression atmosphérique.

En outre, leur approche montre qu'en eaux profondes, un océan de profondeur finie a une réponse statique (BI) au forçage de la pression atmosphérique, pour toutes les fréquences et nombres d'onde du forçage à l'exception des cas particuliers définis ci-dessous :

- phénomène de résonnance des ondes de Rossby et/ou des ondes internes de gravité se produisant au voisinage immédiat des courbes de dispersion des ondes barotropes, ou de celles des mouvements baroclines satisfaisant la condition de surface libre. L'amplitude du mouvement barotrope dépend de la largeur de bande du forçage et des taux de dissipation considérés. Aux basses fréquences, seuls les mouvements atmosphériques vers l'ouest ont excité une telle réponse.
- pas de réponse de la surface dans deux zones étroites définies par le cercle de Longuet-Higgins $\gamma^2(\infty) = 0$ (où γ^2 est une constante de séparation des variables x, y, t d'un côté et z de l'autre) qui correspond au cas d'ondes de Rossby barotropes avec approximation de toit rigide; et par le cercle $\gamma^2 = \gamma_n^2$, qui correspond aux modes baroclines des ondes de Rossby/gravité toujours dans l'approximation de toit rigide.

Ces deux cas peuvent s'interpréter comme une défaillance du niveau de la mer pour répondre à une certaine fréquence, alors qu'il réagit fortement à une fréquence voisine.

Le cas de frontières latérales fermées et réfléchissantes introduit bien sûr de nouvelles fréquences de résonnance, qui restent difficiles à déterminer analytiquement, et même numériquement, dans des cas de côtes et de topographie réalistes.

Platzman et al. (1972, 1981) ont calculé les modes barotropes basses fréquences de l'océan avec une topographie réaliste; ils ont trouvé des modes localisés essentiellement sur les gradients de topographie et très sensibles aux détails. Les pentes de la topographie introduisent des ondes de Rossby topographiques.

Un $N(z)$ (fréquence de Brünt-Vaïšälä) non uniforme donne des solutions qualitativement identiques à $N=\text{constante}$, avec un mode barotrope ayant un déplacement vertical encore quasiment linéaire en fonction de la profondeur (dans le cas profondeur finie). Ce comportement est une conséquence du comportement général du problème de Sturm-Liouville.

2.2 Les modèles numériques développés à ce jour pour le problème du BI

Les caractéristiques toujours plus performantes des ordinateurs permettent aujourd'hui de considérer des modèles de plus en plus complets avec des représentations détaillées de la dynamique physique, des paramètres toujours plus nombreux et la possibilité de faire des simulations à l'échelle globale. L'utilisation de modèles numériques permet donc de prendre en compte des effets complexes comme :

- l'effet des côtes
- l'effet de la topographie,
- les effets non-linéaires,
- les effets d'un forçage spatialement inhomogène et/ou non-stationnaire

Bien que plus ou moins réalistes, il faut tout de même garder à l'esprit que ces modèles représentent toujours une situation simplifiée. Les principaux points d'évolution d'un modèle à l'autre sont dus, entre autres, au choix du type de modèle, barocline ou barotrope, à la prise en compte d'une bathymétrie et de lignes de côtes réalistes ou plus grossiers, à la paramétrisation des phénomènes physiques, au choix des coefficients de viscosité et de frottement les plus judicieux et aux différents mécanismes de forçage considérés.

Dans cette partie, nous allons présenter brièvement les différents modèles développés jusqu'à ce jour, puis les résultats qu'ils ont permis d'obtenir, en fonction du forçage considéré. Enfin nous parlerons de l'influence de la dissipation (viscosité et frottement) et de la topographie dans ces modèles.

2.2.1 Présentation des différents modèles

Choix d'un modèle barotrope

Les différents modèles développés sont pour la plupart des modèles barotropes résolvant les équations 'shallow water', qui sont en fait les équations de Navier-Stokes intégrées sur la colonne d'eau, sous les hypothèses d'incompressibilité, d'hydrostaticité et de fluide homogène. Ces équations résolvent les ondes de gravité de surface qui déplacent l'interface air-mer et qui sont caractérisées par une grande longueur d'onde (de l'ordre de la centaine au millier de km) et une vitesse de propagation en $c = \sqrt{gH}$, où H est la profondeur de l'océan, soit environ 200 m/s pour une profondeur moyenne de 4000 m. Les ondes dont la longueur d'onde est petite devant la profondeur (vagues, ondes de capillarité) sont donc négligées dans ces équations.

L'hypothèse barotrope n'est pas totalement injustifiée ; en effet, les solutions analytiques sur le f-plan, de Wunsch (1972), montrent que l'effet de la stratification est faible quand on considère des forçages d'échelle spatiale plus grande que le rayon de déformation de Rossby.

Willebrand et al. (1980) ont d'abord testé un modèle barocline à plusieurs niveaux, avec une stratification de l'océan réaliste. La réponse alors obtenue est totalement indépendante de la profondeur, pour les périodes de 1 jour à 200 jours considérées, sauf dans la couche d'Ekman de surface. A la vue de ces résultats, ils sont donc passés à un modèle barotrope à 2 dimensions, basé sur les équations 'shallow water' en coordonnées sphériques.

Fukumori et al. (1998) utilisent un modèle barocline à 12 niveaux (Modular Ocean Model développé par le Laboratoire de dynamique des fluides géophysiques de la NOAA, Pacanowski et al., 1991), forcé par des vents journaliers et des flux de chaleur climatologiques. Leurs ré-

sultats sont similaires à ceux de *Willebrand* : Ils montrent que la variabilité induite par le vent est plutôt barocline dans les Tropiques et, largement barotrope aux plus hautes latitudes.

Des mesures de pression à la surface et au fond de l'océan au niveau de l'Atlantique équatorial (mesures de l'ORSTOM et données ACCLAIM utilisées par *Mathers, 2000*) prouvent à travers leur cohérence, à la fréquence de 5 jours, que la réponse de l'océan, au moins à cet endroit, est barotrope (i.e. les changements se font à travers toute la colonne d'eau), ce qui appuie encore le choix du modèle barotrope.

D'un autre côté, cette dynamique barotrope empêche le traitement des signaux reliés aux changements stériques, à la variabilité turbulente près des frontières Ouest des bassins ou à tout autre processus barocline.

Remarquons que si on considère les données altimétriques T/P ($\Delta t = 10$ jours), ces signaux baroclines ayant leur maximum d'énergie aux périodes T longues comparées à Δt ($T \gg 10$ jours), ils sont largement atténués par les traitements aux points de croisement et/ou collinéaire : les comparaisons entre le modèle et les données restent donc significatives (*Gaspar et Ponte, 1997*).

Présentation des différents modèles barotropes

Un modèle intéressant de la réponse de l'océan au forçage atmosphérique, pression ou/et vent, a été développé par R. Ponte, dès 1991. Il considère un modèle barotrope 'shallow water' avec des mouvements à grande échelle et pour des périodes de 1 jour à 1 an. L'océan Arctique n'est pas pris en compte et est remplacé par un mur solide à $65^\circ N$. Le modèle a évolué avec la prise en compte d'une topographie et de côtes réalistes, d'une grille plus fine, de modèles de dissipation différents (échelles temporelles d'amortissement variant entre 3 et 23 jours). Les résultats optimaux ont été obtenus avec un frottement linéaire $\frac{b}{h} \vec{u}$ et un coefficient $b=2$ cm/s, ce qui est très fort.

Une autre sorte de modèles résout les équations de la marée, comme celui utilisé par *Mathers (2000)* qui est en fait une adaptation du modèle de marées et de tempêtes développé par *Flather (1988, 1993)* et *Tsimplis et al. (1995)*. Ce modèle calcule 14 composantes de la marée, dont en particulier l'onde semi-diurne M2. La bathymétrie est issue de la base de données digitales DBDB5 (voir *Plummer, 1991*). L'océan Arctique n'est pas considéré et est remplacé par une frontière ouverte à 72° Nord (*Flather, 1988*). La condition aux frontières ouvertes est telle que l'énergie puisse s'échapper vers le Nord ; il n'y a pas de réflexion. La dissipation est modélisée par un terme de frottement sur le fond quadratique (Chézy=0.003) et une viscosité turbulente horizontale très élevée ($10^6 m^2 s^{-1}$).

Egbert et Ray (2000) se basent sur les équations de Laplace, modifiées afin d'y inclure une Terre élastique et un océan auto-gravitationnel ('self-gravitating') avec assimilation de données T/P. Ils ont pris un terme de frottement linéaire avec un coefficient de Chézy variant de 0.0 (pas de dissipation due au frottement) à 0.03 (frottement très fort, valeur peu usuelle). Il apparaît des zones de dissipation locale négative, qui ne sont pas physiquement correctes, mais qui sont un indicateur de la qualité des schémas d'assimilation utilisés. Une dissipation positive est obtenue lorsque les valeurs locales sont intégrées sur de plus larges régions océaniques ; les deux tests donnent alors des répartitions similaires : la forte dissipation attendue dans les zones peu profondes est bien présente, et les deux simulations montrent l'existence d'une dissipation significative dans l'océan profond, dans l'Océan Pacifique (Hawaï, archipel des Tuamotu, entre le sud du Japon et la Nouvelle-Zélande), à l'Ouest de l'Océan Indien

au Nord (montagne sous-marine des Mascariènes) et au Sud de Madagascar, sur la dorsale sous-marine de l'Atlantique Nord. Ces zones de forte dissipation dans l'océan profond correspondent à des zones de forts gradients de topographie où il y a génération et propagation d'ondes internes induites par la marée barotrope, et qui sont maintenant reconnues pour contribuer fortement à la dissipation de la marée barotrope (environ 25-30% de la dissipation barotrope totale).

Hughes et Stepanov (personal communication, 2002) utilisent une nouvelle version barotrope du modèle OCCAM (Ocean circulation and Climate Advanced Modeling Project, *Webb et al. 1997*). Il a été développé sur la base du code 'GFDL Modular Ocean Model' auquel a été rajoutée une surface libre (*Killworth et al., 1991*). Le modèle couvre l'océan global à travers deux systèmes de coordonnées : la grille principale s'étend sur tout l'océan mondial à l'exception de l'Atlantique Nord et de l'Arctique ; la seconde grille a deux pseudo-pôles sur l'équateur, dans le Pacifique et l'océan Indien, ce qui permet de couvrir le Pôle Nord sans le problème de la convergence des méridiens. Les deux grilles communiquent sur l'Atlantique équatorial et à travers le détroit de Béring grâce à un modèle simple de canal ('simple channel model'). Les équations du modèle sont les équations 'shallow water' classiques. Le frottement sur le fond est approximé par une loi quadratique et modulé par le gradient de la topographie sous-marine.

Les termes non linéaires

Les termes non linéaires viennent du terme d'advection. Ils ne font que transporter l'énergie (pas de création ni de dissipation), leur moyenne sur le bassin doit donc être nulle. Ceci a été vérifié pour les équations 'shallow water'. Les non-linéarités sont donc généralement négligées. De plus les vitesses barotropes assez faibles, et les grandes échelles horizontales du mouvement océanique impliquent des nombres de Rossby très faibles. La nature stochastique du forçage implique en outre un temps de corrélation locale de quelques jours seulement.

Les conditions aux limites

Les conditions aux limites classiques sont :

- pas de flux normal aux côtes ;
- conditions cinématiques au fond et à la surface, $w = -U_h \cdot \nabla_h H$ en $z=-H$ (relation entre la vitesse verticale w et la pente de la topographie, condition d'imperméabilité), et $w = \partial_t \alpha + U_{hz=\alpha} \cdot \nabla \alpha$ en $z=\alpha$;
- les frontières ouvertes (ou les frontières artificielles du maillage) sont gérées différemment suivant les auteurs : soit elles sont remplacées par un mur solide (*Ponte, 92*) avec une condition de réflectivité à la surface, soit par une frontière ouverte avec une condition à la limite telle que l'énergie puisse s'échapper (*Mathers, 2000*).

Souvent, l'Océan Arctique n'est pas pris en compte afin d'éviter la nécessité d'avoir des pas de temps trop petits à cause de la convergence des méridiens aux pôles. Il est alors remplacé par un mur solide à environ 65°N (*Ponte, 1992*), ou une frontière ouverte (*Mathers, 2000*). Afin de résoudre ce problème numérique en excluant le point singulier, *Hughes et Stepanov (communication personnelle, 2002)* utilisent un autre genre de discrétisation spatiale avec deux grilles, dont l'une ayant deux pseudo-pôles ; les deux grilles communiquent au niveau de l'équateur dans le Pacifique et au niveau du détroit de Béring.

La résolution spatiale

Les modèles cités ci-dessus ont tous une résolution spatiale assez faible, qui va de $1^\circ \times 0.7^\circ$ pour le modèle de *Willebrand (1980)* sur l'Atlantique Nord, $1.125^\circ \times 1.125^\circ$ pour le modèle de *Ponte (1992)* à une résolution de $1^\circ \times 1^\circ$ utilisée par *Mathers (2000)* et *Hughes et Stepanov (2002)*. Avec de telles grilles, on ne peut repérer les mouvements de longueur d'onde $\lambda \geq 2\Delta X$, soit 200 km. Cela n'est pas un handicap pour un modèle barotrope, puisque les longueurs d'ondes recherchées sont de l'ordre de plusieurs centaines de km, voire plus de 1000 km. Par contre, une résolution spatiale trop large ne permet pas de résoudre précisément les ondes piégées par la bathymétrie ($\lambda \simeq 150$ km), ni même la variabilité près des côtes qui est caractérisée par des échelles de temps et d'espace plus petites.

2.2.2 Les résultats de ces modèles

Les résultats obtenus avec ces différents modèles sont qualitativement assez homogènes. La variabilité non-isostatique du niveau de la mer dépend fortement de la localisation géographique et des échelles de temps considérées, ϵ (la partie dynamique de la réponse de l'océan définie par *Gill (1982)* : $\epsilon = \alpha - \alpha^{ib}$) étant plus fort aux hautes latitudes. Les théories 'shallow water' et quasi-géostrophique s'accordent sur ces points.

De plus, l'effet du vent ne doit pas être négligé, notamment à cause du fait que pression et vent sont très liés, les différences de pression induisant des vents. Par ailleurs, rappelons qu'à l'Equateur, les différences de pression nécessaires à la création d'un vent d'une certaine force sont plus faibles qu'aux hautes latitudes. On décompose donc plutôt le signal océanique forcé par la météorologie, en la somme d'un signal BI pur, d'un signal dynamique dû à la pression et d'un signal dynamique dû au forçage du vent :

$$\alpha = \alpha^{ib} + \alpha_{pression} + \alpha_{vent}$$

Forçage par un champ de pression à 5 jours :

Ponte (1996) a analysé la réponse de l'océan global à un signal de pression associé au mode atmosphérique de Rossby-Haurwitz à la période de 5 jours, avec son modèle 'shallow water' décrit plus haut (*Ponte, 91*). Un signal non-isostatique important apparaît dans tous les cas étudiés, même lorsque la théorie (solutions LTE) prédit une réponse BI. Cette réponse non-isostatique du modèle a une nature forcée plutôt que résonnante, due aux hautes fréquences et aux grandes longueurs d'onde du forçage ainsi qu'à la présence de terres émergées qui interfèrent dans l'ajustement du champ de masse global. Ses solutions les plus fortement amorties sont les plus proches des observations. Ce signal dynamique forcé est similaire à une oscillation couplée entre les océans Atlantique et Pacifique.

La figure 2.1 (figure 3, *Ponte 1997*) donne la répartition de l'amplitude et de la phase du niveau de la mer à la période de 5 jours : α a des amplitudes plus fortes aux hautes latitudes et un signal de phases grande échelle qui se propage vers l'Ouest, surtout dans le Pacifique. Dans l'Atlantique Nord cette propagation se fait aussi vers le Sud. Dans le Sud des Océans la phase a un comportement plus complexe avec de petites échelles, et plusieurs points amphidromiques, ce qui est corroboré par *Mathers (2000)*.

Les figures 2.2 et 2.3 (figures 7 et 4, *Ponte 1997*) donnent les caractéristiques du signal dynamique ϵ à 5 jours dans le cas d'un océan à fond plat et d'une topographie réaliste. On

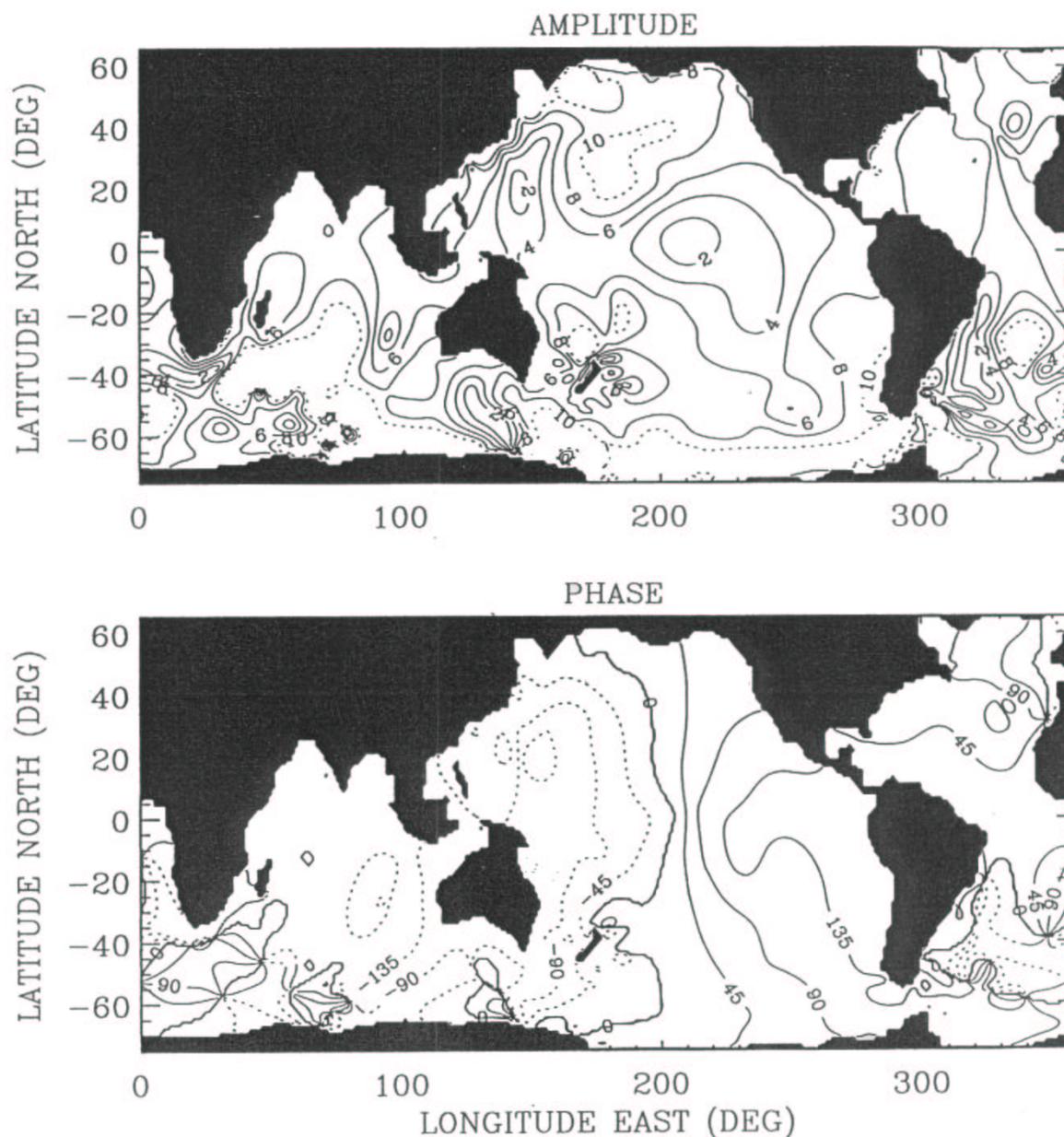


FIG. 2.1 – Amplitude (mm) et phase (deg) du niveau de la mer calculé par le modèle, à la période de 5 jours, et avec un coefficient de frottement linéaire $b=0.1$ cm/s (figure 3, Ponte 1997)

remarque que la prise en compte d'une bathymétrie réaliste introduit des structures significatives : celles-ci sont induites par la distortion des contours $\frac{f}{h}$ et la possibilité d'excitation d'ondes topographiques. Quoi qu'il en soit, on retrouve globalement la répartition géographique grande échelle du cas à fond plat, sur la figure 2.3.

Forçage par la pression atmosphérique seule :

L'étude de Ponte (91,92) ne tient compte que du forçage de la pression atmosphérique et elle montre que :

- plus le forçage a de courtes échelles de temps et de grandes échelles spatiales, plus la réponse de l'océan tend à être non-isostatique,
- quand les vitesses de phase des perturbations dues au forçage atmosphérique et celles

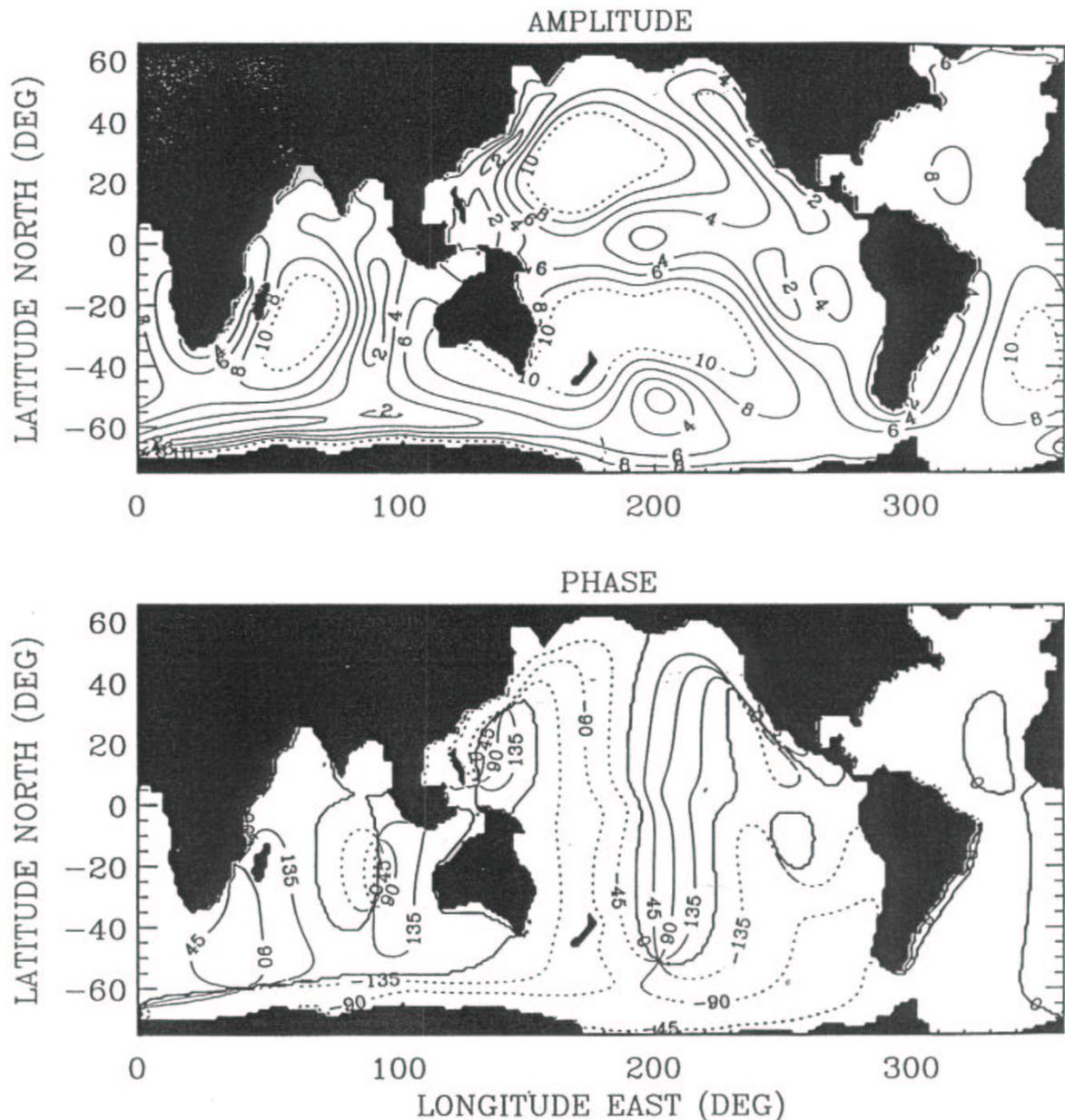


FIG. 2.2 – Amplitude (mm) et phase (deg) de ϵ dans le cas d'un océan à fond plat, d'une profondeur de 4000 m (figure 7, Ponte 1997)

des ondes barotropes deviennent comparables, la masse océanique ne peut pas s'ajuster assez rapidement vers un équilibre isostatique parfait et la réponse de l'océan est alors non-isostatique.

Les expériences Nord Atlantique et Nord Pacifique (Ponte, 1991) donnent des ϵ moyennés sur les bassins de l'ordre de :

- quelques % pour des périodes $T > 1$ semaine,
- 5% -20% pour des périodes $2 \text{ jours} \geq T \geq 1 \text{ semaine}$,
- l'approximation baromètre inverse n'est plus valable pour des périodes $T \leq 2$ jours, ainsi que près des frontières.

Il constate aussi que l'océan s'écarte plus largement de l'approximation BI dans le Pacifique que dans l'Atlantique, résultat qui sera corroboré par l'étude de Mathers (2000).

A une échelle globale, ce même modèle (Ponte, 1992) fait ressortir l'excitation de modes nor-

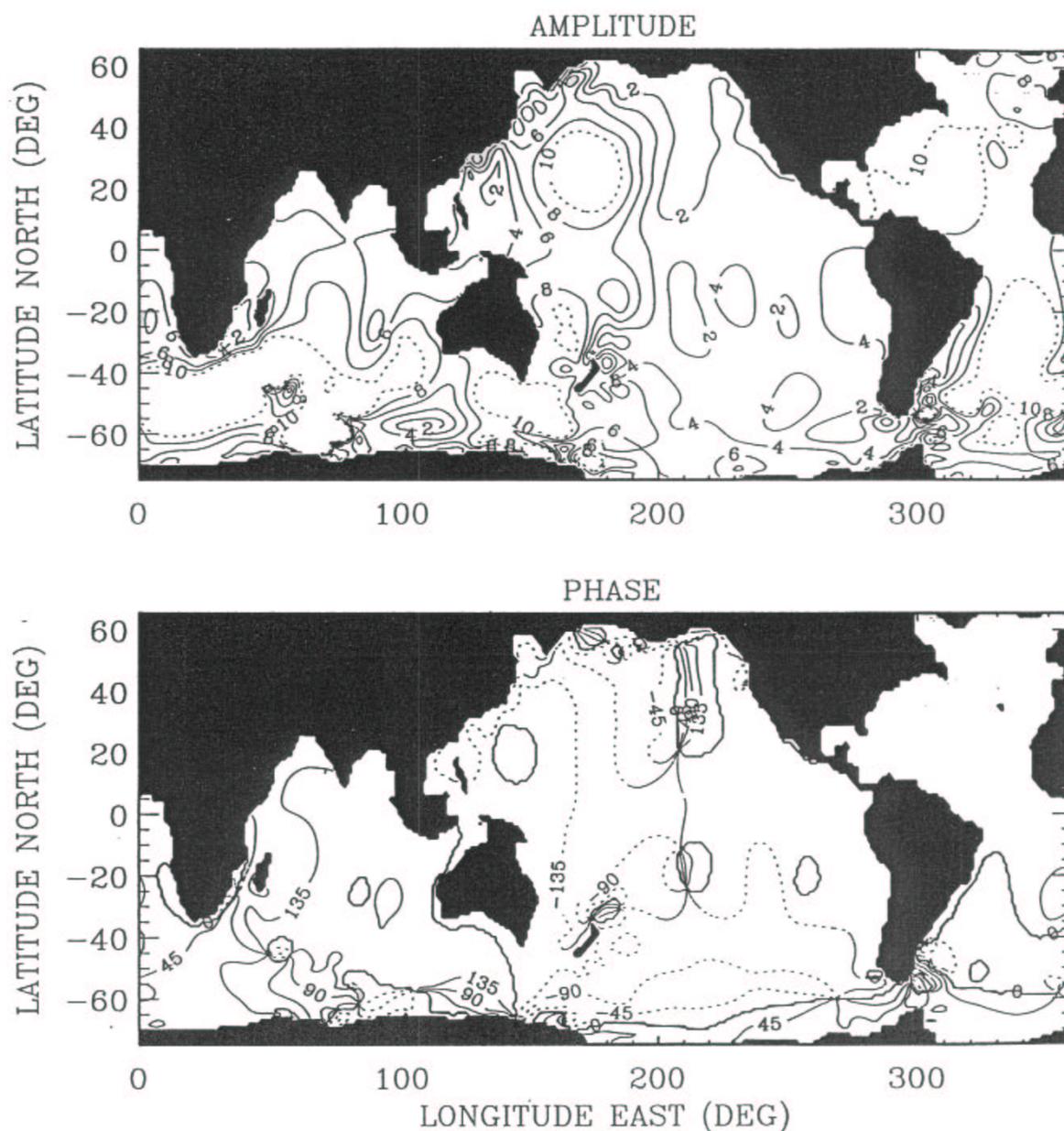


FIG. 2.3 – Similaire à la figure 2.1 mais pour le signal dynamique ϵ (figure 4, Ponte 1997)

maux à haute fréquence et à grande échelle.

Forçage par le vent seul :

Le modèle de *Willebrand et al. (1980)* a permis d'étudier la réponse de l'océan au forçage du vent seul, avec des champs de vent à 12 heures. Les ondes planétaires (propagation des phases vers l'Ouest) constituent la partie dominante de la réponse de ce modèle à des vent fluctuants (la moyenne temporelle en chaque point de grille a été retranchée au champ de forçage du vent, et les échelles inférieures à 100 km ont été lissées). L'absence de fluctuations aux petites échelles dans le forçage induit que cette réponse est indépendante de la profondeur aux périodes comprises entre 1 jour et 6 mois. Notons que les cartes des rms des sorties du modèle (vitesses et dénivellation) ne se superposent pas exactement à celles du forçage, ce qui signifie que les processus non-locaux doivent jouer un rôle important. La cohérence locale

entre les signaux océaniques et atmosphériques est quasiment inexistante dans ces simulations, probablement à cause de la structure de la réponse océanique (ondes), de la variabilité stochastique du forçage atmosphérique et des inhomogénéités dans le champ de vent et dans la topographie sous-marine.

Le modèle de *Fukumori et al. (1998)* est forcé par des vents journaliers et des flux de chaleur climatologiques (mensuels) sur deux ans (Janvier 1992-Janvier 1994). Le premier résultat est que la variabilité induite par le vent est plutôt barocline dans les Tropiques et largement barotrope aux plus hautes latitudes. Le second résultat intéressant de cette étude est une amplification des changements barotropes océaniques induits par le vent au niveau des plaines abyssales du sud des océans, probablement due à la mise en place de modes résonnants des ondes planétaires dans les bassins semi-fermés par des discontinuités de la vorticité potentielle ($\frac{f}{H}$). Il montre aussi que les changements barotropes du niveau de la mer sont dominés par les hautes fréquences, plus de la moitié de la variance totale étant contenue dans la bande des fréquences inférieures à 20 jours, ce qui correspond à la répartition en fréquences du spectre du rotationnel de la tension du vent ('wind stress curl').

Forçage par la pression atmosphérique et par le vent :

Le modèle de *Ponte (1994)* sur l'Atlantique Nord suggère que les variations de niveau de la mer dues à la pression et celles dues au vent sont anti-corrélées et que cette anti-corrélation dépend de la localisation et de la bande de fréquence considérée. Il montre aussi que pour les périodes $T < 3$ jours, $\alpha_{pression}$ contribue significativement à la partie dynamique du signal et ne peut donc pas être négligé devant α_{vent} . Les signaux dynamiques aux plus longues périodes sont essentiellement associés aux fluctuations dues au vent. Une remarque importante est que la réponse de l'océan au forçage du vent implique à la fois le caractère local et non-local du champ de forçage.

Ce modèle permet d'étudier les signaux grande échelle directement forcés par le vent et la pression aux échelles de temps du jour à la saison, aux moyennes et aux hautes latitudes. Cependant ses limitations viennent de sa grille aux différences finies faible résolution ($1.125^\circ \times 1.125^\circ$), des zones côtières qui ne sont pas précisément représentées et des frontières nord et sud qui sont approximées par un mur solide.

Mathers (2000) donne des moyennes du coefficient de baromètre inverse calculé par son modèle global, sur des bandes de 10° de latitude, et pour trois gammes de fréquences : à 4-6 jours, pour lesquelles les écarts au baromètre inverse sont connus (*Luther, 1982; Woodworth, 1995*), à 11-15 jours, et à 20-30 jours où la réponse BI est en général une bonne approximation de la réponse réelle (*Fu et Pihos, 1994*; cf. figure 2.4).

Il apparaît que le vent semble avoir pour effet d'augmenter le coefficient de baromètre inverse. Ainsi les résultats de la simulation incluant le vent et la pression montrent des structures très similaires à celles obtenues avec la simulation n'incluant que la pression aux très hautes fréquences (4-6 jours), avec un fort écart au BI dans la zone intertropicale. Le fait que la réponse de l'océan s'éloigne du BI aux périodes plus courtes, est dû à la dominance de la réponse dynamique du niveau de la mer aux modes propres des bassins, qui ont des périodes propres de quelques jours (*Gill, 1982*).

Si on considère les plus basses fréquences (11-15 jours puis 20-30 jours), on note des écarts grandissants entre les 2 simulations (Pression et Pression et Vent). A 20-30 jours, la majeure partie des océans se comporte en baromètre inverse, comme le suggèrent aussi les analyses de données marégraphiques faites par le même auteur.

Notons que dans les Tropiques, le signal de pression est faible et le niveau de la mer répond

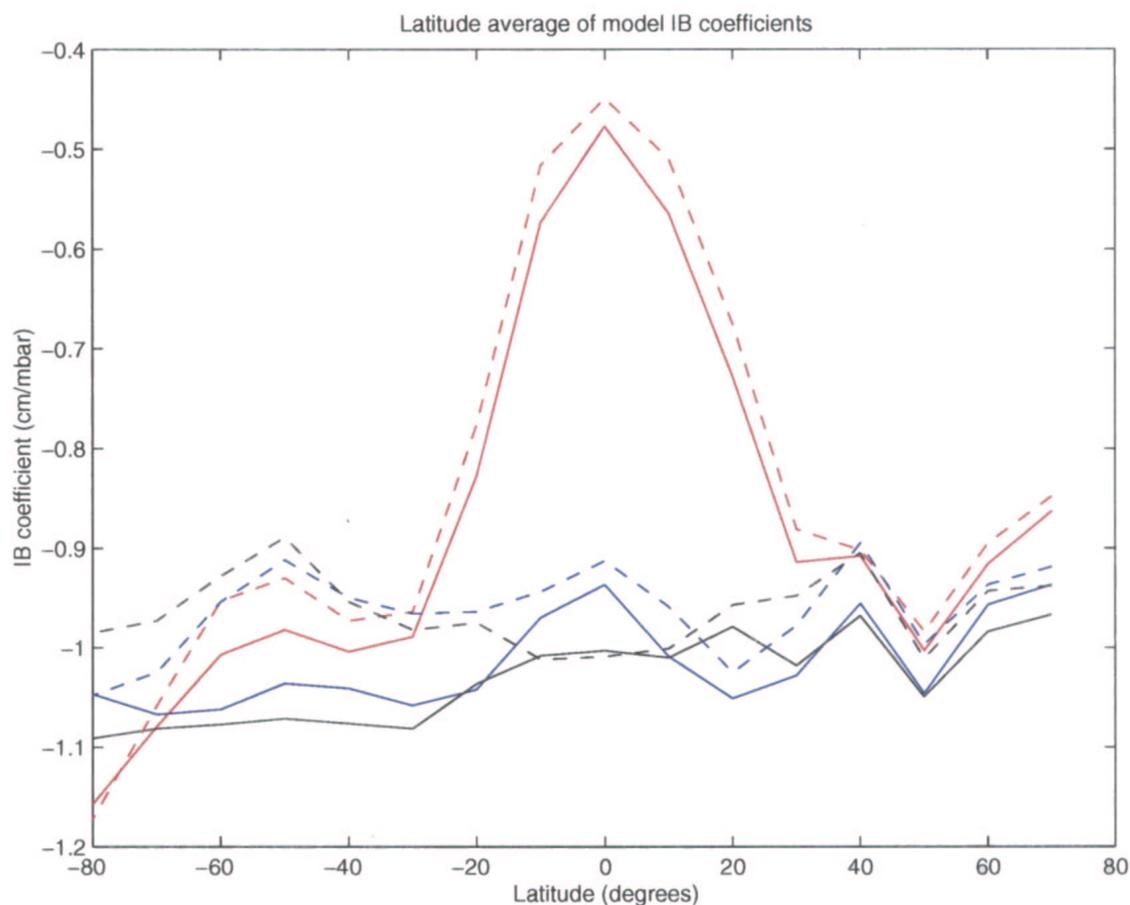


FIG. 2.4 – Moyenne du coef. de BI sur des bandes de latitudes de 10° en cm/mbar. Le rouge note les fréquences de 4-6 jours ; le bleu celles de 11-15 jours et le noir celles de 20-30 jours. Les lignes pleines donnent les résultats des runs pour la pression seule et les pointillés pour la pression plus le vent (*Mathers, 2000*)

essentiellement au forçage du vent qui est dominant ; l'effet baromètre inverse est donc caché par cette réponse (*Fu et Pihos, 1994*).

Afin d'établir une comparaison avec les résultats de *Fukumori (1998)*, *Mathers (2000)* a étudié plus précisément deux points situés dans le Sud des Océans ($108^\circ\text{E}/53^\circ\text{S}$ et $100^\circ\text{W}/60^\circ\text{S}$). Ses résultats sont en contradiction par rapport à ceux de *Fukumori*, qui trouve une variabilité dominée par le périodes $T \geq 30$ jours, mais en accord avec ceux de *Gaspar et Ponte (1999)*, qui trouvent de l'énergie essentiellement aux périodes de 5-10 jours.

Les écarts au BI dans le sud des océans, sont dus à une forte anti-corrélation entre les variations de niveau de la mer dues à la pression atmosphérique et celles dues au forçage du vent (*Ponte, 1994* ; *Fu et Davidson, 1995*), et à des effets du vent prédominants dans ces régions : le Courant Circum Polaire Antarctique (CCA) est contrôlé par les vents. Notons aussi que la topographie sous-marine influence fortement la réponse océanique au forçage du vent dans ces zones, à travers la mise en place de modes résonnants au niveau des contours $\frac{f}{H}$ (*Fukumori et al., 1998*).

Les limitations du modèle global de *Mathers (2000)* sont une grille différences finies trop large ($1^\circ \times 1^\circ$), un océan Arctique non pris en compte dans les simulations, ainsi qu'une dissipation visqueuse très forte.

2.2.3 L'influence de la viscosité, du frottement

Les modèles cités précédemment, qui sont des modèles barotropes grande échelle, sont généralement très visqueux, avec un océan assimilé à de la 'mélasse'. Par exemple, *Willebrand et al. (1980)* ont pris des coefficients de viscosité turbulente horizontale égaux à $5.10^5 m^2 s^{-1}$ et $1.5.10^6 m^2 s^{-1}$, *Gaspar et Ponte (1997)* ont choisi $1.10^6 m^2 s^{-1}$, tout comme *Mathers (2000)*. Ces valeurs très fortes sont totalement irréalistes pour un océan réel, mais elles sont nécessaires pour obtenir des résultats comparables aux observations. En fait, cela s'explique par le fait que ces modèles ont une physique parfois inadéquate, avec un manque de paramétrisation de certains phénomènes importants comme les marées internes, les processus baroclines ... Le passage du mode barotrope au mode barocline en présence d'une topographie tourmentée est en fait un mécanisme majeur de la dissipation de l'énergie du mode barotrope *Munk et Wunsch (1998)*. *Egbert et Ray (2000)* suggèrent même que les marées fournissent la moitié de l'énergie de mélange nécessaire à maintenir la circulation thermohaline grande échelle de l'océan, soit environ 1TW. Ces faiblesses dans la modélisation physique sont donc masquées par une forte viscosité.

Willebrand et al. (1980) ont choisi un coefficient de viscosité de $5.10^3 m^2 s^{-1}$ pour des raisons de stabilité numérique. Ils ont réalisé une étude de la sensibilité du modèle à la viscosité horizontale : Pour des valeurs de ce coefficient de viscosité différentes ($5.10^3 m^2 s^{-1}$ et $1.5.10^4 m^2 s^{-1}$), les spectres sont significativement modifiés seulement aux fréquences propres du bassin. Les ondes forcées haute fréquence ne sont pas affectées par ces variations. Aux basses fréquences, les niveaux d'énergie sont légèrement plus faibles quand le coefficient de viscosité est plus fort, ce qui est probablement dû à la dissipation des ondes de Rossby de courtes longueurs d'onde (vitesses de groupe vers l'est).

Ils ont aussi testé différents types de frottement sur le fond dans les équations 'shallow water' :

- frottement linéaire,
- loi de frottement bi-harmonique.

À l'exception de quelques différences, qui résultent des différents taux d'amortissement des petites et des grandes échelles, la structure de l'océan reste inchangée; ce qui paraît normal puisque le frottement n'est pas un mécanisme dominant de ce système. Donc le caractère qualitatif des résultats ne dépend pas fortement du coefficient de frottement, ni même du modèle de frottement utilisé.

Ponte (1992) utilise un terme de frottement linéaire de la forme $-\frac{b}{h} \vec{u}$, avec $b=0.4$ cm/s, ce qui correspond à un temps d'amortissement de 1-2 semaine (soit un fort frottement de fond), qui permet d'approximer les petites échelles d'amortissement. Ce modèle de frottement, généralement utilisé pour des écoulements barotropes sur un océan de profondeur variable (*Schwiderski, 1980*), augmente la dissipation par frottement dans les zones de petits fonds par rapport à l'océan profond. Des tests sur différentes valeurs de b , 0.5 cm/s ($T_{amortissement} \simeq 9$ jours) et 0.05 cm/s ($T_{amortissement} \simeq 90$ jours), suggèrent une faible dépendance des résultats par rapport au frottement, pour les périodes $T > 2$ jours : les différences des α vont de 1-2 cm rms sur la majeure partie de l'océan à 4-5 cm rms près des frontières principalement aux hautes latitudes. Si on moyenne les α sur 2 jours, ces valeurs ne sont plus que de 1 cm dans le Sud des océans. Aux périodes $T < 2$ jours, le taux d'amortissement influe sur l'amplitude des modes normaux haute fréquence excités dans le bassin, avec pour le cas le moins amorti, une forte variabilité de α visible surtout près des cotes. Un fort frottement correspond donc à un régime faiblement non-isostatique.

Un coefficient $b=1$ cm/s donne une distribution similaire des amplitudes mais avec des pics plus faibles. La plupart des structures de phases petites échelles ont disparues par rapport aux cas de plus faible b , et l'homogénéité grande échelle de ce signal dynamique est claire

(*Ponte, 1997*).

Ponte (1992) a aussi testé l'effet d'une viscosité Laplacienne de $1.10^4 m^2 s^{-1}$, qui s'avère négligeable, sans doute à cause de la taille des mailles utilisées (1.125°) et donc de la structure grande échelle et spatialement lissée de la variabilité de α .

Après de nombreux tests, il a obtenu les meilleurs résultats, en comparaison avec l'altimétrie et des études antérieures, avec un coefficient de frottement très fort, $b=2$ cm/s, et avec une viscosité nulle (*communication Ponte, 2000; Hirose et al., 2002*). *Hirose et al. (2002)* montrent aussi l'intérêt de paramétrer la dissipation par frottement sur le plancher océanique en fonction de la rugosité du fond océanique et principalement des forts gradients de la topographie.

Remarque 1 : Notons que quel que soit le choix de b , les temps d'amortissement correspondants sont largement supérieurs aux échelles de temps caractérisant l'ajustement barotrope (quelques jours); cela explique pourquoi les régimes des solutions considérées ne sont pas dominés par l'effet du frottement; elles sont non-dissipatives. De plus, ces échelles d'amortissement de quelques jours sont comparables (ou inférieures) au temps qu'il faut à une onde de Rossby pour faire un aller-retour dans les bassins, ces modes ne sont donc pas favorisés dans ces modèles, d'où l'absence de résonance basse fréquence.

Remarque 2 : La dissipation numérique est implicite à travers l'inclusion d'un faible temps d'amortissement. Le bruit aux périodes de l'ordre de quelques pas de temps (quelques minutes) est amorti, tandis que les échelles de temps qui nous intéressent ne sont pas touchées.

Mathers (2000) a réalisé des tests pour quantifier la dissipation dans son modèle, qui est très proche de celui de *Ponte*. Tout d'abord une simulation n'incluant que la marée (pas de forçage atmosphérique) donne de forts taux de réduction de la variabilité, ce qui indique que ce modèle est fortement amorti. Les résultats du modèle sont qualitativement comparables à ceux de *Luther (1982)*, caractérisé par un très fort amortissement, et de *Woodworth et al. (1995)*. Elle utilise un terme de frottement quadratique ($\text{Chézy}=0.003$), une viscosité turbulente horizontale très forte $1.10^6 m^2 s^{-1}$, et inclut un traitement statistique à l'échelle sous-grille du frottement (proposé par *Woodworth*).

Un premier test a consisté à réduire le coefficient de frottement sur le fond à 0.0018 : Pour les périodes de 4-6 jours, la structure est similaire à celle de la simulation initiale, avec de forts écarts au BI dans le Sud des océans. Pour les périodes de 11-15 jours, l'effet du frottement plus faible est visible, surtout dans les Tropiques (α plus haut). Hors des Tropiques et principalement autour des côtes, α s'écarte de la réponse BI, ce qui est une conséquence directe du plus faible frottement utilisé. Un deuxième test a été réalisé avec une viscosité 100 fois plus faible : il en résulte un rapport $\frac{\alpha}{P_{atm}}$ très fort dans les Tropiques et dans les zones extra-Tropicales, d'où le choix de $10^6 m^2 s^{-1}$ qui semble plus approprié.

Remarque 3 : Le frottement sur le fond est le mécanisme de dissipation dominant aux hautes fréquences (*Ponte, 97*), tandis que la viscosité devient un paramètre plus important aux basses fréquences (*Kantha, 98*). Même si la dissipation n'est pas un mécanisme majeur dans ces différents modèles, ces effets dissipatifs, parfois de forte amplitude, restent essentiels pour la convergence de tous ces modèles et donc pour l'obtention de résultats réalistes.

2.2.4 L'influence de la topographie

Des comparaisons avec une simulation incluant un océan de profondeur constante $H=4000$ m (*Willebrand, 1980; Ponte, 1997*) ont permis de montrer que la topographie introduit de nouvelles échelles de longueurs qui font que les échelles du forçage et de la réponse de l'océan

ne sont plus directement reliées.

Dans le cas d'un océan à fond plat, on distingue 3 bandes de fréquences auxquelles le modèle réagit de façon différente (Willebrand, 1980⁴) :

- $1/f < T < 1$ semaine : la densité d'énergie augmente fortement quand la fréquence diminue. Le spectre des courants est rouge avec une pente d'au moins -3. La réponse est forcée localement.
- 1 semaine $< T < 1$ mois : les ondes de Rossby planétaires sont dominantes, donc une propagation des phases vers l'Ouest domine. Il n'y a pas de cohérence locale entre les fluctuations océaniques et atmosphériques.
- $T > 1$ mois : mise en place d'un équilibre de Sverdrup dépendant du temps. Le spectre des courants est blanc (indépendant de la fréquence) et le flux zonal est plus énergétique que le flux méridional.

A la période de 5 jours, on observe une propagation des phases vers l'ouest évidente dans le Pacifique et le Sud de l'océan Indien, et une phase quasiment constante dans l'Atlantique.

Lorsque la topographie est prise en compte, les 3 même bandes de fréquences apparaissent avec quelques modifications : les ondes d'origine topographique remplacent les ondes de Rossby planétaires ; il y a possibilité de piégeage autour de certaines caractéristiques topographiques et donc création d'importantes inhomogénéités horizontales. Il y a réduction des échelles horizontales. Il n'existe en outre plus de corrélation, quelle que soit la fréquence, entre les variables atmosphériques et océaniques, probablement à cause des petites échelles des inhomogénéités associées à la topographie qui sont inférieures aux échelles de corrélation du mouvement océanique⁵.

La prise en compte de la topographie freine l'excitation des ondes de Rossby d'autant plus que le bassin est de petites dimensions. A la période de 5 jours, la topographie empêche la mise en place de résonances globales de vortacité, plus efficacement que l'effet du frottement. Elle introduit aussi un déphasage dans la réponse, sauf dans l'Atlantique où la phase reste quasiment constante (Ponte, 1997).

Les effets de la topographie sont également importants dans le Pacifique Sud (Gaspar et Ponte, 1999), où une faible valeur de a^6 coïncide avec une large région d'isolignes $\frac{f}{h}$ orientées zonalement et de faibles gradients de $\frac{f}{h}$. En effet, Fukumori (1998) a montré que la variabilité barotrope forcée par les vents subissait une amplification considérable au niveau des plaines abyssales du sud des océans, due à la mise en place d'ondes planétaires résonnantes dans les bassins semi fermés par des discontinuités de la vortacité potentielle $\frac{f}{h}$.

Mathers (2000) a clairement montré l'influence de la topographie sur la distribution spatiale et l'amplitude de la réponse de l'océan au forçage atmosphérique, notamment dans les zones au Sud des Océans.

Hirose et al. (2002) ont testé une topographie fine (sur la maille de $1.125^\circ \times 1.125^\circ$) ainsi qu'une topographie lissée à 250 km, avec le modèle de Ponte (1991). La configuration avec une topographie fine permet de mieux expliquer les observations T/P au sud des océans ainsi qu'au nord de l'Atlantique et du Pacifique. La configuration lissée donne des résultats légèrement meilleurs dans quelques régions équatoriales et subtropicales, mais ces différences ne sont

⁴Willebrand et al., 1980 notent qu'une côte irrégulière a peu d'effets sur les fluctuations de vitesse induites par le vent, en comparaison à l'effet de la topographie.

⁵ordre de grandeur des échelles de corrélation du mouvement océanique = longueur d'onde des marées, soit $T\sqrt{gh}$ en eaux profondes.

⁶coefficient de régression entre le niveau de la mer et la pression atmosphérique

pas significatives, car la part du signal T/P expliqué par le modèle dans ces zones ($20^{\circ}S$ à $20^{\circ}N$) reste faible dans les deux cas. Par ailleurs, les petites échelles de la topographie (< 250 km) semblent amortir les mouvements barotropes, et peuvent rendre la simulation numérique instable dans le cas d'un très faible coefficient de frottement ($b \leq 0.1$ cm/s).

2.3 Synthèse

De brefs rappels théoriques sur les diverses approches de la validité de l'approximation du baromètre inverse ont permis de montrer l'intérêt des différents auteurs cités, pour ce sujet complexe des variations du niveau de la mer forcées par les effets météorologiques, depuis une vingtaine d'années. Ces diverses études théoriques sont la base des différents modèles numériques développés à ce jour et évoqués dans la deuxième partie de ce chapitre.

La plupart des modèles cités sont barotropes, avec une résolution de type différences finies sur des grilles régulières assez basse résolution. Ils sont aussi caractérisés par une très forte viscosité turbulente c'est-à-dire qu'ils considèrent un océan comme de la 'mélasse'. Un autre point faible de ces modélisations est qu'elles ne prennent généralement pas en compte la totalité de l'océan mondial : l'océan Arctique, les mers marginales, parfois toutes les hautes latitudes sont approximés par des murs solides.

Ces diverses approches ont permis de mettre en évidence quelques résultats importants, comme le caractère barotrope de la réponse océanique aux forçages atmosphériques notamment aux hautes latitudes, les corrélations existant entre les deux forçages de la pression et du vent, l'importance de la topographie sur la réponse de l'océan, et enfin l'intérêt d'introduire un frottement fonction de la rugosité du plancher océanique dans de futures modélisations.

Dans l'étude qui suit, nous nous proposons de développer un modèle global avec une résolution en éléments finis, ce qui nous permet d'augmenter la résolution du maillage dans les zones d'intérêt comme les eaux peu profondes et les forts gradients de topographie sous-marine. Ce modèle est aussi caractérisé par un frottement de fond quadratique et une très faible viscosité horizontale turbulente. Cela nous permet d'avoir une modélisation de l'océan plus proche de la réalité et donc d'évoluer vers une modélisation physique (dissipation ...) plus complète et réaliste : nous introduirons par exemple, la paramétrisation du phénomène d'ondes internes en tant que nouveau terme de dissipation très important (la génération d'ondes internes représente environ 25-30% de la dissipation de la marée barotrope totale, *Egbert et Ray 2000*).

Chapitre 3

Un nouveau modèle MOG2D-Global

Le but de notre travail est d'étudier la réponse haute fréquence de l'océan global aux forçages météorologiques de la pression et du vent. Nous allons donc utiliser un modèle barotrope 2-dimensions, 'time-stepping', non-linéaire, issu du modèle initialement développé par *Lynch et Gray (1979; Greenberg et Lyard, communication personnelle)*. MOG2D-G signifie Modèle aux Ondes de Gravité 2-Dimensions pour l'océan Global.

L'originalité de ce modèle par rapport aux modèles évoqués précédemment, est une discrétisation spatiale utilisant les éléments finis, ce qui permet d'augmenter la résolution du modèle dans les zones d'intérêt, comme les zones côtières ou de forts gradients topographiques propices à la génération et au piégeage des ondes internes.

Une autre caractéristique de ce modèle est un terme de viscosité turbulente horizontale de très faible amplitude ($\sim 100 \text{ m}^2/\text{s}$), donc beaucoup plus réaliste que les autres modèles développés jusqu'à présent qui considèrent généralement un océan visqueux comme de la 'mélasse' ou bien un frottement très fort, afin de pallier leur manque de dissipation.

Le modèle MOG2D-G est en outre très évolutif : on peut changer très facilement la bathymétrie, le forçage météorologique, le forçage par la marée, les conditions sur les frontières ouvertes, le frottement de fond, la viscosité horizontale, le pas de temps et les deux paramètres numériques suivants : θ , qui permet de rendre le schéma numérique plus ou moins implicite, et τ_0 , qui joue sur le degré de prise en compte de l'équation de continuité dans l'équation d'onde que l'on résout.

3.1 Description du modèle - Equations

La dynamique de l'océan est régie par les lois de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, dont les équations générales sont celles de **Navier-Stokes** en milieu en rotation.

Quand on s'intéresse à la dynamique des ondes de gravité hautes fréquences forcées par le potentiel de marée ou la météorologie, on approxime la réponse océanique par une onde barotrope. En effet, les forces excitatrices sont des forces à distance et les masses d'eau océaniques sont considérées comme des couches minces de fluide ¹ réagissant à ces sollicitations de façon uniforme sur la colonne d'eau. Par ailleurs, la vitesse verticale du fluide est négligeable par rapport à sa vitesse horizontale ². L'océan est donc supposé homogène en densité (température et salinité).

¹La profondeur moyenne de l'océan est de l'ordre de 4000 m, avec des dimensions horizontales de l'ordre du millier de kilomètres.

²Prenons l'exemple d'une onde de marée semi-diurne, son amplitude est de l'ordre du mètre pour une période de 12 heures. C'est-à-dire que l'onde de marée parcourt la Terre (environ 40 000 km) en douze heures, avec un mouvement vertical de ± 1 mètre pendant cette période.

Les équations décrivant la dynamique barotrope de l'océan sont donc les équations 'shallow water', qui sont obtenues à partir des équations de *Navier-Stokes* moyennées sur la colonne d'eau. Nous allons rappeler les points fondamentaux de ces équations.

3.1.1 L'équilibre hydrostatique

Dans le cadre des écoulements barotropes, on fait l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique sur la verticale, ce qui revient à négliger l'accélération verticale et toutes les forces verticales autres que le gradient de pression et l'attraction gravitationnelle.

L'équation de la statique des fluides³ s'écrit :

$$\vec{\nabla} P = \rho \vec{g} \quad (3.1)$$

En projetant suivant un axe vertical ascendant, on obtient l'équation d'hydrostaticité :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g \quad (3.2)$$

En intégrant cette équation entre la profondeur z et l'élévation α par rapport au niveau moyen, on obtient :

$$P(z) = \int_z^\alpha -\rho g dz' = -\rho g (\alpha - z) + cste = P_a - \rho g (\alpha - z) \quad (3.3)$$

Ce qui donne pour le gradient horizontal de la pression :

$$\vec{\nabla}_H P = \vec{\nabla}_H P_a - \rho g \vec{\nabla}_H \alpha \quad (3.4)$$

3.1.2 Les équations du mouvement et de continuité

Les équations 'shallow water' sous leurs formes primitives sont données par *Pritchard (1971)*.
Equation de continuité :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (h \vec{u}) = 0 \quad (3.5)$$

Equation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial h \vec{u}}{\partial t} + \frac{1}{2} \vec{\nabla} \cdot (h \vec{u} \vec{u}) + \vec{f} \times h \vec{u} = -gh \vec{\nabla} \alpha - \tau h \vec{u} + h \vec{F} + h \vec{E} + h \vec{D} \quad (3.6)$$

Equation non conservative du mouvement :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} + \vec{f} \times \vec{u} = -g \vec{\nabla} \alpha - \tau \vec{u} + \vec{F} + \vec{E} + \vec{D} \quad (3.7)$$

avec :

- $\vec{u}(\lambda, \varphi, t)$ est la vitesse horizontale (u, v) moyennée sur la verticale ;
- $h(\lambda, \varphi, t)$ est la profondeur totale du fluide ;
- $\alpha(\lambda, \varphi, t)$ est l'élévation de la surface libre par rapport au niveau moyen ;
- g est la gravité ;
- \vec{f} est le paramètre de Coriolis dirigé selon la verticale ;
- λ est la longitude, positive vers l'Est ;
- φ est la latitude, positive vers le Nord ;
- t est le temps ;
- $\vec{\nabla}$ est l'opérateur gradient dans le plan (λ, φ) ;

³On obtient l'équation de la statique d'un fluide en traduisant l'immobilité, dans un référentiel déterminé, de chacune des particules qui le constituent, c'est-à-dire en exprimant que la somme des forces qui s'exercent sur chaque particule est nulle.

– $\tau(\lambda, \varphi, t)$ est le **paramètre de frottement** qui intervient pour calculer les pertes d'énergie sur le fond de l'océan. Lorsque l'on utilise le modèle de Chézy pour la dissipation : $\tau = C \frac{\vec{u}}{h}$ où C est le coefficient de Chézy ($C=0.0025$). Notons que la formulation classique du terme de Chézy s'écrit : $C = \frac{g}{Ch_{\text{chzy}}^2}$;

– \vec{E} est la **viscosité horizontale turbulente**.

$$\vec{E} = (A_H \nabla^2 u, A_H \nabla^2 v)$$

avec

$$A_H = 0.28 \delta^2 \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2}$$

où δ^2 correspond à l'aire de l'élément considéré.

– \vec{F} est un **terme de forçage**. On peut inclure le forçage par le potentiel astronomique de marée ($g \cdot \vec{\nabla} \Pi_a$) et le forçage par la pression atmosphérique ($-\vec{\nabla} P_a$) et par le vent ($C_d \|\vec{u}_{\text{vent}}\| \vec{u}_{\text{vent}}$) ;

– \vec{D} est un **terme de dissipation**. On peut inclure une paramétrisation de la dissipation par transfert d'énergie du mode barotrope au mode barocline par génération d'ondes internes, et une paramétrisation de la dissipation par cisaillement, induit par le forçage du vent, au niveau de la couche de mélange.

Le terme de viscosité horizontale est, physiquement parlant, de très faible amplitude dans MOG2D-G. Néanmoins, dans le cadre d'un modèle numérique il joue aussi un rôle de paramétrisation des processus aux échelles sous-maille. Dans le cas de notre modèle, un schéma de type Smagorinsky (*Smagorinsky, 1963*) a été implanté, qui tient compte des dimensions variables de la discrétisation par éléments finis.

Ces deux équations ne sont pas résolues directement dans le code MOG2D-G. Nous préférons passer par une formulation d'équation d'onde de type elliptique, qui est par définition plus stable numériquement, mais aussi très sensible aux conditions aux limites du domaine.

3.1.3 L'équation d'onde

L'équation d'onde est obtenue en manipulant les équations de continuité et de conservation de la quantité de mouvement.

On dérive d'abord l'équation de continuité (3.5) par rapport au temps :

$$\frac{\partial^2 h}{\partial t^2} + \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\partial h \vec{u}}{\partial t} \right) = 0 \quad (3.8)$$

La forme conservative de l'équation du mouvement (3.6) permet de substituer le terme $\frac{\partial h \vec{u}}{\partial t}$ dans l'équation précédente (3.8) :

$$\frac{\partial^2 h}{\partial t^2} - \tau \vec{\nabla} \cdot (h \vec{u}) - h \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \tau - \vec{\nabla} \cdot \left[\vec{\nabla} \cdot (h \vec{u} \vec{u}) + gh \vec{\nabla} \alpha + \vec{f} \times h \vec{u} - h \vec{F} - h \vec{E} - h \vec{D} \right] = 0 \quad (3.9)$$

Finalement en utilisant l'équation de continuité (3.5) pour substituer le terme $\vec{\nabla} \cdot (h \vec{u})$ dans l'équation précédente (3.9), on obtient l'équation d'onde 'shallow water' non-linéaire :

$$\frac{\partial^2 h}{\partial t^2} + \tau \frac{\partial h}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot \left[\vec{\nabla} \cdot (h \vec{u} \vec{u}) + gh \vec{\nabla} \alpha + \vec{f} \times h \vec{u} - h \vec{F} - h \vec{E} - h \vec{D} \right] - h \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \tau = 0 \quad (3.10)$$

Notons qu'en réalité, il y a une perte d'information dans cette équation d'onde (3.10), due à la dérivation dans le temps (*Werner et Lynch, 1987; Kinnmark et Gray, 1985*). Il peut en résulter une certaine dérive du niveau moyen de l'océan sur le long terme. Afin d'éviter ce problème, on contraint l'équation d'onde (3.10) par un rappel vers l'équation de continuité (3.5).

On résout finalement l'équation (3.10) + $\tau_0 \cdot$ (3.5), où τ_0 est un paramètre constant et déterminé empiriquement de façon à éviter une dérive du niveau moyen océanique dans le temps. Dans nos simulations globales, on prend $\tau_0 = 10^{-3}$. L'équation d'onde résolue est donc :

$$\frac{\partial^2 h}{\partial t^2} + \tau_0 \frac{\partial h}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot \left[\vec{\nabla} \cdot (h \vec{u} \vec{u}) + gh \vec{\nabla} \alpha + \vec{f} \times h \vec{u} - h \vec{F} - h \vec{E} - h \vec{D} + (\tau - \tau_0) (h \vec{u}) \right] = 0 \quad (3.11)$$

Cette dernière équation (3.11) associée à l'équation non-conservative du mouvement (3.7) constituent les équations de base du modèle.

La méthode aux éléments finis est d'abord utilisée pour discrétiser (3.11) et (3.7) dans le domaine spatial. Une méthode aux différences finies est ensuite utilisée pour discrétiser les équations dans le domaine temporel. Les détails de ces discrétisations spatiale et temporelle sont donnés dans les paragraphes suivants (*Lynch et Gray, 1979*).

3.2 Les forçages

3.2.1 Le forçage de la marée

Potentiels astronomiques

Nous rappelons d'abord rapidement l'expression des potentiels astronomiques de marées, pour les trois gammes de fréquences définies. Pour les marées longue période, le potentiel s'écrit :

$$\Pi_a = gA \left(\frac{1}{2} - \frac{3}{2} \sin^2 \phi \right) \cos \omega t$$

où t est le temps référencé par rapport à Greenwich, λ correspond à la longitude vers l'Est référencée à partir du méridien de Greenwich, A est l'amplitude (dimension d'une longueur). Donc le gradient de ce potentiel vaut :

$$\vec{\nabla} \Pi_a = gA \left[0, -\frac{3}{R} \cos \phi \sin \phi \cos \omega t \right]$$

Pour les marées diurnes, le potentiel s'écrit :

$$\Pi_a = gA \sin 2\phi \cos \omega t + \lambda$$

et le gradient vaut :

$$\vec{\nabla} \Pi_a = gA \left[-\frac{1}{R \cos \phi} \sin 2\phi \sin \omega t + \lambda, \frac{2}{R} \cos 2\phi \cos \omega t + \lambda \right]$$

Pour les marées semi-diurnes, le potentiel s'écrit :

$$\Pi_a = gA \cos \phi^2 \cos \omega t + 2\lambda$$

et le gradient vaut :

$$\vec{\nabla} \Pi_a = gA \left[-\frac{2}{R \cos \phi} \cos \phi^2 \sin \omega t + 2\lambda, -\frac{2}{R} \cos \phi \sin \phi \cos \omega t + 2\lambda \right]$$

Potentiels générateurs

La marée est générée par les forces de gravité du système Terre-Lune et Terre-Soleil, qui s'expriment comme le gradient du potentiel astronomique. Néanmoins le potentiel générateur de marée doit aussi tenir compte de la re-distribution de masse et donc de la modification du champ de gravité, due à la marée elle-même : c'est l'effet d'auto-attraction. La Terre solide est elle aussi soumise à des déformations sous l'effet de ces mêmes forces de gravité, c'est la marée Terrestre. Le plancher océanique se déforme également sous l'action des modifications de la pression de fond du fait des variations de la hauteur de la colonne d'eau liées à la marée océanique : ce sont les effets de charge. En tenant compte de l'influence de la marée Terrestre, le potentiel total s'écrit :

$$(1 + k_2 - h_2) \Pi_a = 0.7 \Pi_a$$

où $k_2 \Pi_a$ est le terme de perturbation du champ de gravité lié à la déformation de la Terre par la marée Terrestre, et $h_2 \Pi_a$ correspond aux mouvements du plancher Terrestre sous l'action de la marée Terrestre elle-même. A cela s'ajoute un potentiel dit secondaire tenant compte des effets de charge et d'auto-attraction :

$$\Pi'_a = \delta \Pi_a - \delta h$$

où $\delta \Pi_a$ est la variation du potentiel générateur et δh est le mouvement du plancher océanique.

3.2.2 Le forçage météorologique

Le modèle est forcé par les champs de pression atmosphérique (P_a) et de vent (vitesses à l'altitude 10 m) issus des analyses du modèle du centre de météorologie européen ECMWF (*European Centre for Medium range Weather Forecasts, 1991*).

La tension de surface exercée par le vent (wind stress) est déduite des vitesses du vent grâce à l'algorithme suivant (*Hellerman et Rosenstein (1983)*) :

$$\vec{F} = C_d \|\vec{u}\| \vec{u}$$

$$C_d = a_0 + a_1.v + a_2.\Delta T + a_3.v^2 + a_4.\Delta T^2 + a_5.v\Delta T$$

où v représente la vitesse du vent à 10 m et ΔT , la différence entre la température de surface de l'océan et la température de l'air. Ce flux de chaleur entre l'océan et l'atmosphère (ΔT) est pris égal à zéro, car les bases de données de températures disponibles au moment de l'étude n'étaient pas assez précises.

Les champs de forçages ont une résolution spatiale de $1^\circ \times 1^\circ$ jusqu'en Octobre 1998, puis une résolution de $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ à partir de Novembre 1998. La résolution temporelle est de 6 heures, donc les fréquences inférieures à 12 heures sont mal représentées dans ce forçage. Ce forçage météorologique est interpolé linéairement sur le pas de temps du modèle. A chaque pas de temps, on corrige la pression atmosphérique de sa moyenne instantanée sur l'océan global, de façon à rester consistant avec l'approximation de BI (à cause de l'hypothèse d'incompressibilité).

Pratiquement, le signal de plus haute fréquence décelable par le modèle correspond à une période de 2 heures (ou $180^\circ/h$), si on considère une sauvegarde horaire. Cependant une telle manipulation ne permet pas de combler le manque de données ECMWF de façon réaliste et, physiquement, il est clair que ces champs de forçage à 6 heures, même interpolés à 1 heure, sont insuffisants pour une étude qui porte sur la réponse aux forçages très haute fréquence. En fait des tests réalisés par Météo France pour comprendre l'impact de la tempête de décembre

1999 (nauffrage de l'Erika), avec des relevés à 6h et à 1h d'intervalles, ont montré que les données à 6h ne permettent pas de cerner la totalité de l'énergie du système, et en particulier, les signaux aux périodes inférieures à 12h voire même 24h sont largement sous-estimés.

Afin d'évaluer les performances de ces champs ECMWF, il est intéressant de confronter les sorties de ce modèle ECMWF à des relevés horaires de pression effectués par des marégraphes. Une première comparaison (*Richoille, 2000*) faite pour les sites de Crozet, Saint-Paul et Kerguelen, qui appartiennent à une zone météorologique et océanographique complexe, montre des écarts importants entre les spectres pour les fréquences supérieures à $60^\circ/h$ (périodes inférieures à 6 heures). Il existe aussi des zones où les spectres des données ECMWF et des données marégraphiques sont très proches même pour les hautes fréquences. C'est le cas pour le site de Port-aux-Français, situé dans la même zone. Cela nous laisse supposer que certaines données de pression ont été assimilées dans le modèle de prédiction ECMWF.

Le domaine étant initialement au repos, il est important de ne pas appliquer le forçage météo dans son intégralité de façon brutale, afin d'éviter de créer des discontinuités dans le forçage, ce qui pourrait générer des instabilités voire des ondes de choc dans le domaine. Notre stratégie consiste donc à multiplier les termes de forçage par un coefficient qui, durant une période fixée par l'utilisateur (3 jours dans notre cas), va croître linéairement, afin de passer doucement d'un état libre à un système forcé par le forçage ECMWF complet. La série temporelle (1995-1999) de la moyenne sur l'océan global de P_a , ainsi que la moyenne temporelle de P_a et la déviation standard par rapport à cette moyenne pour l'année 1995, sont données au chapitre 1 (figures 1.1, 1.3, 1.4 respectivement).

3.3 La dissipation

La dissipation est un point essentiel en modélisation mais sa paramétrisation reste un problème complexe, c'est pourquoi la plupart des auteurs ont recours à des méthodes peu réalistes mais efficaces. On a vu au chapitre 2, que les précédents modèles étaient caractérisés soit par un très fort frottement de fond (2 cm/s pour le modèle de *Ponte, 1991*), soit par une très forte viscosité turbulente horizontale ($10^6 m^2/s$ pour le modèle de *Mathers, 2000*) qui assimile l'océan à de la mélasse, soit par les deux (*Gaspar et Ponte, 1997*). Notre modèle se veut plus réaliste dans la prise en compte de la dissipation. Nous allons donc décrire ci-après, les différentes sources de dissipation que nous y avons incluses.

Il est aussi important de noter que la dissipation joue un rôle essentiel dans le bilan d'énergie d'un modèle. Dans un modèle local, fortement influencé par ses conditions aux limites ouvertes, une augmentation du coefficient de frottement (Chézy) n'implique pas forcément une augmentation de la dissipation. En effet des conditions aux limites fortes régulent le flux d'énergie aux frontières, et le modèle va avoir tendance à freiner les vitesses de façon à conserver un taux de dissipation et donc un bilan d'énergie stables. Dans un modèle global, le comportement est encore plus complexe, puisqu'il réagit de façon autonome (*Lefèvre et al., 2000*).

3.3.1 La viscosité

Dans MOG2D-G, un schéma de viscosité de Smagorinsky (*Smagorinsky, 1963*) permet de tenir compte la taille variable des mailles éléments finis. La figure 3.1 donne la répartition géographique de ce coefficient de viscosité à un instant t .

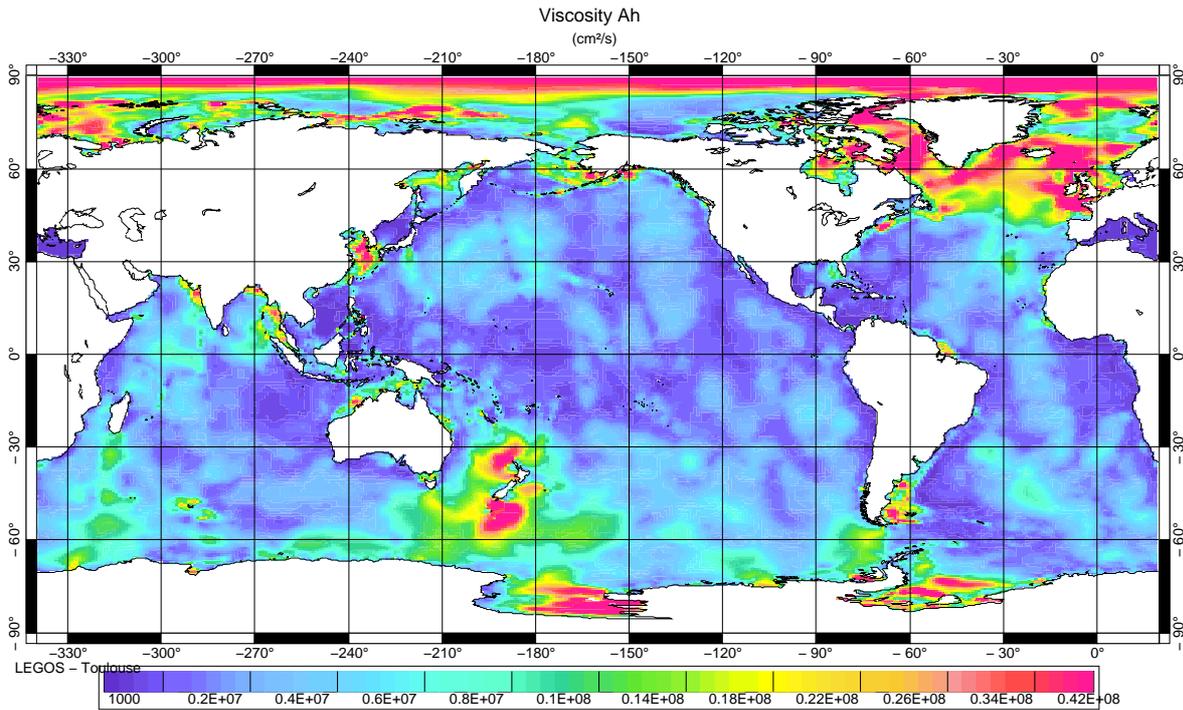


FIG. 3.1 – Valeur du coefficient de viscosité à un instant t (cm^2/s)

Le coefficient de viscosité reste relativement faible sur l'océan global, avec quelques valeurs plus fortes localisées dans des zones peu profondes et sur les plateaux continentaux : plateau de Patagonie, détroit de Béring, mer Jaune, plateau Européen et Atlantique Nord. On note aussi une augmentation du coefficient de viscosité au niveau de la limite de la couverture de glace dans les mers de Weddell et de Ross, ainsi que l'effet de la contraction de la taille des mailles dans l'océan Arctique (pôle nord). La moyenne spatiale de ce coefficient est de seulement $90 m^2/s$; il est donc 10^5 fois plus faible que dans le modèle de *Mathers (2000)*, à taille de mailles égales. Même faible, nous sommes obligés de prendre une viscosité non nulle pour gérer les processus aux échelles sous-mailles, particulièrement quand le maillage utilisé introduit de petites échelles.

Une viscosité plus forte, soit $10^4 m^2/s$, n'est pas supportée par le modèle : les forces engendrées deviennent alors beaucoup trop importantes et le modèle explose. La valeur minimale de $10^5 cm^2/s$ est une valeur optimale pour notre modèle. Un test de marée avec une viscosité nulle donne des résultats similaires, mais le modèle diverge au bout de quelques semaines de simulation dans les zones critiques comme la baie de Fundy ou celle du Mont Saint Michel, où les marées peuvent être très fortes (~ 13 m de marnage au Mont Saint Michel).

3.3.2 Le frottement sur le fond

La dissipation d'énergie par frottement sur le fond est le mécanisme majeur de dissipation des ondes de gravité en eau peu profonde, principalement aux hautes fréquences (*Ponte, 1997*). Nous utilisons un coefficient de frottement quadratique de type Chézy :

$$\overrightarrow{Frott.} = \frac{C}{h} \|\vec{u}\| \vec{u}$$

où C est le coefficient de Chézy (sans dimension), et \vec{u} la vitesse barotrope. La valeur de C est comprise entre $2.5 \cdot 10^{-3}$ et $3 \cdot 10^{-3}$ (*Dronker, 1964*). *Pingree et Griffiths (1982)* ont montré que la valeur appropriée pour les marées diurnes et semi diurnes était de $(2.3 \pm 0.1) 10^{-3}$. Cette

valeur dépend de la rugosité des fonds océaniques, elle varie donc d'un point à un autre. Nous avons choisi d'utiliser un coefficient constant de $2.5 \cdot 10^{-3}$, ce qui donne de très bons résultats (Lefèvre, 2000), sans trop compliquer la résolution.

Cette dissipation par frottement sur le fond est parfois accentuée grâce à l'utilisation d'une vitesse de background u_0 , qui intervient dans le calcul du frottement de Chézy. En fait cette vitesse artificielle est appliquée en fonction de la bathymétrie, ce qui permet de cibler et de restreindre son effet dissipatif. La formulation est la suivante :

$$\vec{F} = \frac{C}{h} \|u + u_0 \sqrt{\frac{10000}{h}}\| \vec{u}$$

Ceci implique que la vitesse u_0 est imposée pour les profondeurs de 100 m uniquement (h en centimètres). En eaux très peu profondes, on prend en compte une vitesse de background plus forte d'un facteur 3 à 10 m, tandis que dans l'océan profond, son effet est diminué d'un facteur 0.3 à 1000 m.

L'ajout de ce terme artificiel permet de pallier un manque de dissipation induit par l'absence des courants de marées, si la marée n'est pas incluse dans la simulation. Dans le cas où le potentiel astronomique de marée est pris en compte, ce terme a pour objet de compléter la dissipation par frottement qui est généralement minimisée à cause d'une certaine incertitude sur la résolution des courants de marée, notamment dans les zones peu profondes.

3.3.3 Le transfert de l'énergie du barotrope vers le barocline

Le transfert d'énergie du mode barotrope vers les modes baroclines (échelles temporelles et spatiales plus courtes) est connu pour être un phénomène majeur intervenant dans la dissipation de l'énergie barotrope océanique. Les différentes estimations s'accordent sur le fait qu'environ un tiers de l'énergie de marée barotrope globale est dissipée par des processus baroclines, soit environ 1 TWatts (Morozov, 1995; Egbert et Ray, 2000; Lyard et Le Provost, communication personnelle). Cette dissipation est essentiellement attribuée à la génération de marées internes lors du passage de l'onde barotrope sur un fort gradient de topographie, et de ce fait, elle reste localisée. Ce processus est donc un impératif à modéliser dans l'objectif de rendre le modèle MOG2D-G plus complet sur le plan de la physique dissipative et donc plus réaliste. Ce thème est plus largement développé dans le chapitre 5 de ce mémoire.

3.3.4 Dissipation d'énergie dans la couche de mélange

Par essence le modèle barotrope ne contient pas de dissipation en trois dimensions. Cela peut devenir un problème quand le vent annuel est maintenu dans le forçage, car des recirculations barotropes très fortes et donc peu réalistes peuvent apparaître dans l'océan profond. C'est le cas par exemple en Méditerranée au large de la côte Algérienne. On introduit donc un terme de dissipation supplémentaire, permettant d'augmenter localement le coefficient de frottement quadratique, dans le but de paramétriser la dissipation barocline par cisaillement entre les différentes couches océaniques.

Afin de paramétriser cette dissipation turbulente dans la couche de mélange, on fait l'hypothèse d'un écoulement bi-couche, et on cherche une relation de type couche limite. L'indice 1 représente la couche supérieure et 2 la couche inférieure (cf. figure 3.2).

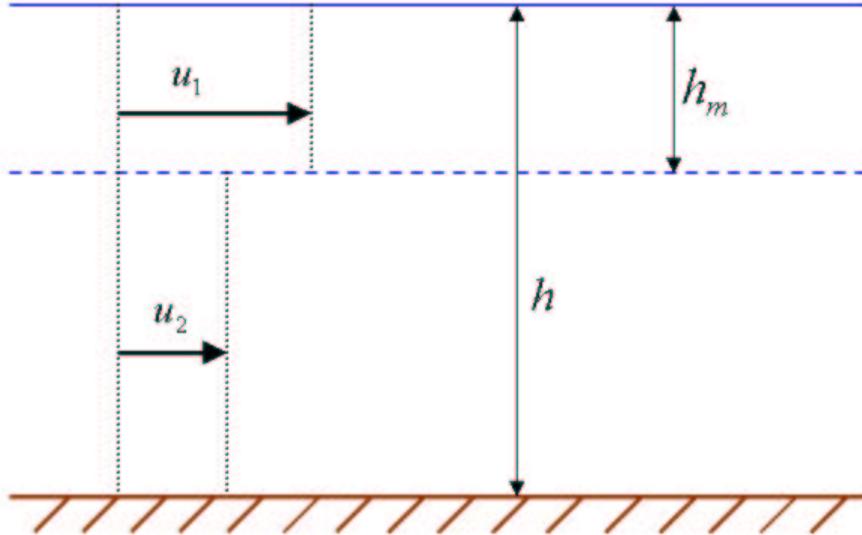


FIG. 3.2 – Océan stratifié (2 couches)

h_m est la profondeur de la couche de mélange, et h est la profondeur totale. On suppose h_m égale à 100 m.

u_1 et u_2 sont les vitesses horizontales des deux couches respectivement, telles que :

$$u_2 = bu_1 \quad \text{où on suppose} \quad b \sim 0.1$$

Le transport équivalent sur toute la colonne d'eau, $h\bar{u}$, où \bar{u} est la vitesse barotrope, s'exprime en fonction de u_1 et u_2 :

$$h\bar{u} = (h - h_m)u_2 + h_mu_1$$

On peut alors en déduire la vitesse dans chaque couche en fonction de la vitesse barotrope \bar{u} , supposée connue :

$$u_1 = [(1 - \varepsilon)b + \varepsilon]^{-1} \bar{u} \quad \text{en posant} \quad \varepsilon = \frac{h_m}{h}$$

soit :

$$u_1 = a\bar{u} \quad \text{avec} \quad a = \frac{1}{(1 - b)b + \varepsilon}$$

$$u_2 = ba\bar{u}$$

En faisant l'hypothèse de couche limite (le frottement induit un profil de vitesses logarithmique sur l'épaisseur de la couche limite), on peut exprimer les contraintes de cisaillement dans chaque couche en fonction de la vitesse de l'écoulement barotrope \bar{u} :

$$\begin{aligned} \vec{\tau}_1 &= C_s \|\vec{u}_1\| \vec{u}_1 = C_s a^2 \|\vec{u}\| \vec{u} \\ \vec{\tau}_2 &= C \|\vec{u}_2\| \vec{u}_2 = C b^2 a^2 \|\vec{u}\| \vec{u} \end{aligned}$$

où :

- C_s est le coefficient de cisaillement (shear drag) ; il est déterminé empiriquement ($C_s = 10^{-2}$ pour le modèle global) ;
- C est le coefficient classique de frottement quadratique (Chézy : $C = 0.0025$).

La contrainte totale sur la colonne d'eau s'écrit donc en fonction de la vitesse barotrope :

$$\vec{T}_{sd} = \frac{1}{h} a^2 (C_s + b^2 C) \|\vec{u}\| \vec{u}$$

Cette formulation de la contrainte de cisaillement induit par le vent est implémentée dans MOG2D-G pour les profondeurs supérieures à 1000 mètres.

Notons que seuls les courants induits par le forçage atmosphérique (vent et pression) sont pris en compte dans cette formulation.

3.3.5 Synthèse de la dissipation dans MOG2D-G

Dans le modèle MOG2D-G, quatre phénomènes dissipatifs sont donc pris en compte : la viscosité horizontale, le frottement sur le fond, le transfert d'énergie par génération d'ondes internes ainsi que la dissipation d'énergie dans la couche de mélange.

Comme nous l'avons vu ci-dessus, la dissipation due à la viscosité reste faible sur l'océan global ($90 \text{ m}^2/\text{s}$ en moyenne).

La dissipation par frottement est prépondérante dans les zones peu profondes (énergie dissipée en $\frac{u^3}{h}$).

Le transfert d'énergie du mode barotrope aux modes baroclines intervient essentiellement au niveau des forts gradients de la bathymétrie (montagnes sous-marines, chaînes d'îles) ; les pentes des plateaux continentaux sont exclues puisque la paramétrisation proposée n'est pas prise en compte en deçà de 500 mètres de profondeur. En effet, dans les zones de petits fonds le frottement sur le fond est prépondérant et suffisant en terme de dissipation. De plus, les eaux peu profondes étant généralement bien mélangées, ces zones ne sont pas propices à la génération d'ondes internes.

La prise en compte de la dissipation dans la couche de mélange permet d'éviter l'apparition de recirculations barotropes fortes et non réalistes en plein océan, lorsque le forçage du vent moyen est inclus dans la simulation. Un modèle simple d'océan à deux couches permet de rajouter une friction linéaire dans les zones profondes (profondeurs supérieures à 1000 mètres). La modélisation 2D proposée pour paramétriser la dissipation due au cisaillement induit par le vent reste très simple et une modélisation 3D permettra une paramétrisation plus réaliste de ce phénomène barocline.

3.4 Les conditions aux limites

Sur les frontières fermées (traits de côtes), on applique la condition d'imperméabilité classique, c'est-à-dire pas de flux au travers des frontières rigides :

$$\vec{u} \cdot \vec{n} = 0$$

Sur les frontières ouvertes, le choix des conditions à appliquer est beaucoup plus délicat. Pour la marée océanique, on introduit une condition de rappel vers la valeur de l'élévation de l'onde considérée ⁴ au niveau de la frontière ouverte.

⁴Les caractéristiques (amplitude et phase) de chaque onde de marée forcée par le potentiel astronomique sont bien connues sur l'océan mondial (*Lefèvre et al. 2002, Ray 1999*) ; on peut donc très facilement faire une prédiction du signal de marée océanique sur une période et une zone géographique données.

Pour la réponse de l'océan au forçage de la météorologie, le choix est plus complexe. Jusqu'à présent, la seule donnée disponible étant la valeur du BI, on contraignait donc la frontière ouverte par l'approximation de BI, le type de condition optimale n'étant pas bien défini (Dirichlet, radiative, caractéristique).

Ce problème a été investigué sur la zone des Kerguelen, mais reste incertain (*Richoille, 2000*). En effet, une étude ciblée sur une zone restreinte de l'océan Indien incluant les îles Crozet, Kerguelen, Amsterdam et Saint-Paul, et exclusivement limitée par des frontières ouvertes, a mis en évidence leur importance ainsi que la difficulté de trouver des conditions optimales : les conditions de type radiatives ne permettent de laisser sortir que les ondes de gravité, ce qui induit systématiquement la divergence du modèle. Celles faisant appel à la méthode des caractéristiques induisent une réponse océanique très proche du BI avec un amortissement du signal, ce qui traduit une minimisation de l'énergie dans le domaine.

Notons que cet aspect des conditions aux limites ouvertes n'est pas essentiel pour notre modélisation sur l'océan global qui est affranchie des conditions aux limites ouvertes. Cependant ce problème reste d'actualité pour notre étude, car un de nos objectifs est aussi de proposer de nouvelles conditions aux limites ouvertes, plus précises et réalistes, pour les modèles locaux.

3.5 La résolution par éléments finis

La plupart des modèles développés à ce jour, que ce soit pour modéliser les marées océaniques, le baromètre inverse ou tout autre phénomène géophysique, sont résolus sur des grilles différences finies à pas généralement constant en latitude et en longitude, ce qui empêche tout raffinement dans des zones spécifiques comme les zones peu profondes ou encore les zones de forts gradients topographiques.

La modélisation aux éléments finis est une approche originale développée de longue date par le LEGOS et d'abord appliquée à la résolution globale des équations de la marée (cf. *Canceil, 1993; Genco, 1993; Lyard, 1992; Poncet, 1979; Rougier, 1979; Vincent, 1979; Le Provost et Poncet, 1974*). Cette approche s'est révélée particulièrement intéressante car elle permet à la fois une modélisation globale et précise, en offrant la possibilité d'augmenter la résolution des modèles dans les zones d'intérêt. C'est donc un outil privilégié pour contribuer à une meilleure exploitation des données altimétriques, en particulier pour l'utilisation (encore embryonnaire) de ces données en zones côtières.

3.5.1 Principe

L'utilisation de la méthode aux éléments finis revient à écrire la formulation variationnelle (ou formulation faible) de l'équation d'onde (3.11). On cherche une solution approchée de (3.11) qui doit être orthogonale à l'ensemble des fonctions test $\phi_i(\lambda, \varphi)$ ($i = 1..N$, N étant le nombre de degrés de liberté du système) :

$$\left\langle \frac{\partial^2 h}{\partial t^2}, \phi_j \right\rangle + \left\langle \tau_0 \frac{\partial h}{\partial t}, \phi_j \right\rangle - \left\langle \vec{\nabla} \cdot \left[\vec{\nabla} \cdot (h \vec{u} \vec{u}) + gh \vec{\nabla} \alpha + f \times h \vec{u} - h \vec{F}^b - h \vec{E} - h \vec{D} + (\tau - \tau_0)(h \vec{u}) \right], \phi_j \right\rangle = 0 \quad (3.12)$$

avec

$$\langle a, b \rangle \equiv \iint_{\Omega} a \cdot b \cdot dx dy = \sum_{elements} \langle a, b \rangle_e$$

On fait une intégration sur tout le domaine spatial. Le troisième terme en partant de la gauche dans l'équation (3.12) est intégré par parties et en utilisant la formule d'Ostrogradsky⁵, on obtient :

$$\begin{aligned} & \langle \vec{\nabla} \cdot [\vec{\nabla} \cdot (h \vec{u} \vec{u}) + gh \vec{\nabla} \alpha + f \times h \vec{u} - h \vec{F} - h \vec{E} - h \vec{D} + (\tau - \tau_0)(h \vec{u})], \phi_j \rangle = \\ & \quad - \langle \vec{\nabla} \cdot (h \vec{u} \vec{u}) + gh \vec{\nabla} \alpha + f \times h \vec{u} - h \vec{F} - h \vec{E} - h \vec{D} + (\tau - \tau_0)(h \vec{u}), \vec{\nabla} \phi_j \rangle \\ & + \oint_{\partial\Omega} [\vec{\nabla} \cdot (h \vec{u} \vec{u}) + gh \vec{\nabla} \alpha + f \times h \vec{u} - h \vec{F} - h \vec{E} - h \vec{D} + (\tau - \tau_0)(h \vec{u})] \cdot \vec{n} \phi_j ds \end{aligned}$$

L'intégrale de surface est évaluée sur les frontières du domaine, \vec{n} étant le vecteur normal à la frontière, dirigé vers l'extérieur. On substitue l'équation conservative du mouvement (3.6), mise sous la forme suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot (h \vec{u} \vec{u}) + gh \vec{\nabla} \alpha + f \times h \vec{u} - h \vec{F} - h \vec{E} - h \vec{D} = - \left[\frac{\partial h \vec{u}}{\partial t} + \tau h \vec{u} \right]$$

L'équation (3.12) donne alors l'équation d'onde faible suivante (3.13) :

$$\begin{aligned} & \langle \frac{\partial^2 h}{\partial t^2}, \phi_j \rangle + \langle \tau_0 \frac{\partial h}{\partial t}, \phi_j \rangle + \langle \vec{\nabla} \cdot (h \vec{u} \vec{u}) + gh \vec{\nabla} \alpha + f \times h \vec{u} - h \vec{F} - h \vec{E} - h \vec{D} + (\tau - \tau_0)(h \vec{u}), \vec{\nabla} \phi_j \rangle \\ & = - \oint_{\partial\Omega} \left[\frac{\partial h \vec{u}}{\partial t} + \tau_0 h \vec{u} \right] \cdot \vec{n} \phi_j ds \end{aligned} \quad (3.13)$$

3.5.2 La discrétisation en espace

Pour résoudre numériquement la formulation faible du problème, on utilise la méthode classique de Galerkin, et on cherche donc des solutions sous la forme d'une somme finie de termes :

$$h(\lambda, \varphi, t) \simeq \hat{h} \equiv \sum_{i=1}^N h_i(t) \phi_i(\lambda, \varphi)$$

où les ϕ_i sont les N fonctions de base.

Toutes les variables du système, α , \vec{u} (U, V), τ , P_a , Π_a , sont approchées de la même manière par $\hat{\alpha}$, $\vec{\hat{u}}$ (\hat{U}, \hat{V}), $\hat{\tau}$, \hat{P}_a , $\hat{\Pi}_a$.

L'introduction de ces approximations dans l'équation (3.13) donne après reformulation :

$$\sum_{i=1}^N \left[\langle \phi_i, \phi_j \rangle \frac{\partial^2 h_i}{\partial t^2} + \tau_0 \langle \phi_i, \phi_j \rangle \frac{\partial h_i}{\partial t} \right] = r_j \quad j = 1..N \quad (3.14)$$

où :

$$\begin{aligned} r_j \equiv & - \oint_{\partial\Omega} \left[\frac{\partial \hat{h} \vec{\hat{u}}}{\partial t} + \tau_0 \hat{h} \vec{\hat{u}} \right] \cdot \vec{n} \phi_j ds \\ & - \langle \vec{\nabla} \cdot (\hat{h} \vec{\hat{u}} \vec{\hat{u}}) + g \hat{h} \vec{\nabla} \hat{\alpha} + f \times \hat{h} \vec{\hat{u}} - \hat{h} \vec{\hat{F}} - \hat{h} \vec{\hat{E}} - \hat{h} \vec{\hat{D}} + (\tau - \tau_0)(\hat{h} \vec{\hat{u}}), \vec{\nabla} \phi_j \rangle \end{aligned}$$

⁵Théorème d'Ostrogradsky : l'intégrale de la divergence d'un vecteur étendue à un volume est égale au flux de ce vecteur sortant de la surface qui limite ce volume.

On applique de la même façon la méthode de Galerkin à l'équation de conservation de la quantité de mouvement (3.7), et on obtient deux équations scalaires :

$$\sum_{i=1}^N \left[\langle \phi_i, \phi_j \rangle \frac{\partial U_i}{\partial t} + \langle \hat{\tau} \phi_i, \phi_j \rangle U_i \right] = r x_j - \left\langle \frac{\partial}{\partial x} \left(g(\hat{\alpha} - \hat{\Pi}_a) + \hat{P}_a \right), \phi_j \right\rangle \quad j = 1..N \quad (3.15)$$

$$\sum_{i=1}^N \left[\langle \phi_i, \phi_j \rangle \frac{\partial V_i}{\partial t} + \langle \hat{\tau} \phi_i, \phi_j \rangle V_i \right] = r y_j - \left\langle \frac{\partial}{\partial y} \left(g(\hat{\alpha} - \hat{\Pi}_a) + \hat{P}_a \right), \phi_j \right\rangle \quad j = 1..N \quad (3.16)$$

où :

$$r x_j = - \left\langle \left[\hat{U} \frac{\partial \hat{U}}{\partial x} + \hat{V} \frac{\partial \hat{U}}{\partial y} - f \hat{V} - E_x - F_x - D_x \right], \phi_j \right\rangle$$

$$r y_j = - \left\langle \left[\hat{U} \frac{\partial \hat{V}}{\partial x} + \hat{V} \frac{\partial \hat{V}}{\partial y} + f \hat{U} - E_y - F_y - D_y \right], \phi_j \right\rangle$$

3.5.3 Le maillage

Les solutions du modèle MOG2D sont donc calculées sur un maillage éléments finis. Dans un premier temps, la génération d'un maillage étant longue, nous avons réutilisé un maillage éléments finis déjà existant. Ce maillage global fut à l'origine construit par portions, correspondant chacune à des bassins océaniques (Indien, Atlantique, Pacifique ...), au cours de différentes thèses (*Canceil, 1993; Genco, 1993; Lyard, 1992*). L'assemblage de ces différentes portions forme un maillage global, utilisé par *Le Provost et al. (1994)* pour calculer les premières solutions globales de marées océaniques FES 94, puis par *Lefèvre (2000)* pour calculer la solution de marées FES 98. Ce maillage est donné sur la figure (3.4). Chaque maillage a été réalisé avec le mailleur *Trigrad (1990)*. A la différence des solutions de marées FES, développées par *Le Provost et al. (1994)* et *F. Lefèvre (2000)*, chaque élément triangulaire de notre maillage est Lagrange P1, c'est à dire que les dénivellations et les vitesses sont calculées aux noeuds uniquement (ie aux sommets des triangles).

Pour résoudre correctement la propagation des ondes de gravité, *Le Provost et Vincent (1986)* ont proposé un critère local de longueur d'onde déterminant la distance maximale ΔL admissible entre deux noeuds du maillage :

$$\Delta L = \frac{\lambda}{15} = \frac{2\pi}{15\omega} \sqrt{gH}$$

avec :

- ω la fréquence de l'onde de marée considérée ;
- g la pesanteur supposée constante ;
- H la profondeur de l'océan au noeud considéré.

Ce critère permet d'avoir de grandes mailles en eaux profondes et des mailles plus serrées en zones littorales. De plus, comme il varie peu avec la pulsation de l'onde considérée, c'est l'onde M_2 qui a été choisie pour déterminer les tailles des mailles.

Un critère de représentation de la vitesse permet en outre de prendre en compte les effets de raccourcissement des échelles, caractéristiques de la distribution des vitesses qu'on observe sur les talus continentaux et les forts gradients de bathymétrie. Il relie donc la taille maximum

de maille admissible au relief sous-marin :

$$\Delta L = \frac{2\pi}{15} \frac{H}{\|\vec{\nabla} H\|}$$

Ce critère est utilisé pour la génération de maillages très haute résolution, appelés maillages HR dans la suite de ce document.

Notons cependant que ces critères ont été étudiés pour donner les meilleurs résultats pour un maillage avec une approximation Lagrange P2, ie. les dénivellations sont calculées aux 3 sommets et aux 3 milieux de chaque côté de l'élément triangulaire considéré et les vitesses sont calculées aux 7 points de Gauss (cf. figure 3.3), ce qui permet d'obtenir une interpolation des vitesses et de les dériver pour en déduire la dénivellation aux noeuds.

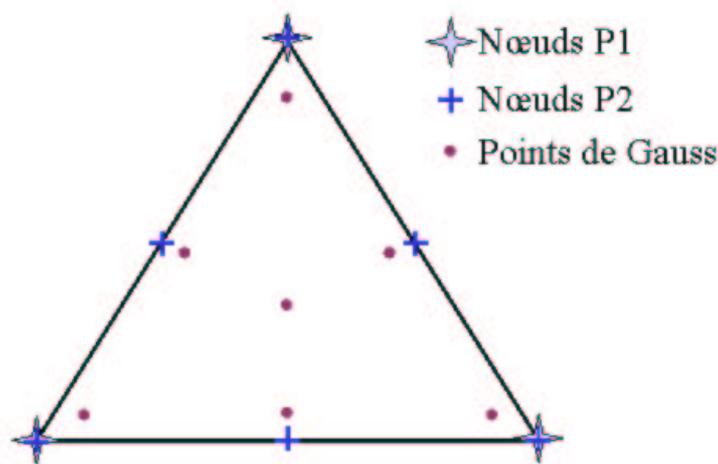


FIG. 3.3 – Approximations Lagrange P1 et Lagrange P2

Le Provost et Vincent (1986) ont réalisé des tests comparatifs entre les diverses approximations P1, P2, P3 et des maillages de plus ou moins haute résolution, pour des configurations de bassins assez simples (rectangulaire de profondeur finie, avec ou sans rotation terrestre, rectangulaire avec une marche continentale et une côte fermée ...). Les solutions avec une approximation P2 sont de 10 à 25 fois plus précises que celles en P1 et l'amélioration de P2 à P3 est moindre avec seulement un facteur de 2 à 8 sur la précision. Ces tests ont aussi permis de noter que l'utilisation de polynômes P2 donne une élévation de la surface libre de 20 à 30% plus haute que lorsqu'elle est calculée en P1.

Dans notre cas, la distance entre deux noeuds P1 étant deux fois celle entre deux noeuds P2, ces critères ne garantissent pas d'aussi bons résultats que le maillage initial Lagrange P2 utilisé par *Le Provost et al. (1994)* et *Lefèvre (2000)*.

L'ordre de grandeur entre deux noeuds P1, du maillage (3.4), est d'environ 20 kilomètres en zone littorale et 400 kilomètres en plein océan. Ce maillage compte **84400 noeuds** et **144597 éléments**. Le nombre total de degrés de liberté pour le domaine est donc de 84400, ce qui conduit à la résolution d'un système linéaire, de type $\mathbf{AX} = \mathbf{B}$, et de taille 84400×84400 . Heureusement une routine d'optimisation de la numérotation des noeuds du maillage permet de réduire considérablement la largeur de bande de la matrice \mathbf{A} . Dans notre cas, on

se ramène à une matrice bande de demi-largeur de bande égale à **832**.

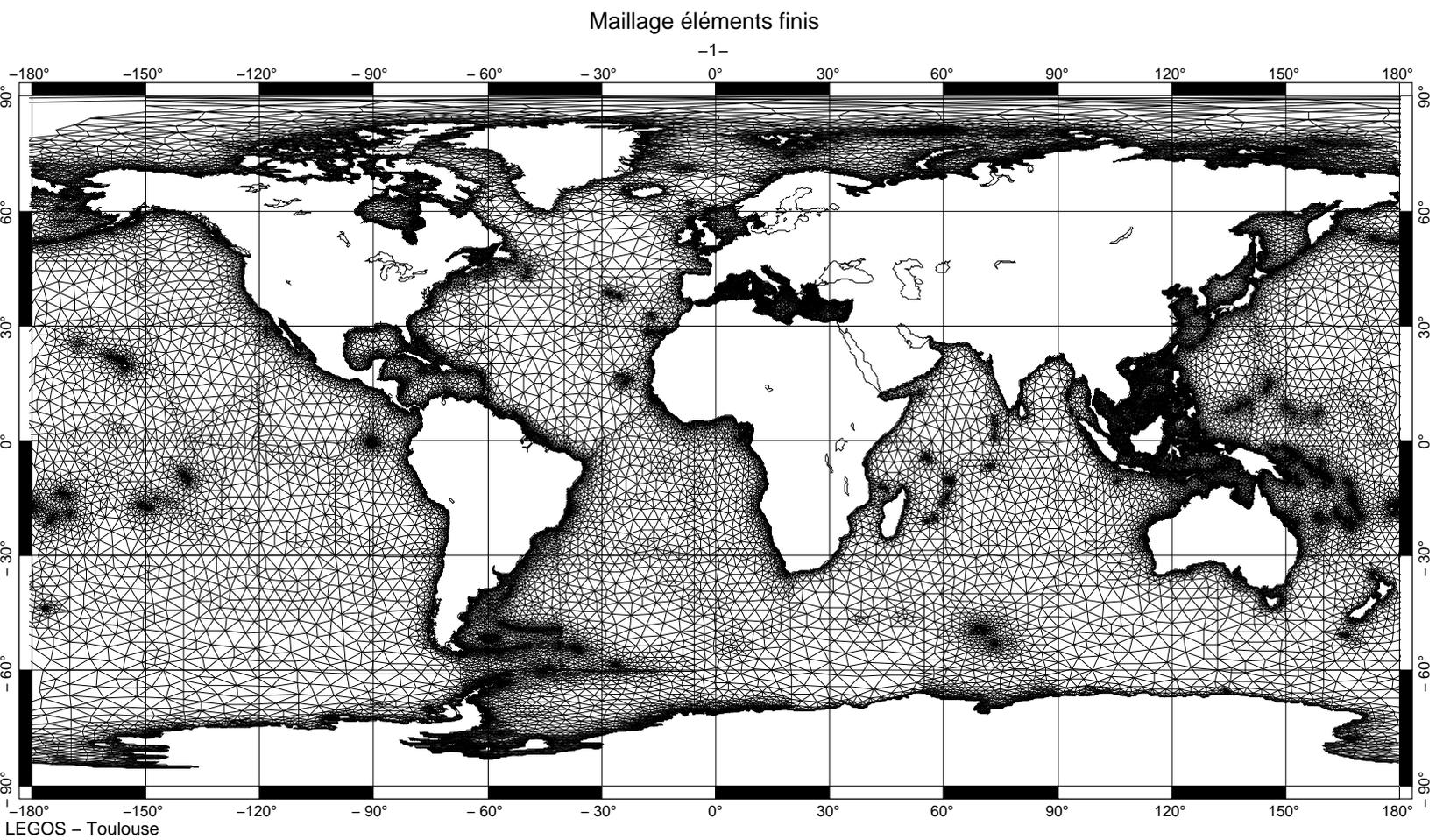


FIG. 3.4 – Maillage éléments finis moyenne résolution

Notons que ce maillage inclut les zones côtières et les mers marginales ce qui constitue une nouveauté par rapport aux précédents modèles du même type : les talus continentaux de Patagonie, d'Europe, d'Amazonie, d'Australie, d'Indonésie et, la mer Méditerranée, la baie d'Hudson, le détroit de Béring, l'océan Arctique, les mers de Weddell et de Ross, dont la particularité est d'être en partie recouvertes d'une banquise permanente ⁶.

3.6 La discrétisation en temps - Le pas de temps

3.6.1 La discrétisation en temps

Une formulation de type différences finies, centrée au temps k , est utilisée pour discrétiser les dérivées des équations (3.14, 3.15, 3.16) dans le domaine temporel.

$$\begin{aligned} \left(\frac{dZ}{dt}\right)_k &\simeq \frac{Z_{k+1} - Z_{k-1}}{2\Delta t} \\ \left(\frac{d^2Z}{dt^2}\right)_k &\simeq \frac{Z_{k+1} - 2Z_k + Z_{k-1}}{\Delta t^2} \end{aligned} \quad \text{où } k \text{ est l'indice de temps courant}$$

Les autres termes de ces équations sont exprimés au temps k . On introduit aussi un paramètre θ qui rend la formulation semi-implicite, tout en conservant le caractère centré du schéma de différences finies :

$$Z_k \simeq \frac{\theta}{2}(Z_{k+1} + Z_{k-1}) + (1 - \theta)Z_k \quad \theta = 0.75$$

Notons que cette discrétisation temporelle est appliquée sur une seule variable qui est l'élévation. De plus l'intégrale curviligne sur la frontière contenue dans le second membre de l'équation (3.14) disparaît, puisqu'on applique la condition d'imperméabilité sur les frontières fermées ($\vec{u} \cdot \vec{n} = 0$).

3.6.2 La résolution numérique

Si on substitue les approximations ci-dessus dans les équations (3.14, 3.15, 3.16), on obtient les formulations matricielles suivantes :

$$\begin{aligned} [A]_k \cdot (H_{k+1} - H_{k-1}) &= (RW)_k && \text{équation d'onde} \\ [B]_k \cdot (U_{k+1} - U_{k-1}) &= (RMX)_k && \text{quantité de mouvement suivant x} \\ [B]_k \cdot (V_{k+1} - V_{k-1}) &= (RMY)_k && \text{quantité de mouvement suivant y} \end{aligned}$$

où :

$[A]_k$ et $[B]_k$ sont les matrices de rigidité des trois systèmes,
 $(RW)_k$, $(RMX)_k$ et $(RMY)_k$ sont les vecteurs colonnes seconds membres issus des équations

⁶L'impact de cette couverture de glace est pris en compte à travers la diminution de la hauteur de la colonne d'eau induite par l'épaisseur de la glace immergée (*Lyard, 1997*). Aucune dissipation supplémentaire n'est appliquée et le forçage dû au vent reste inchangé pour le moment. Ces problèmes (doublement du frottement et tension du vent nulle, au niveau de la couverture de glace) seront traités dans une version ultérieure du modèle.

(3.14, 3.15, 3.16).

Ces systèmes sont résolus grâce à une décomposition LU des matrices $[A]_k$ et $[B]_k$, puis à la résolution directe des systèmes triangulaires résultants. La solution du premier système (équation d'onde) est utilisée pour résoudre ensuite les vitesses.

3.6.3 Le pas de temps

Dans l'absolu, on cherche à utiliser le pas de temps le plus grand possible, afin de réduire au maximum la durée de la simulation. Cependant en pratique, le pas de temps maximum autorisé varie en fonction du schéma numérique utilisé. De petites variations dans les données initiales entraînent de petites variations dans la solution. Pour rester stable, le schéma numérique, si explicite, doit donc vérifier la condition dite de Courant-Friedrichs-Levy ou condition CFL. Cette condition impose que pour un pas de temps Δt , une onde de célérité c ne doit pas se propager sur une distance supérieure à la dimension de la maille Δx considérée, i.e. :

$$c\Delta t < \Delta x$$

La figure (3.5) donne la répartition spatiale de cette condition CFL sur l'océan global pour le maillage éléments finis décrit précédemment. On constate que cette condition CFL varie de manière très importante sur tout le domaine, avec un pas de temps maximum autorisé qui augmente dans les zones d'océan profond (jusqu'à 900 secondes) où les mailles sont les plus grandes, et qui diminue considérablement sur les rebords de plateaux et les zones peu profondes (jusqu'à 30 secondes) où les triangles sont beaucoup plus petits.

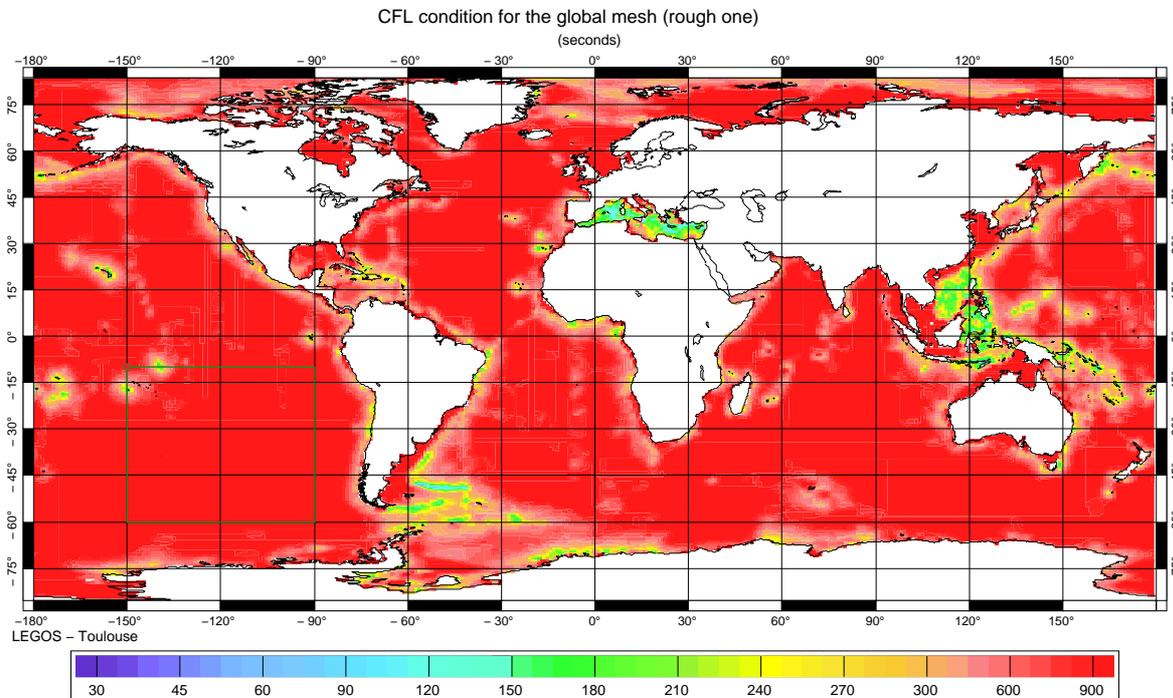


FIG. 3.5 – Condition CFL (secondes)

Le schéma numérique utilisé est semi-implicite, ce qui nous permet quelques libertés vis à vis de cette condition CFL. Pour les noeuds les plus instables, nous avons choisi d'effectuer les

calculs à l'aide d'un pas de temps inférieur au pas de temps principal, en général la moitié. Cette procédure de sous-pas de temps est appliquée à la sous-matrice composée des noeuds instables, jusqu'à restabilisation du système.

Pour le modèle global MOG2D-G, nous avons donc utilisé un pas de temps de 3 minutes, avec un sous pas de temps de 90 secondes. Ce choix s'est avéré un bon compromis entre le temps de calcul et la stabilité du modèle.

3.7 La bathymétrie

La définition de la bathymétrie est un aspect critique du modèle, et sa qualité a une incidence directe sur les résultats du modèle, notamment dans les zones de petits fonds ou encore au niveau des forts gradients bathymétriques propices à la génération des ondes internes.

Nous avons donc choisi d'utiliser la bathymétrie de *Lefèvre (2000)* utilisée pour la solution de marées FES 99, qui nous semble la plus complète à ce jour. En effet, dans le but d'exploiter au mieux les qualités des diverses bathymétries disponibles, il s'est appuyé sur trois bathymétries mondiales (*ETOPO5 1988*, *DBDB5 1983* et *Smith and Sandwell 1996*), des bases de données de côtes digitalisées, des bases de données d'isobathes et des points de sondes, pour construire la bathymétrie globale du modèle.

Il est généralement admis que les données *ETOPO5* contiennent des erreurs dans les régions d'eau peu profonde et sur les plateaux continentaux, que *DBDB5* est meilleure le long des côtes et que *Smith et Sandwell* est meilleure en plein océan. Donc une compilation de toutes ces bases de données donne a priori une bathymétrie fiable. Cette nouvelle base a toutefois été encore quelque peu modifiée dans les zones complexes et mal connues comme l'Océan Arctique et la mer de Weddel (prise en compte de nouvelles mesures). La carte de bathymétrie que nous avons utilisée est donnée en figure 3.6.

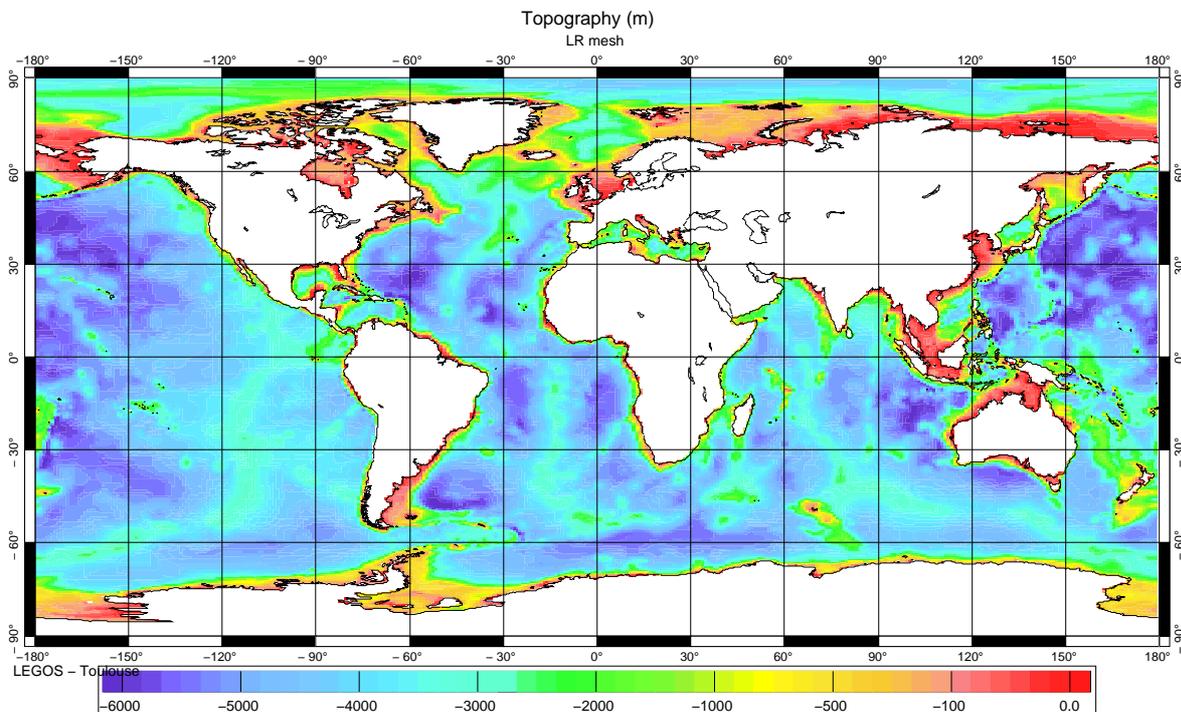


FIG. 3.6 – Bathymétrie du modèle (m)

3.8 Les ressources informatiques

Etant donné le nombre de points des maillages éléments finis (84400 noeuds P1 pour le maillage global défini ci-dessus), il est indispensable d'avoir des ressources informatiques suffisantes, tant en mémoire vive qu'en support disque de sauvegarde, pour faire tourner le modèle numérique.

L'IDRIS (Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique) fondé en 1993, est le centre majeur du CNRS pour le calcul numérique intensif de haute performance. Dans un premier temps, nous avons choisi d'implémenter notre code sur la machine vectorielle NEC-SX5. Après vectorisation des sources du code, on arrive à une performance globale d'environ **15 heures de calcul effectif pour faire 4 mois de simulation**, dans la configuration du maillage décrite précédemment. La place mémoire nécessaire est de **800 MBytes**.

Nous donnons pour information les caractéristiques de ce supercalculateur vectoriel :

► Processeurs

- 16 processeurs pour le noeud 1
- 16 processeurs pour le noeud 2
- 6 processeurs pour le noeud 3
- 8 Gflops crête/processeur
- fréquence d'horloge 250 MHZ

► Mémoire

- 128 Go pour le noeud 1
- 64 Go pour le noeud 2
- 32 Go pour le noeud 3

► Disques

- HOME : 65 Go
- WORKDIR + TMPDIR : 1 To

Cependant la vectorisation du code MOG2D-G est une étape longue et complexe, qui n'est pas compatible avec le caractère évolutif du code d'autant plus important que nous sommes en pleine phase de développement du modèle global.

Dans un deuxième temps, nous avons préféré faire tourner le modèle en mode scalaire sur la machine IBM BRODIE 4 de l'IDRIS (remplacée depuis Septembre 2002 par une machine plus performante ZAHIR). L'intérêt de cette approche est que le modèle a une formulation scalaire et est donc directement utilisable sur ces machines. Cependant le temps de calcul est plus important : environ 4 jours de calculs effectifs pour faire 2 mois de simulation sur BRODIE, sans compter le temps passé dans les files d'attente, ce qui porte à plus de 10 jours le temps d'attente pour récupérer 2 mois de simulation sur BRODIE. La machine ZAHIR est plus efficace avec environ **4 jours de calculs (autant d'attente) pour une simulation annuelle**.

Les caractéristiques de la machine scalaire IBM ZAHIR sont :

► Description matérielle

- 8 noeuds SMP de 32 processeurs Power 4 (puissance crête totale : 1,33 Tflop/s)
- 1 noeud avec 256 Go de mémoire partagée, 2 noeuds avec 128 Go de mémoire partagée et 5 noeuds avec 64 Go de mémoire partagée
- 3,5 To d'espace disque HOME, WORKDIR et TMPDIR

Le dernier test déterminant a été de faire tourner le modèle sur un nouveau PC hautes performances dès le mois de Mai 2002. La machine en question a une mémoire vive de 2 Gbytes, un processeur de **1.5 GHz**, et un disque dur de stockage de 35 Gbytes. Le modèle

peut donc tourner en continu sur cette machine, avec une performance de **5 jours de calculs pour faire 1 an de simulation**. L'espace de stockage nécessaire pour stocker un an de sorties du modèle est de 10 Gbytes pour des fichiers horaires, et de 2.5 Gbytes pour des fichiers à 6 heures. Les performances obtenues sur cette machine nous permettent aujourd'hui de faire tourner le modèle de façon quasiment opérationnelle.

Chapitre 4

Validation du modèle MOG2D-G

Une considération majeure lors de l'utilisation d'un modèle numérique est sa validité : donne-t-il des résultats réalistes et exploitables ? Dans ce but de l'évaluation de la validité de MOG2D-G, nous avons suivi deux approches complémentaires : un premier jeu de tests a porté sur la résolution de la marée océanique seule, sans autre forçage ; puis, nous avons étudié la réponse du modèle au forçage par une onde de Rossby-Haurwitz de pression atmosphérique et de période 5 jours. Les résultats des simulations présentées ici n'incluent pas la paramétrisation des ondes internes, sauf mention contraire.

4.1 La marée

Les marées sont des ondes de gravité haute fréquence qui ont une dynamique similaire aux ondes forcées par la météorologie que l'on veut étudier. Les marées océaniques sont aussi très bien connues sur l'océan global à travers de nombreuses observations (marégraphes) et des modèles numériques de haute précision (FES 99, *Lefèvre et al. 2002*; GOT, *Ray 1999*). De plus, le frottement sur le fond dépend de la totalité des courants océaniques, et la marée génère des vitesses importantes pouvant atteindre une dizaine de cm/s sur les plateaux continentaux. Le calcul des marées océaniques est donc une étape essentielle avant la réalisation de simulations globales réalistes forcées par la météorologie.

Nous avons pris en compte un spectre réduit composé d'un panel des trois catégories d'ondes de marées : les ondes hautes fréquences M_2 et K_1 , les longues périodes M_m et M_f et l'onde non linéaire M_4 qui résulte de l'interaction de M_2 avec elle-même. Le tableau (4.1) donne les périodes de ces ondes.

	M_2	K_1	M_f	M_m	M_4
période	12h25'	23h56'	13 jours 16h	27 jours 14h	6h12'

TAB. 4.1 – périodes des ondes de marée étudiées

4.1.1 Les marées hautes fréquences (M_2 et K_1)

L'onde principale de marée semi-diurne M_2

La composante M_2 est l'onde principale de la marée océanique. Les structures de son amplitude et de sa phase sont globalement bien connues, que ce soit par les mesures altimétriques ou aux marégraphes, ou par des modèles numériques aujourd'hui très performants. Le modèle FES 99 (*Lefèvre, 2000*) atteint une précision d'environ 13.1 cm en comparaison aux données

marégraphiques, voire même 1.3 cm pour le modèle avec assimilation (Lefèvre, 2000).

Dans les tests ci-après, nous avons utilisé une vitesse de background minimale de $u_0 = 1 \text{ cm/s}$ pour une profondeur $H = 100 \text{ m}$, cette vitesse devenant plus forte sur les plus petits fonds et moindre en océan profond (cf. chapitre 3). Des runs d'environ un mois suffisent pour déterminer l'onde de marée semi-diurne M_2 seule. En fait, la marée s'établit de façon stable au bout d'une dizaine de jours de simulation globale. Une analyse harmonique des élévations de niveau de la mer calculées par MOG2D, donne les caractéristiques spectrales de M_2 , qui sont représentées sur les figures 4.1 et 4.2.

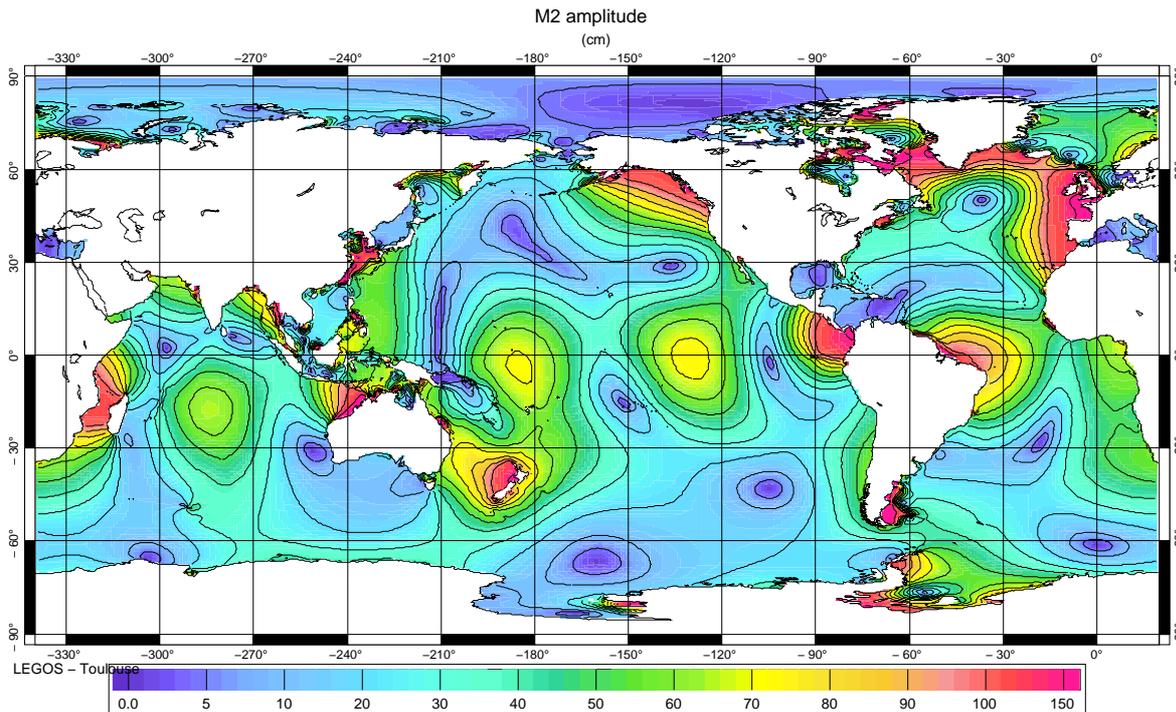
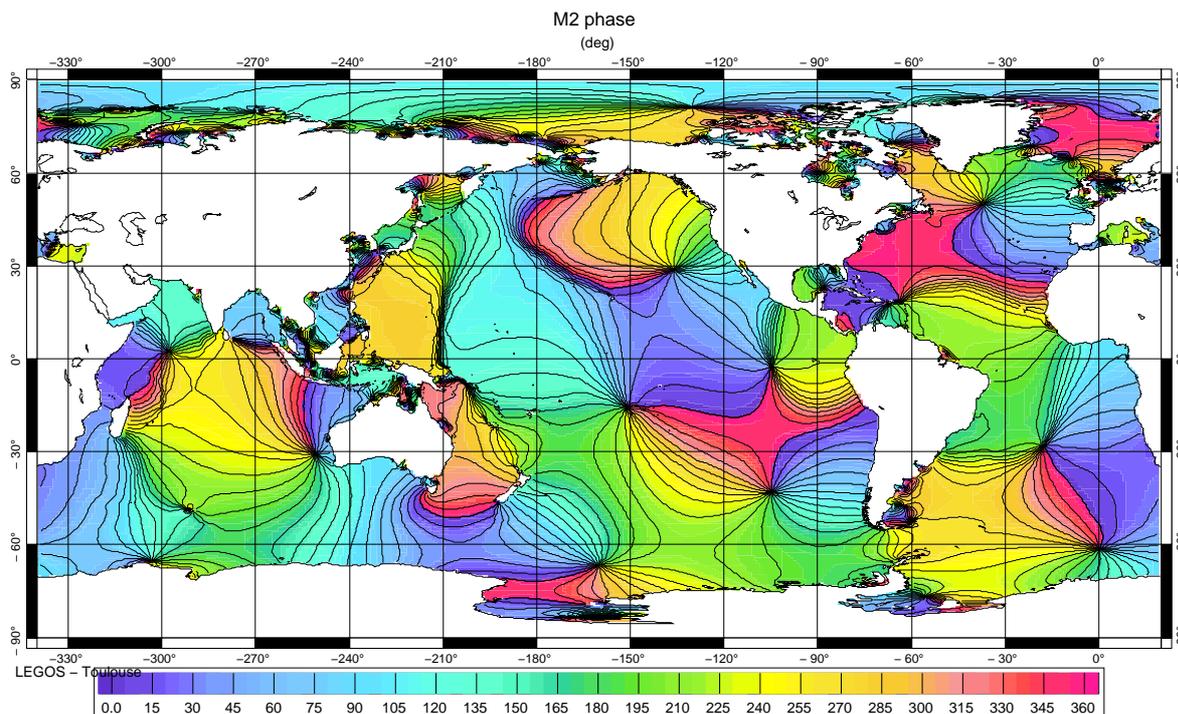


FIG. 4.1 – amplitude de M_2 calculée par MOG2D-G (cm)

Globalement, on retrouve donc les structures de M_2 attendues : on note un anti-amphidrome de 60 cm dans l'Océan Indien, autour de 15° Sud/ 75° Est, une amplitude d'environ 1 m dans le canal du Mozambique et des surélévations au niveau du Golfe d'Oman, de la baie du Bengale et sur le plateau Australien. Le point amphidromique au sud-ouest de l'Australie s'est bien positionné, ce qui est encourageant/satisfaisant car cet amphidrome est, par expérience, très difficile à retrouver numériquement. Dans l'Océan Pacifique, on retrouve les deux anti-amphidromes d'environ 70 cm au niveau de 0° de latitude/ 130° Ouest et 5° Sud/ 175° Est. L'amplitude atteint aussi plus d'un mètre sur la côte Néo-zélandaise (du côté de la mer de Tasmanie), au niveau du Costa-Rica, de Panama, dans le Golfe d'Alaska et dans la mer de Chine. Dans l'Atlantique, on retrouve une amplitude nulle (point amphidromique) dans la mer de Weddell et des surélévations sur la côte Africaine et entre le Brésil et l'Afrique. L'amplitude de M_2 est en outre très forte (plus de 150 cm) sur le plateau Patagonien, sur tout le plateau Européen et dans la mer du Labrador. L'amplitude et la phase de M_2 calculées par MOG2D-G sont donc très satisfaisantes. Il faut cependant noter que ces amplitudes restent globalement un peu trop fortes.

Afin d'évaluer quantitativement la qualité de ces nouvelles solutions de marées océaniques, nous avons établi des comparaisons aux 95 marégraphes des réseaux WOCE et MEDGLOSS (cf. annexe A, figure A.1).

FIG. 4.2 – phase de M_2 calculée par MOG2D-G (degrés)

Le tableau C.1 (donné dans l'annexe C) résume les valeurs des constantes harmoniques de M_2 en ces points et données par les observations, le modèle FES 99 avant assimilation et le modèle MOG2D-G.

	M_2 MOG2D-G	M_2 FES99 sans assimilation	M_2 FES99 avec assimilation
biais moyen (cm)	4.7	4.6	0.1
rms moyenne (cm)	8.4	13.1	1.3

TAB. 4.2 – Statistiques moyennes aux marégraphes pour l'onde M_2

En faisant des statistiques moyennes sur tous les marégraphes (tableau 4.2), il apparaît que l'onde de marée M_2 calculée par MOG2D-G reste globalement trop forte de 4,7 cm, avec une RMS moyenne de 8,4 cm. Le biais de 4,7 cm est du même ordre que celui de FES 99 avant assimilation ; par contre la RMS de seulement 8,4 cm est nettement inférieure (d'environ 35%) à celle de FES 99 avant assimilation. Les meilleures performances de MOG2D-G sont expliquées par le fait que le modèle est time-stepping et non-linéaire, ce qui permet d'avoir des solutions plus réalistes que le modèle spectral FES 99, dans lequel les non-linéarités sont traitées de façon indirecte (*Lefèvre, 2000*). On note aussi que les performances de MOG2D-G pour l'onde semi-diurne M_2 restent en deçà de celles de FES 99 avec assimilation, qui est à ce jour ce que l'on sait faire de mieux en matière de modélisation de la marée océanique (modèle hydrodynamique + assimilation de données).

L'introduction de la paramétrisation de la génération d'ondes internes (lors du passage d'une onde barotrope sur des forts gradients de topographie) dans le modèle, nous permet de réduire nettement le biais en amplitude et la RMS aux marégraphes du modèle (*cf. chapitre 5 sur les ondes internes*).

Nous avons aussi quantifié les différences entre les distributions des constantes harmoniques calculées par MOG2D-G et celles calculées par le modèle FES 99 avec assimilation de données, qui est à ce jour l'un des meilleurs modèles de marée océanique disponible. Les phases de MOG2D-G sont globalement bien calées ; par contre il existe des différences d'amplitudes assez fortes. La carte de ces différences pour l'onde M_2 est donnée sur la figure (4.3). Les valeurs sont comprises entre -6 cm et +6 cm sur une grande partie de l'océan mondial. Il existe cependant quelques zones où les différences atteignent 15-27 cm ; elles correspondent aux régions de forte amplitude de l'onde M_2 : dans la mer de Tasmanie, à l'Ouest de l'Amérique Centrale et du Chili, sur le plateau Amazonien et dans le Nord de l'Atlantique.

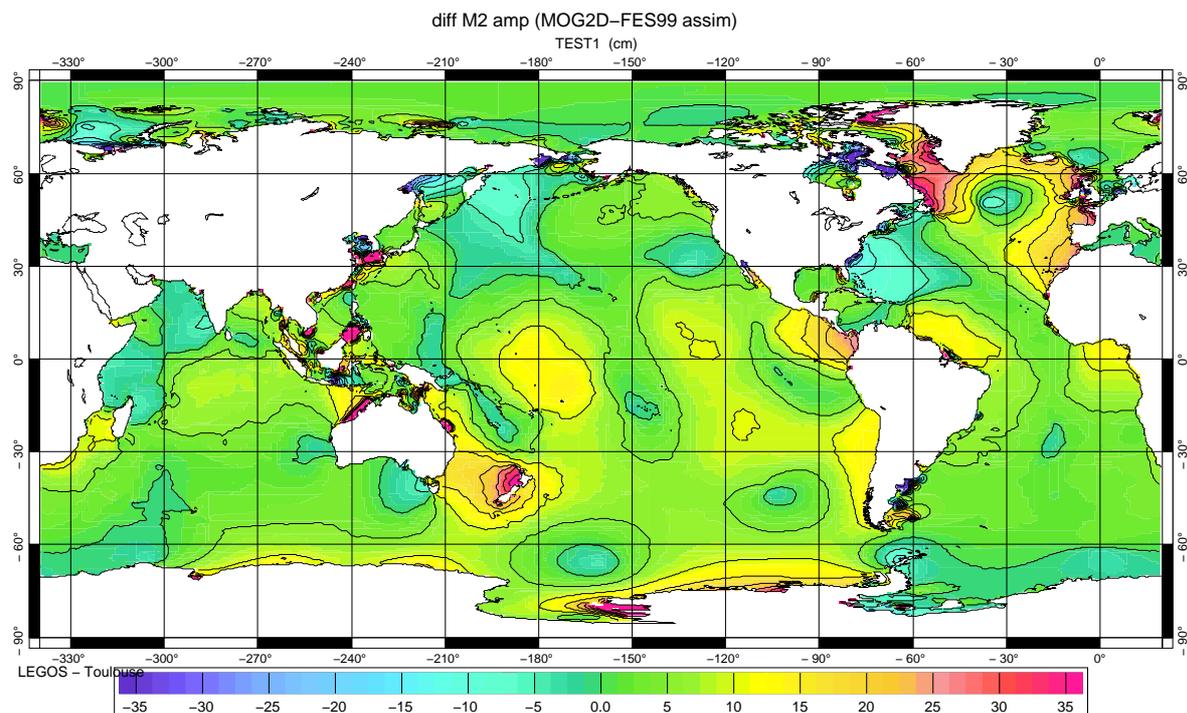


FIG. 4.3 – Différence entre les amplitudes de M_2 données par MOG2D-G et celles de FES 99 avec assimilation de données (cm)

L'onde principale de marée diurne K_1

Nous avons fait une simulation incluant l'onde M_2 et l'onde diurne K_1 , qui est la deuxième onde de marée par ordre d'importance. Les composantes harmoniques de K_1 obtenues sont données sur les figures 4.4 et 4.5.

On retrouve globalement les bonnes distributions en amplitude et en phase, avec des structures de très grandes échelles spatiales (longueurs d'onde de $K_1 \simeq 2$ fois celles de M_2), ainsi que de plus petites structures localisées au niveau des plateaux continentaux (Patagonie, Europe, Kerguelen, Australie ...). Une comparaison aux données marégraphiques (cf. carte A.1 de l'annexe A) et à FES 99 est donnée dans le tableau C.2 (tableau donné dans l'annexe C).

On note que les caractéristiques de K_1 obtenues sont très proches de celles du modèle FES 99 avant assimilation (tableaux C.2 et 4.3) : le biais en amplitude pour K_1 est le même que FES 99 (+ 0,4 cm) ; par contre, la RMS est légèrement plus faible pour le modèle MOG2D-G : 2,1 cm contre 2,3 cm pour FES 99. Les performances pour cette onde diurne K_1 demeurent

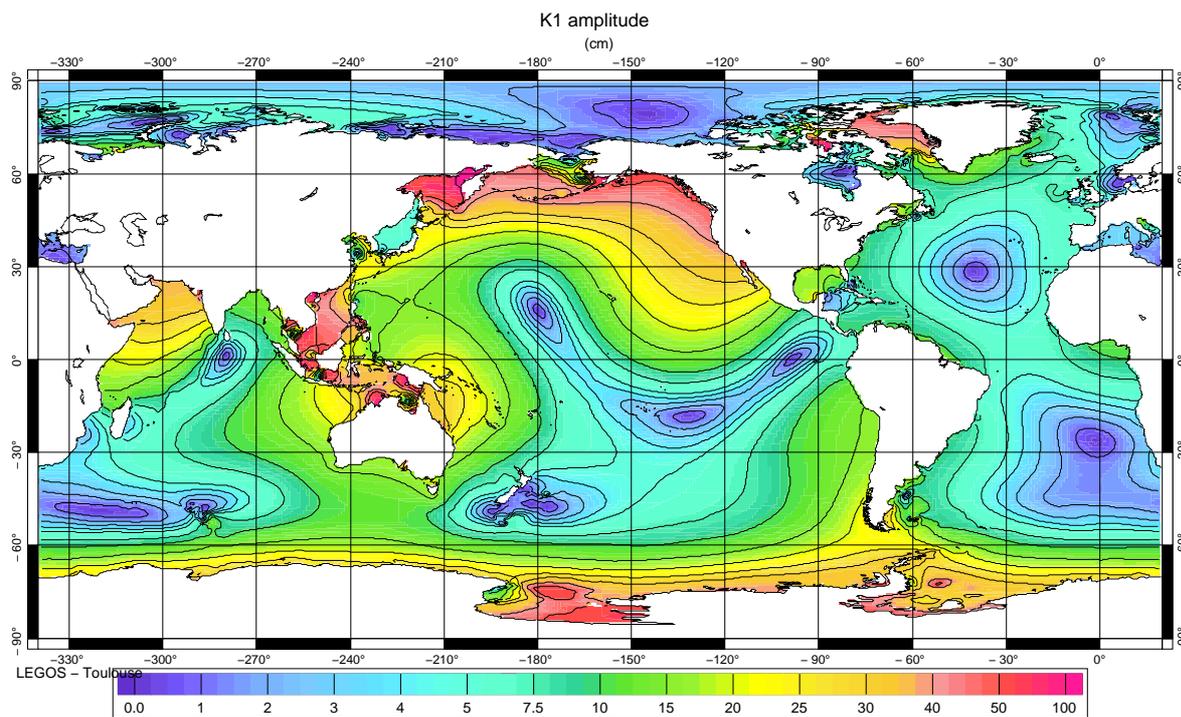


FIG. 4.4 – amplitude de K_1 calculée par MOG2D-G (cm)

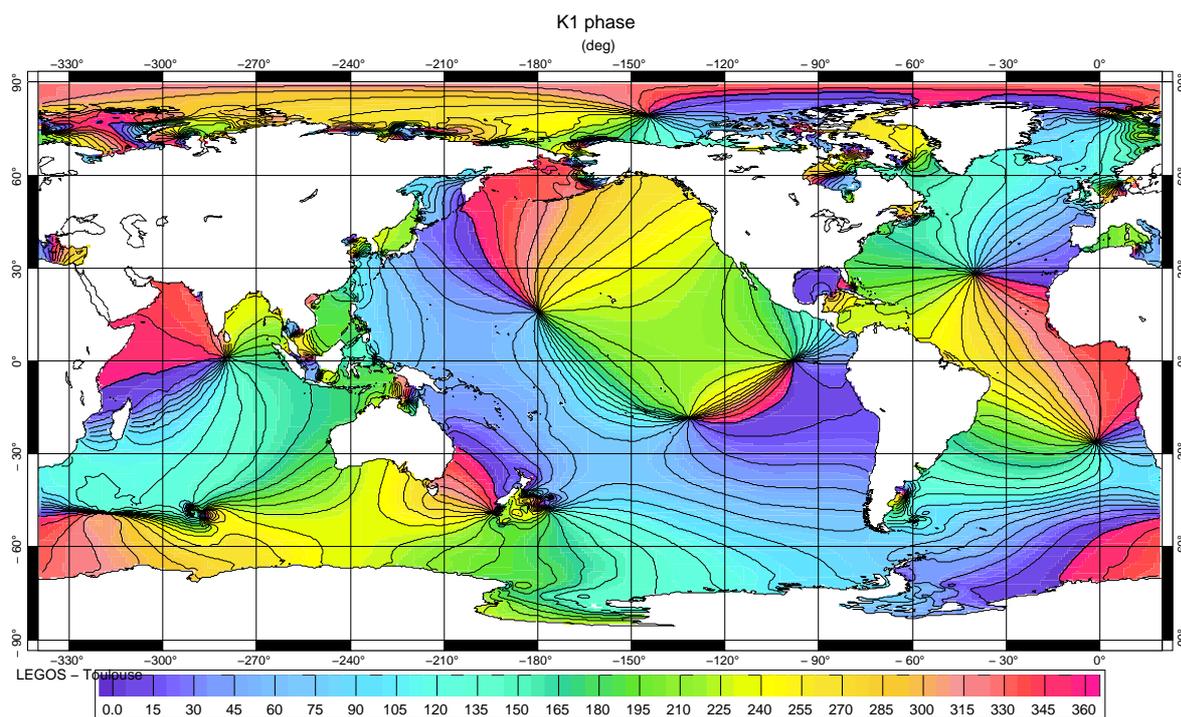


FIG. 4.5 – phase de K_1 calculée par MOG2D-G (degrés)

	K_1 MOG2D-G	K_1 FES99 sans assimilation	K_1 FES99 avec assimilation
biais moyen (cm)	0.4	0.4	0.0
rms moyenne (cm)	2.1	2.3	1.1

TAB. 4.3 – Statistiques moyennes aux marégraphes pour l'onde K_1

encore inférieures à celles de FES 99 avec assimilation.

Les différences entre les constantes harmoniques calculées par MOG2D-G et celles calculées par le modèle FES 99 avec assimilation de données, pour l'onde K_1 , montrent encore des phases de MOG2D-G globalement bien calées. Les différences d'amplitudes sont légèrement plus importantes (cf. figure (4.6)), même si elles restent très faibles : inférieures à 5 cm dans la majorité des régions, avec des pics à 15 cm dans la mer de Chine, la mer de Ross ou encore la baie de Baffin.

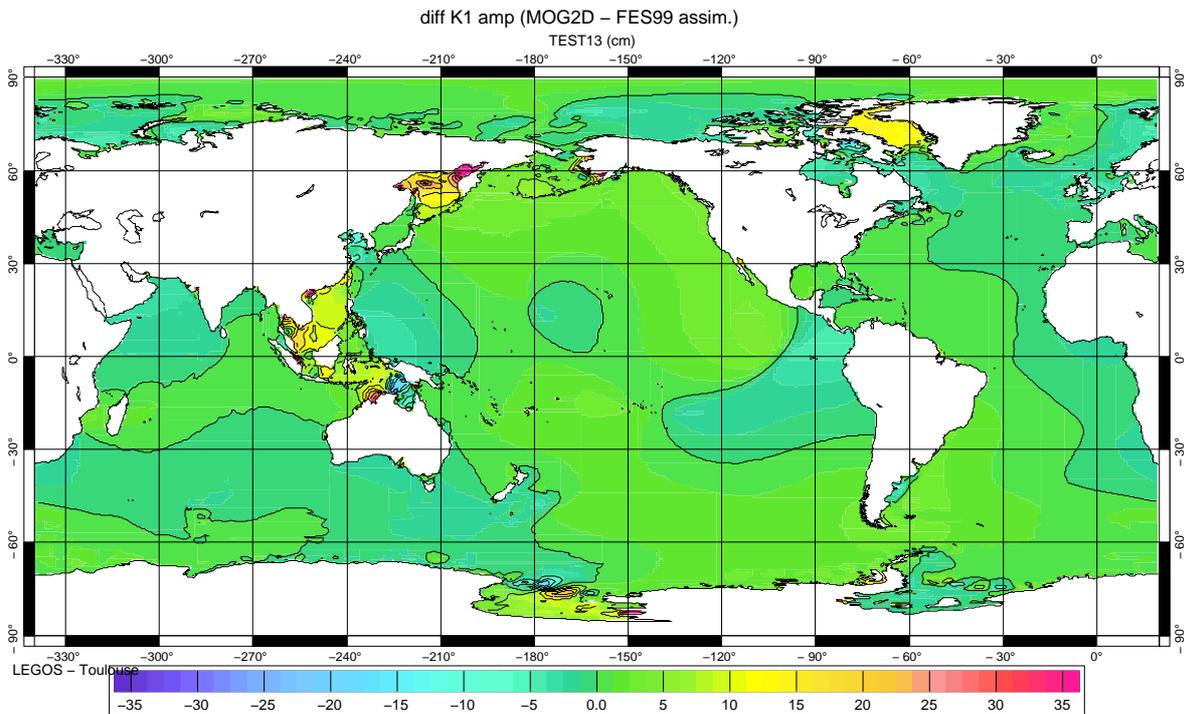


FIG. 4.6 – Différence entre les amplitudes de K_1 données par MOG2D-G et celles de FES 99 avec assimilation (cm)

4.1.2 Les marées longues périodes (Mm et Mf)

Nous avons aussi évalué le comportement du modèle aux plus longues périodes, et en particulier vérifié qu'il peut reproduire les faibles amplitudes et les bonnes structures des ondes de marées longues périodes comme Mf et Mm . Nous avons donc réalisé des simulations de marées océaniques en incluant, outre l'onde semi-diurne M_2 (nécessaire pour avoir une dissipation réaliste), la marée lunaire bimensuelle Mf ainsi que la marée lunaire mensuelle Mm . La période des simulations est de 3 mois.

Les figures 4.7,4.8 et 4.9,4.10 donnent les amplitudes et phases des ondes Mf et Mm respectivement, calculées par le modèle MOG2D-G.

Les marégraphes (toujours issus des réseaux WOCE et IAPSO) utilisés pour la validation de ces deux ondes sont localisés sur la figure (A.2, annexe A). On remarque que le nombre de marégraphes retenus pour ces ondes est largement réduit. Cela vient du fait que Mm et Mf ont des amplitudes assez faibles (à peine 3 cm), et que l'on a supprimé tous les marégraphes dont le niveau de bruit était supérieur à 25% de l'énergie de l'onde étudiée.

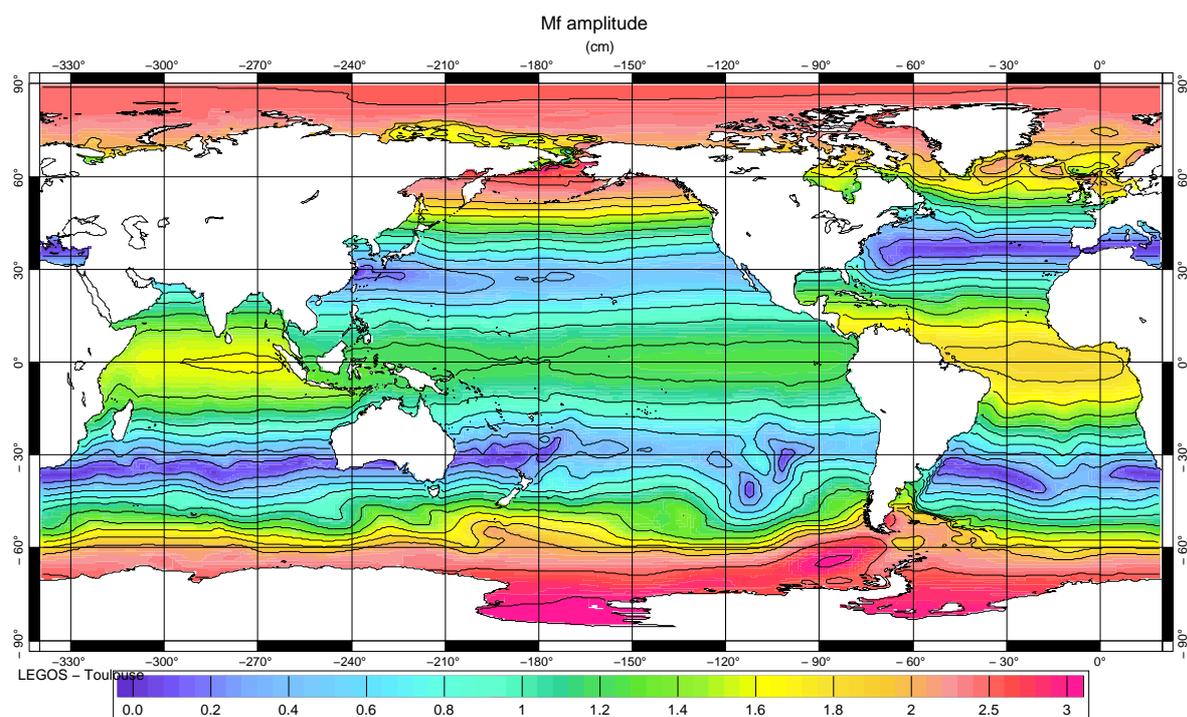


FIG. 4.7 – amplitude de M_f calculée par MOG2D-G (cm)

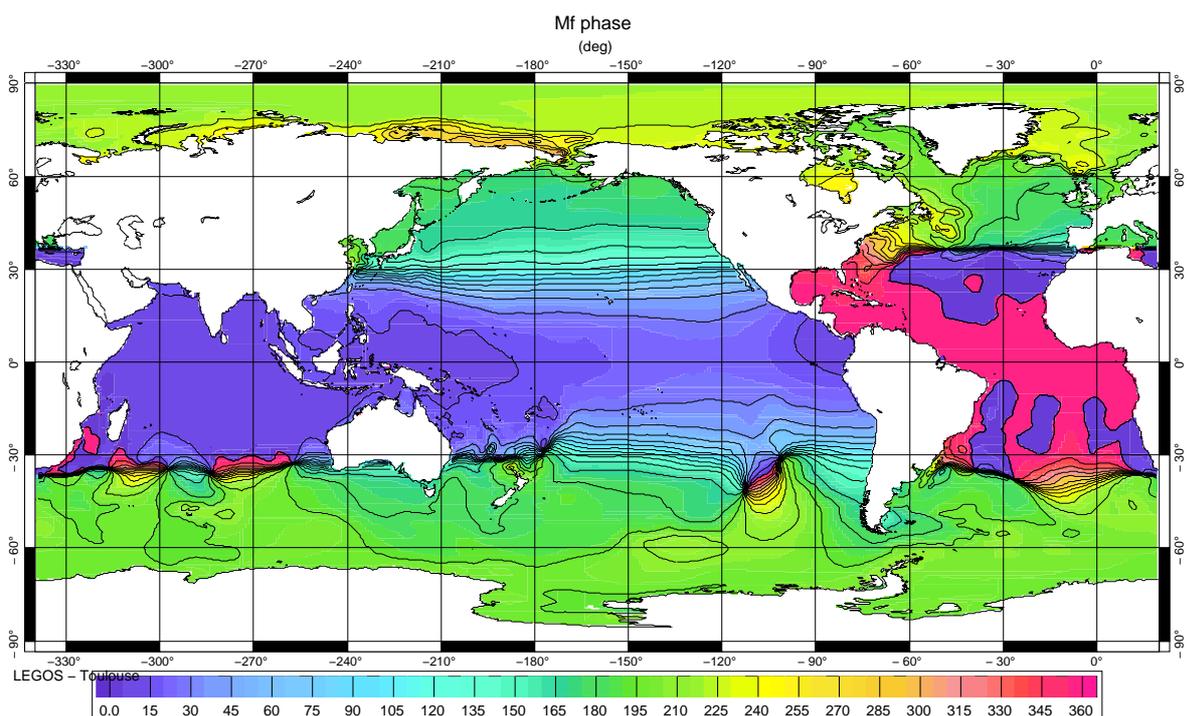


FIG. 4.8 – phase de M_f calculée par MOG2D-G (degrés)

Les résultats obtenus avec MOG2D-G pour ces 2 ondes M_f et M_m , ainsi que les valeurs observées et celles issues de FES 99 avec assimilation, sont rassemblés dans les tableaux C.3 et C.4, donnés dans l'annexe C.

Pour M_f et M_m , on retrouve les distributions zonales (suivant les latitudes) caractéristiques

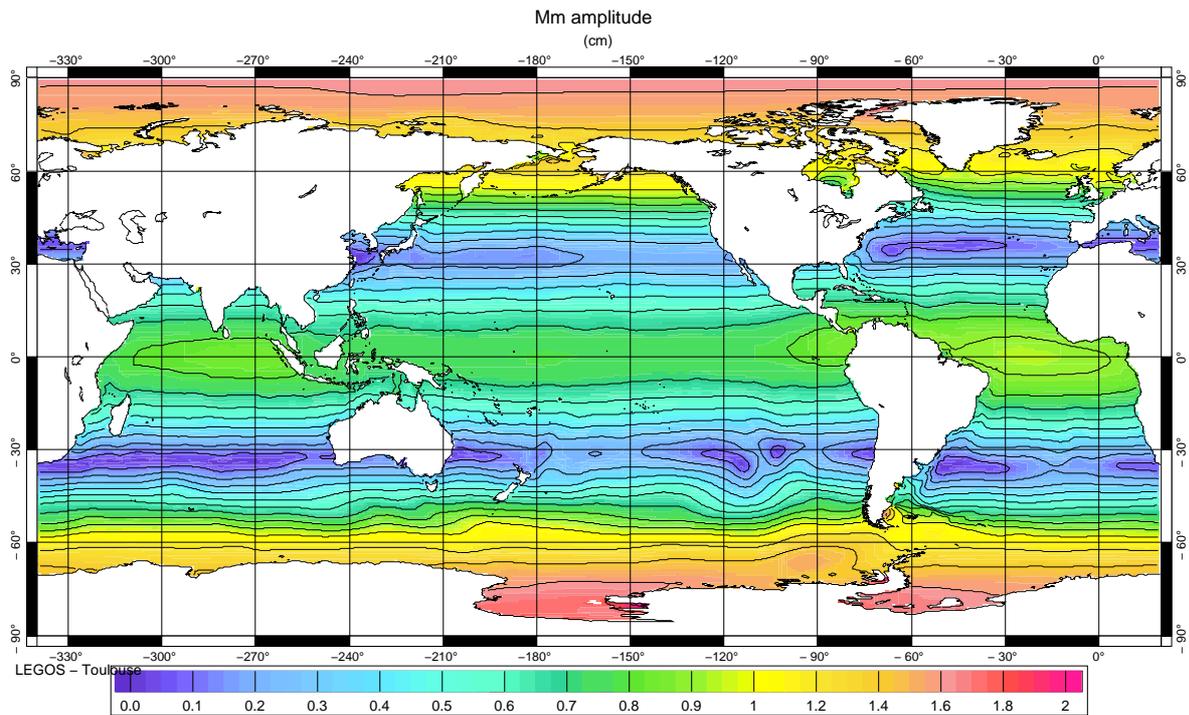


FIG. 4.9 – amplitude de Mm calculée par MOG2D-G (cm)

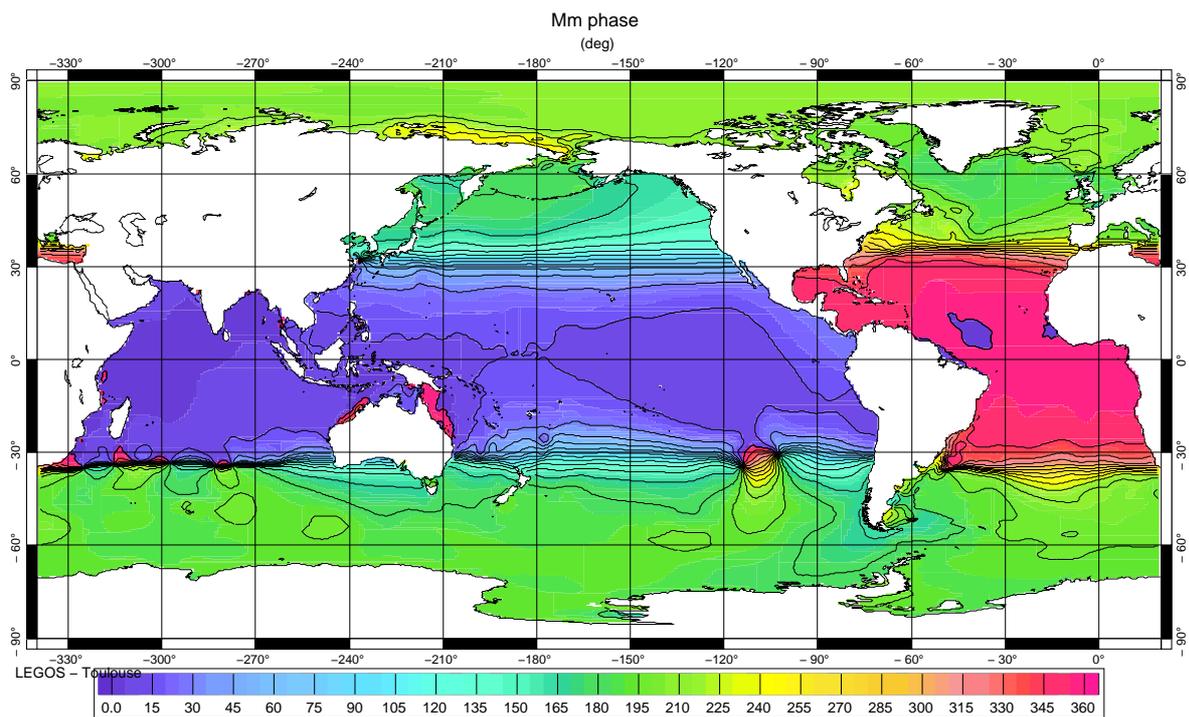


FIG. 4.10 – phase de Mm calculée par MOG2D-G (degrés)

de ces ondes longues périodes, avec des solutions proches de la solution d'équilibre : On observe des amplitudes assez fortes aux très hautes latitudes (au delà de 60° Nord et Sud) qui atteignent 3 cm pour Mf et seulement 2 cm pour l'onde Mm . Le signal est quasiment nul au niveau des latitudes moyennes ($\pm 30^\circ/40^\circ$).

Enfin on voit apparaître une distribution équatoriale typique, à savoir, une amplitude assez faible dans le Pacifique équatorial, une amplitude légèrement plus forte dans l'Indien équatorial et encore plus élevée dans l'Atlantique équatorial. Cette répartition est commune aux 2

ondes Mf et Mm , avec la seule différence que Mm est plus amortie.

Une autre structure caractéristique de ces ondes est l'opposition de phases entre les hautes et les basses latitudes avec une cassure à $\sim 40^\circ$ Nord et Sud.

Une étude récente de *Egbert et Ray (2003)* permet d'expliquer la distribution spatiale caractéristique des ondes longues périodes (différences d'amplitudes de la réponse océanique entre les 3 bassins et opposition des phases entre hautes et basses latitudes). Ils ont montré que l'océan répondait avec les caractéristiques de chaque bassin, ainsi que l'importance de la connection entre les bassins (par le sud de l'océan Indien essentiellement) qui est gouvernée par l'application de la conservation de la masse.

	M_f MOG2D-G	M_f FES99 avec assimilation
biais moyen (cm)	-0.1	-0.1
rms moyenne (cm)	0.2	0.2

TAB. 4.4 – **Statistiques moyennes aux marégraphes pour l'onde longue période M_f**

	M_m MOG2D-G	M_m FES99 avec assimilation
biais moyen (cm)	-0.3	-0.3
rms moyenne (cm)	0.4	0.4

TAB. 4.5 – **Statistiques moyennes aux marégraphes pour l'onde longue période M_m**

Les statistiques moyennes aux marégraphes sont données dans les tableaux 4.4 et 4.5.

Les résultats obtenus aux marégraphes sont très satisfaisants, avec pour Mf , un biais moyen en amplitude de -0,1 cm et une RMS de 0,2 cm seulement ; et pour Mm , un biais en amplitude de -0,3 cm et une RMS de 0,4 cm. Les valeurs obtenues pour ces 2 ondes sont du même ordre que les performances aux marégraphes obtenues avec le modèle spectral de marées FES 99 avec assimilation de données.

On observe aussi que les solutions basses fréquences Mf et Mm , calculées par MOG2D-G, sont beaucoup moins bruitées spatialement, que celles du modèle FES99, notamment dans les zones extratropicales. Notons que MOG2D-G et FES99 sont calculés sur la même grille éléments finis (formulation P1 pour MOG2D-G et P2 pour FES99 ; cf. chapitre 3), et que la dissipation dans le modèle MOG2D-G est mieux paramétrisée pour ces basses fréquences. Nos solutions sont donc à priori plus réalistes que celles obtenues avec le modèle FES.

Notons enfin que nos solutions ressemblent beaucoup aux solutions basses fréquences de *L. Mathers (2000)*, à la différence que ses ondes Mf et Mm sont beaucoup plus lissées que les nôtres et qu'elle observe moins de petites structures. Ce lissage probablement excessif est expliqué par la très forte viscosité horizontale utilisée dans son modèle.

Toutes ces structures sont essentiellement le reflet des grandes échelles de la topographie, ce qui souligne encore une fois l'importance d'utiliser une topographie réaliste dans les modèles. Il est intéressant de préciser que ces petites structures correspondant au piégeage de l'énergie par la topographie, apparaîtront aussi dans la réponse de l'océan aux forçages météorologiques.

4.1.3 Les marées non linéaires : l'onde M_4

A la différence d'un modèle spectral, MOG2D-G inclut naturellement les ondes non linéaires. Cela nous permet d'étudier le signal correspondant à l'onde M_4 , qui résulte de l'interaction non linéaire de M_2 avec M_2 . Cette onde est généralement négligée, car les océanographes la considère comme étant très peu significative en plein océan.

Les figures 4.11 et 4.12 donnent les constantes harmoniques (amplitude et retard de phase) de l'onde M_4 calculée par MOG2D-G.

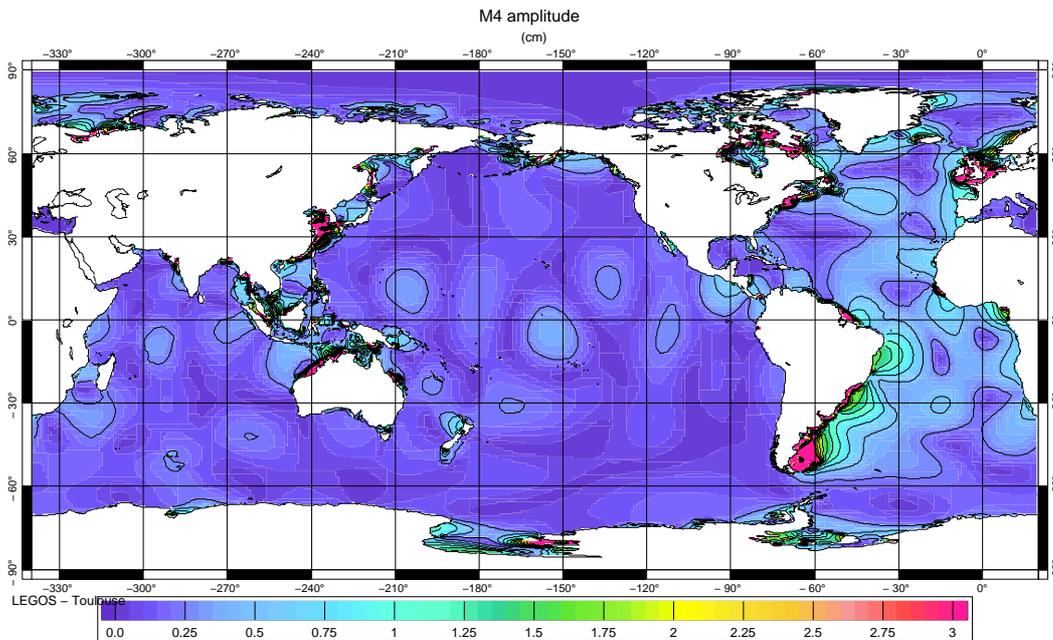


FIG. 4.11 – amplitude de M_4 calculée par MOG2D-G (cm)

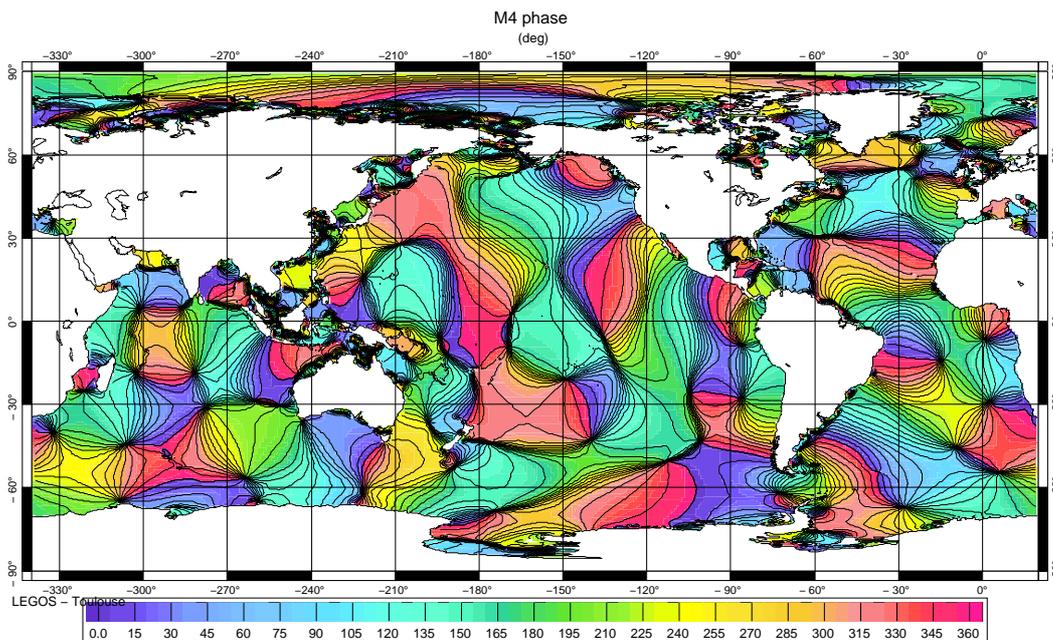


FIG. 4.12 – phase de M_4 calculée par MOG2D-G (deg)

Les zones peu profondes étant des zones de génération des non-linéarités, on observe une amplification de M_4 sur les plateaux continentaux (Patagonie, mer Jaune, plateau Européen ...).

Dans l'océan profond, le signal de M_4 est globalement très faible : dans l'Océan Indien et le Pacifique, l'amplitude de M_4 reste inférieure à 0.5 cm, voire 0.25 cm.

Par contre on voit apparaître des structures plus énergétiques dans l'Océan Atlantique, avec notamment une amplitude de l'ordre de 1 cm dans l'Atlantique sud et de 1.5 cm au large des côtes de l'Amérique du Sud (Brésil). Le signal dû à l'onde M_4 devient donc significatif dans cette zone, puisqu'il est du même ordre que la précision des corrections altimétriques actuelles. Sur la carte des phases de M_4 , il apparaît que ce signal fort en plein océan provient de la zone importante de génération située sur le plateau de Patagonie (signature d'une onde progressive se propageant vers le nord).

Le tableau 4.6 compare les constantes harmoniques de M_4 données par le modèle MOG2D-G, avec des données in situ issues de mesures de pression de fond (base **BPR**, cf. annexe A). On note que les marégraphes de Marfrio et de Tristan sont situés dans l'Atlantique sud où le signal de M_4 atteint quasiment 1 cm, soit un maximum en plein océan. Le modèle donne des résultats très proches des observations dans ces zones, ce qui permet de valider l'amplitude forte de M_4 dans l'océan profond. Pour les autres localisations, il apparaît que le modèle et les mesures sont globalement assez similaires, bien que le signal M_4 reste très faible.

nom	M_4 marégraphes		M_4 MOG2D-G	
	amplitude (cm)	phase (deg)	amplitude (cm)	phase (deg)
amsterdam	0.2	320.9	0.1	340.0
ck2	0.2	139.6	0.1	289.6
crozet	0.5	204.7	0.0	275.4
cd	0.2	41.3	0.2	222.6
nns	0.2	33.6	0.3	211.2
fp1	0.6	129.0	0.4	134.6
fs1	0.6	291.2	0.7	238.9
fs2	0.3	18.6	0.3	263.6
fs3	0.3	46.8	0.2	297.0
kerguelen	0.4	333.0	0.5	329.3
marfrio	0.7	141.8	0.8	156.6
myrtle	0.2	46.0	0.2	228.7
nd1	0.3	77.2	0.4	158.2
pavasas	0.4	137.4	0.8	149.3
sd1	0.3	62.6	0.2	203.4
sd2	0.3	48.5	0.2	233.9
tristan a	0.6	282.6	0.4	231.3
tristan b	0.5	270.5	0.4	220.6
tristan c	0.5	276.5	0.3	229.6
biais moyen	0.0			
rms moyenne	0.3			

TAB. 4.6 – Comparaison des constantes harmoniques données par les BPR et issues du modèle MOG2D-G, pour l'onde M_4 .

4.2 Réponse océanique au forçage par une onde de Rossby-Haurwitz à 5 jours

L'existence d'une telle onde de fréquence 5 jours et se propageant vers l'Ouest dans la pression atmosphérique, est aujourd'hui bien connue grâce notamment, aux études de *Madden et Julian (1972)* et de *Luther (1982)*.

Si on fait une analyse harmonique du forçage de pression ECMWF sur l'année 1995 (cf. figure 4.13), on voit effectivement apparaître un signal assez fort d'amplitude atteignant 1.22 mbars aux hautes latitudes (au delà de 30° Nord et de 30° Sud) et des petites structures de propagation vers l'Ouest.

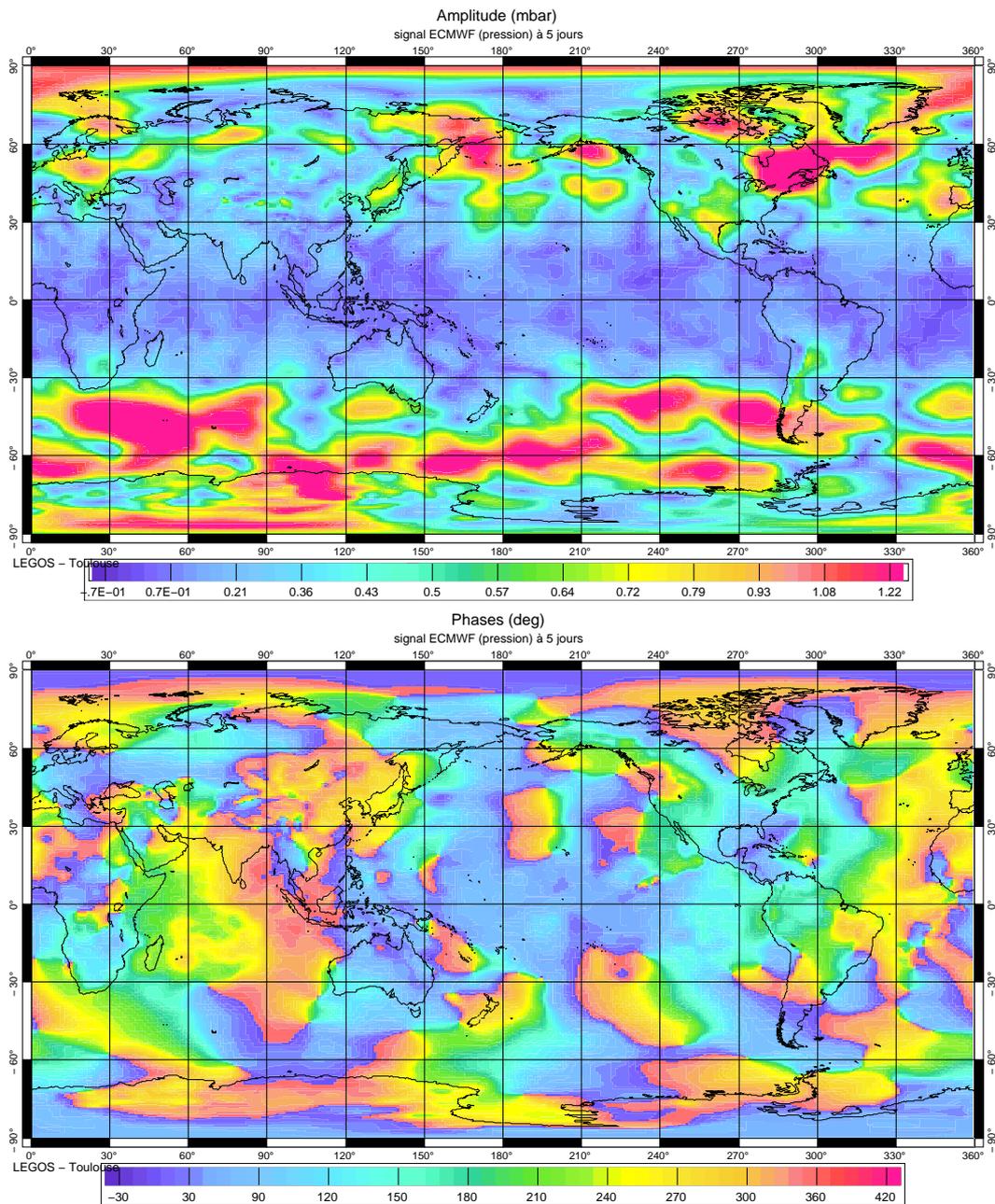


FIG. 4.13 – amplitude et phase du signal à 5 jours contenu dans le champs de pression ECMWF

4.2.1 Le forçage

Le modèle est maintenant forcé par la formulation analytique d'une onde de Rossby-Haurwitz de pression se déplaçant vers l'Ouest avec une période de 5 jours. La structure de cette onde, à l'instant t_0 , est donnée sur la figure (4.14) (*Madden et Julian, 1972; Luther, 1982*).

Ce test avec un forçage unifréquenciel a deux avantages : il permet de mieux comprendre le comportement du modèle aux hautes fréquences. D'un autre côté, une étude détaillée de la réponse à un tel forçage, a déjà été réalisée par *Ponte (1997)* et *Mather (2000)*, ce qui nous permet de faire des comparaisons et de valider le modèle.

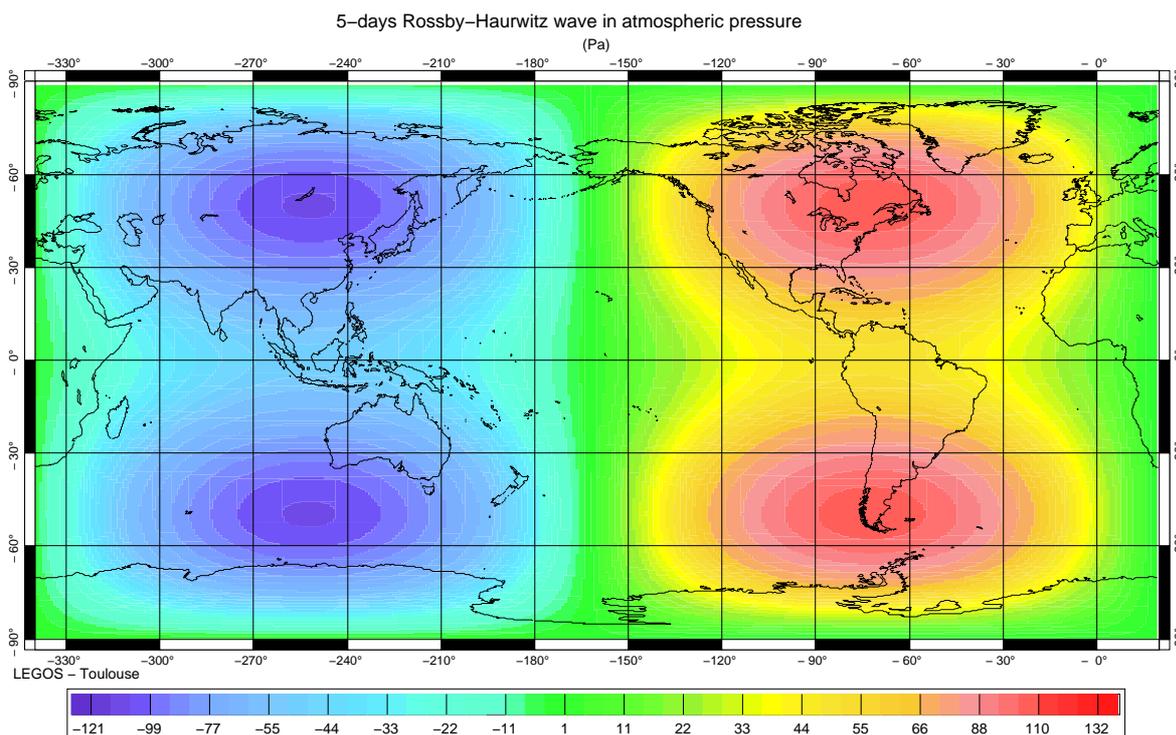


FIG. 4.14 – Structure de l'onde de Rossby-Haurwitz à 5 jours appliquée au modèle, à l'instant t_0 (Pa)

4.2.2 La réponse de MOG2D-G

Nous avons fait une simulation incluant la marée M_2 afin d'avoir une dissipation par frottement réaliste, et prenant en compte ce forçage d'une onde de Rossby-Haurwitz à 5 jours. La période de la simulation est de 4 mois afin que la réponse du modèle à la fréquence considérée soit bien établie (en fait ~ 2 mois suffisent).

Afin d'évaluer la réponse du modèle au forçage décrit ci-dessus, à la fréquence de 5 jours, nous avons réalisé une analyse harmonique de la réponse dynamique (IBD = niveau de la mer - BI) calculée par le modèle, à cette même fréquence de 5 jours. Les constantes harmoniques correspondantes sont données sur la figure 4.15.

On constate que nos résultats sont extrêmement proches de ceux obtenus par *Ponte (1997)* et de ceux de *Mathers (2000)*, alors que les modèles considérés sont très différents, notamment du point de vue des mécanismes de dissipation : *Ponte* utilise un modèle avec une très forte dissipation par frottement sur le sol (frottement linéaire avec un coefficient de 0,1 cm/s, pas

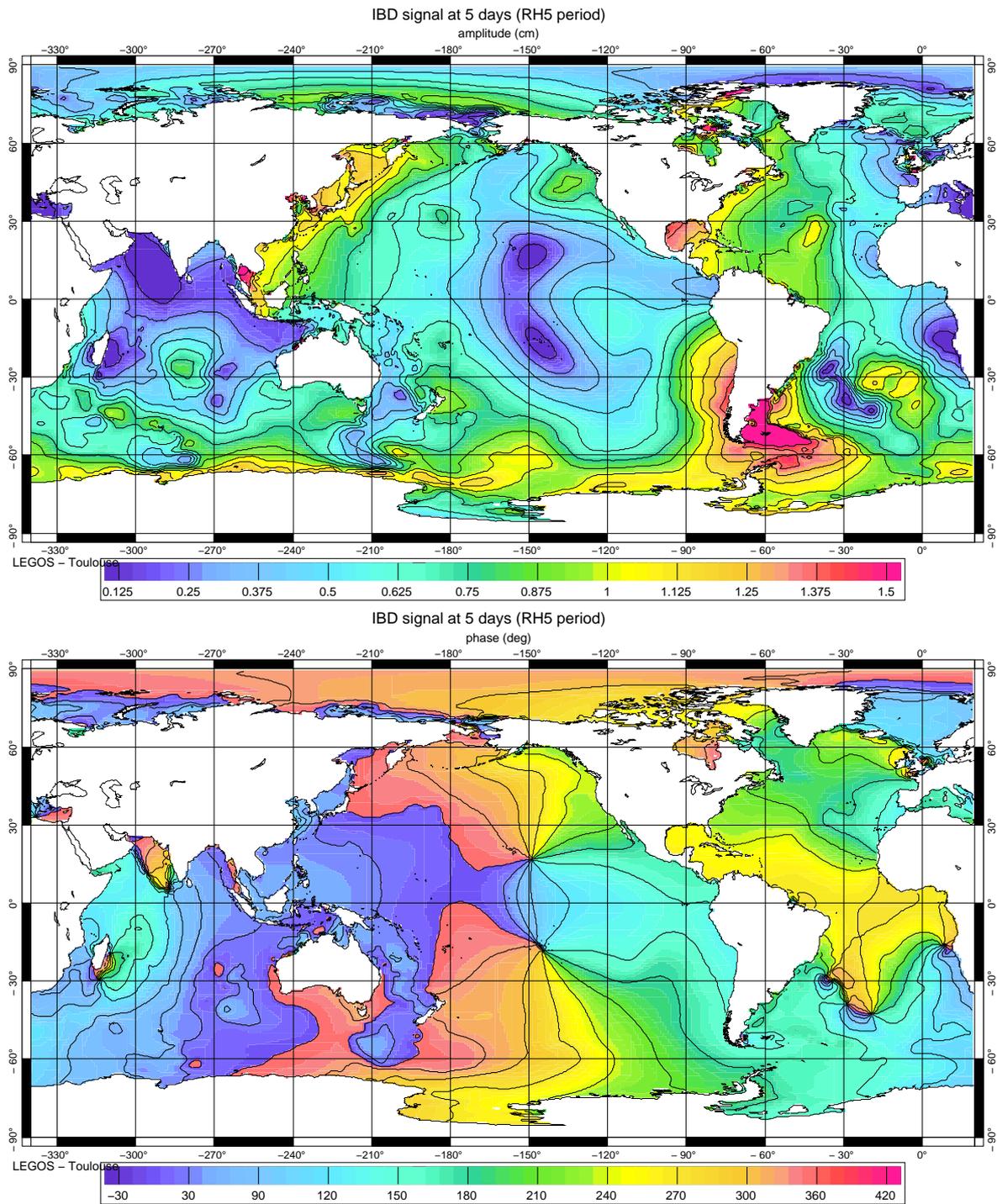


FIG. 4.15 – amplitude et phase de la réponse dynamique du modèle au forçage analytique d’une onde de Rossby Haurwitz à 5 jours.

de marée) ; le modèle de *L. Mathers* est très fortement visqueux ($\text{coef}=10^6 \text{m}^2/\text{s}$) avec un frottement plus réaliste (frottement quadratique avec les courants de marées inclus). Notre modèle est quant-à lui plus faiblement visqueux (viscosité moyenne de $90 \text{m}^2/\text{s}$) et inclue un frottement quadratique de type Chezy ainsi que la marée océanique, ce qui le rend plus réaliste.

On retrouve donc des structures à 5 jours qui sont très différentes d’une réponse en BI pur, ce qui signifie que l’Océan répond de manière dynamique au forçage de la pression atmosphérique

à la fréquence de 5 jours : on observe deux points amphidromiques dans l'Océan Pacifique, et une réponse océanique fortement résonnante (les amplitudes atteignant $\sim 1,44$ cm) sur les côtes d'Amérique du Sud, autour de l'Antarctique et dans les parties nord-ouest des bassins Atlantique et Pacifique. On note aussi l'existence de structures de plus petites échelles dans le sud de l'océan Indien et de l'océan Atlantique.

4.2.3 Comparaison des réponses au forçage analytique et au forçage réel, à la période de 5 jours

Les cartes 4.15 (cf. paragraphe précédent) donnent les caractéristiques de la réponse dynamique de l'océan (IBD) au forçage analytique à 5 jours.

Afin de quantifier la réponse océanique au forçage réel de la pression atmosphérique seule à cette même période de 5 jours, et donc d'évaluer le réalisme des solutions analytiques précédentes, nous avons réalisé une analyse en EOF complexes (CEOF, *Wallace et Dickinson, 1972*) du signal dynamique calculé par MOG2D-G dans la gamme de fréquences comprises entre 4 et 6 jours.

Dans un premier temps, nous avons calculé la matrice de l'interspectre du IBD dans la gamme de fréquences choisie et pour l'océan global. Les sorties de MOG2D-G ont été au préalable interpolées sur une grille régulière de plus faible résolution ($4^\circ \times 4^\circ$) afin de limiter le coût des calculs. Une décomposition en modes propres complexes de cette matrice permet ensuite de mettre en évidence les différents modes de variabilité de la solution calculée par le modèle. A chaque mode, on associe un pourcentage d'explication de la variance totale, qui donne l'importance du mode dans la composition du signal global. Ce pourcentage de variance expliquée par le mode i est donné par le rapport de la $i^{i\text{me}}$ valeur propre associée au vecteur propre i , sur la somme des valeurs propres. On note que les valeurs propres retournées par cette décomposition sont réelles, du fait du caractère symétrique de la matrice de corrélation. L'amplitude des vecteurs propres est normalisée par rapport à leur maximum sur la zone étudiée. Nous avons extrait les 10 premiers modes de variabilité par ordre de pourcentage d'explication de la variance totale décroissant. Ce nombre de modes est a priori suffisant pour représenter l'essentiel de la variabilité du signal total, et le premier mode est généralement le plus significatif.

Il résulte de cette analyse CEOF l'apparition d'un **premier mode dominant représentant plus de 45 % de la variabilité du IBD** dans cette gamme de fréquences. L'amplitude et la phase de ce mode sont données sur la figure 4.16. Le deuxième mode représente moins de 20 % de la variance totale.

La structure de ce premier mode de variabilité aux périodes de 4 à 6 jours, présente de nombreuses similitudes avec la variabilité induite par le forçage analytique à 5 jours. Les phases sont globalement assez homogènes dans le Pacifique et l'Atlantique, les deux océans étant quasiment en opposition de phase. Les amplitudes sont faibles au milieu du Pacifique et plus forte dans le sud des océans, autour de l'Amérique du sud, dans l'océan Indien et dans les zones nord-est des bassins Atlantique et Pacifique. Quelques détails diffèrent de la solution analytique, notamment les petites structures sont lissées par la grille $4^\circ \times 4^\circ$ utilisée pour faire les calculs. On peut cependant conclure que la réponse au forçage de l'onde de Rossby-Haurwitz en pression atmosphérique représente une grande partie de la variabilité du modèle aux hautes fréquences (périodes de 4 à 6 jours).

Hirose et al. (2001) ont obtenu des résultats semblables avec un modèle (*Ponte, 1993*) forcé par les champs de pression NCEP (National Center for Environmental Prediction). Le caractère global de cette réponse non-isostatique de l'océan aux périodes de 4-6 jours est corroboré

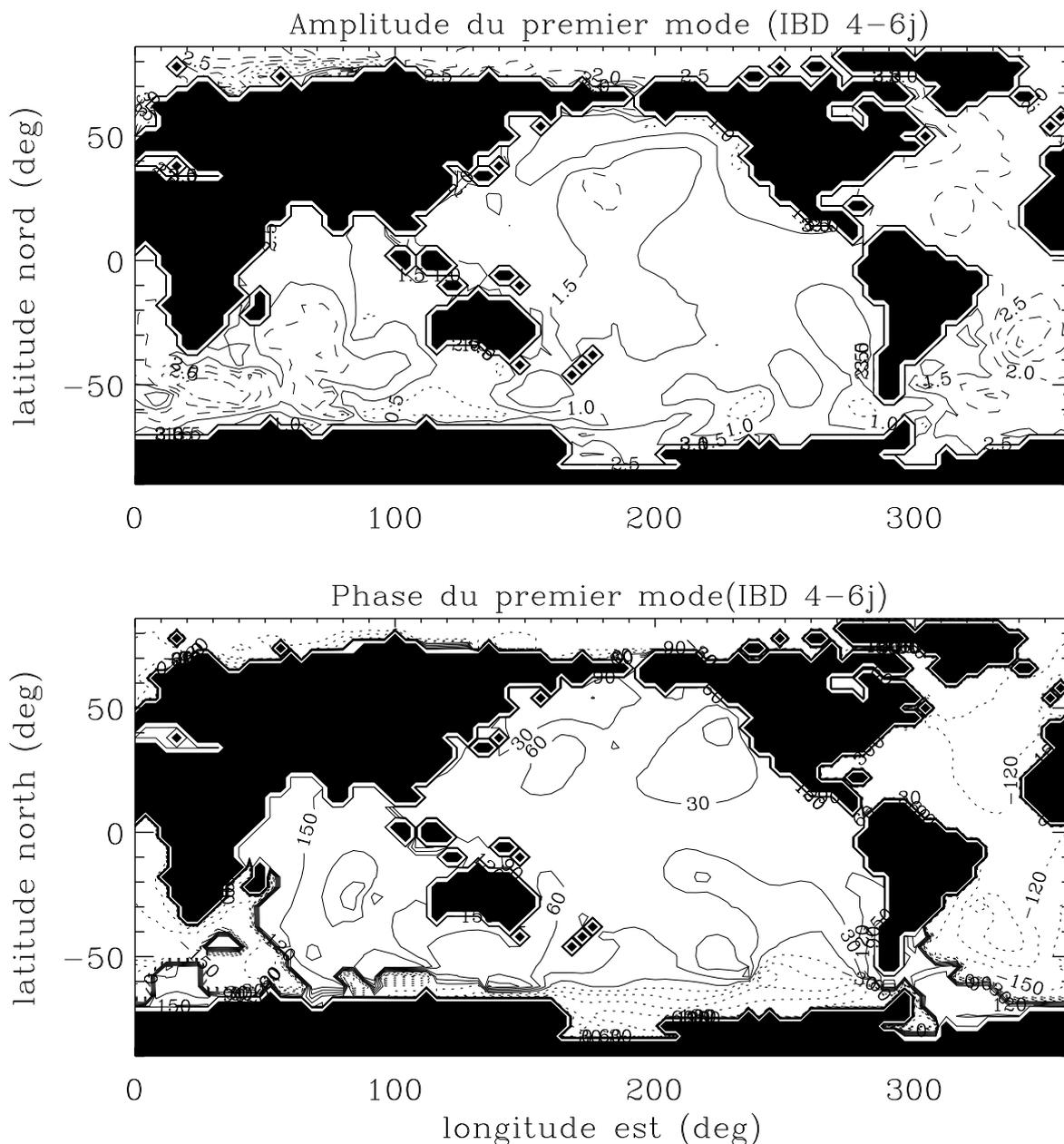


FIG. 4.16 – Amplitude et phase du premier mode EOF complexe de la réponse dynamique du modèle au forçage réel en pression atmosphérique, pour les périodes comprises entre 4 et 6 jours

par la consistance entre le modèle et les observations altimétriques. La réponse dynamique de l’océan dans cette gamme des hautes fréquences s’explique par une contribution plus importante des modes non résonnants (solutions forcées), par rapport aux modes libres. De plus, Hirose et al. montrent que la présence des continents, en restreignant les transferts de masse entre les bassins océaniques, induit une réponse de l’océan différente de la réponse statique (Ponte, 1997).

Notons qu’une comparaison aux données in situ marégraphiques dans cette gamme des hautes fréquences est donnée dans le chapitre 7. Nous verrons que cette confrontation met aussi en évidence le caractère dynamique de la réponse océanique pour les périodes comprises entre 4 et 6 jours.

4.3 Synthèse

Nous avons montré dans ce chapitre que les marées océaniques (hautes et basses fréquences) calculées par le modèle MOG2D-G représentent ce que l'on sait faire de mieux aujourd'hui du point de vue de la qualité des modèles hydrodynamiques sans assimilation de données (FES 99, *Lefèvre et al. 2002*).

Les résultats obtenus avec un forçage en pression analytique à la fréquence de Rossby-Haurwitz (T=5 jours) sont aussi très convaincants. Nous retrouvons des structures à 5 jours similaires à celles obtenues par *Ponte (1997)* et *Mathers (2000)*.

A ce stade, nous considérons donc que le modèle MOG2D-G a été validé à la fois pour les hautes et les basses fréquences.

Chapitre 5

Les ondes internes et leur paramétrisation

Les courants de marée barotropes qui se propagent sur des zones de forts gradients topographiques, comme l'approche des plateaux continentaux, les chaînes de montagnes sous-marines ..., sont responsables de la génération des ondes de marée internes. Ce phénomène est bien connu pour participer de façon non négligeable à la dissipation de l'énergie barotrope océanique (*Munk et Wunsch, 1998 ; Munk, 1997*), mais il reste encore mal modélisé. Ainsi, *Egbert et Ray (2000)* suggèrent que les marées fournissent la moitié de l'énergie de mélange nécessaire à maintenir la circulation thermohaline grande échelle de l'océan, soit environ 1 TW, par le biais de ce processus.

Ces ondes internes peuvent avoir des amplitudes de l'ordre de 30 m, mais une signature en surface de seulement quelques centimètres. C'est pourquoi, seules des données haute résolution, comme celles fournies par les satellites altimétriques d'aujourd'hui (Topex/Poseidon à une précision centimétrique), permettent de détecter et d'étudier de tels phénomènes océanographiques, dont la signature se situait jusqu'alors à la limite des possibilités de détection des systèmes spatiaux utilisés. Disposant au moment de l'étude de plus de 7 ans de données Topex/Poseidon, nous avons traité et analysé ces données dans le but de caractériser précisément ces ondes internes. La stabilité évidente de ces ondes qui ressort de ces analyses, nous a incité à essayer de les paramétriser afin de pouvoir inclure ce phénomène dissipatif important dans notre modèle barotrope MOG2D.

5.1 Le phénomène d'ondes internes

Dans un fluide stratifié, une particule est écartée de sa position d'équilibre (équilibre hydrostatique) lorsqu'elle est entraînée sur des reliefs topographiques, ce qui implique la création d'un gradient horizontal de densité à l'origine d'ondes internes de même fréquence que l'onde barotrope.

La fréquence de Brunt-Väisälä (N) définit la fréquence propre d'oscillation verticale sous l'effet de la gravité, d'une particule écartée de sa position d'équilibre. N est définie comme suit :

$$N^2(z) = \frac{-g}{\rho(z)} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (5.1)$$

Cette définition de N^2 donne une mesure du degré de stabilité du milieu :

- $N^2 > 0$: le milieu est stable
- $N^2 < 0$: le milieu est instable

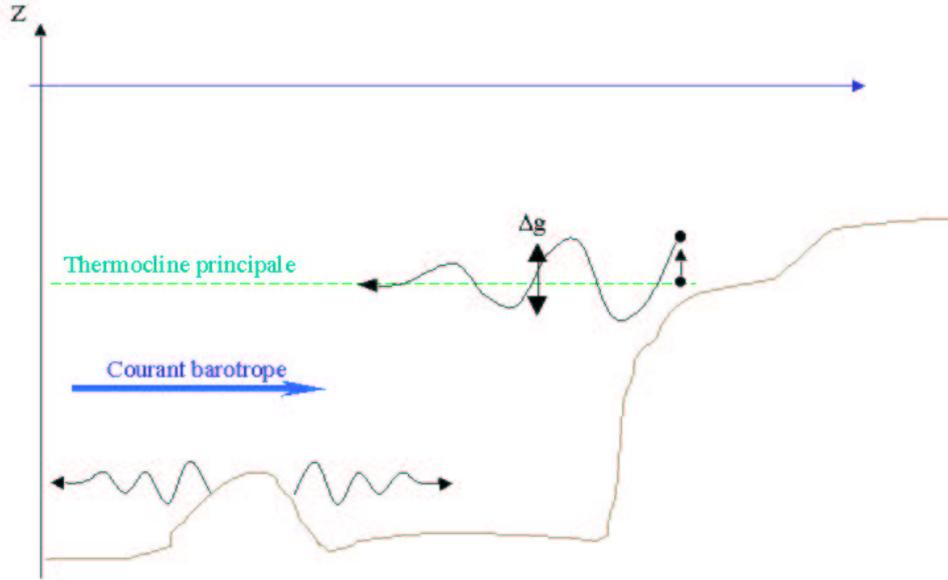


FIG. 5.1 – Ondes internes

Le rapport de la variation de la surface libre sur l'amplitude interne de l'onde équivaut au rapport de gravité effective qui est de l'ordre de 10^{-3} (*Apel, 1987*) :

$$H_{surface} = \frac{\Delta g}{g} * H_{barocline} \quad (5.2)$$

où Δg est la différence de gravité entre les deux couches océaniques. Ainsi une onde interne d'amplitude 20m se traduit par un déplacement de quelques centimètres à la surface.

Les équations régissant les ondes de marée internes sont celles d'un fluide stratifié, incompressible, non visqueux, en rotation. En fait, on considère l'ajustement par la gravité de petites perturbations imposées à ce fluide par rapport à son état de repos (statique) (*Gill, 1982*) :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{f} \times \vec{u} = \frac{-1}{\rho_0} \text{grad}(p') \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} = 0 \quad (5.4)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (5.5)$$

Ces ondes baroclines sont une source dominante de mélange et d'énergie dans l'océan profond et contribuent significativement au maintien de la stratification et donc de la thermocline (cf *Munk et Wunsch, 1997*). Il y a un transfert d'énergie important des grandes échelles de marées barotropes vers des mouvements internes d'échelles beaucoup plus petites (plus grands nombres d'onde). Les marées internes sont dominées par les plus grands modes verticaux (*Wunsch, 1975*), ce qui permet d'estimer leurs longueurs d'ondes à 110 km pour les semi-diurnes, et 220 km pour les diurnes, en supposant une vitesse du premier mode barocline de 2.5 m/s (*Kantha et Tierney, 1997*). La dissipation de l'énergie de marée à travers la génération/dissipation des marées baroclines atteint 10-20% de la puissance barotrope, d'après des estimations de *Wunsch, 1975*; ou même plus d'après les estimations plus récentes de *Egbert et Ray (2000)* qui proposent une dissipation de 25-30% dans l'océan profond en particulier

dans les zones de forts reliefs sous-marins.

Le signal barocline se décompose, en outre, en deux parties :

- Une **partie cohérente** avec le potentiel de marées, c'est à dire accrochée en phase (ou "phase-locked") avec le signal barotrope.
- Une **partie non cohérente** avec les marées barotropes, ceci bien qu'elles leur doivent leur existence. Cette partie provient de la variabilité temporelle et spatiale du milieu océanique qui induit des variations (temporelles et spatiales) de la stratification et des grands courants océaniques et donc de la marée interne.

On peut donc décomposer le signal de marée en une somme de trois termes : signal barotrope, signal barocline cohérent avec le potentiel générateur de marée et signal barocline non-cohérent :

$$\phi_k(t) = \phi_k^0 + \sum_{i=1}^N f_i(t) * \cos(\omega_i * t - g_k^i + (V_0 + u)_i(t)) + \sum_{i=1}^N f_i'(t) * \phi_k'^i * \cos(\omega_i * t - g_k'^i + (V_0 + u)_i(t)) + R_k(t) \quad (5.6)$$

où $R_k(t)$ est le résidu temporel non cohérent avec le potentiel générateur de marée.

5.2 Mise en évidence de ce signal barocline grâce à une analyse globale des données Topex/Poseidon

Pour réaliser cette étude, nous avons utilisé 7 ans de données T/P (1992-1999), soit plus du double du nombre de mesures considérées dans les études antérieures de *Ray et Mitchum (1997)* et de *Kantha et Tierney (1997)*. A partir de cette base de données plus complète, nous avons voulu mettre en évidence des caractéristiques stables, à la fois temporelles et spatiales, du signal de marée barocline. La résolution temporelle de ces données (9.9156 jours) n'est pas assez fine pour pouvoir étudier précisément la variabilité temporelle du signal barocline. Nous nous sommes donc intéressés tout d'abord à la partie cohérente de ce signal.

La hauteur de mer donnée par T/P (SSH) se décompose comme suit :

$$h(i, t) = h_0(i) + h_{barotropic}(i, t) + h_{baroclinic}(i, t) + \epsilon(i, t) \quad (5.7)$$

où :

- h est déjà corrigée des erreurs dues à la troposphère humide, sèche, du biais électromagnétique, à la ionosphère, du baromètre inverse ¹ ... (corrections développées dans l'annexe A).
- h_0 est la hauteur moyenne
- $h_{barotropic}$ est la marée barotrope. Cette composante peut-être déterminée de plusieurs façons : l'utilisation d'un modèle hydrodynamique comme FES 94 (*Le Provost et al., 1994*), avec assimilation d'observations in-situ (FES 98, *Lefèvre et al., 2000a*) et altimétriques (FES 95 *Le Provost et al., 1998* et FES 99 *Lefèvre et al., 2000b*) ; l'utilisation de méthodes adaptées basées sur l'analyse des observations altimétriques ont permis de mettre en place des modèles empiriques comme GOT 99 (*Ray, 1999*) ; l'analyse des observations altimétriques puis le filtrage des grandes longueurs d'ondes (filtre de Loess dans notre cas).
- $h_{baroclinic}$ est la marée barocline cohérente
- ϵ est la marée barocline incohérente.

¹Nous avons préféré corriger ces données du BI, car les effets météorologiques entraînent un signal résiduel à 60 jours, qui risque d'être aliasé sur l'onde semi-diurne M_2

Les cycles n° 11 à 255 ont été considérés dans cette étude, ce qui correspond à un peu plus de 7 ans de données.

La théorie de la dynamique des marées permet d'associer à chaque fonction périodique apparaissant dans la décomposition du potentiel de marée, un mouvement forcé de même fréquence. Une analyse par moindres carrés permet donc de déterminer les caractéristiques harmoniques (amplitude et phase) du signal de marée. Rappelons que ces constantes représentent le signal moyen sur la durée des observations considérée. Cette méthode est une analyse purement locale, sans hypothèse a priori, qui permet de préserver au maximum le caractère local de l'information. Nous avons choisi d'analyser les 20 ondes suivantes : M_2 , S_2 , N_2 , K_2 , O_1 , P_1 , $2N_2$, MU_2 , NU_2 , L_2 , T_2 , M_4 , MS_4 , S_1 , Q_1 , OO_1 , J_1 , N_4 , M_6 .

Afin d'éprouver la stabilité de ce signal barocline cohérent, nous avons réalisé des analyses sur différentes longueurs d'enregistrement : 7ans, 3ans, 3.5 ans, 4ans, 5 ans, 6ans, et les 3.5 dernières années 1996-1999.

Les résultats sont donnés sur les figures 5.2 et 5.3, le long de la trace 221, qui passe au dessus de Tahiti (E.1).

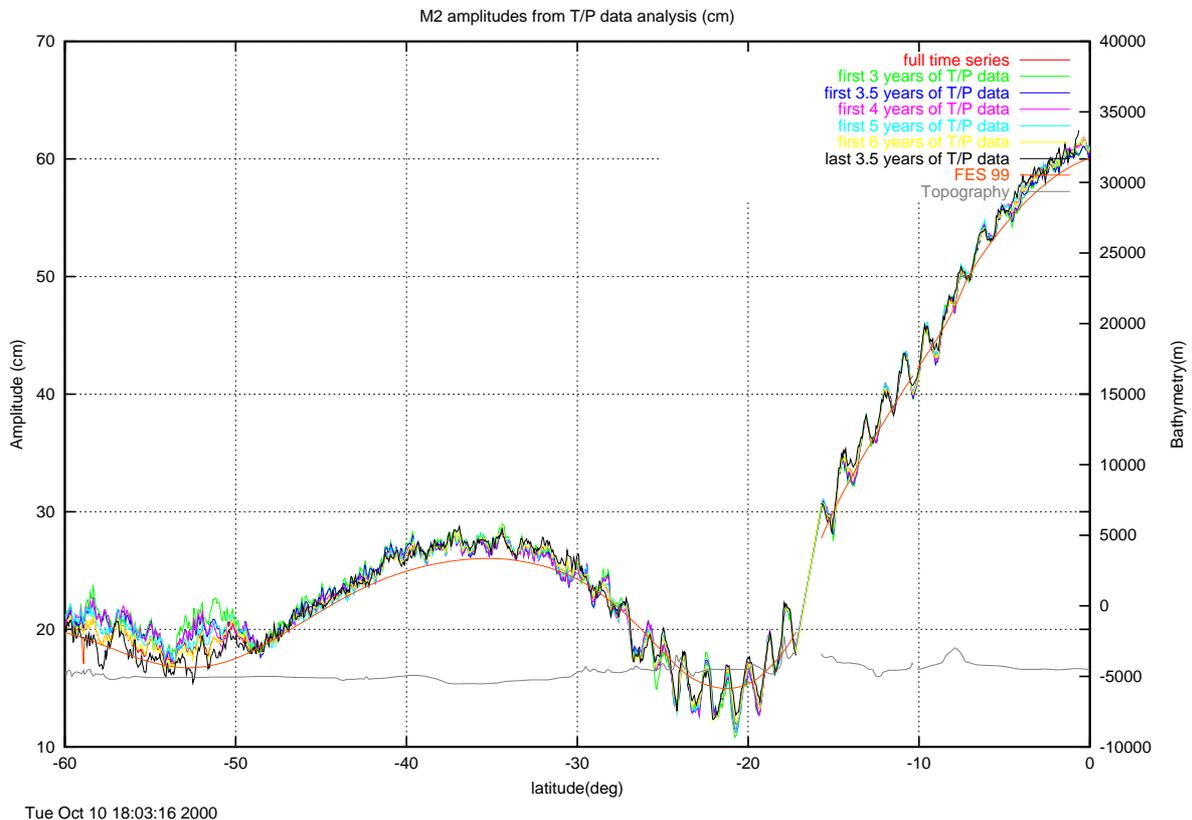


FIG. 5.2 – Amplitude de M_2 pour les différentes longueurs d'analyse testées (cm) ; rouge : séries entières, vert : 3 ans, violet : 3.5 ans, rose : 4 ans, bleu : 5 ans, jaune : 6 ans, noir : 3.5 dernières années, orange : modèle FES 99, gris : topographie en m

La région de Tahiti est bien connue pour être une zone propice aux ondes internes. Les figures 5.2 et 5.3 montrent la stabilité effective des composantes harmoniques de ces ondes, les différentes courbes d'amplitude et de phase se superposent quasiment, notamment dans la zone 30°Sud - 5°Sud.

La figure 5.4 donne la variabilité spatiale du rapport signal sur variabilité de ces ondes internes

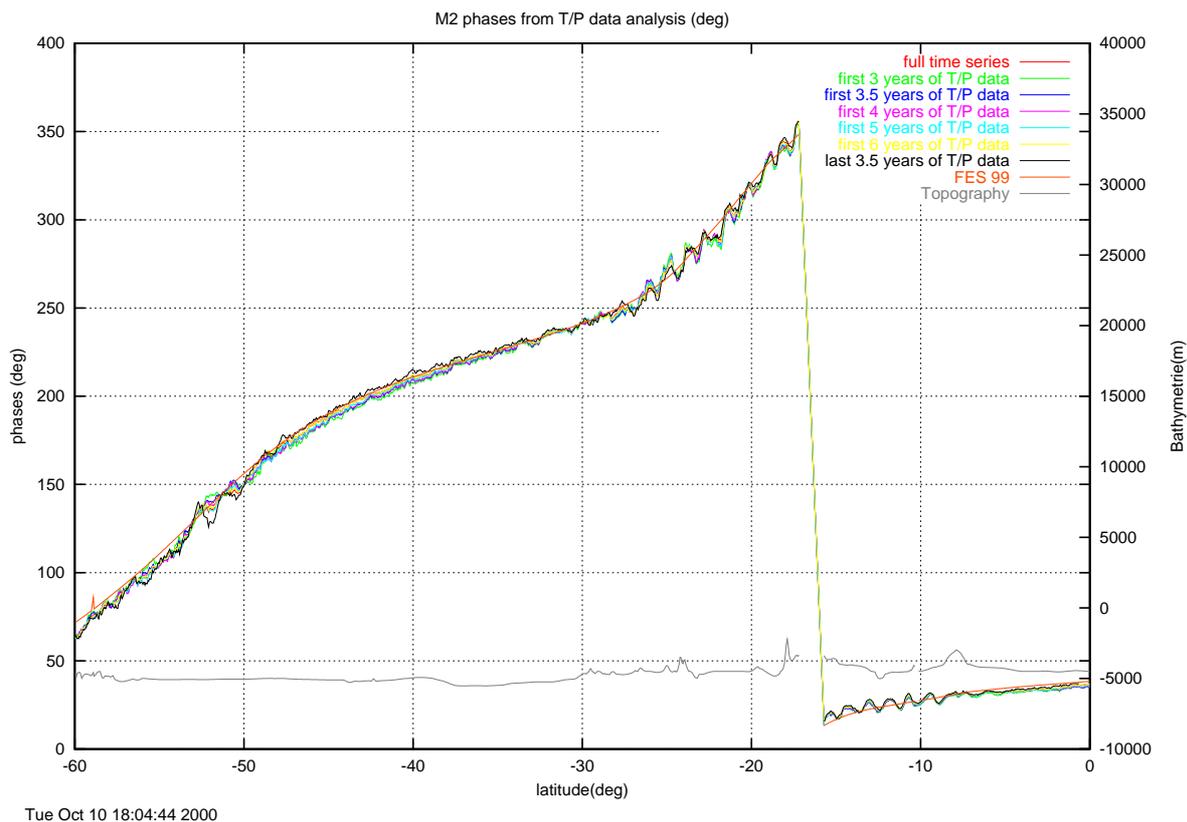


FIG. 5.3 – Phases de M2 pour les différentes longueurs d'analyse testées (deg) ; même légende

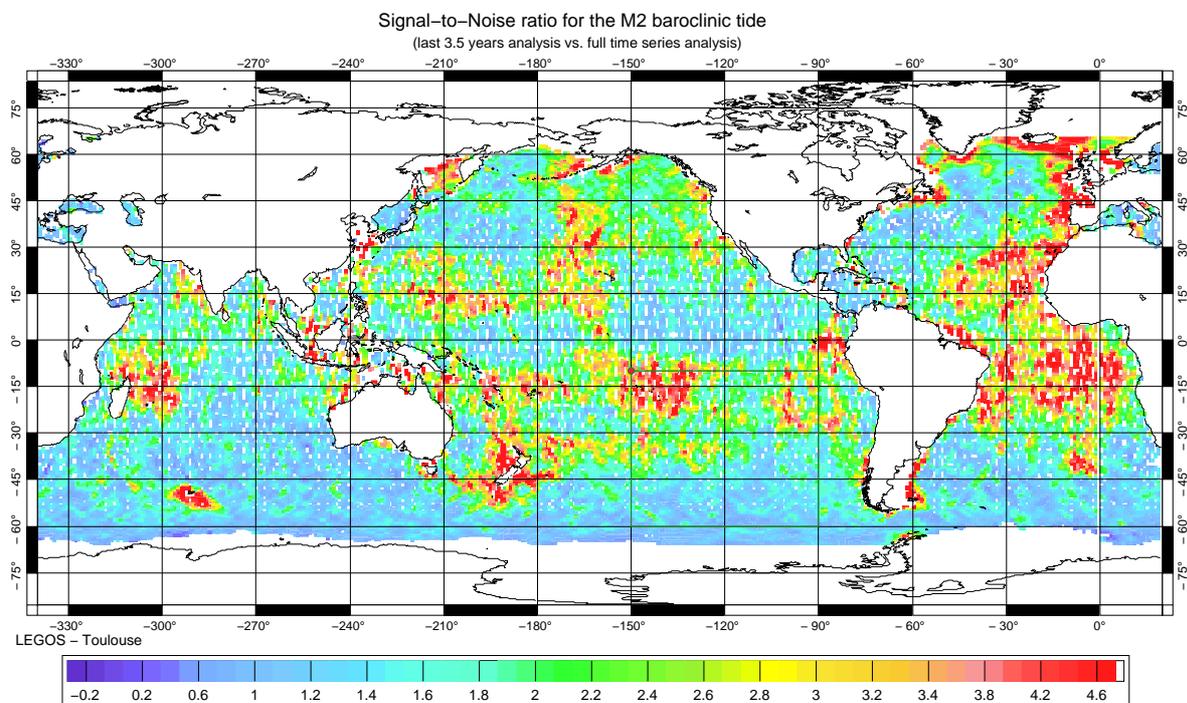


FIG. 5.4 – Rapport signal sur variabilité pour la marée barocline cohérente avec M_2

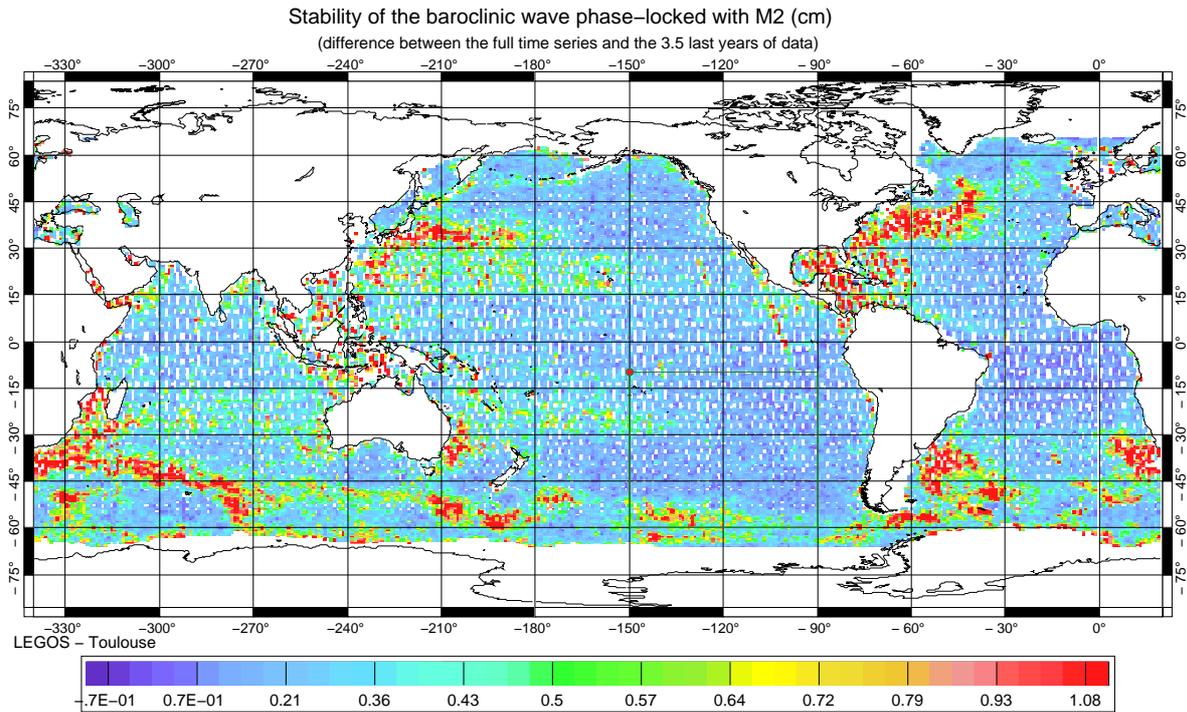


FIG. 5.5 – Variabilité du signal barocline cohérent avec l’onde M_2 (cm)

cohérentes avec l’onde semi-diurne M_2 . Les taches rouges correspondent à des zones de forte valeur de ce rapport, donc des zones où les ondes baroclines restent très stables et d’amplitude importante au cours du temps (*Carrère et al., accepté 2003*). On voit apparaître les principales régions d’intenses signatures baroclines : Tahiti, Hawaii, le golfe de l’Amazonie, le golfe de Guinée, la région des Mascariènes, le Nord-Est Atlantique La carte de la variabilité spatiale du signal barocline (figure 5.5) permet aussi de souligner la forte variabilité associée aux grands courants océaniques comme le Gulf Stream, le Kuro Shivo, le courant Circum polaire Antarctique.

5.3 Les modes baroclines de l’océan global

L’océan est continuellement stratifié en densité. De ce fait plusieurs modes propres (ou modes internes) coexistent. Le premier mode est généralement le plus énergétique, c’est pourquoi la modélisation du milieu océanique par un système à deux couches est pertinente.

Pour une première approche des effets de la stratification, on considère le cas d’un océan à deux couches homogènes, de densités différentes, non miscibles. L’approximation hydrostatique est faite, ce qui signifie que l’on se place dans des cas où l’échelle horizontale des perturbations est grande devant la profondeur.

Les équations du problème, pour chaque couche, sont les suivantes, (Navier-Stokes pour les petites perturbations, linéarisées et l’équation de continuité), sous l’hypothèse de Boussinesq et l’hypothèse d’hydrostaticité :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{f} \times \vec{u} = \frac{-1}{\rho} \text{grad}(p) \quad (5.8)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (5.9)$$

$$\partial_z P = -\rho g \quad (5.10)$$

En intégrant sur la verticale et en éliminant les vitesses u_1 et v_1 de la couche supérieure, on

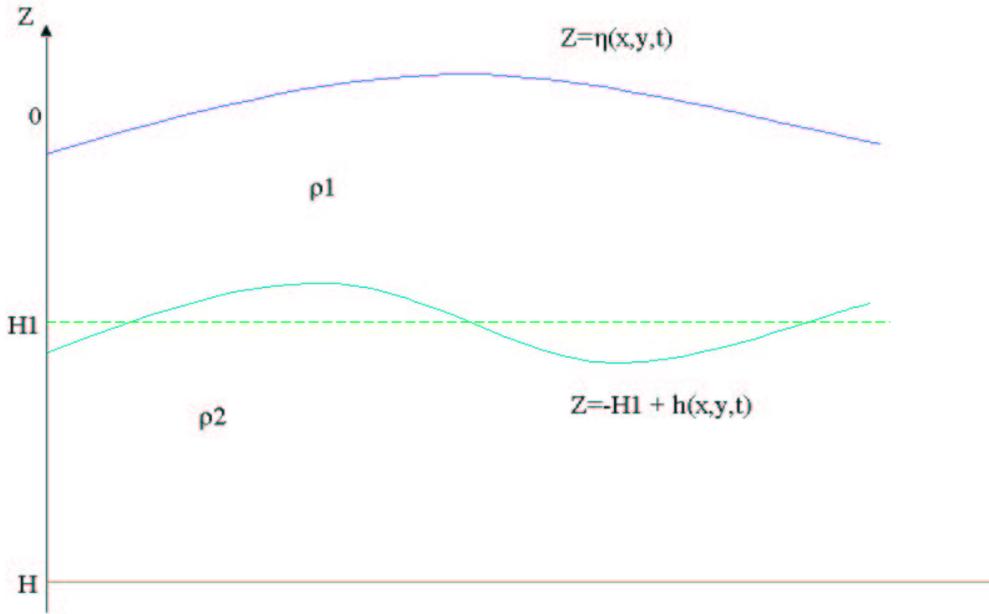


FIG. 5.6 – Milieu bicouche

trouve que notre système à deux couches est gouverné par les deux équations :

$$\frac{\partial^2(\alpha - h)}{\partial t^2} = H_1 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) g\alpha \equiv gH_1 \nabla^2 \alpha \quad (5.11)$$

$$\frac{\partial^2 h}{\partial t^2} = H_2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} g\alpha + g'h \right) = H_2 \nabla^2 (g\alpha - g'\alpha + g'h) \quad (5.12)$$

où g' est la gravité réduite

$$g' = g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}$$

Si l'on cherche les solutions telles que α et h sont proportionnelles, i.e. : $h = \mu\alpha$ où μ est indépendant de x , y et t , alors les deux équations précédentes se réduisent à l'équation du second ordre :

$$\frac{\partial^2 \alpha}{\partial t^2} = c_e^2 \nabla^2 \alpha \quad (5.13)$$

avec μ et c_e^2 qui vérifient :

$$\frac{gH_1}{1 - \mu} = \frac{g - g'(1 - \mu)}{\mu} H_2 = c_e^2$$

Il y a deux valeurs de μ , et donc aussi deux valeurs de c_e^2 , qui vérifient cette équation ; elles définissent les modes propres d'oscillations, chaque mode se comportant indépendamment. L'état du fluide est alors décrit en ajoutant les contributions de chaque mode. Dans un système constitué de n couches de différentes densités, il y a n modes propres ; et un nombre infini de modes caractérise donc un fluide continuellement stratifié. Pour se ramener à un système monocouche (α_e), on définit une profondeur équivalente H_e telle que :

$$c_e^2 = gH_e$$

L'équation aux valeurs propres devient :

$$gH_e^2 - gHH_e + g'H_1H_2 = 0$$

Dans l'océan, les variations de densité sont très faibles (environ 3%), donc :

$$\frac{g'}{g} = \frac{1 - \rho_1}{\rho_2} \approx 0.003$$

On obtient alors deux racines c_e^2 distinctes, données par :

- $c_0^2 = gH \left(1 - \frac{g'H_1H_2}{gH^2} \dots\right)$ qui définit le premier mode (barotrope) ;
- $c_1^2 = \frac{g'H_1H_2}{H} \left(1 + \frac{g'H_1H_2}{gH^2} \dots\right)$ qui donne le deuxième mode (barocline). Les valeurs typiques de c_1 dans l'océan sont de 2 à 3 m/s.

Afin de déterminer la célérité de ce premier mode barocline à une échelle globale, nous avons utilisé la base de données *Levitus 98*. Nous avons considéré uniquement des moyennes annuelles, ce qui semble logique pour une application aux mesures T/P sur la période 1993-1999 (cf paragraphe précédent). A partir des profils de température et de salinité, nous avons calculé les profils de densité sur une grille de $1^\circ \times 1^\circ$. Pour appliquer les formules précédentes, il faut déterminer précisément le bicouche équivalent de la stratification donnée en chaque point de la grille. Dans certaines zones, comme l'Equateur, l'océan a une stratification très marquée et proche du bicouche, la détermination de ce dernier est donc aisée.

Ailleurs, la stratification n'est pas aussi simple et déterminer le bicouche équivalent devient plus aléatoire. Le choix d'un critère lié à un changement de pente brusque dans le profil de densité, ou bien à un fort gradient de température (*Dombrowsky, communication personnelle*), donnent des résultats médiocres et variables, dus à un échantillonnage sur la verticale trop faible (25 points non uniformément répartis) et des profils trop lissés (moyennage temporel).

Une seconde approche, plus complète, consiste à considérer l'ajustement sous l'effet de la gravité, des petites perturbations d'un fluide incompressible, continuellement stratifié $\rho(z)$. Les équations du mouvement correspondantes sont celles données par 5.3 - 5.5 (*Gill, 1982*).

La combinaison de ces trois équations conduit à l'équation d'onde suivante :

$$W_{zz} - \frac{N^2 - \omega^2}{f^2 - \omega^2} k^2 W = 0$$

où :

- la vitesse verticale des perturbations s'écrit : $w = W(z) \exp i(kx - \omega t)$;
- ω est la fréquence excitatrice, dans notre cas M_2 ;
- f est la fréquence inertielle de Coriolis.

Cette équation constitue un problème de Sturm-Liouville dont les valeurs propres correspondent aux célérités critiques $c_n = \frac{\omega}{k}$ des n modes verticaux. Lorsque les ondes sont longues ($\omega \ll N$) et la rotation est faible ($f \ll \omega$), on se ramène à :

$$W_{zz} - \frac{N^2}{c_n^2} W = 0$$

Afin d'estimer les longueurs d'ondes de ces ondes baroclines, nous avons encore utilisé la climatologie de Levitus 98. A partir des profils de densité, on a déterminé les profils de la fréquence de Brunt-Väisälä (N), puis on a calculé la célérité et la longueur d'onde du premier mode barocline, qui correspond à la première valeur propre de l'équation de Sturm-Liouville ci-dessus.

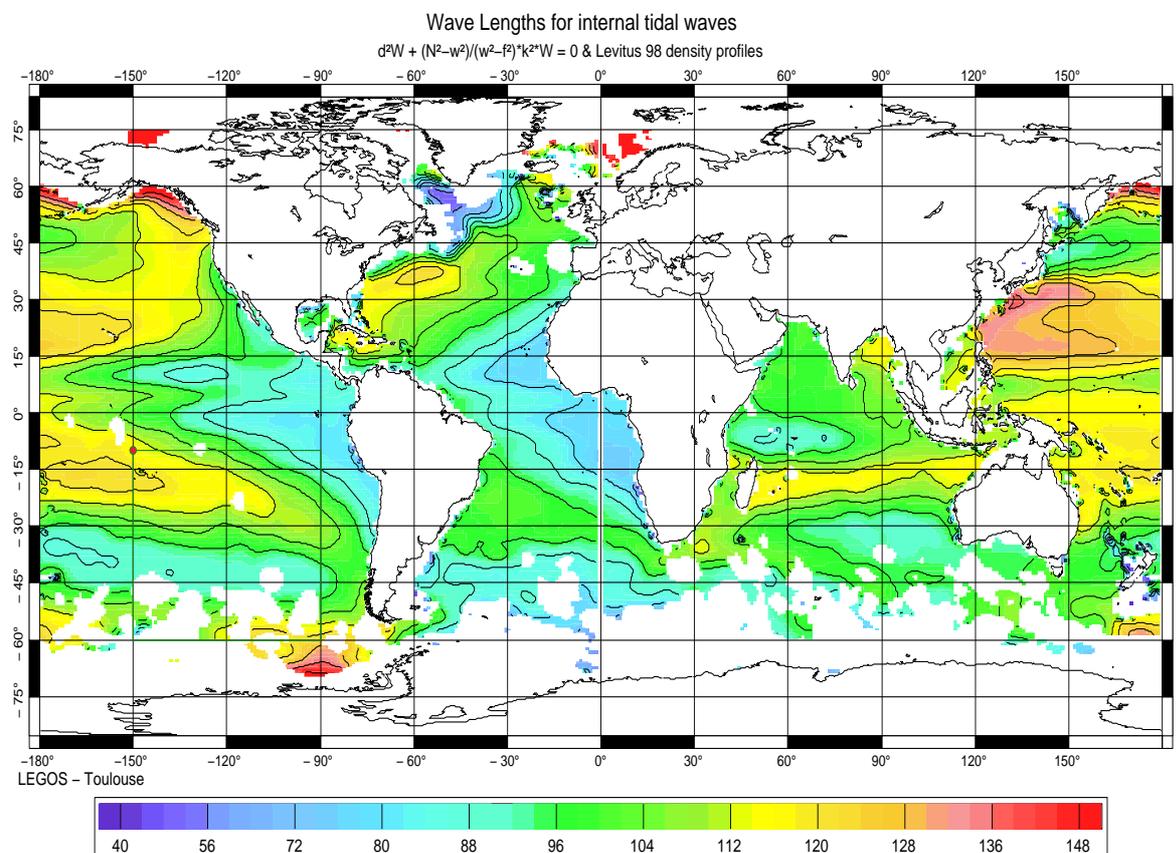


FIG. 5.7 – Longueur d'onde en km du premier mode barocline, pour l'onde M_2 , calculé à partir des profils de densité LEVITUS 98

La figure 5.7 donne la répartition des longueurs d'ondes du premier mode barocline, pour l'océan global. Les longueurs d'ondes calculées avec la contribution de la rotation de la Terre sont donc un peu plus grandes que celles calculées sans coriolis, mais les distributions spatiales restent inchangées. Avec ces calculs, on trouve des longueurs d'onde d'environ 120-125 km autour d'Hawaii et dans le Pacifique Sud (Papeete) et d'environ 80 km dans le Golfe de Guinée. Ces valeurs sont cohérentes avec celles trouvées lors de l'analyse des données T/P mais elles restent légèrement inférieures d'environ 10 km. Notons que cette approche permet de calculer la longueur d'onde théorique du premier mode barocline sur tout le globe, sans tenir compte des conditions de génération et de propagation autre que la stratification ; notamment l'effet de la bathymétrie n'est pas pris en compte (on a considéré un océan à fond plat). Cette approche est donc très intéressante même si elle reste très restrictive.

L'effet de la topographie sous-marine sur la propagation d'un courant barotrope est décrit par *Baines (1972)*. Il considère que les marées internes sont forcées par le mouvement vertical associé au passage de l'onde barotrope sur le relief sous marin, mais son approche se limite à deux dimensions. Pour prétendre à modéliser le transfert d'énergie du mode barotrope au mode barocline de façon réaliste, dans le but de l'inclure dans des modèles hydrodynamiques toujours plus performants, la généralisation à trois dimensions devient indispensable, mais la

résolution de l'équation obtenue n'est plus du tout triviale :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \Delta^2 w_i + f^2 \frac{\partial^2 w_i}{\partial z^2} + N^2 \Delta_H^2 w_i = -N^2 \Delta_H^2 w_1 \quad (5.14)$$

où w_i est la vitesse verticale barocline et, w_1 celle correspondant à l'écoulement barotrope d'un océan non stratifié de densité $\bar{\rho}_0$ et qui a la même surface de déplacement que l'océan stratifié considéré. En outre, dans cet objectif de compléter un modèle barotrope, il est préférable de passer par un forçage horizontal plutôt que par un forçage vertical comme évoqué par *Baines (1972)*.

5.4 Paramétrisation des ondes internes

Bien qu'il soit bien connu pour son importance dans la dissipation de l'énergie barotrope océanique (environ 25% de la dissipation barotrope totale, *Morozov 1995, Egbert et Ray 2000*), ce phénomène de génération d'ondes de marées internes reste encore aujourd'hui mal modélisé. Nous proposons ici une paramétrisation issue de *Baines (1972)* et *Gill (1982)*, et qui se veut complémentaire à celle développée par *Jayne et St. Laurent (2001)*, qui prennent en compte les effets de la rugosité, ie. des échelles de topographie inférieures à la longueur d'incursion de la marée (*Lyard et Le Provost, 2000*).

Ondes internes sur un fort gradient de bathymétrie

On cherche une force $\vec{\tau}$ dite de *wave drag*, parallèle au gradient de topographie, et dont le travail équilibre la dissipation d'énergie de l'océan barotrope par génération d'ondes internes, lors de l'arrivée de la marée barotrope (\vec{u}) sur une montagne sous-marine :

$$\epsilon = \vec{\tau} \cdot \vec{u} \quad (5.15)$$

On fait l'analogie avec le cas d'une bathymétrie oscillante sous un fluide au repos (*Gill, 1982*). Une approche 2-dimensions simplifiée a été traitée par *Baines (1972)*.

Nous devons donc déterminer l'amplitude et la longueur d'onde caractéristiques de la bathymétrie. Pour cela, on peut considérer soit une longueur typique du déplacement d'une particule attachée au fluide (configuration Lagrangienne), ou bien les échelles horizontales des ondes internes libres. Un autre facteur intéressant est le taux d'interaction entre le courant de marée, les caractéristiques de la topographie et la force des ondes internes.

On suppose qu'un observateur attaché au fluide se déplace sur une pente de topographie constante, durant un cycle de marée (cf figure 5.8) :

$$\frac{dh}{dt} = \vec{u} \cdot \vec{\nabla} H = \text{Re} \left((\vec{u}_0 \cdot \vec{\nabla} H) e^{i\omega t} \right) \quad (5.16)$$

avec $\vec{u} = \vec{u}_0 \cdot e^{i\omega t}$, soit :

$$h(x, y, t) = h_0(x, y) \cdot \sin \omega t \quad (5.17)$$

où

$$h_0(x, y) = \frac{1}{\omega} \vec{u}_0 \cdot \vec{\nabla} H \quad (5.18)$$

ce terme correspond à une amplitude caractéristique de la bathymétrie.

Pour déterminer la longueur d'onde caractérisant la bathymétrie, on considère le déplacement horizontal d'une particule portée par la marée, soit :

$$d\vec{M} = \vec{u} dt \quad (5.19)$$

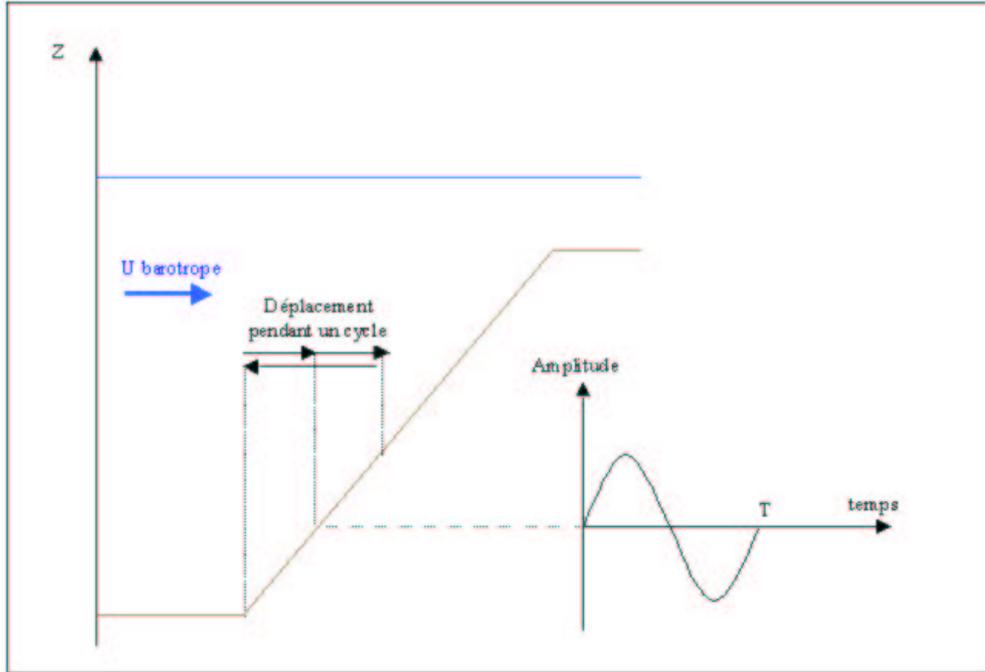


FIG. 5.8 – Equivalence avec une topographie oscillante

On suppose l'ellipse du courant de marée totalement plate, ce qui nous permet d'obtenir une longueur caractéristique maximale égale à :

$$4 \int_0^{T/4} \|\vec{u}\| dt \quad (5.20)$$

soit :

$$L = \frac{4}{\omega} u_0 \quad (5.21)$$

et donc un nombre d'onde de la forme :

$$K = \frac{2\pi}{L} = \frac{\pi}{2} \frac{\omega}{\|u_0\|} \quad (5.22)$$

Les équations régissant les ondes internes sont celles d'un fluide stratifié, incompressible, non visqueux, en rotation (*Gill, 1982*). On considère de petites perturbations en pression p' et en masse volumique ρ' par rapport à l'état de repos du fluide :

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -w \frac{d\rho_0}{dz} \quad (5.23)$$

$$\rho_0 \frac{\partial^2 w}{\partial t \partial z} = \nabla_H^2 p' \quad (5.24)$$

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + N^2 w = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 p'}{\partial t \partial z} \quad (5.25)$$

La densité ρ est décomposée comme suit : $\rho = \rho_0 + \rho'$, où ρ_0 est une fonction de z et ρ' représente les petites perturbations dues à l'onde barocline par rapport à ρ_0 .

On applique la condition classique d'imperméabilité sur le fond : $\vec{u} \cdot \vec{n} = 0$. Ces équations ont alors une solution du type :

$$w = w_0 \cos(Kx - \omega t) \quad (5.26)$$

où w_0 est l'amplitude des fluctuations de vitesse verticale et ω est la fréquence². Ce qui permet d'exprimer p' sur le fond ($z=0$) sous la forme suivante :

$$p' = -\omega m K^{-2} \rho_0 w_0 \cos(Kx - \omega t) \quad (5.27)$$

L'énergie dissipée par le fluide barotrope par génération d'ondes internes (soit la force $\vec{\tau}$) est égale au flux d'énergie sur la verticale, $p'w$:

$$p'w = -\omega m K^{-2} \rho_0 w_0 \cos^2(Kx - \omega t) \left(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}_H H \right) \quad (5.28)$$

Ce flux vertical est approché par sa moyenne sur une longueur d'onde :

$$\epsilon \simeq \overline{p'w}$$

$$\epsilon \simeq -\frac{1}{L} \omega m K^{-2} \rho_0 w_0^2 \int_0^L \cos^2(Kx - \omega t) dx$$

$$\epsilon \simeq -\frac{1}{2} \omega m K^{-2} \rho_0 w_0^2$$

$$\epsilon \simeq -\frac{1}{2} \rho_0 K^{-1} w_0 (N - \omega) \text{ en utilisant la relation de dispersion}$$

$$\epsilon \simeq -\frac{1}{2} \rho_0 K^{-1} N w_0^2 \text{ en supposant que } N \gg \omega$$

Pour obtenir la puissance dissipée sur toute la colonne d'eau, on intègre sur la profondeur entre $-H$ et α , en considérant un profil de vitesses verticales linéaire et maximum au fond (*Baines, 1972*) :

$$\overline{w(z)} = \frac{z}{H} \overline{w_0} \quad (5.29)$$

$$\overline{p'w} = \frac{1}{2} \rho_0 K^{-1} w_0^2 \frac{1}{H} \int_{-H}^{\alpha} N(z) \left(\frac{z}{H} \right)^2 dz \quad (5.30)$$

en supposant que la génération et la propagation des ondes internes se fait parallèlement aux gradients de topographie, on obtient l'expression de $\vec{\tau}$ que nous avons implémentée dans le modèle de marée FES, puis dans MOG2D-G :

$$\vec{\tau} = -\rho_0 L \left[\underbrace{\frac{1}{H^3} \int_{-H}^{\alpha} N(z) z^2 dz}_{\sim \overline{N}} \right] \left(\vec{\nabla} \vec{H} \cdot \vec{w}_0 \right) \vec{\nabla} H \quad (5.31)$$

Le terme entre crochets dans l'expression de $\vec{\tau}$, est équivalent à une moyenne de N sur la profondeur. C'est le terme le plus important de cette paramétrisation, car il traduit à la fois l'importance de w_0 au fond avec la faible stratification associée et au contraire un effet de la stratification prédominant sur la vitesse verticale w au niveau de la thermocline. Ce terme a été calculé en utilisant les vitesses barotropes de FES 2000 (solution forcée aux frontières par la dénivellation FES 99) et les données climatologiques de salinité et de pression *Levitus 98*.

²L'équation de dispersion dans le cas d'un fluide non-rotatif et d'une fréquence de Brünt-Vaissälä supposée constante est donnée par *GILL (1982)* : $m^2 \omega^2 = K^2 (N^2 - \omega^2)$ où $K = \frac{2\pi}{L}$

La carte 5.9 donne la répartition géographique de cette fréquence de Brünt-Vaïssälä moyenne.

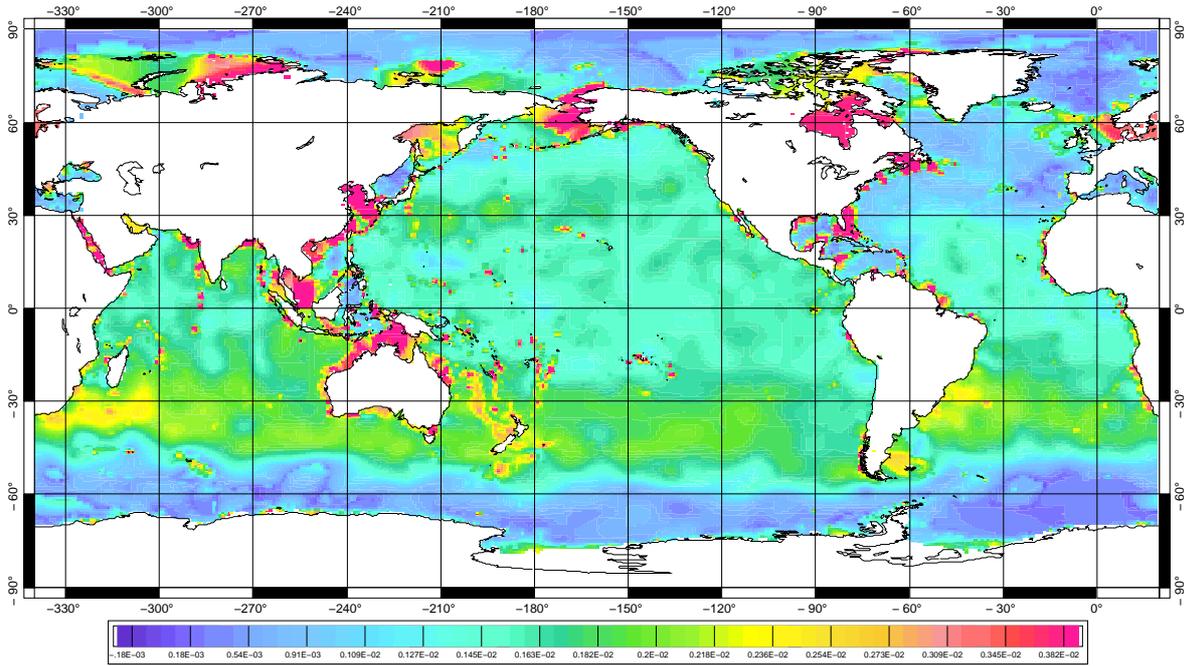


FIG. 5.9 – Répartition géographique de la fréquence de Brünt-Vaïssälä moyenne

Notons que les seules limitations en terme de fréquences de la paramétrisation de la génération d'ondes internes développée dans le cadre des marées océaniques, sont d'une part l'effet de la latitude critique (théorie linéaire) et d'autre part $N \gg \omega$, ce qui est toujours vérifié ($N \simeq 10^{-2}$ et $\omega \simeq 10^{-4}$).

Cette paramétrisation de la dissipation par génération d'ondes internes n'est pas appliquée dans les zones de petits fonds (profondeurs inférieures à 500 mètres). En effet, dans ces régions le frottement sur le fond est prépondérant et suffisant en terme de dissipation. De plus, les eaux peu profondes étant généralement bien mélangées, elles ne sont pas propices à la génération d'ondes internes.

Nous utilisons un coefficient de calage empirique C_{wd} dans la formulation implémentée dans les codes numériques. Ce coefficient permet d'affiner l'impact de ce nouveau terme de dissipation en complétant les déficiences de la modélisation. Ce coefficient est donc déterminé empiriquement en fonction d'un critère de minimisation de la RMS du modèle par rapport à des données marégraphiques, et d'un taux de dissipation d'énergie barotrope de l'ordre de 25-30%. La détermination de ce coefficient optimal (1000 pour MOG2D-G) est documentée dans la section 5.5.

Ondes internes dues à la rugosité de la bathymétrie

On considère donc dans ce cas, les petites échelles de la bathymétrie, inférieures à la longueur d'incursion de la marée L , soit en général inférieures à 100 km. L'effet de ce terme du point de vue de la dissipation est largement inférieur à celui décrit au paragraphe précédent. Cette contribution à la génération des ondes internes est généralement calculée pour des profondeurs supérieures à 1000 m voire 1500 m, afin d'éviter les cassures des pentes des plateaux continentaux et donc la prise en compte d'une rugosité non réaliste. Il faut aussi noter que ce

phénomène ne peut-être convenablement modélisé que si la bathymétrie considérée se réfère à la couche sédimentaire du fond de l'océan et non à la roche dure située au dessous comme c'est parfois le cas.

Pour cette approche, nous avons repris le papier de *Bell (1975)*. L'auteur y stipule que la génération d'ondes internes par des courants quasi-stationnaires est sensible aux nombres d'ondes K de la topographie vérifiant :

$$\frac{f}{U_s} < K < \frac{N_0}{U_s}$$

où f est le terme de Coriolis local ($\sim 7.10^{-5} s^{-1}$ à la latitude de 30°), N_0 est la fréquence de Brünt-Väissälä près du fond ($\sim 7.10^{-4} s^{-1}$), U_s est la vitesse près du fond (~ 4 cm/s pour l'océan profond).

Pour cette bande de fréquence, la hauteur rms de la topographie vaut $H_s \simeq 20m$, et

$$\frac{N_0 H_s}{U_s} < 1$$

donc la théorie linéaire est adéquate pour décrire ce processus quasi-stationnaire de génération d'ondes internes. Le spectre de la topographie calculé par *Bell (1975)* fait ressortir une loi en puissance $P(K) = S.K^{-5/2}$ pour les forts nombres d'onde, tandis que le spectre a tendance à s'aplatir aux faibles nombres d'onde ce qui caractérise un manque de corrélation dans la topographie aux échelles de l'ordre de 100 km et plus.

Nous avons calculé le spectre de la base bathymétrique de *Smith et Sandwell* qui a une haute résolution de 2 minutes. En fait, nous avons d'abord lissé les basses fréquences, la rugosité concernant essentiellement les hautes fréquences, puis nous avons calculé l'énergie associée à ces variations hautes fréquences. Cette courbe d'énergie a été lissée avant d'en calculer le spectre en puissance.

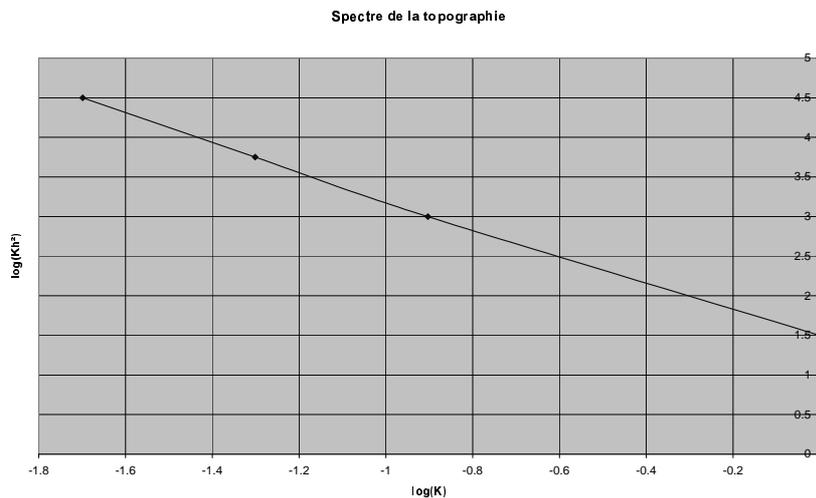


FIG. 5.10 – Spectre de puissance de la topographie de *Smith et Sandwell*. K est le nombre d'onde de la topographie en km.

On retrouve alors une courbe (cf. figure 5.10) du même genre que celle donnée par *Bell (1975)*, mise à part une pente de -2.9, que l'on peut comparer à la pente de -2.5 obtenue par *Bell*. On a donc pu retrouver sa formulation approchée du forçage générateur des ondes internes,

pour le cas où on suppose une loi en puissance de $P(K) = S.K^{-5/2}$ pour le spectre de la topographie :

$$\vec{\tau} = 2\rho_0\vec{U}_sNK\sigma_0^2\left(\frac{K_0}{K}\right)^{3/2} \quad (5.32)$$

où ρ_0 est la densité moyenne du fluide, N est la fréquence de Brünt-Väissälä moyenne, U_s est la vitesse du courant générateur (la marée dans notre cas). K_0 correspond à la limite des petites échelles apparaissant dans le spectre soit une longueur caractéristique de 9 km dans notre cas (topographie de *Smith et Sandwell*). σ_0^2 est l'énergie disponible à l'échelle K_0 pour la création d'ondes internes. On l'appelle aussi rugosité. Elle est connue à travers une carte globale de la rugosité (figure 5.11) que nous avons calculée à partir de la topographie de *Smith et Sandwell*.

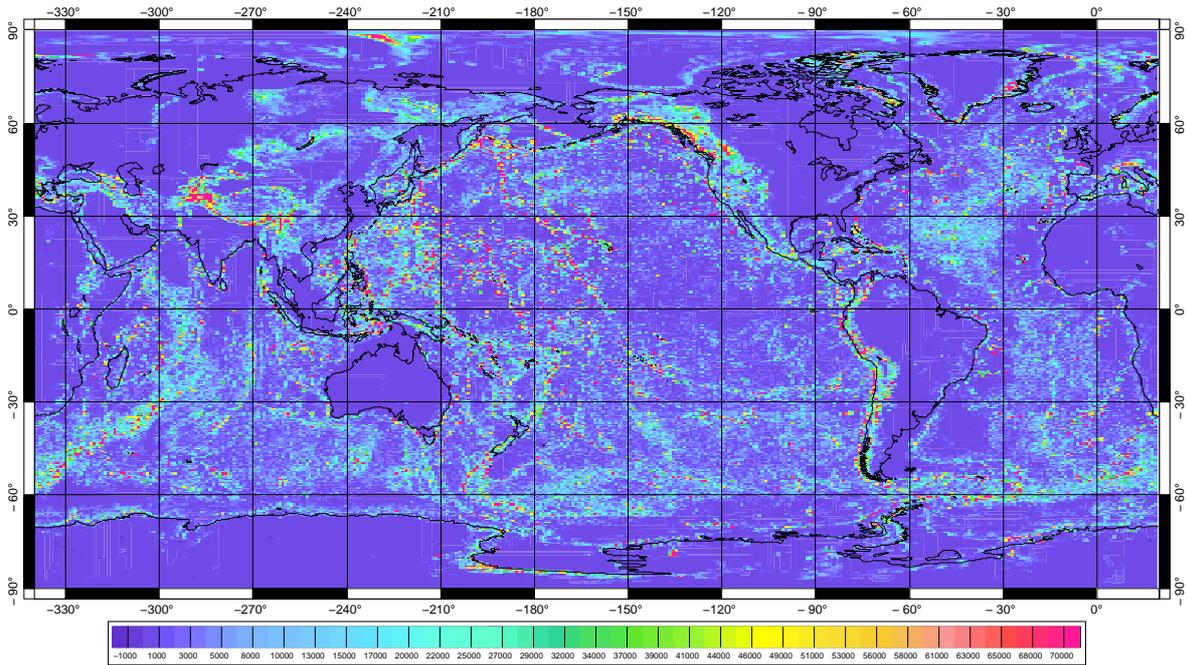


FIG. 5.11 – Carte de la rugosité calculée à partir de la topographie de *Smith et Sandwell*. Variance en m^2

5.5 Application aux calculs des marées océaniques

Afin d'évaluer quantitativement l'impact de ce nouveau terme de dissipation par génération d'ondes internes, sur le calcul des marées océaniques, nous l'avons implémenté dans deux modèles différents : tout d'abord le modèle spectral FES (*Lefèvre, 2000; Le Provost et al., 1994*), puis le modèle time-stepping MOG2D-G. Notons que l'impact de la génération d'ondes internes sur les rugosités de la bathymétrie reste négligeable par rapport à l'effet des fortes pentes de la topographie. Nous présentons donc ci-après uniquement les résultats obtenus lors de l'implantation de la paramétrisation des ondes internes générées sur de forts gradients topographiques.

5.5.1 Modèle spectral de marées océaniques FES

La prise en compte de ce nouveau terme de forçage dans le modèle spectral des marées océaniques (FES 2000) permet de passer d'une RMS globale aux marégraphes (base maré-

graphique ST95) de **12 cm à 6 cm**, soit une amélioration de **50%** des performances aux marégraphes. Un coefficient de 100 a été utilisé pour obtenir ces performances optimales, à savoir la minimisation de la RMS et une dissipation d'énergie d'environ 25 à 30% (*Lyard, communication personnelle 2001*). Un calcul du bilan d'énergie global du système a permis d'estimer l'énergie barotrope dissipée à travers ce phénomène d'ondes internes à environ **0.7 TWatts**, ce qui correspond bien à 30% de l'énergie barotrope totale de M_2 qui est de 2.45 TW (cf. *Lyard et Le Provost, 1997*).

Ces résultats restent donc cohérents avec ceux des études antérieures de *Morozov (1995)* et *Egbert et Ray (2000)*. *Morozov (1995)* donne une dissipation barocline globale égale à 1.1 TW, soit 1/4 de l'énergie totale issue de l'énergie de marées barotropes, alors estimée à 4.4 TW. *Egbert et Ray (2000)* trouvent que 25-30% de la dissipation totale en plein océan, soit 1 TW, sont dus aux marées baroclines.

5.5.2 Modèle d'ondes de tempêtes MOG2D-G

La deuxième étape a été l'introduction de cette source de dissipation supplémentaire dans le modèle MOG2D-G, barotrope et time-stepping. Nous avons fait une étude empirique de sensibilité, afin de déterminer le coefficient d'ondes internes C_{wd} ayant un effet optimal dans MOG2D-G.

marée M_2	no iw	with iw $C_{wd}100$	with iw $C_{wd}500$	with iw $C_{wd}700$	with iw $C_{wd}800$	with iw $C_{wd}1000$	with iw $C_{wd}1200$	with iw $C_{wd}1400$
Biais global	4.7	4.5	2.7	2	1.8	1.3	-0.4	-0.9
RMS global	8.4	8.2	6.7	6.3	6.2	6	15	15.3

TAB. 5.1 – Biais (cm) et RMS (cm) globaux sur l'ensemble des 95 marégraphes considérés, pour l'onde M_2 ; 1^{iere} colonne : résultats obtenus sans ondes internes; 2^{ieme} colonne : avec un coef. d'ondes interne de 100; ensuite le coefficient d'ondes interne augmente au fur et à mesure des colonnes de gauche à droite, pour atteindre 1400 dans la dernière colonne.

marée K_1	no iw	with iw $C_{wd}100$	with iw $C_{wd}500$	with iw $C_{wd}700$	with iw $C_{wd}800$	with iw $C_{wd}1000$	with iw $C_{wd}1200$	with iw $C_{wd}1400$
Biais global	0.4	0.3	0.1	0.1	0.1	0	0.3	0.3
RMS global	2.1	1.8	1.4	1.4	1.4	1.4	4.8	4.9

TAB. 5.2 – Biais (cm) et RMS (cm) globaux sur l'ensemble des 95 marégraphes considérés, pour l'onde K_1 ; 1^{iere} colonne : résultats obtenus sans ondes internes; 2^{ieme} colonne : avec un coef. d'ondes interne de 100; ensuite le coefficient d'ondes interne augmente au fur et à mesure des colonnes de gauche à droite, pour atteindre 1400 dans la dernière colonne.

Les comparaisons avec la base marégraphique ST95, pour les ondes de marée principales M_2 et K_1 , sont données dans les tableaux (5.1) et (5.2). Les meilleures performances aux marégraphes sont donc obtenues pour un coefficient de 1000 : Pour l'onde M_2 , on retrouve des performances similaires à celles du modèle FES 2000 sans assimilation mais prenant en compte le wave drag, avec un biais de + 1.3 cm et une RMS de 6 cm. Pour l'onde K_1 , on obtient un biais global aux marégraphes nul, et une RMS de seulement 1.4 cm, ce qui est du même ordre de grandeur que les résultats du modèle FES 2000 avec assimilation de données.

Il faut aussi noter que ce coefficient optimal de 1000, que nous avons déterminé empiriquement, est du même ordre de grandeur que celui mis au point en fonction de la taille des mailles,

pour le modèle spectral de marées FES 2000 (*Lyard, communication personnelle 2001*).

Les figures (5.12) et (5.13) donnent les différences d'amplitudes avec le modèle FES 99 assimilé, pour les ondes M_2 et K_1 calculées par le modèle MOG2D avec ondes internes (avec un coefficient de 1000). Les différences ont globalement diminuées par rapport au cas sans ondes internes : Pour l'onde M_2 , les différences observées dans la mer de Tasmanie et dans l'Atlantique Nord ont quasiment disparues, mais il subsiste quelques zones d'amplitudes trop fortes (15-20 cm) sur la côte Chilienne, la côte sud du Brésil, les côtes Européennes et la mer du Labrador. Pour K_1 la différence est nulle partout à l'exception de la baie de Baffin et sur la côte Est du détroit de Béring.

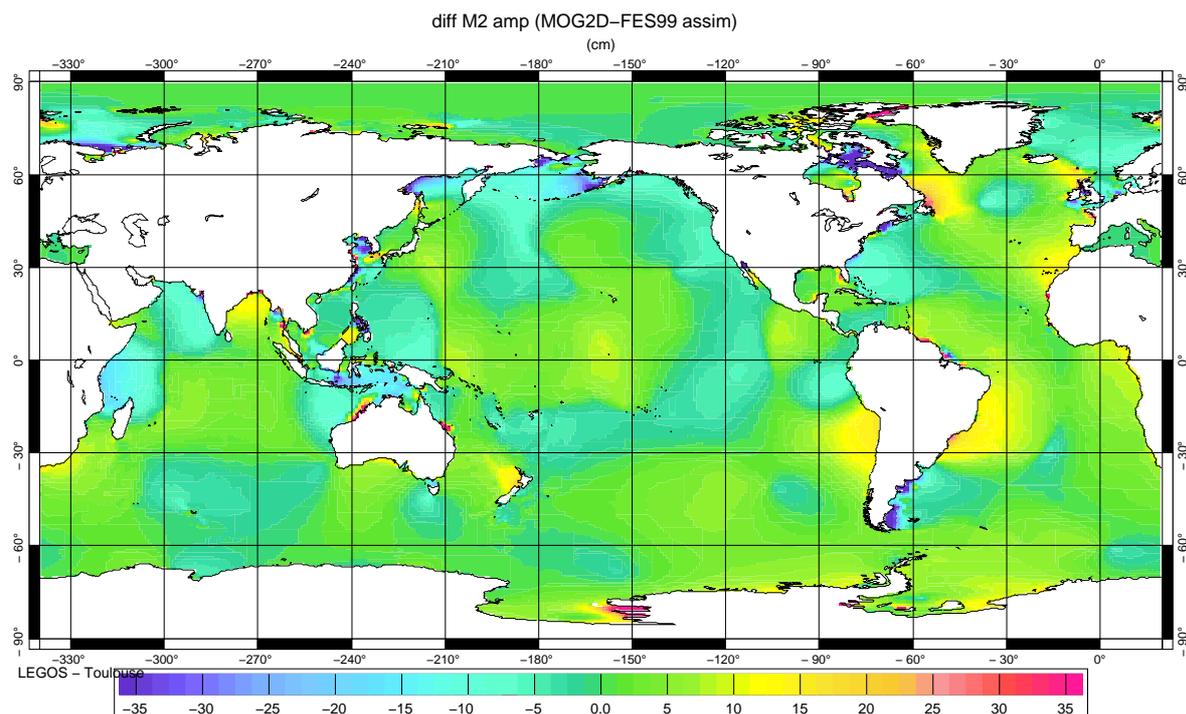


FIG. 5.12 – Différence entre les amplitudes de M_2 données par MOG2D (avec ondes internes, coef=1000) et celles de FES 99 avec assimilation (cm)

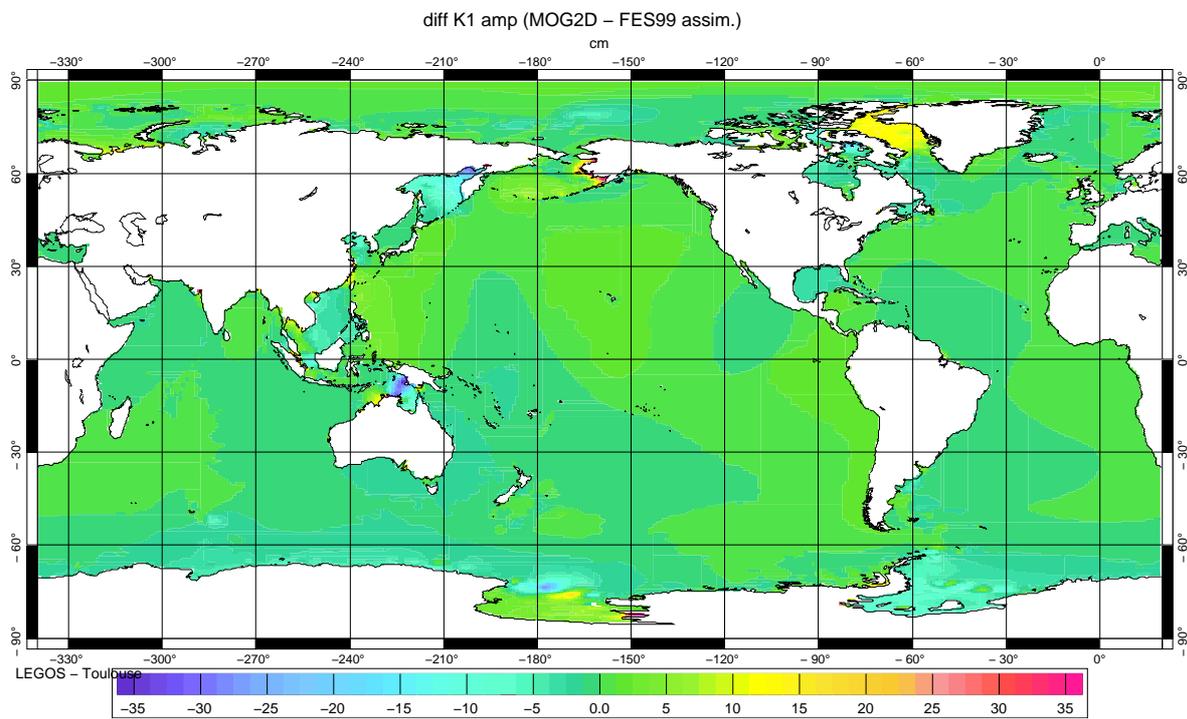


FIG. 5.13 – Différence entre les amplitudes de K_1 données par MOG2D (avec ondes internes, coef=1000) et celles de FES 99 avec assimilation (cm)

Chapitre 6

Simulations globales

Le modèle est maintenant forcé par les champs de forçages atmosphériques ECMWF, pression seule dans un cas ou bien pression et vent dans l'autre. Nous avons réalisé plusieurs simulations dont les caractéristiques sont liées aux étapes d'avancement de notre travail de thèse. Une première approche a consisté à comparer la variabilité océanique induite par le forçage de la pression atmosphérique seule et celle induite par le forçage du vent et de la pression. Cette étude a été réalisée sur l'année test 1995, et inclut le forçage astronomique de la marée (onde semi diurne M_2 uniquement). La paramétrisation des ondes internes n'est pas prise en compte dans ces simulations. Remarquons aussi que le forçage du vent moyen local a été retiré des champs de forçage pour ce test, car il peut être source de circulations barotropes intenses non réalistes en eaux profondes, qui peuvent entraîner éventuellement la divergence du modèle.

Ensuite nous avons réalisé une simulation forcée par la pression atmosphérique et le vent sur toute la période T/P (fin 1992-2002). Dans ce cas la marée n'est pas incluse dans la simulation ; une vitesse de background de 5 cm/s est donc introduite afin d'avoir une dissipation par frottement sur le fond suffisante notamment dans les zones de petits fonds. Le terme de dissipation par génération d'ondes internes sur les forts gradients de topographie sous-marine est pris en compte dans ce cas.

Ce chapitre présente les caractéristiques globales des simulations réalisées avec le modèle MOG2D-G forcé par la météorologie (vent et pression). Dans un premier temps, nous avons étudié la composition du signal simulé (variabilité, part du signal hautes fréquences ...) dans cette configuration de forçage par la météorologie. La deuxième partie est consacrée à l'étude des signaux barotropes moyens (niveau moyen, courants et IBD moyens), et la troisième partie à la variabilité saisonnière. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous parlerons de la variabilité à 10 jours des solutions du modèle et donc du signal probablement aliasé par le satellite T/P.

6.1 L'énergie dans MOG2D-G

6.1.1 Composition du signal

Méthode de décomposition

L'objectif majeur de notre travail étant d'étudier la réponse hautes fréquences de l'océan aux forçages météorologiques de la pression et du vent, une étape importante a consisté à séparer la partie hautes fréquences du signal océanique total. Le terme 'hautes fréquences' définit la bande des périodes inférieures à 20 jours. En effet, nous nous plaçons dans le contexte de

l'aliasing de la variabilité océanique hautes fréquences par le satellite T/P, qui a un cycle de 10 jours et donc une période de Nyquist de 20 jours.

Nous avons donc appliqué un filtrage temporel passe-haut sur les sorties du modèle. Dans un premier temps on utilise un filtre passe-bas de type *Loess*¹ ou *Lanczos*² (*Schlaax et Chelton, 1992*). Le signal basses fréquences récupéré est ensuite retranché au signal total afin d'obtenir la partie hautes fréquences.

Contenu énergétique

Nous avons estimé l'énergie du signal calculé par le modèle MOG2D-G (variance en cm^2). La figure 6.1 donne la répartition géographique de cette énergie totale pour la période 1993-2001. On observe une forte variabilité (jusqu'à 12 cm) du niveau de la mer localisée aux hautes latitudes : ces zones sont fortement énergétiques, car elles sont le siège d'une variabilité importante de la pression atmosphérique et du vent. La zone dépressionnaire Antarctique est très marquée, et on reconnaît également les régions de plein océan où les effets du vent jouent un rôle important : au sud-est de l'océan Indien et du Pacifique, au nord du Pacifique, ainsi qu'au nord et au sud de l'océan Atlantique. On note aussi que le modèle présente peu d'énergie (de 1 à 4 cm d'écart type) dans la zone équatoriale. Entre 30°S et 30°N, le forçage météorologique reste modéré, avec notamment une variabilité de la pression atmosphérique beaucoup plus faible (de 0 à 7 cm) qu'aux hautes latitudes.

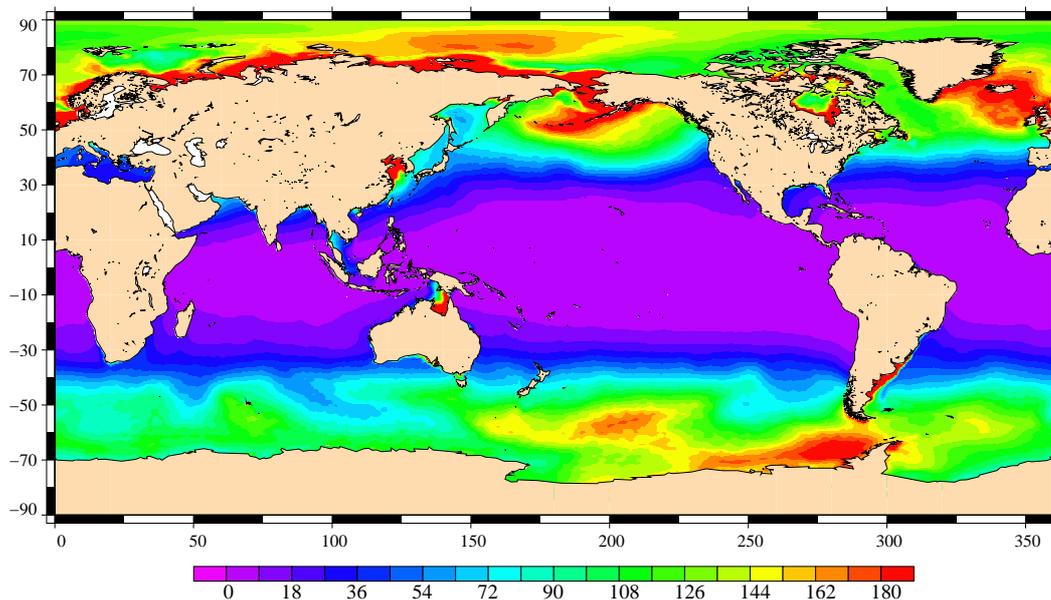


FIG. 6.1 – Energie totale du modèle barotrope MOG2D-G pour la période 1993-2001 (cm^2)

Nous avons également calculé l'énergie de la partie hautes fréquences du modèle obtenue après filtrage à 20 jours, ainsi que le pourcentage d'énergie représenté par ces hautes fréquences par

¹Filtre de *Loess* avec une période de coupure de $0.47 \times T_{eff}$, où T_{eff} est la période de coupure efficace, ie 20 jours dans cette étude.

²Filtre de *Lanczos* avec une période de coupure de 20 jours et une fenêtre glissante de 80 jours.

rapport à l'énergie totale du modèle (voir figure 6.2). Dans ces calculs, seuls les signaux dynamiques ont été pris en compte. En effet, la réponse statique de l'océan au forçage de la dépression Antarctique par exemple, n'est pas le sujet majeur de cette étude. On note que la part du signal hautes fréquences est très significative aux hautes latitudes, notamment au sud de 30°S et dans une large région située au nord du Pacifique, ainsi que dans les zones côtières : au sud et au nord de l'Australie, sur les côtes de Somalie et du Kenya, en Indonésie, autour de l'Amérique du sud, sur la côte est de l'Amérique du nord et dans la mer du nord. Dans ces régions, la partie hautes fréquences du signal dépasse **50 %** de l'énergie totale du modèle. Cela signifie que le signal aliasé par T/P est très important dans ces zones, et donc que le gain en variance apporté par la correction de la variabilité hautes fréquences donnée par le modèle, par rapport à une correction de BI classique (valable essentiellement pour les basses fréquences), y sera potentiellement plus important.

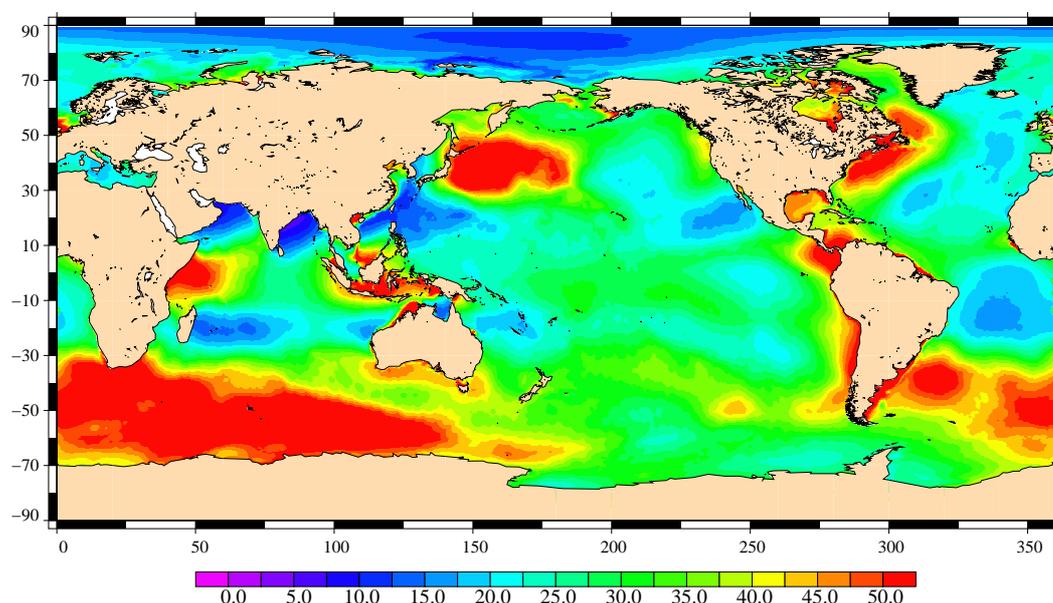


FIG. 6.2 – Pourcentage d'énergie hautes fréquences par rapport à l'énergie totale, du modèle barotrope MOG2D-G pour la période 1993-2001 (%)

6.2 Signaux moyens

L'étude des signaux moyens et annuels nous permet d'une part de vérifier la convergence et le réalisme du modèle, et d'autre part, d'étudier le comportement barotrope moyen de l'océan : celui-ci est composé de la réponse au forçage moyen et d'une partie générée par les non-linéarités de la dynamique rapide.

Les cartes de courants moyens par exemple, nous donnent l'amplitude et les directions des circulations moyennes mises en place dans MOG2D-G, que l'on peut comparer aux grandes circulations océaniques bien connues. L'établissement de tels courants dans le modèle est bien sûr lié au niveau moyen de l'océan, de par leur caractère géostrophique.

Le IBD moyen permet de visualiser les régions où la réponse océanique au forçage atmosphérique se fait de façon non-isostatique, en moyenne sur la période considérée.

Il est toutefois important de noter qu'aux basses fréquences, MOG2D-G ne représente plus qu'une partie du signal océanique car, d'une part l'équation barotrope du mouvement est inexacte puisqu'elle ne permet pas de tenir compte des interactions 3-dimensions, et d'autre part, la composante barocline de la réponse océanique devient significative voire même prépondérante devant la composante barotrope dans cette gamme de fréquences (*Fukumori et al. 1998*).

6.2.1 Le niveau moyen

L'analyse du niveau moyen du modèle montre des différences importantes suivant que le forçage du vent moyen est inclus dans la simulation ou non. La figure 6.3 donne les cartes de niveau moyen, pression moyenne et IBD moyen pour ces 2 configurations.

En effet, dans le cas où le forçage moyen du vent est retiré du forçage météorologique, le niveau moyen de la mer calculé par le modèle reste très proche de la réponse statique moyenne de l'océan au forçage de la pression atmosphérique (IB moyen), avec quelques déviations au sud des îles Aléoutiennes dans le Pacifique nord (~ 6 cm), au sud du Pacifique, au sud-est de l'océan Indien et au nord de l'Atlantique (moins de 2 cm). La valeur plus élevée du IBD dans le Pacifique nord est expliquée par la présence de circulations moyennes forcées par le vent (cf. figure 6.9). Ce fort signal dynamique n'apparaît pas de la même façon lorsque le vent moyen est pris en compte dans la simulation (carte de droite); cette différence est expliquée par l'effet du nouveau terme de dissipation (cisaillement entre les couches océaniques, cf. chapitre 3) introduit dans ce dernier cas.

Lorsque le forçage du vent moyen est pris en compte dans la simulation, la réponse moyenne de l'océan global est très différente du IB moyen avec des amplitudes plus importantes et une distribution spatiale plus bruitée. En effet, la carte du IBD moyen (niveau moyen - IB moyen) met en évidence une forte déviation par rapport au IB moyen dans tout le sud des océans (amplitudes supérieures à 6 cm en valeur absolue) et dans les zones tropicales de l'océan Indien et du Pacifique (~ 4 cm). Cet écart non négligeable du niveau moyen est en fait la conséquence de la mise en place de circulations océaniques moyennes assez importantes aux grandes échelles, lorsque le forçage du vent moyen est pris en compte dans la simulation (cf. section suivante sur les courants moyens).

Dans ce dernier cas, il faudra faire très attention lors de l'utilisation des sorties du modèle pour les différentes applications, et notamment pour la correction de la variabilité hautes fréquences dans les données in situ et altimétriques. Afin de rester cohérents avec la correction de BI et de ne pas introduire de biais grande échelle irréaliste, nous corrigeons donc la dénivellation calculée par MOG2D-G de la façon suivante :

$$\alpha_{corr} = \alpha - \alpha_{moyen} + IB_{moyen}$$

C'est donc la valeur α_{corr} qui devra être utilisée dans les applications aux observations (altimétrie 'along-track' en particulier). Cette valeur sera nommée α dans la suite du document.

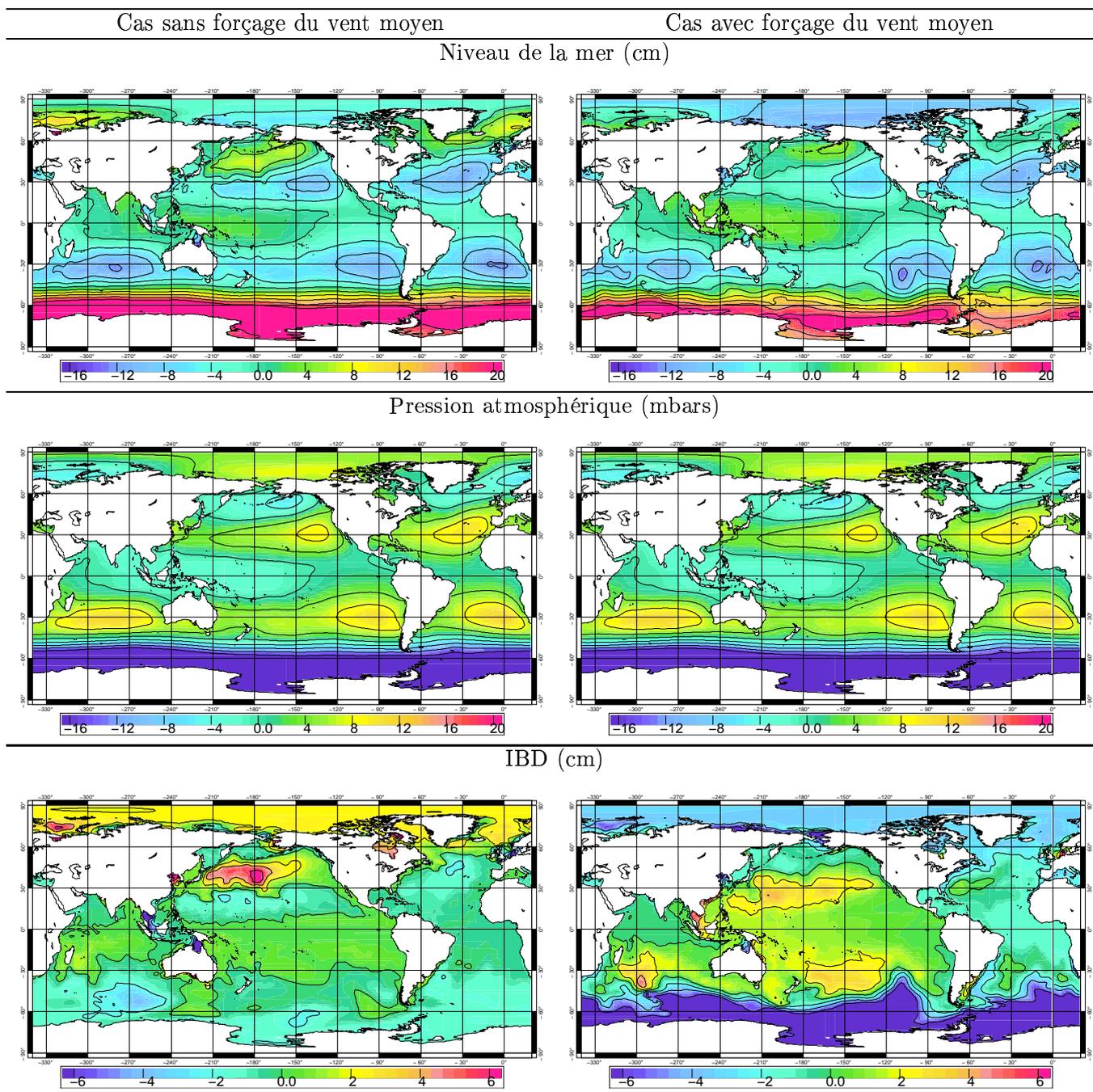


FIG. 6.3 – Cartes de niveau moyen, pression moyenne et IBD moyen, pour la configuration sans le forçage du vent moyen, et pour la configuration incluant le forçage du vent moyen (1995).IBD=signal dynamique=niveau de la mer-BI

6.2.2 Les courants moyens

Les figures (6.4) donnent les statistiques annuelles (moyenne et rms) des courants générés dans le modèle dans les deux configurations de Pression seule d'une part, puis de Pression et Vent d'autre part.

Le cas pression seule

Dans ce cas, il n'existe quasiment pas de courants moyens, à l'exception des zones de plateaux continentaux (Patagonie, mer Jaune ...) où on trouve des vitesses de l'ordre de 0.25 cm/s. La variabilité de ces courants reste aussi très faible dans l'océan profond (moins de 0.2 cm/s), et augmente au niveau des plateaux (environ 1.44 cm/s sur le plateau de Patagonie, le plateau Australien, la mer Jaune, le détroit de Béring, le plateau Européen ...).

Le cas pression et vent (forçage du vent moyen non inclus)

On voit ici apparaître des circulations moyennes plus importantes notamment dans le Sud de l'Océan Indien et du Pacifique, au large de la Patagonie et de l'embouchure de l'Amazone. On note aussi la présence de forts courants dans le Pacifique équatorial et le Nord du Pacifique. En fait on reconnaît le courant Sud équatorial vers l'Ouest du bassin ainsi que le contre courant Nord équatorial, vers l'Est du bassin. Dans le Nord du bassin, on peut aussi reconnaître des circulations rappelant le courant de Californie ou encore la gyre sub-tropicale. Mais il faut rester prudent quant-à ces interprétations, car d'une part le forçage du vent annuel n'est pas considéré ici, et d'autre part le maillage utilisé dans ces simulations n'a pas une résolution assez fine en plein océan pour pouvoir prétendre à retrouver des structures très précises. La variabilité des courants est globalement plus forte dans cette configuration pression et vent, avec une moyenne de 1 cm/s rms en plein océan et jusqu'à 4 cm/s rms sur les plateaux continentaux (Patagonie, Australie, Européen, mer Jaune, détroit de Béring, baie d'Hudson) ainsi que les côtes de l'Afrique, de la Chine, de l'Australie et la côte Est des Amériques.

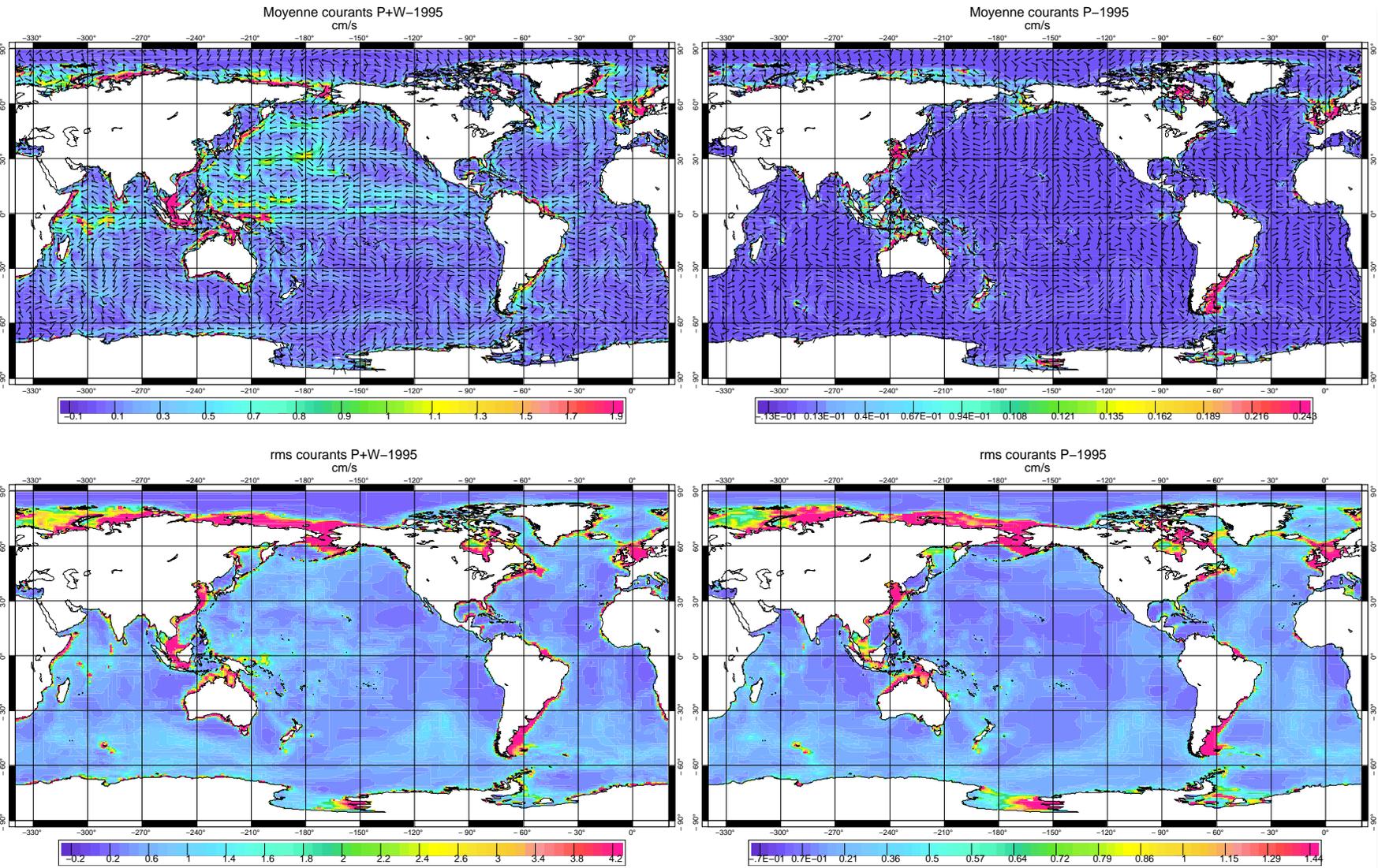


FIG. 6.4 – Moyennes et rms des courants annuels pour le cas forcé par la Pression seule (P), et le cas forcé par la Pression et le Vent (P+W, vent moyen non inclus), pour l'année 1995. Le sens des courants est indiqué par des girouettes

Le cas pression et vent (forçage du vent moyen inclus)

La carte 6.5 (resp. 6.6) donne la répartition géographique des circulations moyennes qui apparaissent lorsque le forçage du vent moyen est pris en compte dans la simulation (resp. la rms).

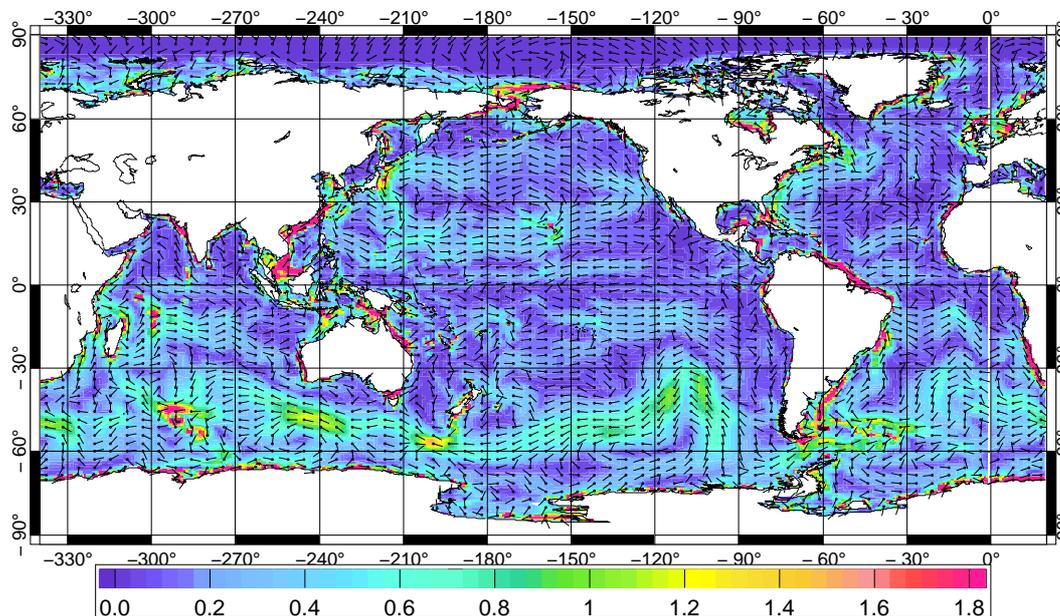


FIG. 6.5 – Circulations moyennes sur la période 1993-2001, dans le cas où le forçage du vent moyen est inclus dans la simulation (cm/s). Le sens des courants est indiqué par des girouettes

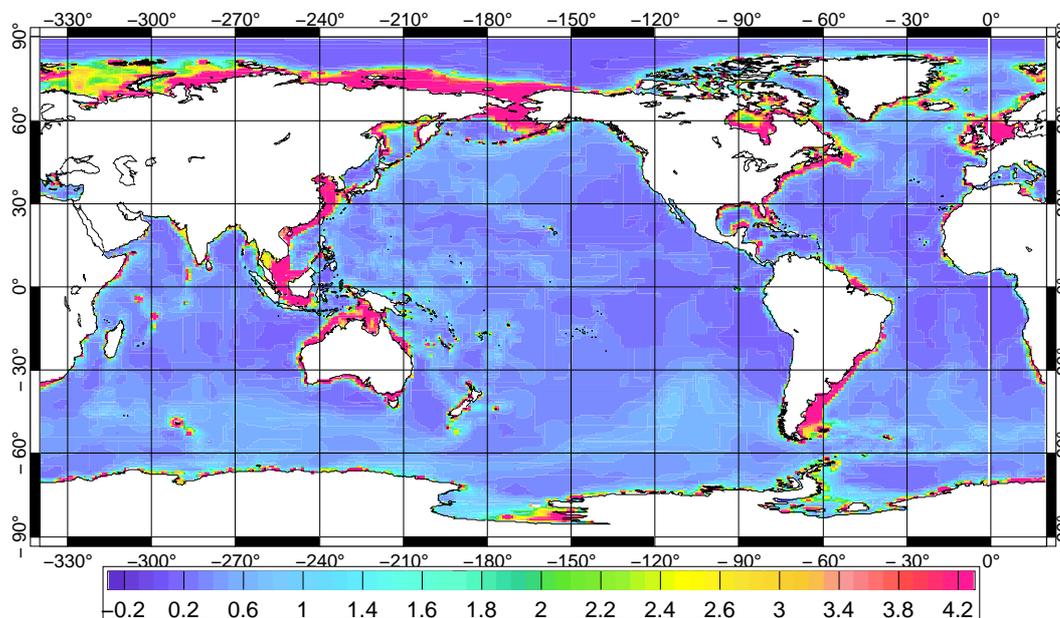
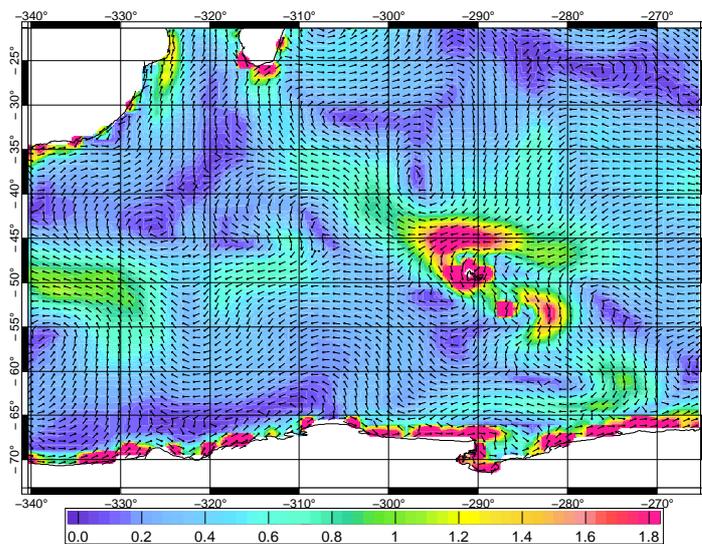
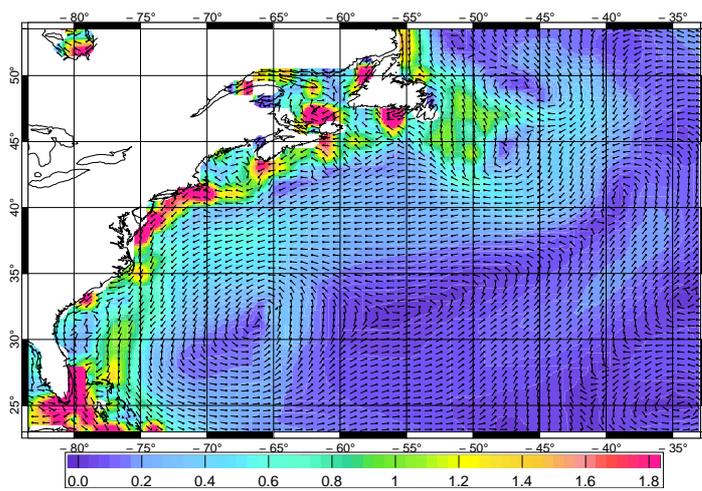


FIG. 6.6 – Variabilité des courants moyens sur la période 1993-2001, dans le cas où le forçage du vent moyen est inclus dans la simulation (rms en cm/s)

Sud Afrique et Kerguelen



Nord-ouest Atlantique



Pacifique Equatorial

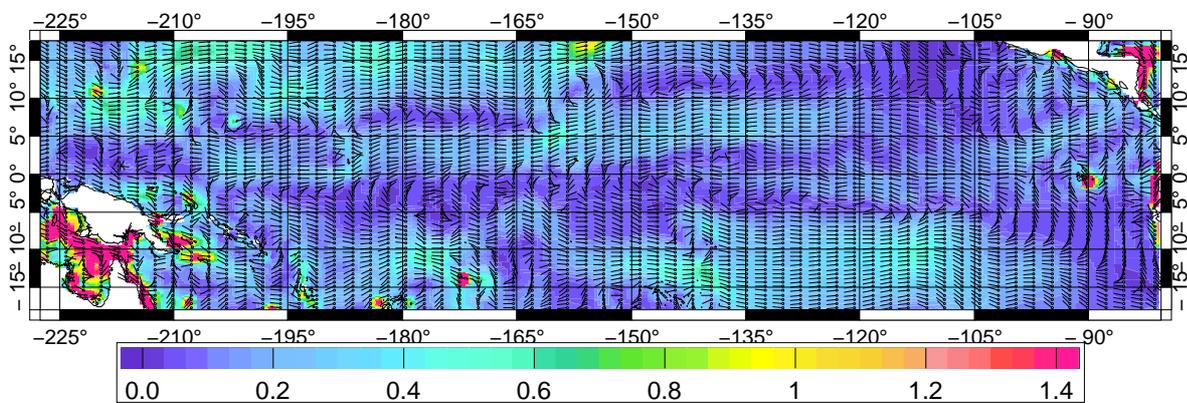


FIG. 6.7 – Quelques zooms du signal de circulation moyenne dans MOG2D-G en cm/s (1993-2001). Le sens des courants est indiqué par des girouettes

On note l'existence de circulations globales non négligeables, avec notamment la présence nette expliquée par son caractère barotrope, du courant circum polaire Antarctique; son amplitude atteint 0.75 à 1.75 cm/s. On observe aussi une signature barotrope non négligeable des courants de bord ouest, qui ont une dynamique essentiellement barocline : le Kuroshivo, le Gulf Stream On peut aussi remarquer l'existence de circulations plus complexes (cf. figure 6.7) comme la rétroflexion du courant des Aiguilles au sud de l'Afrique, un flux vers l'est au nord et au sud des Kerguelen, un méandre prononcé au niveau du bassin de Bellingshausen au sud-est du Pacifique. Au niveau de l'équateur dans le Pacifique, on observe des circulations ressemblant aux courants nord et sud équatoriaux et au contre-courant équatorial; on note aussi une certaine variabilité spatiale de ces courants, probablement due au fait que l'on étudie le signal moyen sur la période 1993-2001 qui inclut plusieurs périodes d'El Niño.

Au niveau de la variabilité de ces courants, on retrouve des structures très similaires au cas sans forçage du vent moyen, avec une variabilité faible en plein océan (~ 1 cm/s) et qui atteint des valeurs fortes (~ 4 cm/s) dans les zones côtières et de plateaux continentaux.

Nous avons vu que dans ce cas où la totalité du forçage du vent est prise en compte (cf. chapitre 3), un terme de dissipation par cisaillement dans les couches de surface, est ajouté dans le modèle afin d'éviter l'établissement de courants barotropes trop forts et irréalistes. Il apparaît donc que cette dissipation supplémentaire ne suffit pas pour empêcher l'existence de courants moyens importants. Les circulations moyennes mises en place dans le modèle restent cependant avec une distribution spatiale réaliste, ce qui est assez étonnant sachant que la circulation générale océanique est essentiellement barocline. Notons que l'amplitude du transport de masse barotrope associé à ces circulations est donnée par l'amplitude du courant multipliée par la profondeur.

6.2.3 Le IBD moyen

Les figures (6.8) donnent les statistiques annuelles (moyenne et rms) pour les fréquences inférieures à 20 jours (ie bande des hautes fréquences aliasées par T/P) de la déviation par rapport au BI (notée IBD), dans les deux configurations de Pression seule d'une part, puis de Pression et Vent d'autre part. Le IBD est la différence entre l'élévation du niveau de la mer simulée par MOG2D et celle donnée par le baromètre inverse; il représente la partie non-isostatique de la réponse de l'océan au forçage atmosphérique.

En ce qui concerne les moyennes annuelles du IBD, les cartes globales sont très colorées mais les valeurs restent très faibles pour les 2 simulations : les moyennes sont comprises entre -0.014 cm et +0.018 cm.

Le signal de variabilité est beaucoup plus intéressant.

Le cas pression seule

Dans ce cas, les zones où on observe une certaine variabilité du IBD indiquent en fait les zones où il existe probablement une réponse dynamique de l'océan au forçage de la pression atmosphérique. On note la présence de régions de variabilité assez importante en plein océan : dans le Pacifique sud-est (2.8 cm rms), au sud de l'Afrique (2.4 cm rms) ou encore au sud de l'Australie (1.7 cm rms). On observe aussi un fort signal dans la mer Méditerranée (rms > 2.6 cm), avec une variabilité plus prononcée à l'est du bassin. Une forte variabilité caractérise

aussi les zones de faible profondeur (plateaux de Patagonie, Européen, la baie d'Hudson et le détroit de Béring), ainsi que l'Océan Arctique.

Le cas pression et vent

La configuration pression et vent donne une carte assez similaire au cas précédent, mais avec une variabilité globale plus forte (maximum de variabilité passe de 3.6 cm rms avec la pression seule, à 6.6 cm rms avec le forçage de la pression et du vent). On voit nettement apparaître les comportements différents des moyennes/basses latitudes très calmes, et des hautes latitudes (latitudes au delà de $\pm 30^\circ$) qui sont beaucoup plus variables. Les zones de forte variabilité en plein océan mises en évidence dans la simulation forcée par la pression seule, sont ici plus étendues spatialement et avec une amplitude de variabilité qui a doublé voire même triplé (la rms atteint 6.6 cm). On voit aussi se détacher d'autres petites structures de grande variabilité en plein océan : à l'ouest des Kerguelen, au sud de l'Australie, au large du plateau de Patagonie, au sud du Groenland ou encore au sud des îles Aléoutiennes. Cette forte variabilité du signal dynamique en plein océan a été étudiée par de nombreux auteurs, dans les zones du Pacifique et de l'océan Indien : elle est induite par le forçage du vent (réponse au forçage d'Ekman moyen) et un phénomène de résonance dûe aux contours fermés de la vorticité potentielle dans le sud des océans (*Fukumori et al., 1998; Fu, 2003; Webb et de Cuevas, 2002, 2003*). La variabilité du IBD reste aussi élevée (~ 6.6 cm rms) dans les zones peu profondes du plateau de Patagonie, de la mer Jaune, du détroit de Béring, de la baie d'Hudson et du plateau Européen. En fait, c'est dans ces zones de forte variabilité du IBD en zones pélagiques, que l'on espère avoir un modèle plus réaliste que le BI, du point de vue de la réponse dynamique de l'océan aux forçages météorologiques, et donc que l'on pourra diminuer la variance des données satellitales corrigées.

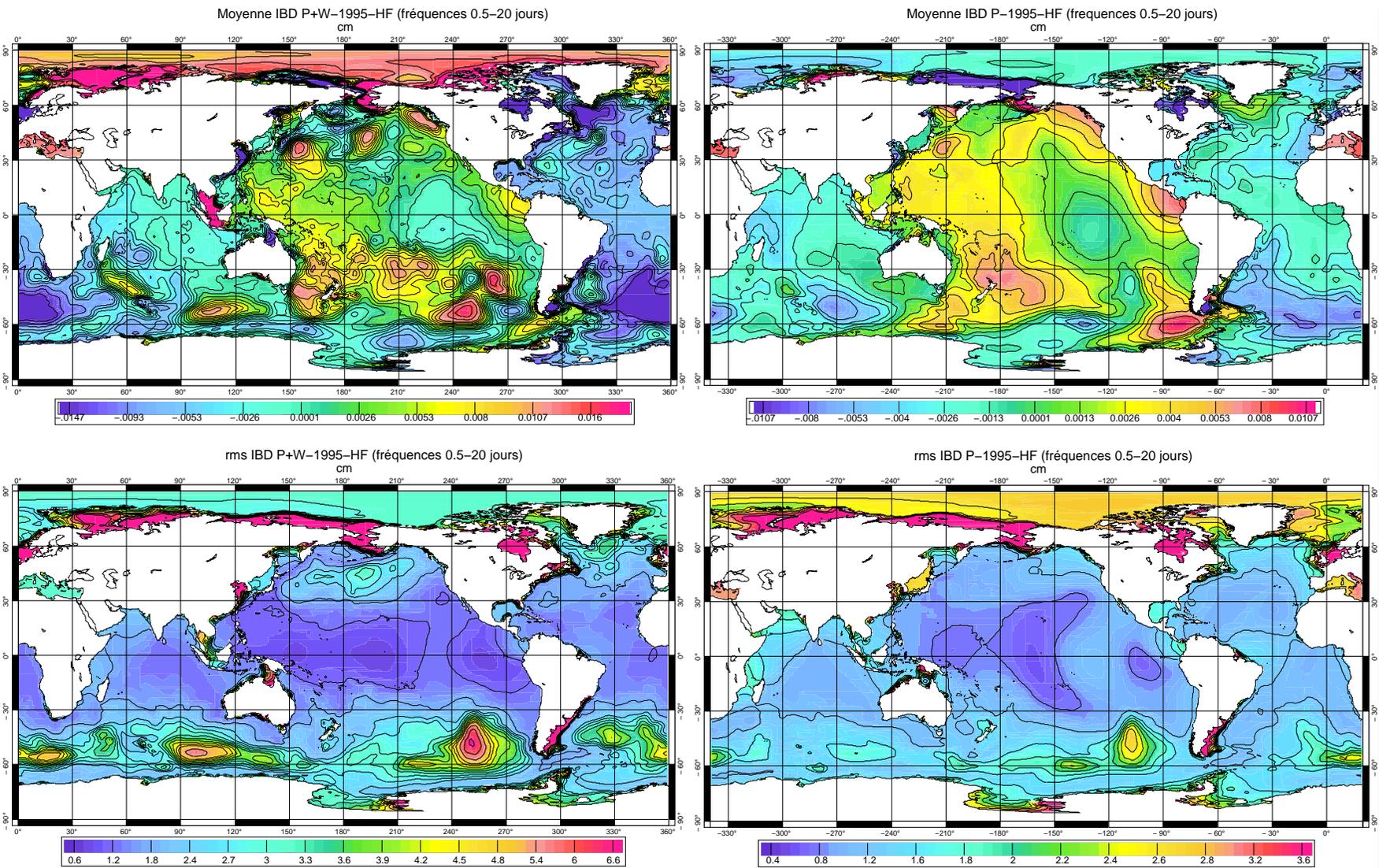


FIG. 6.8 – Moyenne et rms du IBD annuel pour les fréquences de 0.5 à 20 jours, dans le cas Pression seule (P), et dans le cas Pression et Vent (P+W), pour l'année 1995

6.3 Variabilité saisonnière

Dans un premier temps, nous avons considéré les variations saisonnières du niveau de la mer calculées par MOG2D-G dans les 2 configurations traitées, avec la prise en compte du forçage de la pression atmosphérique uniquement puis du forçage de la pression et du vent. Les figures 6.10 et 6.11 donnent les statistiques saisonnières du niveau de la mer pour ces deux cas, et pour l'année 1995.

6.3.1 Le cas pression seule

En ce qui concerne les moyennes saisonnières, on retrouve globalement les structures de la pression atmosphérique moyenne, avec :

- une forte amplitude (+ 27 cm) sur le Sud des Océans qui persiste tout au long de l'année;
- un faible signal positif (< 3 cm) sur l'Ouest du Pacifique Equatorial;
- des dénivellations négatives au niveau de la latitude 30° Sud.

En hiver, dans l'hémisphère Nord, on observe l'effet d'une dépression sur l'Europe du Nord, ainsi qu'une forte réponse océanique au niveau de l'anticyclone des Açores dont l'effet sur le niveau de la mer est essentiellement visible durant l'hiver. Il y a assez peu de signal moyen sur les latitudes moyennes de l'hémisphère Sud durant l'hiver et le printemps.

En été (pendant l'hiver austral), le signal moyen s'atténue dans l'hémisphère Nord, tandis qu'on observe des dénivellations négatives importantes au niveau des 3 anticyclones de l'hémisphère Sud, dans l'Indien, le Pacifique et l'Atlantique (cf. cartes de la moyenne et la rms de la pression atmosphérique sur l'année 1995). On note aussi une augmentation de la variabilité spatiale de la limite de la zone dépressionnaire sur l'Antarctique.

D'autre part, si on regarde les rms saisonnières du niveau de la mer, on voit encore apparaître les distributions de la variabilité annuelle de la pression atmosphérique :

- signal calme à l'équateur;
- une forte variabilité aux hautes latitudes et en particulier autour de l'Antarctique.

En hiver, la variabilité (jusqu'à 16 cm de rms) est essentiellement concentrée aux hautes latitudes de l'hémisphère Nord (latitudes > 30° Nord).

En été, pendant l'hiver austral, on observe une inversion de ces tendances, avec un hémisphère Nord beaucoup plus calme (rms maximale inférieure à 10 cm) et une très forte variabilité localisée au delà de 30° Sud (rms \gg 16 cm).

6.3.2 Le cas pression et vent

En ce qui concerne les moyennes saisonnières, on retrouve des distributions assez semblables à la configuration pression seule, avec seulement deux différences :

- une plus grande variabilité spatiale;
- une amplitude légèrement plus faible du signal moyen.

On note aussi l'apparition d'un comportement bipolaire (dénivellation positive au Nord et négative au Sud) dans le Pacifique Nord qui persiste tout au long de l'année.

Les cartes de variabilité saisonnière sont similaires au cas précédent ne prenant en compte que le forçage de la pression, mais avec :

- de plus petites structures;

– des amplitudes de variabilité plus faibles.

Il apparaît donc de cette étude saisonnière que les effets du vent ne sont pas négligeables et qu'ils induisent d'une part, **une amplitude de variabilité plus faible**, c'est à dire que le vent a tendance à compenser les effets de la pression atmosphérique (cf. figure 6.9) ; et d'autre part, **une plus grande variabilité spatiale de la réponse océanique**, ie. une réponse mésoéchelle de l'océan.

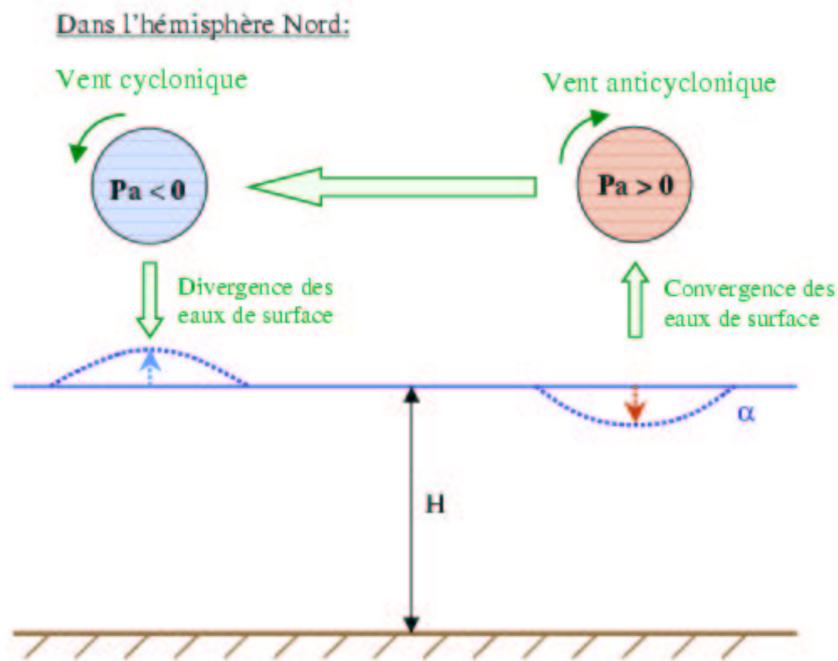


FIG. 6.9 – Tendence du vent à compenser les effets de la pression atmosphérique

6.3. Variabilité saisonnière

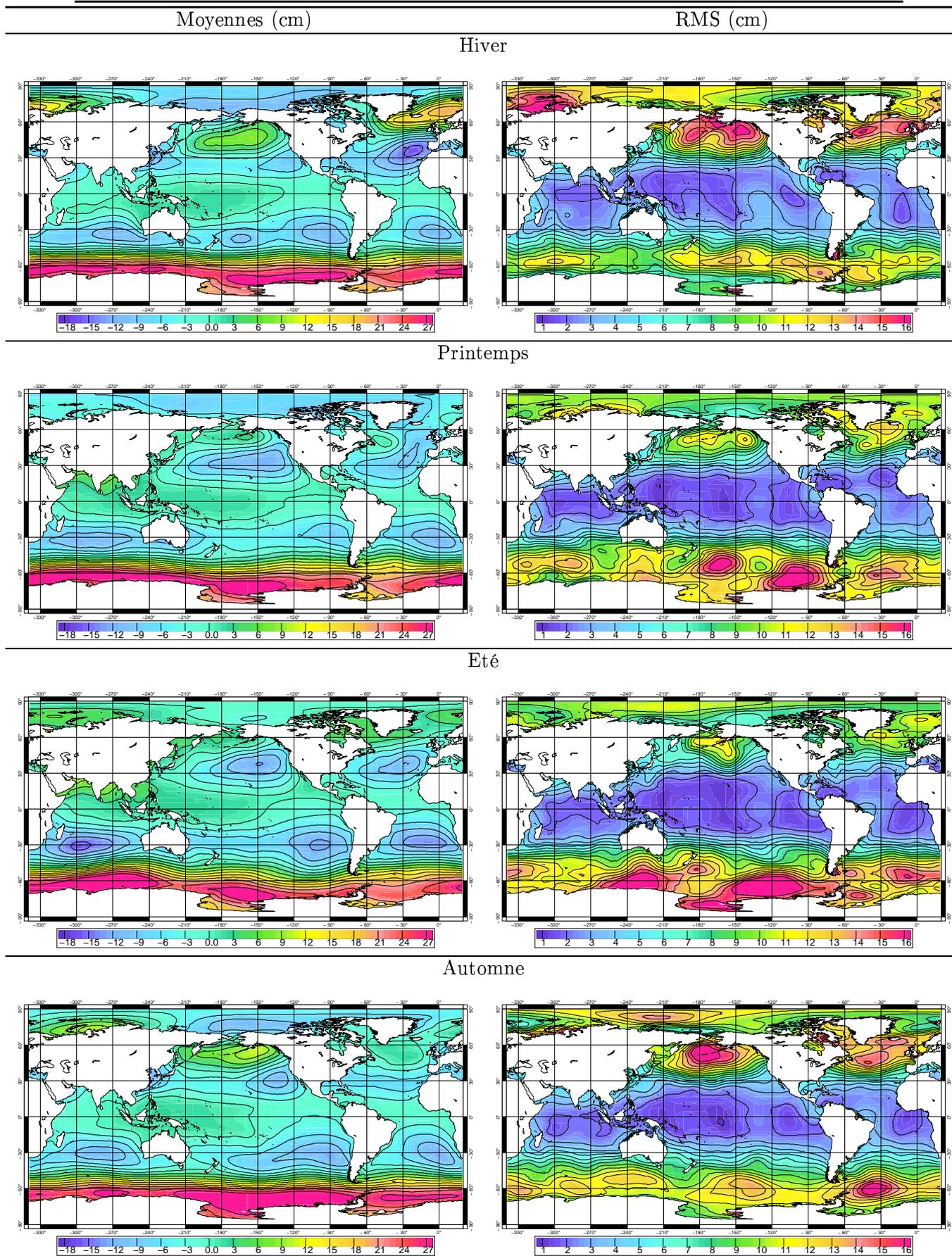
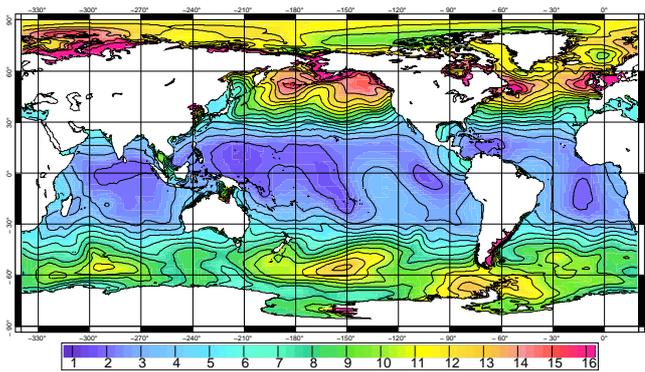
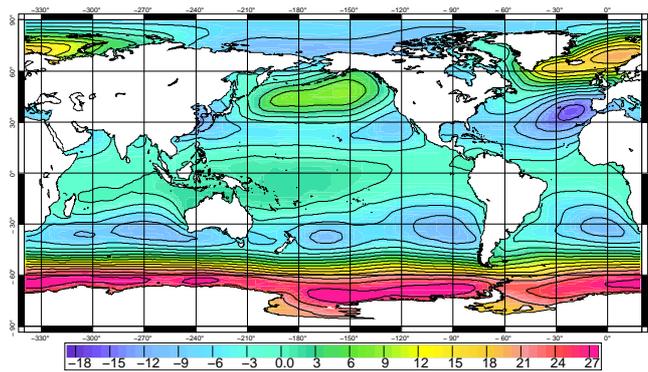


FIG. 6.10 – Moyennes et rms saisonnières du niveau de la mer sur l'année 1995, pour la simulation forcée uniquement par la pression atmosphérique (cm)

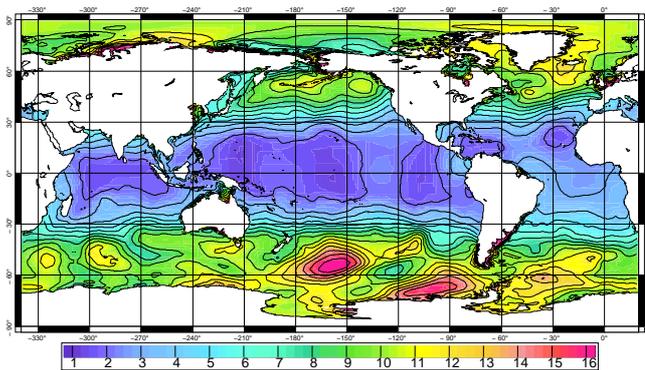
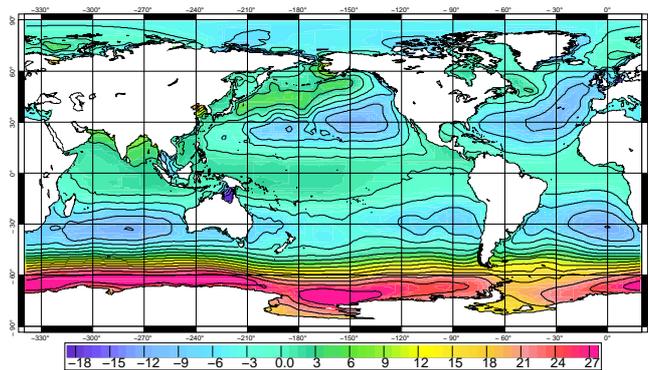
Moyennes (cm)

RMS (cm)

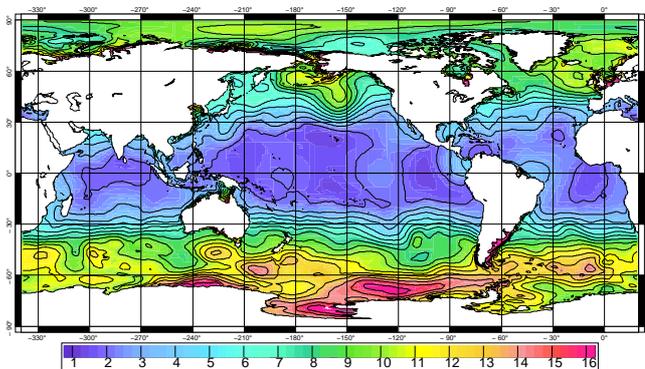
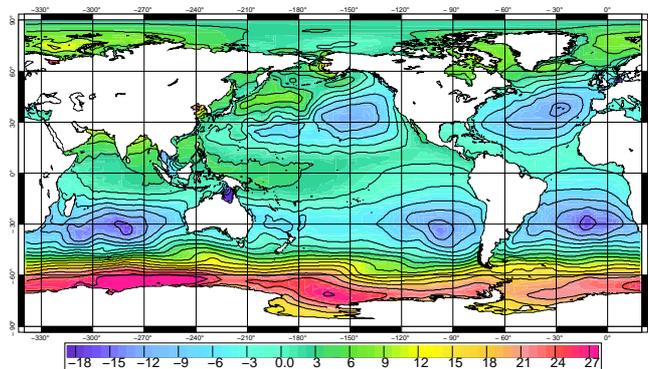
Hiver



Printemps



Été



Automne

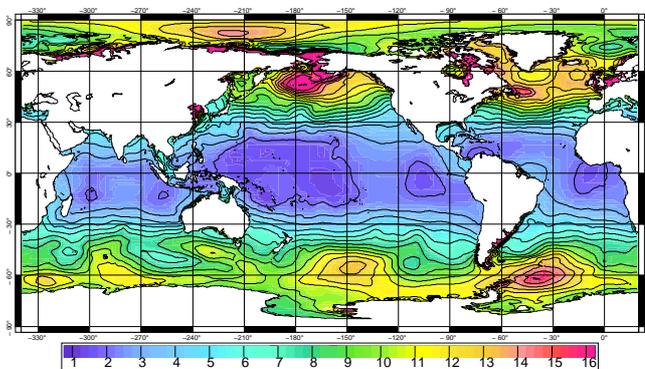
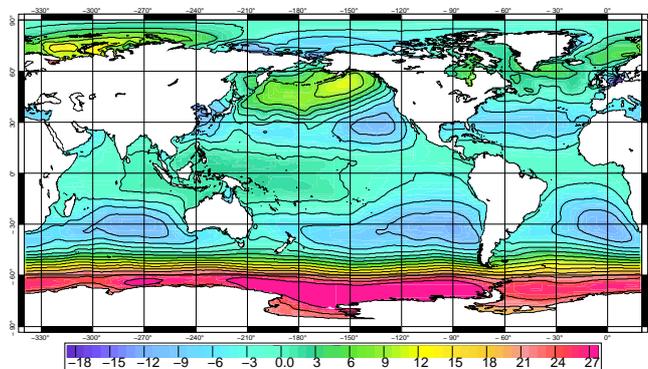


FIG. 6.11 – Moyennes et rms saisonnières du niveau de la mer sur l'année 1995, pour la simulation forcée par la pression atmosphérique et par le vent (cm)

6.3.3 Moyenne sur 9 saisons

Nous présentons ici la variabilité saisonnière du modèle moyennée sur 9 saisons, pour la période 1993-2001. Cette approche nous permet de visualiser les signaux saisonniers moyens, et de les comparer aux signaux saisonniers annuels donnés dans le paragraphe précédent. Le forçage du vent est ici inclus dans sa totalité. Les figures 6.12 et 6.13 donnent les statistiques (moyenne et rms) saisonnières moyennes pour le niveau de la mer et pour le IBD respectivement.

On observe bien sûr un cycle saisonnier similaire à celui décrit au paragraphe précédent pour l'année 1995, avec un maximum de variabilité localisé aux hautes latitudes, durant l'hiver dans l'hémisphère nord, et pendant l'hiver austral dans l'hémisphère sud.

Le signal saisonnier moyen sur 9 ans montre une plus faible variabilité spatiale, avec des méso-échelles lissées dans les zones extra-tropicales.

L'amplitude de ce signal est par ailleurs légèrement amortie de 1 à 2 cm dans les zones où la variabilité est maximale.

La réponse dynamique de l'océan au forçage météorologique a une variabilité temporelle identique, avec un maximum durant la période hivernale (hémisphères nord et sud). Les zones de plus forte variabilité du IBD sont localisées au niveau du passage de Drake et dans le bassin Antarctique-Australien dans l'hémisphère sud et, au sud des îles Aléoutiennes dans l'océan Pacifique nord.

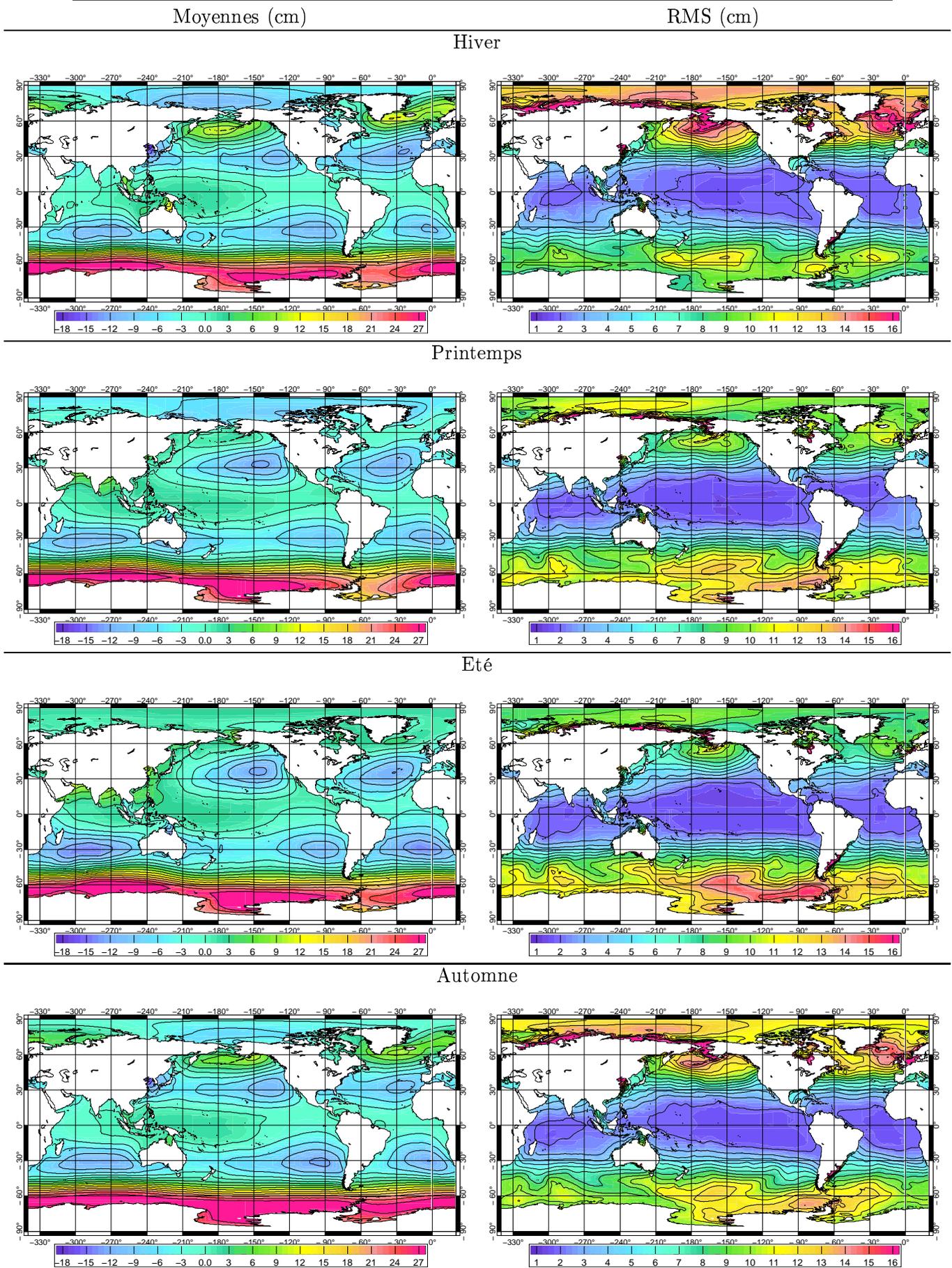


FIG. 6.12 – Moyennes et rms saisonnières du niveau de la mer sur la période 1993-2001, pour la simulation forcée par la pression atmosphérique et par le vent (cm)

6.3. Variabilité saisonnière

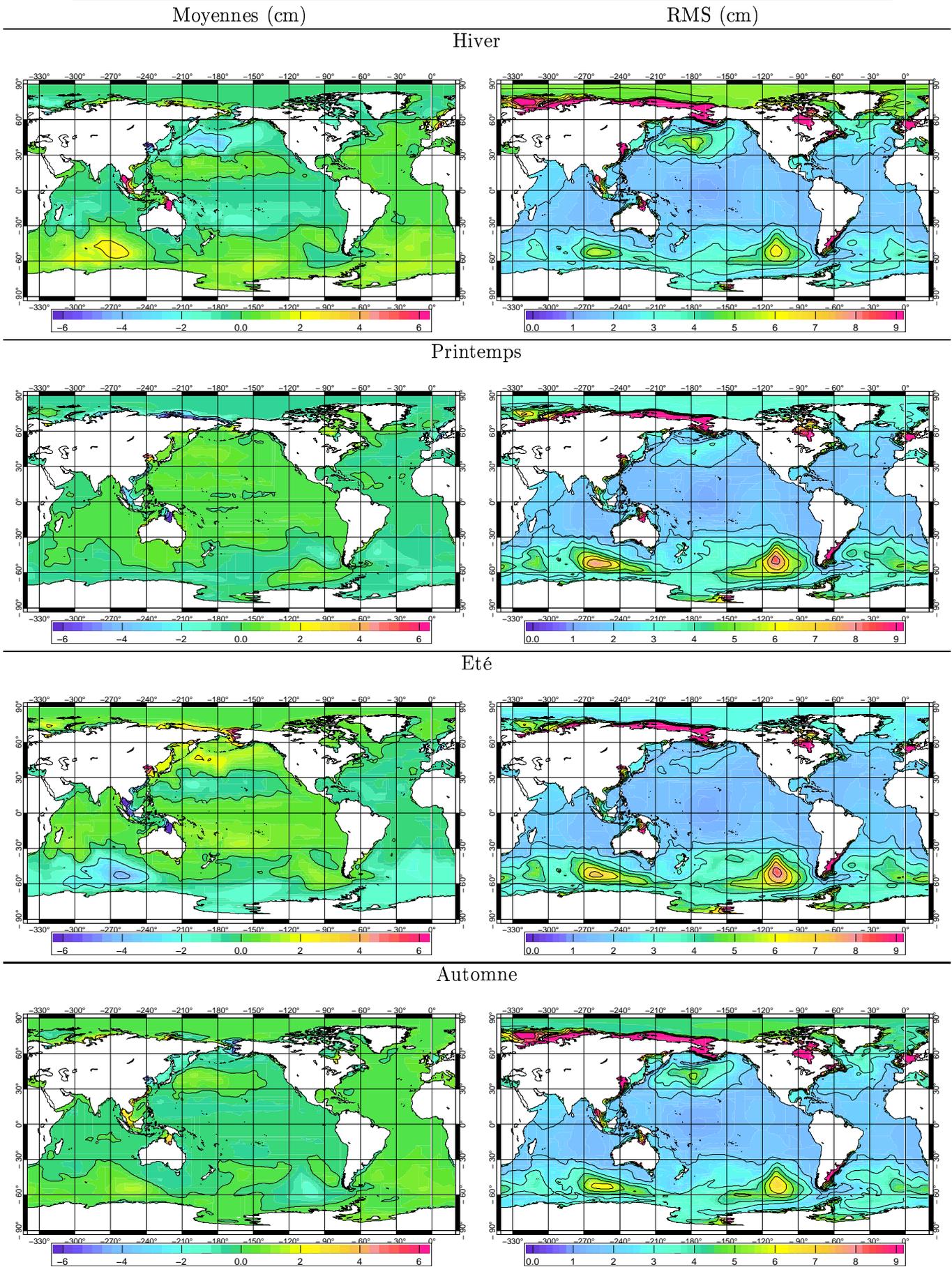


FIG. 6.13 – Moyennes et rms saisonnières du IBD sur la période 1993-2001, pour la simulation forcée par la pression atmosphérique et par le vent (cm)

6.4 Variabilité à 10 jours

Nous avons ici ré-échantillonné la réponse réelle du modèle barotrope avec un pas de temps de 10 jours. A travers cette variabilité à 10 jours du signal océanique (niveau de la mer et IBD), nous pouvons estimer la composition du signal aliasé par le satellite T/P. Cette approche permet de comprendre l'importance du phénomène d'aliasing et donc d'appuyer l'intérêt de notre étude qui vise à modéliser la réponse de l'océan aux hautes fréquences. Notons toutefois que cette variabilité à 10 jours peut être influencée par le premier pas de temps considéré lors du ré-échantillonnage du signal tous les 10 jours. En effet, si on décale ce premier échantillon d'un temps T non multiple de 10 jours, le signal résultant peut faire apparaître des niveaux d'énergie et une tendance à long terme très différents (cf. figure 6.14). Ainsi *S. Mangiarotti (2003)* montre qu'un tel décalage implique une forte variabilité de la tendance du niveau de la mer sur 9 ans de données T/P (entre -1 et 4 mm/an). Cette variabilité de la tendance à long terme est d'autant plus importante quand on considère une fenêtre temporelle réduite : elle passe de 3 mm/an pour 9 ans de données à 12 mm/an sur 3 ans de données, pour une tendance de 10-25 mm.

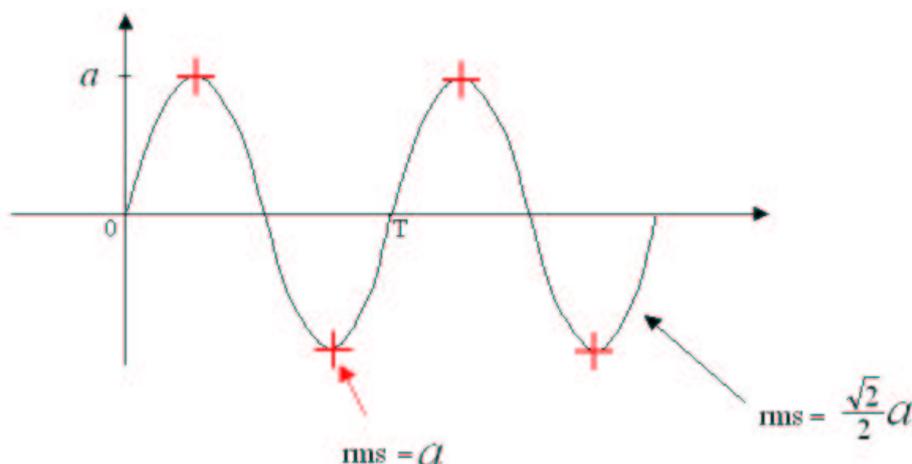


FIG. 6.14 – Echantillonnage et variabilité

Les cartes de la figure 6.15 comparent la variabilité totale et la variabilité à 10 jours des signaux de niveau de la mer et de IBD, pour la période 1993-2001.

La répartition régionale des variabilités, totale et à 10 jours, sont très similaires. Par contre, on observe une augmentation du niveau d'énergie lors du ré-échantillonnage à 10 jours, essentiellement localisée dans les zones des hautes latitudes et des eaux peu profondes. L'importance du phénomène d'aliasing est ici évident, et la nouvelle correction altimétrique développée avec le modèle MOG2D-G va avoir un effet amplifié par ce phénomène.

La planche C.1 (cf. annexe C) montre le niveau d'énergie aliasée lorsqu'on considère un premier échantillon décalé de 18 heures, 1 heure, ... à 9 jours. On note de légères variations du niveau d'énergie à 10 jours principalement localisées dans les régions de plein océan des hautes latitudes, mais elles restent faibles.

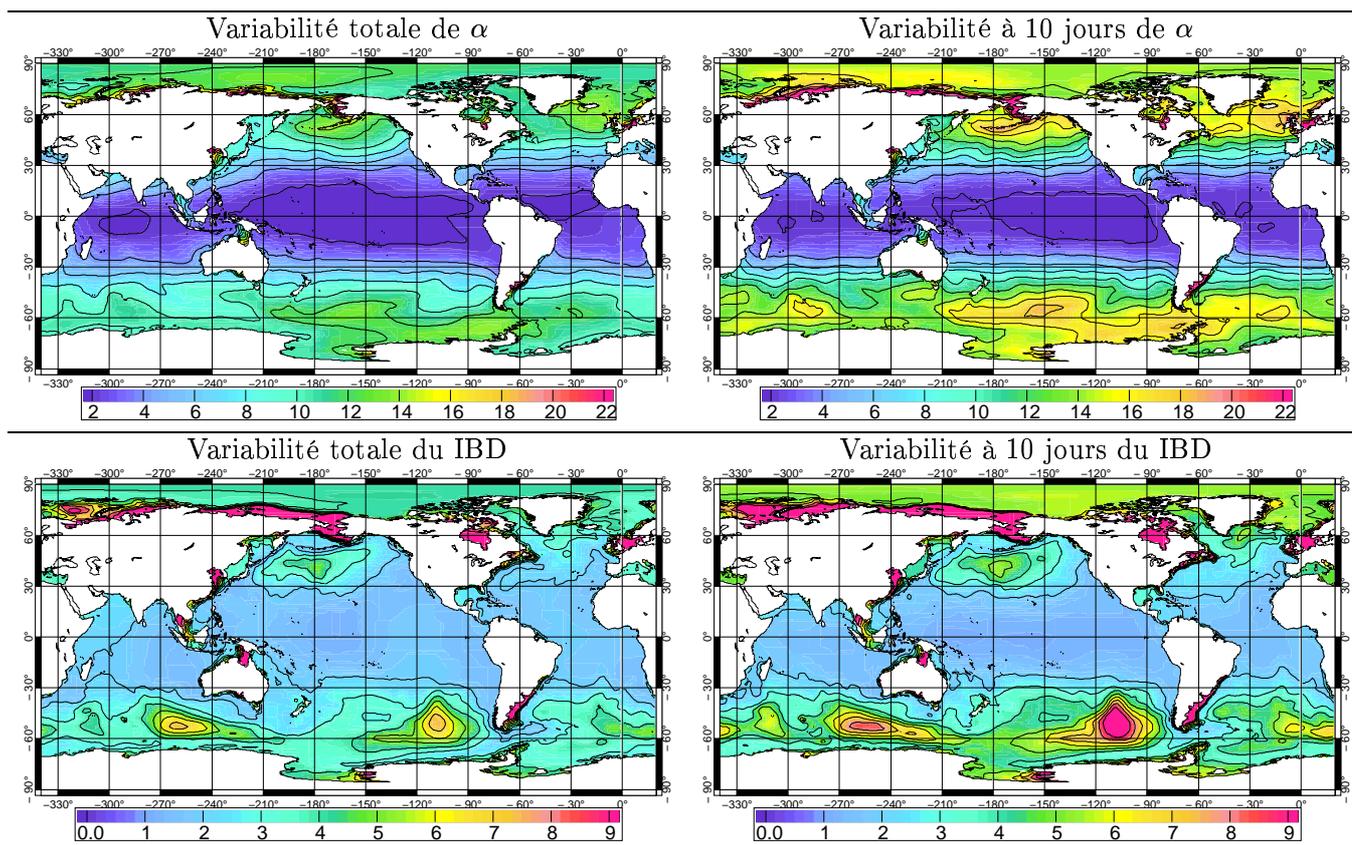


FIG. 6.15 – Comparaison des rms du niveau de la mer et du IBD dans le cas échantillonné toutes les 6 heures et dans le cas ré-échantillonné tous les 10 jours (cm)

6.5 Synthèse

Ce chapitre nous a permis de présenter les caractéristiques des simulations réalisées avec le modèle MOG2D-G.

Dans un premier temps, l'étude du contenu énergétique du signal a montré la part non négligeable des hautes fréquences dans la variabilité totale du signal océanique, tandis que la variabilité à 10 jours permet de visualiser l'importance de l'aliasing de ces hautes fréquences par l'altimétrie (T/P et Jason-1).

Cette approche met en évidence que les effets du vent ne sont pas négligeables et qu'ils induisent d'une part, une amplitude de variabilité plus faible, c'est à dire que le vent a tendance à compenser les effets de la pression atmosphérique (cf. figure 6.9) ; et d'autre part, une plus grande variabilité spatiale de la réponse océanique, ie. une réponse mésoéchelle de l'océan.

La prise en compte du forçage du vent moyen induit la mise en place de circulations océaniques grandes échelles assez fortes (Courant Circum Polaire notamment), malgré le terme de dissipation par cisaillement dans la couche de mélange ; il en résulte l'établissement d'un niveau moyen de l'océan différent de zéro. Afin de rester cohérents avec la correction de BI et de ne pas introduire de biais grande échelle, nous avons introduit une correction moyenne à appliquer à la dénivellation calculée par MOG2D-G, pour l'application aux données altimé-

triques 'along-track' notamment.

Enfin, les cartes de IBD (déviation par rapport au BI) ont permis de visualiser les zones où il existe probablement une réponse dynamique de l'océan aux forçages météorologiques. En particulier, la forte variabilité observée dans les zones peu profondes ainsi que dans quelques régions de plein océan aux hautes latitudes (le bassin de Bellingshausen à l'ouest du passage de Drake, le bassin Antarctique Australien et le centre-nord de l'océan Pacifique) nous permet d'affirmer que la correction donnée par MOG2D-G y sera d'autant plus efficace, en comparaison à la correction statique classique. Notons aussi que le phénomène d'aliasing des hautes fréquences inhérent aux données altimétriques rend cette nouvelle correction d'autant plus intéressante.

Chapitre 7

Application aux observations in situ

Le forçage météorologique (pression et vent) à hautes fréquences est une cause importante de la variabilité du niveau de la mer à l'échelle globale. Cependant la prise en compte de la réponse de l'océan à de tels forçages était encore jusqu'à aujourd'hui, grossièrement représentée par l'approximation statique de BI, qui ne tient compte que du forçage de la pression atmosphérique.

Nous disposons aujourd'hui d'un nouveau modèle hydrodynamique MOG2D-G (cf. chapitre 3), qui permet de simuler la réponse océanique à ces forçages météorologiques de façon beaucoup plus réaliste.

Dans le but d'évaluer les performances du modèle, nous avons appliqué cette nouvelle correction à différentes bases de données in-situ (marégraphes et marégraphes de pression de fond). Notons que ce genre de comparaison aux données in-situ, est une approche unique en son genre, pour un modèle hydrodynamique qui simule la réponse de l'océan aux forçages météorologiques : nous utilisons un nombre assez important de marégraphes répartis sur l'océan mondial, et l'approche est complétée par une étude fréquentielle.

Cette approche permet en outre de valider et d'estimer l'intérêt de la nouvelle correction donnée par MOG2D-G essentiellement dans les zones côtières.

Ce chapitre rassemble tous les résultats obtenus lorsqu'on applique les sorties du modèle MOG2D-G, pour corriger ces observations de la variabilité hautes fréquences induite par le forçage du vent et de la pression.

7.1 Application aux marégraphes

Dans un premier temps, nous avons confronté nos sorties de modèle à des données marégraphiques in-situ, afin d'évaluer autant qualitativement que quantitativement la qualité des simulations de MOG2D-G en zone côtière. Nous considérons la base de données WM142 constituée de 142 marégraphes des réseaux WOCE et MEDGLOSS (cf. Annexe A ; *Ponchaut et al., 2001*).

La correction du modèle est appliquée au signal observé puis on quantifie l'amélioration par rapport à la correction de BI classique, en terme de réduction de la variance résiduelle. Notons que le niveau de la mer issu de MOG2D-G est corrigé des marées radiationnelles S_1 et S_2 , avant d'être appliqué en correction des observations in situ.

7.1.1 Impact des différents forçages sur 1995

Une première approche a consisté à évaluer l'influence des différents forçages (pression seule puis pression et vent), sur l'année test 1995. Nous allons d'abord présenter trois comportements caractéristiques de la latitude considérée, en faisant un zoom sur les trois marégraphes de Santa-Cruz, Kerguelen et Duck-Pie. Nous présenterons ensuite les résultats obtenus pour tous les marégraphes de la base de données, répartis sur l'océan mondial essentiellement près des côtes.

Zoom sur trois comportements caractéristiques

Les figures 7.3 à 7.5 donnent les séries temporelles, les corrélations observations-modèle, pour trois stations marégraphiques situées à des latitudes différentes. Seul le signal correspondant à la gamme des hautes fréquences aliasées par T/P (HF : périodes < 20 jours) est représenté. Les histogrammes de la figure 7.1 montrent le pourcentage de réduction de variance obtenu lorsqu'on applique les différentes corrections disponibles (BI, modèle P, modèle P+V) à ces trois séries temporelles.

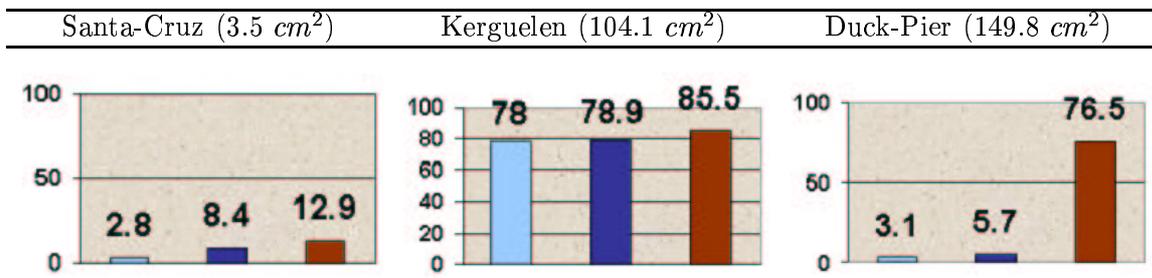


FIG. 7.1 – Pourcentage de réduction de la variance résiduelle HF, obtenu lorsque l'on applique la correction du BI classique (bleu clair), la correction du modèle uniquement forcé par la pression atmosphérique (bleu foncé), ou encore la correction du modèle forcé par la pression et le vent (rouge).

La station de Santa-Cruz se trouve sur l'équateur dans le Pacifique est (0.75° sud). Cette région est peu énergétique (peu de variabilité de la pression atmosphérique et du vent au niveau de l'équateur) et le signal océanique reste donc faible (moins de 5 cm d'amplitude). Les quatre séries temporelles sont assez proches les unes des autres. Toutefois, on remarque que le modèle ne simule pas bien les pics d'amplitude présents dans les observations. Le fait que le modèle reste un peu moins énergétique que les observations est probablement dû à la faible résolution temporelle des données ECMWF (6 heures). Les corrélations observation-corrrections restent assez faibles (≤ 0.4), avec un maximum pour le modèle forcé par la pression et le vent. L'application de ces diverses corrections a un effet limité sur la réduction de la variance résiduelle du signal, avec 2.8 % lorsqu'on applique le BI et 12.9 % pour la correction du modèle forcé par la pression et le vent. Les simulations de MOG2D-G restent donc proches du BI dans cette zone équatoriale peu énergétique. L'efficacité modérée de ces corrections barotropes peut aussi venir du fait que l'océan a une réponse barocline non négligeable dans la région intertropicale (*Fukumori et al., 1998*).

La station des Kerguelen se trouve dans les hautes latitudes du sud de l'océan Indien (49.3° sud). Les élévations y sont plus fortes avec des amplitudes d'environ ± 25 cm sur l'année

1995. Les quatre séries temporelles sont extrêmement proches ; les corrélations observation-correction atteignent quasiment 0.9 pour les trois corrections considérées, avec un léger avantage pour la correction du modèle forcé par la pression et le vent. Les pourcentages de réduction de variance obtenus avec ces diverses corrections atteignent 78 % pour le BI et 85.5 % pour le modèle pression et vent. Dans ces latitudes fortement énergétiques (forte variabilité de la pression et du vent), la réponse de l’océan est donc essentiellement forcée par la pression atmosphérique. L’effet du vent n’est toutefois pas négligeable et sa prise en compte permet d’être encore plus proche des observations.

La station de Duck-Pier est sur la côte est américaine, à la latitude de 36° nord. Il existe un fort signal océanique avec une grande amplitude de variabilité temporelle (± 20 cm). Le modèle forcé par la pression et le vent est le plus proche des observations, même si il ne reproduit pas exactement les pics d’amplitudes. La corrélation des observations avec les sorties du modèle pression et vent est la plus forte (0.91). Dans cette région fortement énergétique, il apparaît donc que la réponse océanique est essentiellement forcée par le vent. Lorsqu’on applique la correction du modèle pression et vent, on obtient une réduction de la variance résiduelle du signal de 76.5 % , contre seulement 5 % avec le modèle pression seule. Si on regarde la corrélation entre l’observation et le niveau de la mer calculé par MOG2D-G dans une région s’étendant sur 20° de latitude \times 15° de longitude autour du marégraphe, on observe une forte corrélation du signal le long de la côte de $40^\circ N$ jusqu’à Duck-Pier (cf. figure 7.2). La zone côtière autour de $40^\circ N$ est aussi caractérisée par une augmentation régionale de la tension du vent, qui serait donc à l’origine de l’amplification de la réponse océanique le long de la côte. La propagation nord-sud le long de la côte n’est pas évidente mais on observe une propagation plus nette du signal en provenance de l’est-nord est et en direction de la côte.

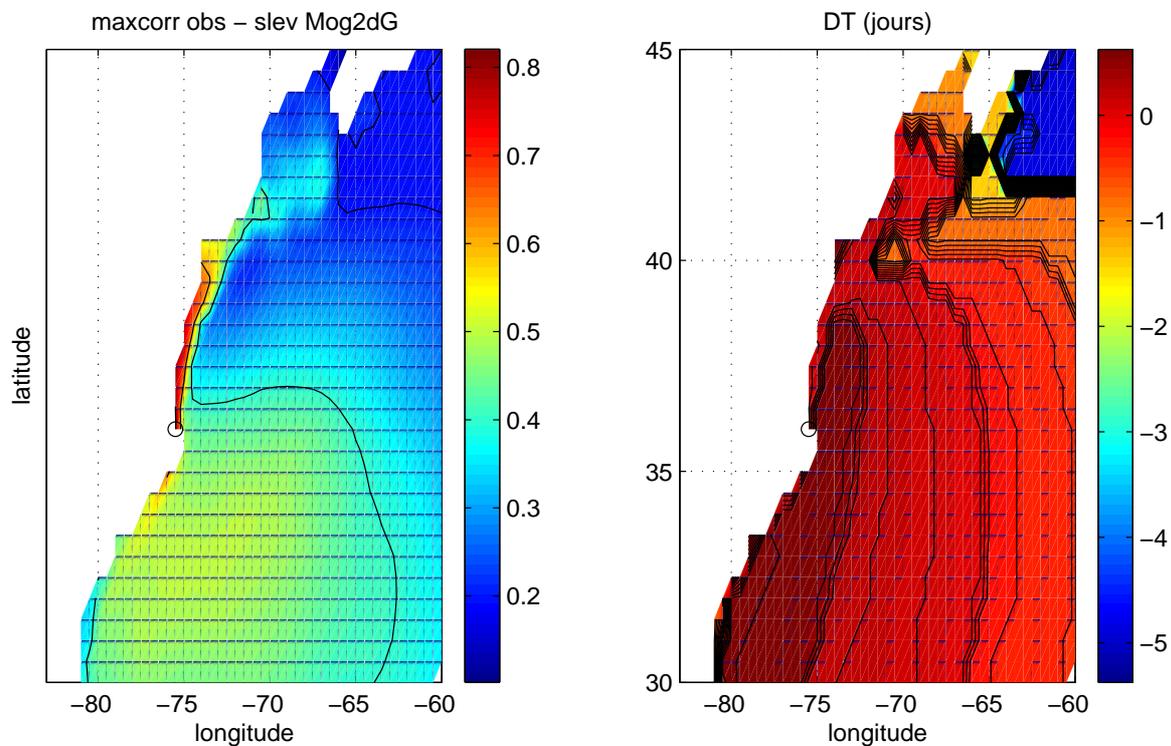


FIG. 7.2 – Maximum de corrélation entre le signal observé à Duck-Pier et le niveau de la mer calculé par MOG2D-G (P+V) dans la zone $30^\circ - 45^\circ N$ et $60^\circ - 80^\circ W$; le décalage temporel associé est donné sur la figure de droite (isolignes toutes les 2 heures)

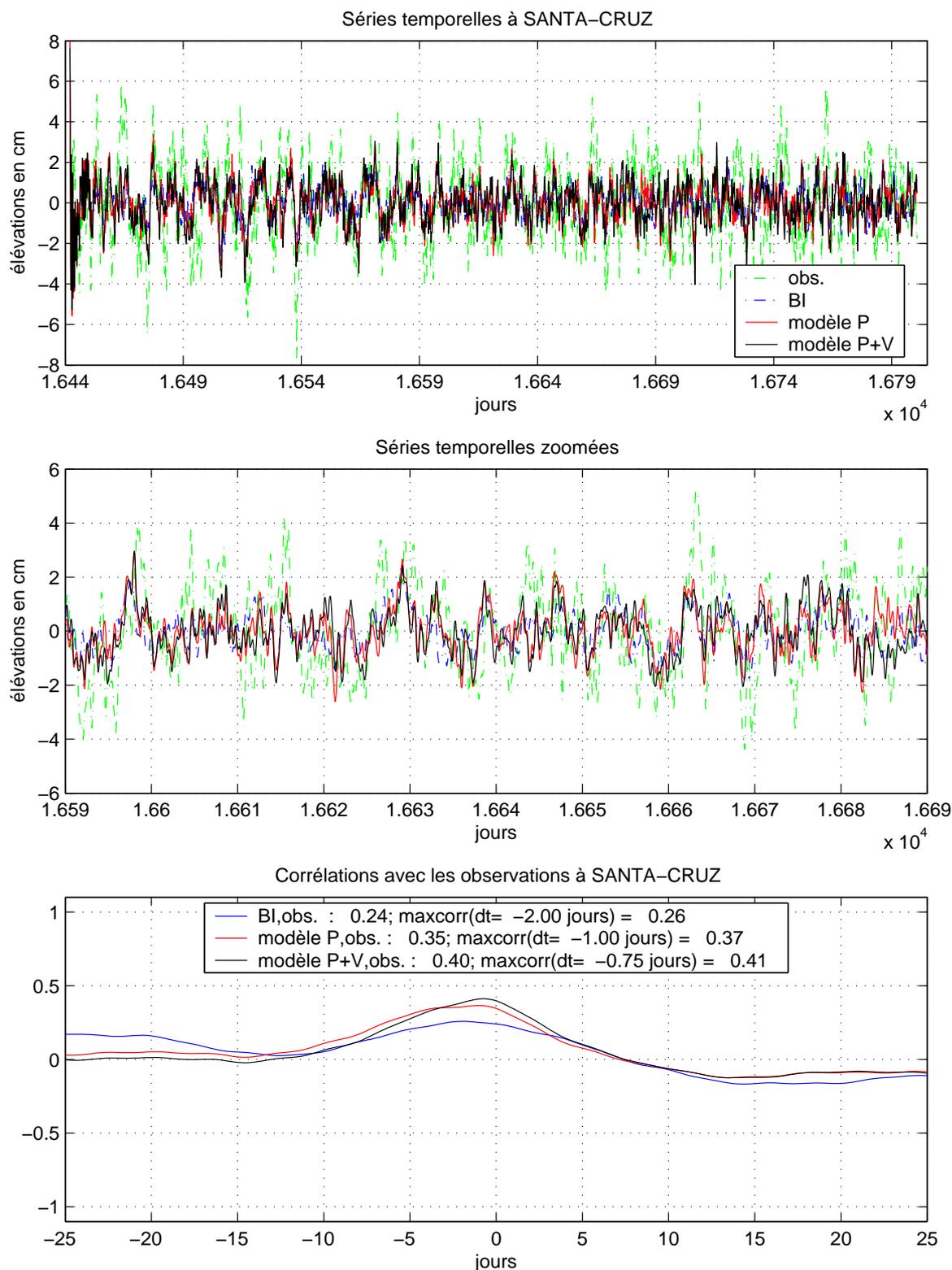


FIG. 7.3 – Séries temporelles HF (cm) et corrélations modèle-observations à la station marégraphique de Santa-Cruz

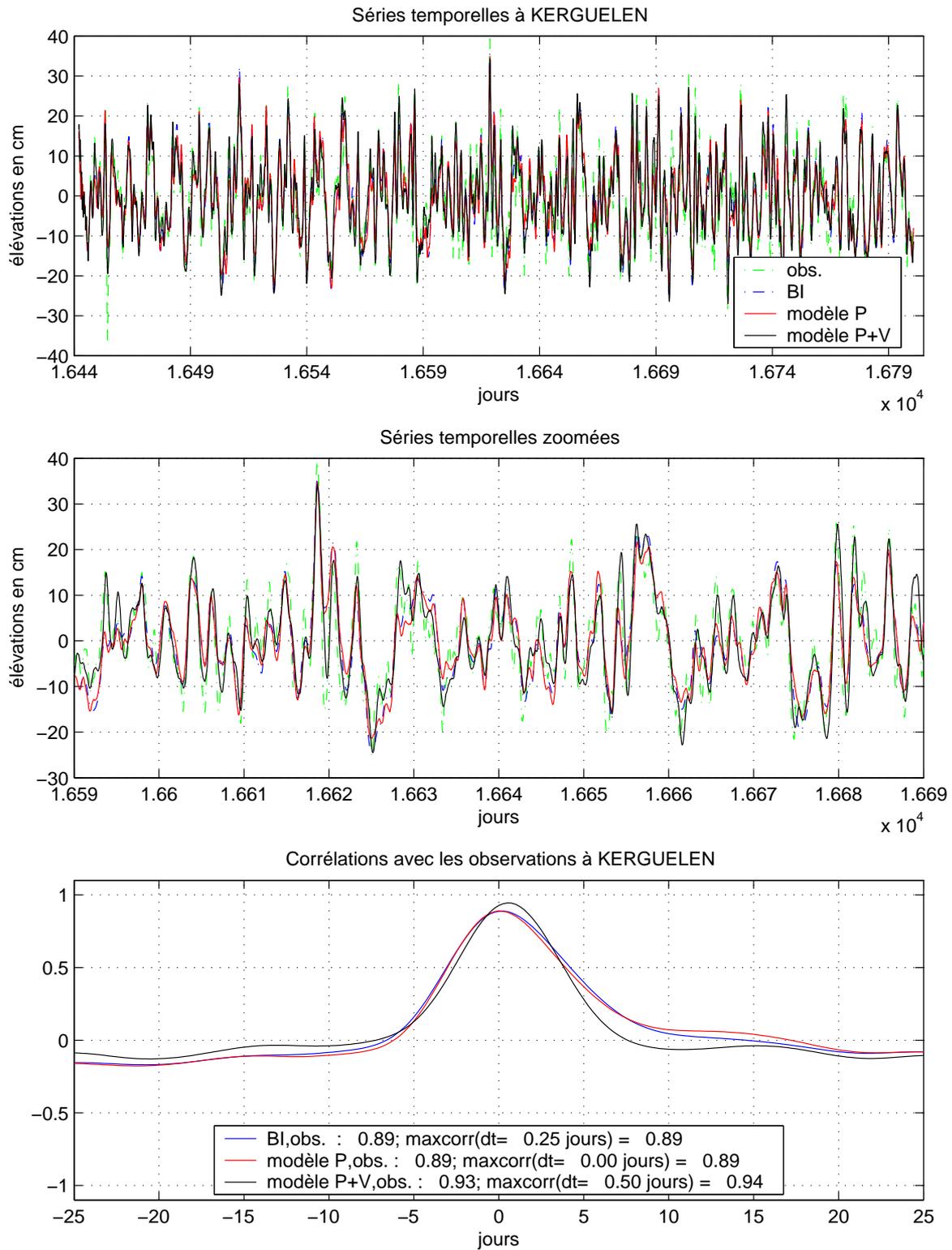


FIG. 7.4 – Séries temporelles HF (cm) et corrélations modèle-observations à la station marégraphique de Kerguelen

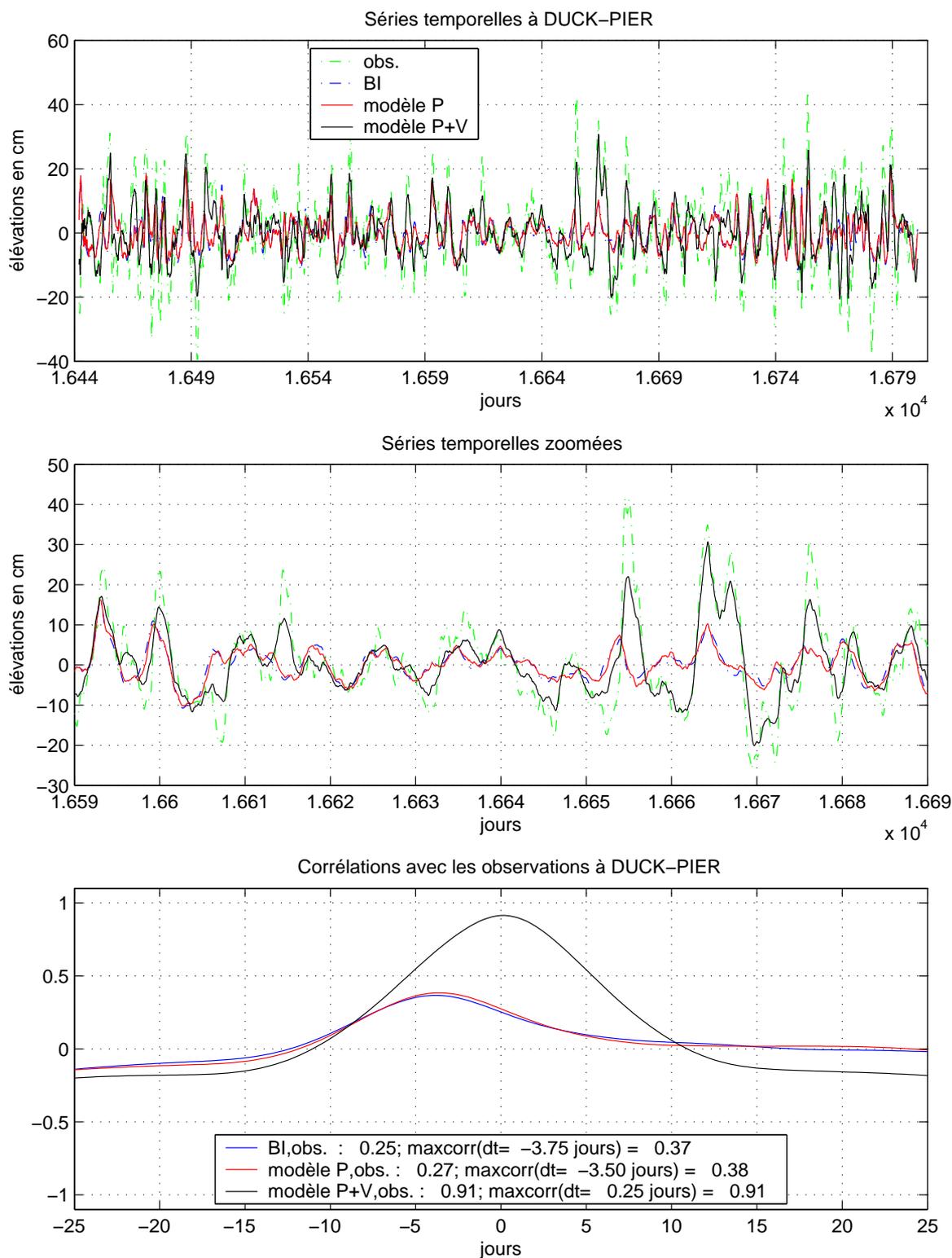


FIG. 7.5 – Séries temporelles HF (cm) et corrélations modèle-observations à la station marégraphique de Duck-Pier

Statistiques Moyennes

On considère maintenant l'ensemble des marégraphes de la base WM142, répartis sur l'océan global. Nous avons calculé la réduction de variance obtenue lorsque l'on corrige les observations marégraphiques brutes (ie corrigées de la marée océanique uniquement) par le baromètre inverse, par le niveau de la mer issu de notre modèle forcé par la pression seule, ou bien par le modèle forcé par la pression et le vent. Les valeurs sont rassemblées dans des tableaux donnés dans l'annexe B : le premier tableau C.5 donne les résultats pour la gamme des hautes fréquences (comprises entre 0,5 jour et 20 jours), qui correspond aux fréquences aliasées par le satellite T/P. Le deuxième C.6 rassemble les statistiques pour toute la gamme des fréquences considérées (de 0.5 jours à l'infini).

Les tableaux 7.1 et 7.2 synthétisent les niveaux d'énergie aux marégraphes, en fonction de leur localisation et, pour les 2 gammes de fréquences considérées. Les deux tableaux suivants, 7.3 et 7.4, permettent de visualiser l'apport des différentes corrections testées, en terme de gain en réduction de la variance résiduelle, par rapport à la correction classique de BI (en %).

zone	pas de correction	correction par le BI	correction par MOG2D-G (P)	correction par MOG2D-G (P + V)
Océan Global	71.7	45.5	44.5	36.1
Hautes Latitudes	129.2	65.4	63	44.9
Basses Latitudes	32.1	31.8	31.6	30
Marégraphes côtiers	95	60.6	58.5	38.1
Marégraphes s/îles	59.7	37.7	37.2	35.1
Atlantique	124.4	66.9	64.1	37.2
Pacifique	56.9	39.1	38.9	36.6
Indien	50.3	36.4	35.8	30.5
Méditerranée	85.7	56.5	51.1	39.7

TAB. 7.1 – Variance résiduelle moyenne aux marégraphes, pour chaque zone géographique, et pour toutes les fréquences de 0.5 jours à l'infini (cm^2)

zone	pas de correction	correction par le BI	correction par MOG2D-G (P)	correction par MOG2D-G (P + V)
Océan Global	34	15.8	14.8	8.7
Hautes Latitudes	72.9	29.7	27.5	14
Basses Latitudes	7.2	6.2	6	5.1
Marégraphes côtiers	51.9	29.2	27.2	13.7
Marégraphes s/îles	24.7	8.8	8.3	6.2
Atlantique	73.1	37.2	34.7	14.4
Pacifique	22.8	9.1	9	7.1
Indien	25	12.1	11.4	7.5
Méditerranée	30.2	16.8	10.9	8.4

TAB. 7.2 – Variance résiduelle moyenne aux marégraphes, pour chaque zone géographique, et pour les hautes fréquences de 0.5 jours à 20 jours (cm^2)

zone	correction par le BI	correction par MOG2D-G (P)	correction par MOG2D-G (P + V)
Océan Global	36.5	2.4	20.7
Hautes Latitudes	49.4	3.6	31.4
Basses Latitudes	0.8	0.6	5.6
Marégraphes côtiers	36.2	3.4	37.2
Marégraphes s/îles	36.8	1.5	7
Atlantique	46.2	4.2	44.4
Pacifique	31.2	0.4	6.3
Indien	27.6	1.6	16.1
Méditerranée	34	9.6	29.8

TAB. 7.3 – Pourcentage de réduction de la variance résiduelle aux marégraphes lorsqu’on applique les différentes corrections disponibles, pour chaque zone géographique, et pour toutes les fréquences de 0.5 jours à l’infini (%). Le gain de MOG2D-G est calculé en sus de la réduction obtenue avec la simple correction de BI.

zone	correction par le BI	correction par MOG2D-G (P)	correction par MOG2D-G (P + V)
Océan Global	53.6	6.2	44.6
Hautes Latitudes	59.2	7.4	53
Basses Latitudes	14	2.2	16.7
Marégraphes côtiers	43.7	6.9	53.2
Marégraphes s/îles	64.4	5.1	29.8
Atlantique	49.1	6.7	61.2
Pacifique	60.2	0.3	22
Indien	51.5	6	37.8
Méditerranée	44.4	35.3	50.1

TAB. 7.4 – Pourcentage de réduction de la variance résiduelle aux marégraphes lorsqu’on applique les différentes corrections disponibles, pour chaque zone géographique, et pour toutes les fréquences de 0.5 jours à 20 jours (%). Le gain de MOG2D-G est calculé en sus de la réduction obtenue avec la simple correction de BI.

On observe que corriger les observations avec les hauteurs de mer issues de MOG2D-G, permet de réduire globalement la variance du signal résiduel plus efficacement que lorsque l’on applique une simple correction de baromètre inverse. Notons que l’impact des corrections testées dépend fortement de la localisation géographique et de la bande de fréquences considérée.

Dans la gamme des hautes fréquences aliasées par T/P (0.5 à 20 jours), le modèle montre une plus grande efficacité. Le signal brut moyen HF atteint 34 cm^2 . La correction du BI permet de réduire cette variance de 53 % (variance résiduelle = 15.8 cm^2). Le modèle forcé par la pression seulement (noté 'P') permet de diminuer encore cette variance résiduelle de 1 cm^2 de plus par rapport au BI (soit 6.2 %). Et le modèle pression et vent (noté 'P+V') implique une réduction de variance de 44.6 % de plus par rapport à la correction classique de BI : la variance restante après correction par le modèle P+V n’est plus que de 8.7 cm^2 , soit seulement 25.7 % de la variance initiale.

Notons que lorsqu’on considère le spectre complet, le niveau d’énergie double (71 cm^2), tandis

que les corrections données par le modèle induisent respectivement des réductions de variance de 2.4 % (P) et 20.7 % (P+V).

Par ailleurs, ces statistiques corroborent les résultats du paragraphe précédent et mettent en évidence un comportement zonal global : la correction par le modèle MOG2D-G induit une plus forte réduction de variance résiduelle aux hautes latitudes¹ : l'écart hautes latitudes-basses latitudes² est de seulement 5.2 % pour la correction P, et atteint 36.3 % pour P+V.

On peut aussi remarquer que l'effet de la correction calculée par MOG2D-G varie suivant le bassin considéré. La réponse dynamique HF au forçage de la pression atmosphérique apparaît important en Méditerranée, avec plus de 35 % de réduction de la variance résiduelle en plus par rapport à la correction statique. Cet impact de la pression seule reste très faible (0.3 à 6 %) dans les océans Atlantique, Pacifique et Indien, ainsi que pour la mer Méditerranée si on considère la totalité du spectre de fréquences. L'atlantique et la Méditerranée sont par ailleurs les plus réceptifs à la correction P+V, avec des réductions de variances atteignant 61 % et 50 % respectivement pour les hautes fréquences.

Le caractère dynamique de la réponse de l'océan au forçage de la pression atmosphérique, ainsi que l'importance de la prise en compte du forçage du vent apparaissent clairement dans ces résultats. De plus, l'effet du vent apparaît prédominant par rapport à la réponse dynamique de l'océan au forçage de la pression.

Il est important de préciser que ces marégraphes (WM142) sont généralement situés près des côtes, où les effets à plus petite échelle spatio-temporelle deviennent significatifs, ce qui est favorable à la grille raffinée du modèle MOG2D-G dans ces zones.

7.1.2 Impact de la simulation forcée par la Pression et le Vent sur 1993-2001

Nous avons réalisé une simulation globale³ forcée par la pression atmosphérique et par le vent sur toute la période T/P (1992-2002). Ces sorties du modèle MOG2D-G sont maintenant utilisées pour corriger les données marégraphiques (WM142) sur la période 1993-2001. Cette approche nous permet d'étudier le comportement du modèle et son impact sur les observations sur le long terme, ainsi que la variabilité temporelle des résultats.

Les tableaux 7.5 et 7.6 donnent les pourcentages de réduction de variance résiduelle obtenus après l'application de la correction MOG2D-G, pour la gamme des hautes fréquences (HF) et pour le spectre total (noté 'non filtré') respectivement.

Le modèle permet de réduire la variance du signal corrigé de façon significativement plus importante que la correction classique de BI, pour les deux gammes de fréquences considérées. Les résultats restent fortement dépendants de la localisation géographique ainsi que de la bande de fréquences.

Le signal non filtré a bien sûr un niveau d'énergie plus élevé (autour de 70 cm^2) que le signal HF ($\sim 34 cm^2$), et la correction du modèle a un impact plus important si on se restreint à la gamme des hautes fréquences : en moyenne sur la période 1993-2001, la réduction de

¹hautes latitudes : latitudes $\leq 30^\circ S$ ou latitudes $\geq 30^\circ N$

²basses latitudes : $30^\circ S < \text{latitudes} < 30^\circ N$

³simulation décrite au chapitre 6

variance atteint 43.1 % pour les HF contre seulement la moitié (21.6 %) pour les fréquences non filtrées. La variabilité corrigée est donc majoritairement hautes fréquences comme on pouvait s'y attendre, puisque la réponse dynamique de l'océan aux forçages météorologiques de la pression et du vent a essentiellement lieu dans cette même gamme de fréquences.

Comme on s'y attendait, la correction MOG2D-G est la plus efficace aux hautes latitudes : la réduction de variance atteint 42.3 à 53.8 % au delà des latitudes 30°N et 30°S, sur la période étudiée. Pour la bande équatoriale, la réduction reste autour de 16.3-26.6 %. En fait, les hautes latitudes sont des zones très énergétiques (forte variabilité de la pression atmosphérique et du 'wind stress'), où la dynamique océanique a des échelles spatiales et temporelles plus petites. La réponse de l'océan au forçage météorologique y est donc plus éloignée de la réponse statique du BI.

Les performances du modèle sont aussi meilleures lorsqu'on considère les marégraphes côtiers plutôt que les marégraphes situés sur des îles ; ce résultat souligne l'efficacité de MOG2D-G dans les eaux peu profondes. Bien sûr, les statistiques sont d'autant meilleures si on se restreint aux marégraphes côtiers des hautes latitudes. Les excellentes performances observées en zones côtières sont expliquées à la fois, par la présence de processus à petites échelles dans les eaux peu profondes, et par l'efficacité de notre grille éléments finis raffinée dans ces régions.

On note que l'effet de la correction MOG2D-G varie fortement suivant le bassin considéré, l'océan Atlantique étant le mieux amélioré avec plus de 60 % de réduction de variance pour la bande de fréquences aliasées par T/P. Le modèle a moins d'effet dans l'océan Pacifique (seulement 20 % pour HF et moins de 10 % pour tout le spectre), ce que l'on peut probablement attribuer au fait que les marégraphes du Pacifique sont essentiellement localisés dans la bande intertropicale, où l'on sait que l'impact de la correction barotrope dynamique reste très modéré (réponse de l'océan proche du BI). La constatation est similaire pour l'océan Indien où le nombre de marégraphes est par ailleurs beaucoup plus faible (une quinzaine).

Un autre résultat très intéressant apparaît, concernant l'évidente stabilité des performances du modèle MOG2D-G sur toute la période 1993-2001, pour les deux bandes de fréquences considérées. On note aussi une amélioration des statistiques au cours du temps, ce que l'on explique par l'amélioration du modèle météorologique ECMWF, qui constitue notre forçage, sur cette même période. Plus précisément, les réductions de variance sont plus importantes pour la période 1996-2001 que pour la période antérieure 1993-1995.

7.1. Application aux marégraphes

zone	1993	1994	1995	1996	1997	1998	1999	2000	2001
Océan Global	21.7	21	19.8	26.8	16.9	21.1	22.3	18.9	25.7
Hautes Latitudes	30.1	32.1	29.7	37.8	28.2	32.8	29.1	26.2	32.8
Basses Latitudes	7	7.8	5.9	8.3	5.9	5.6	7.2	7.2	10.8
Marégraphes côtiers	32.9	34.6	34.9	40.1	29.8	32.6	31.8	35.8	33.9
Marégraphes s/îles	10.5	9.4	7	13.2	7.6	10.7	11.1	7.7	10.3
HL-côtiers	37.4	41.1	39.2	43.4	36.4	38.8	34.4	40.3	36.8
HL-îles	16.7	16.2	13.7	26.1	14.8	20.7	18.9	12.7	20.2
BL-côtiers	12.1	14.7	18.1	23.1	12	7.5	18.3	22	22.8
BL-îles	5.5	5.5	2.4	4.1	4.1	5.1	2.8	2.1	2
Atlantique	39.9	45.4	43	47.2	43.9	41.5	43.1	29.5	33.3
Pacifique	7.9	7.3	6.5	8.9	6.7	8	10.9	10.6	11.4
Indien	17.2	15	18.4	22.8	13.8	11.9	12.6	12.2	13.9

TAB. 7.5 – Pourcentage de réduction de la variance résiduelle aux marégraphes lorsqu'on applique la correction MOG2D-G P+V, pour chaque zone géographique, et pour toutes les fréquences de 0.5 jours à l'infini (%). L'amélioration est calculée en sus de la réduction induite par la correction de BI.

zone	1993	1994	1995	1996	1997	1998	1999	2000	2001
Océan Global	45.1	43.2	43.9	45.6	43.2	44.8	40.1	39.7	42
Hautes Latitudes	53.6	51	50.4	52.8	52.3	53.8	42.3	43	44.9
Basses Latitudes	17.2	20.2	22.6	22.1	17.4	16.3	25.5	24.9	26.6
Marégraphes côtiers	54.1	50.7	51.2	53.4	51.8	53.3	43.2	50.2	45.6
Marégraphes s/îles	28.8	26.7	31.5	31.5	28.8	31.3	32.1	26.1	30.2
HL-côtiers	59.9	55.6	55.2	57.1	57.6	57.4	43.8	53	47
HL-îles	37.7	35.9	39.3	41.3	40	45.5	37.2	28.1	36.6
BL-côtiers	20.7	25.1	29.2	29.6	24.4	27.5	35.6	31.9	34.5
BL-îles	14.9	14.4	17.7	17.8	12.3	10.2	18.3	19.9	16.3
Atlantique	60.4	62.6	61.2	61.6	60.7	62	60.3	52.3	45.6
Pacifique	21	20.8	25.4	23.6	19.9	19.4	28.2	26.1	26.4
Indien	35	30.4	37.5	38.2	34.8	37.3	33.3	31.4	24.7

TAB. 7.6 – Pourcentage de réduction de la variance résiduelle aux marégraphes lorsqu'on applique la correction MOG2D-G P+V, pour chaque zone géographique, et pour les hautes fréquences de 0.5 jours à 20 jours (%) ⁵. L'amélioration est calculée en sus de la réduction induite par la correction de BI.

7.1.3 Variabilité saisonnière

Nous nous intéressons ici brièvement à la variabilité saisonnière de l'impact de la correction MOG2D-G sur les données marégraphiques de la base WM142.

La figure 7.6 montre l'évolution de l'amplitude saisonnière (moyennes sur des périodes de 3 mois) du signal résiduel moyen HF aux marégraphes, pour l'océan global ainsi qu'aux hautes et basses latitudes, sur la période 1993-2000. L'évolution du pourcentage de réduction de

variance correspondant est donné sur la figure suivante 7.7.

Le signal observé montre clairement un cycle annuel important (amplitude de $\sim 20\text{-}40\text{ cm}^2$) dans l'océan global et les hautes latitudes, avec un signal amplifié durant l'hiver (Janvier-Mars dans l'hémisphère nord). L'application de la correction MOG2D-G permet d'enlever cette variabilité saisonnière, qui s'annihile quasiment pour atteindre moins de 5 cm^2 . Il faut noter que cette variabilité saisonnière peut correspondre à une plus grande variabilité des hautes fréquences sur une saison particulière et que le modèle peut alors réduire le signal saisonnier en corrigeant essentiellement les hautes fréquences. Cependant des tests indépendants ont aussi permis de mettre en évidence la pertinence du modèle MOG2D-G dans la gamme des basses fréquences : Une comparaison aux marégraphes de la Méditerranée a montré que la correction la plus efficace en terme de réduction de variance résiduelle était celle donnée par MOG2D-G total, plutôt que la correction constituée des hautes fréquences de MOG2D-G (périodes inférieures à 30 jours) et des basses fréquences du modèle de circulation océanique MERCATOR (*communication personnelle, Lyard 2003*).

Le taux de réduction de la variance induit par la correction du modèle fait aussi apparaître un cycle annuel assez net aux hautes latitudes : l'amplitude est de 8-15 % avec des maxima d'efficacité du modèle pendant la période hivernale.

Cette différence hiver-été est probablement due à la meilleure précision du modèle météorologique ECMWF dans l'hémisphère nord. En effet, ce modèle assimile beaucoup de données de haute précision dans cet hémisphère, et il bénéficie des résultats des nombreuses études menées par la communauté scientifique dans les régions de l'hémisphère nord qui sont aujourd'hui les mieux connues. Cette disparité dans la précision du forçage ECMWF est d'autant plus exacerbée pendant l'hiver (Janvier-Mars) où le signal atmosphérique est le plus fort, principalement aux hautes latitudes.

Notons aussi que les marégraphes disponibles sont situés majoritairement dans l'hémisphère nord, ce qui explique que l'on observe mieux la forte variabilité durant la période Janvier-Mars par rapport à celle aussi très importante de l'hiver austral.

Le cycle annuel est aussi présent au niveau des basses latitudes, mais avec une amplitude nettement inférieure (4 cm^2) et une moindre régularité. Comme nous l'avons vu dans les paragraphes précédents, la correction du modèle est nettement moins efficace dans cette zone équatoriale : même si le niveau d'énergie du signal corrigé est plus faible, la variabilité saisonnière reste quasiment identique avant et après correction par le modèle (environ 3 cm^2). Le taux de réduction de variance induit par MOG2D-G dans cette région de l'océan, reste assez stable (autour de 20 %) sur la période considérée, et ne montre pas de variabilité saisonnière claire.

Il est bien connu que cette région intertropicale a un niveau d'énergie faible et assez constant au cours des saisons, tant sur le plan du forçage atmosphérique que de la réponse de l'océan. Par ailleurs, la réponse océanique y a une composante barocline importante, ce qui explique l'efficacité mitigée et relativement stable de MOG2D-G dans cette zone.

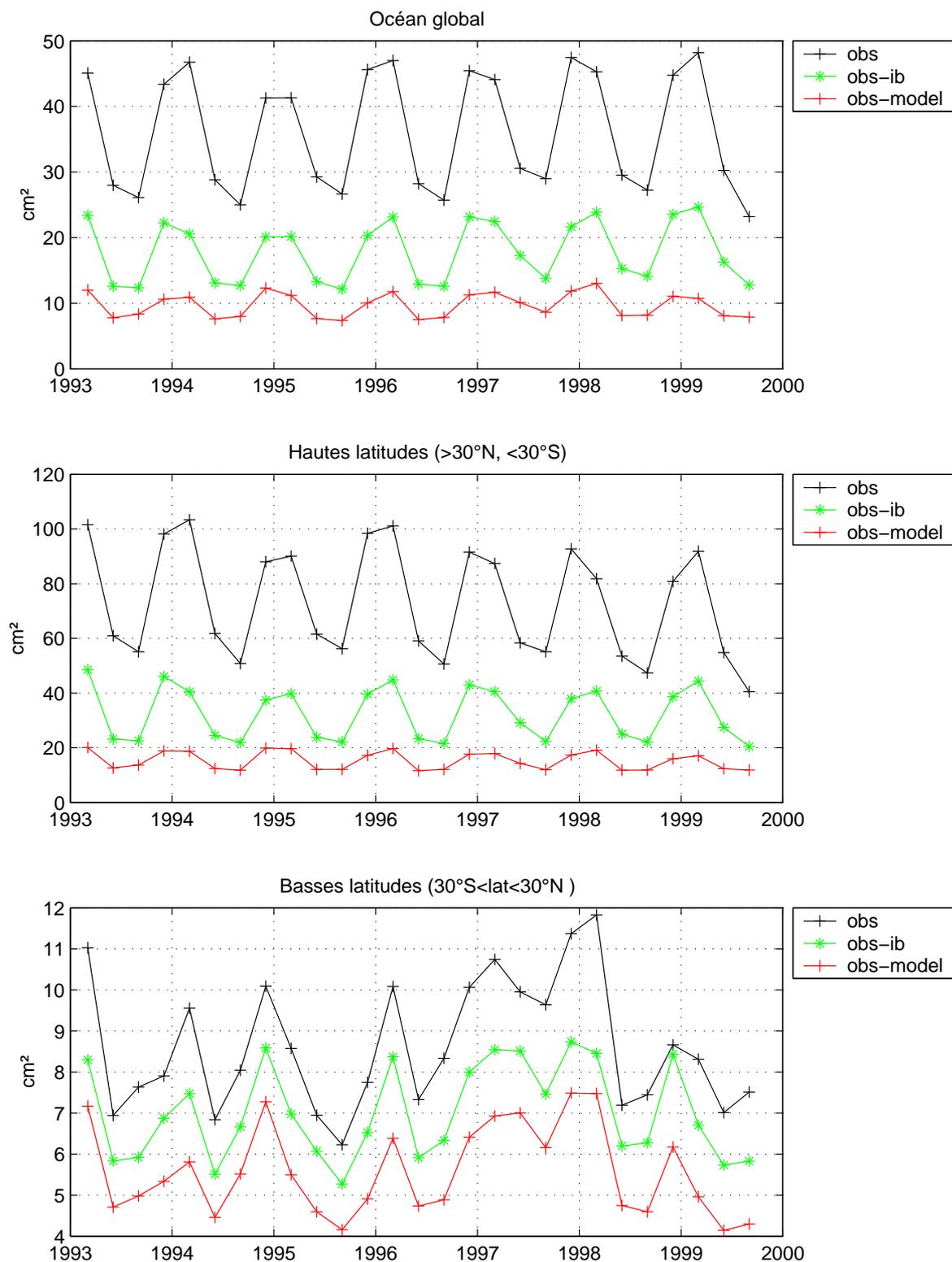


FIG. 7.6 – Variation saisonnière du signal résiduel aux marégraphes WM142, sans correction (noir), avec correction du BI (vert) et avec correction du modèle P+V (rouge) (cm^2). Le signal moyen sur tous les marégraphes est donné sur la figure du haut, le signal moyen sur les marégraphes des hautes latitudes au milieu, et le signal moyen pour les basses latitudes sur la figure du bas.

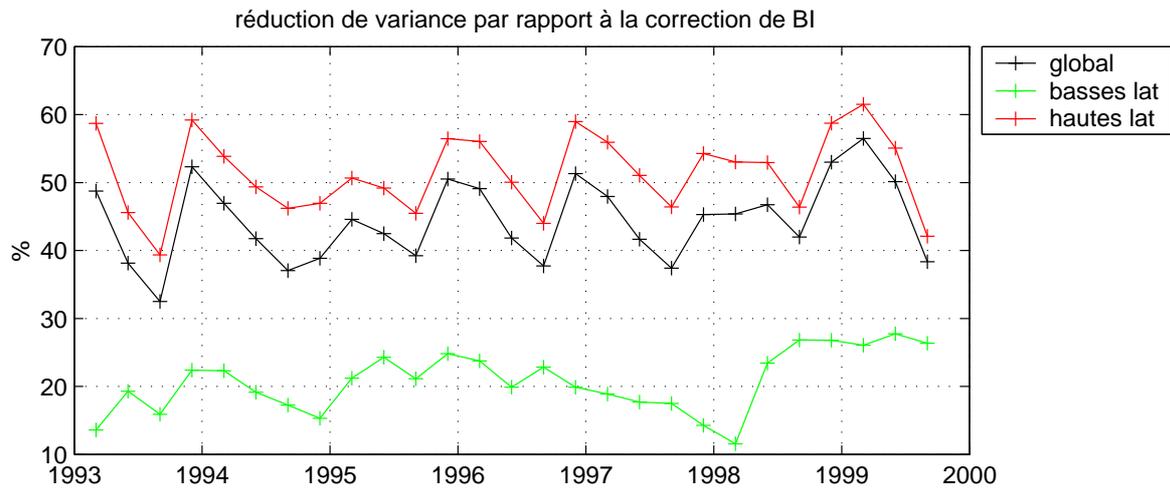


FIG. 7.7 – Moyennes saisonnières de la réduction de variance induite par l'application de la correction du modèle P+V. Le gain du modèle est calculé en sus de celui obtenu avec la correction de BI classique (en %). La courbe noire donne la moyenne sur tous les marégraphes WM142, la verte correspond aux marégraphes situés aux basses latitudes, et la rouge aux marégraphes des hautes latitudes.

7.1.4 Statistiques pour différentes bandes de fréquences

Dans ce paragraphe, nous allons étendre les statistiques développées ci-dessus, à une plus large bande de fréquences allant des très hautes fréquences aux basses fréquences. L'intérêt est ici de mieux évaluer l'impact de la correction proposée par le modèle MOG2D-G, en fonction de la bande de fréquences considérée. Les différentes périodes étudiées sont au nombre de sept : 0.5-2 jours, 2-4 jours, 4-6 jours, 6-10 jours, 10-20 jours, 20-30 jours et au delà de 30 jours.

Les figures 7.8 et 7.9 donnent l'amplitude de la variance résiduelle aux marégraphes WM142 pour les différentes gammes de fréquences considérées.

On reconnaît la distribution zonale des amplitudes : les hautes latitudes sont beaucoup plus énergétiques que la zone équatoriale (entre 20°S et 20°N), pour toutes les gammes de fréquences considérées exceptée la bande des très basses fréquences. En effet, pour les périodes supérieures à 30 jours, l'amplitude du signal est la plus forte et la répartition hautes-basses latitudes assez homogène.

Le gain en variance aux marégraphes, obtenu lors de l'application des différentes corrections (BI et MOG2D-G P+V), est représenté sur 7.10 et 7.11. Le tableau 7.7 en donne les moyennes, sur l'océan global puis sur les hautes et basses latitudes. Le gain effectif apporté par la nouvelle correction MOG2D-G par rapport à la correction simple de BI apparaît dans le tableau 7.8.

Le BI donne de bonnes performances (plus de 50 %) pour les périodes comprise entre 2 et 30 jours, et d'autant plus si on ne prend en compte que les marégraphes des hautes latitudes. Au delà de 30 jours, le gain atteint 23 % aux hautes latitudes. Aux très basses fréquences, on s'attendrait à ce que le BI soit plus efficace, mais l'effet est probablement atténué par le fort niveau d'énergie du signal (entre 25 et 150 cm^2). Aux très hautes fréquences, on sait que l'océan réagit dynamiquement au forçage de la pression atmosphérique, ce qui explique les plus faibles performances de l'approximation statique du BI.

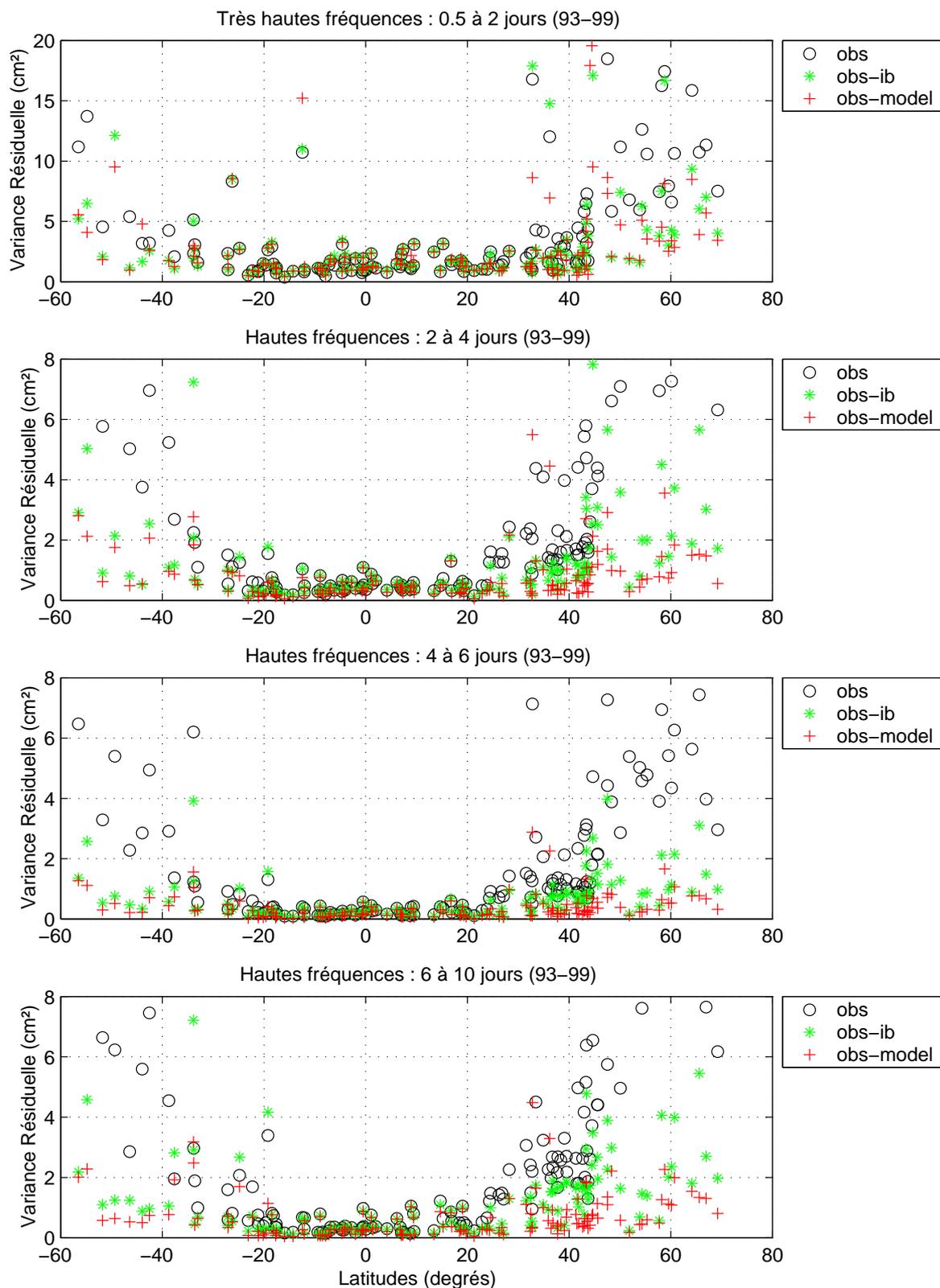


FIG. 7.8 – Amplitude de la variance résiduelle aux marégraphes WM142, pour la période 1993-1999, et pour les différentes gammes de fréquences considérées. Les observations non corrigées sont en noir, avec la correction du BI en vert, et avec la correction du modèle P+V en rouge (cm^2).

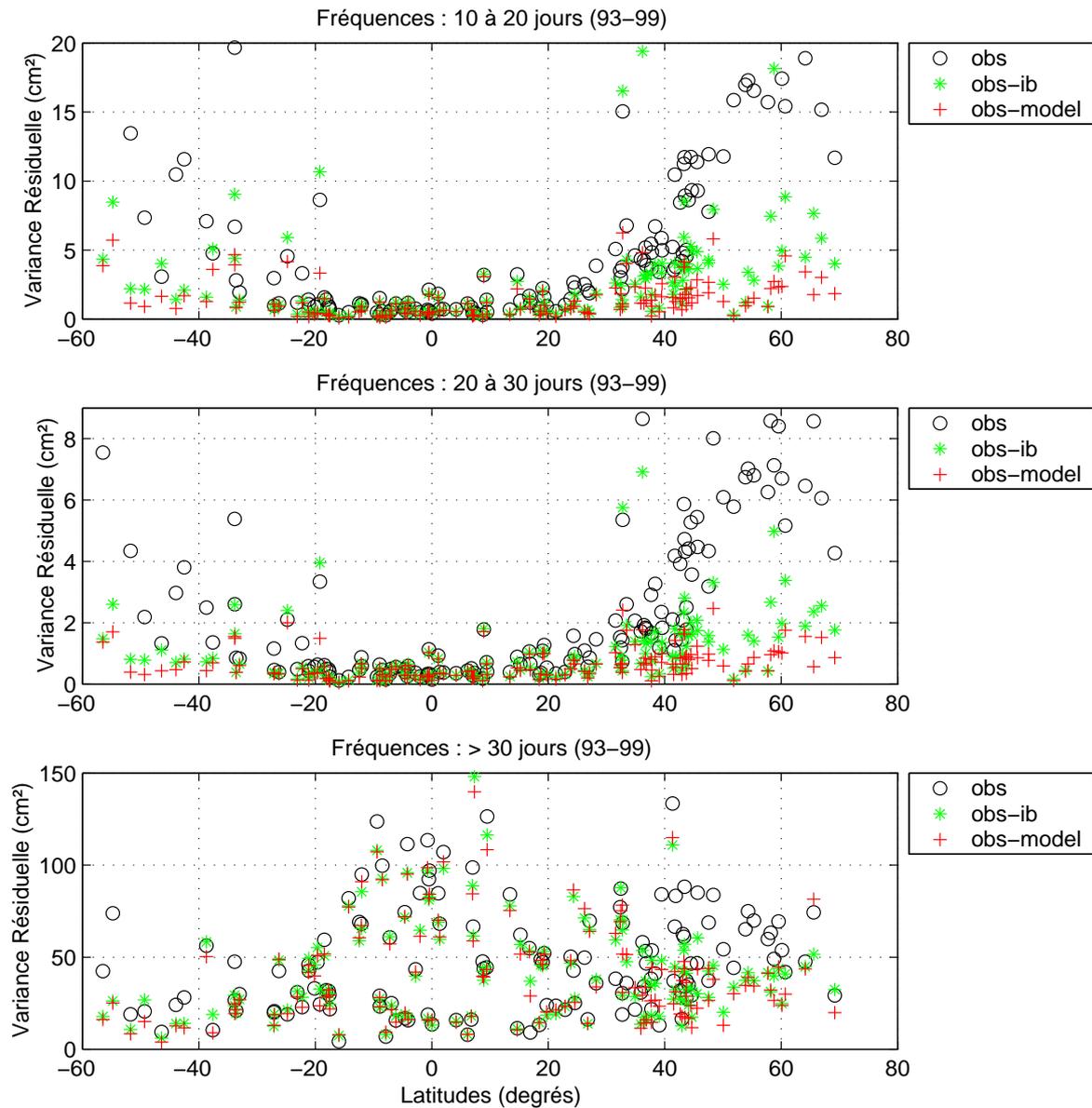


FIG. 7.9 – Même légende que la figure 7.8.

zone	0.5-2 j		2-4 j		4-6 j		6-10 j		10-20 j		20-30 j		> 30 j	
OG	22.4	37.7	50.1	76.2	52.4	78.8	54.2	78.1	55.7	75	55.2	71	13.5	17.8
HL	28.2	47.3	53.9	81	56	82.9	57.6	82	60	79.6	61	77.6	23.4	30.1
BL	-4.1	-6.3	15.1	32.4	20.7	43.2	25.3	45.2	24.4	41.2	21	32.3	3.3	5.1

 TAB. 7.7 – Réduction de variance moyenne aux marégraphes WM142 lorsqu'on applique les deux corrections (BI et *MOG2D-G P+V*). Le gain est calculé par rapport au signal brut (en %). Les moyennes sont données pour différentes zones géographiques, et pour les sept gammes de fréquences étudiées.

On note que pour toutes les gammes de fréquences et quasiment toutes les zones géographiques, le modèle permet de beaucoup mieux représenter la variabilité du signal observé, que le BI seul, comme on l'avait déjà observé dans les paragraphes précédents. L'apport de *MOG2D-G* est le plus important entre 2 et 30 jours, avec plus de 52 % de gain aux hautes latitudes pour les périodes comprises entre 2 et 10 jours, et 45 % entre 10 et 30 jours. Dans la zone intertropicale, le gain est deux fois plus faible mais il reste non négligeable.

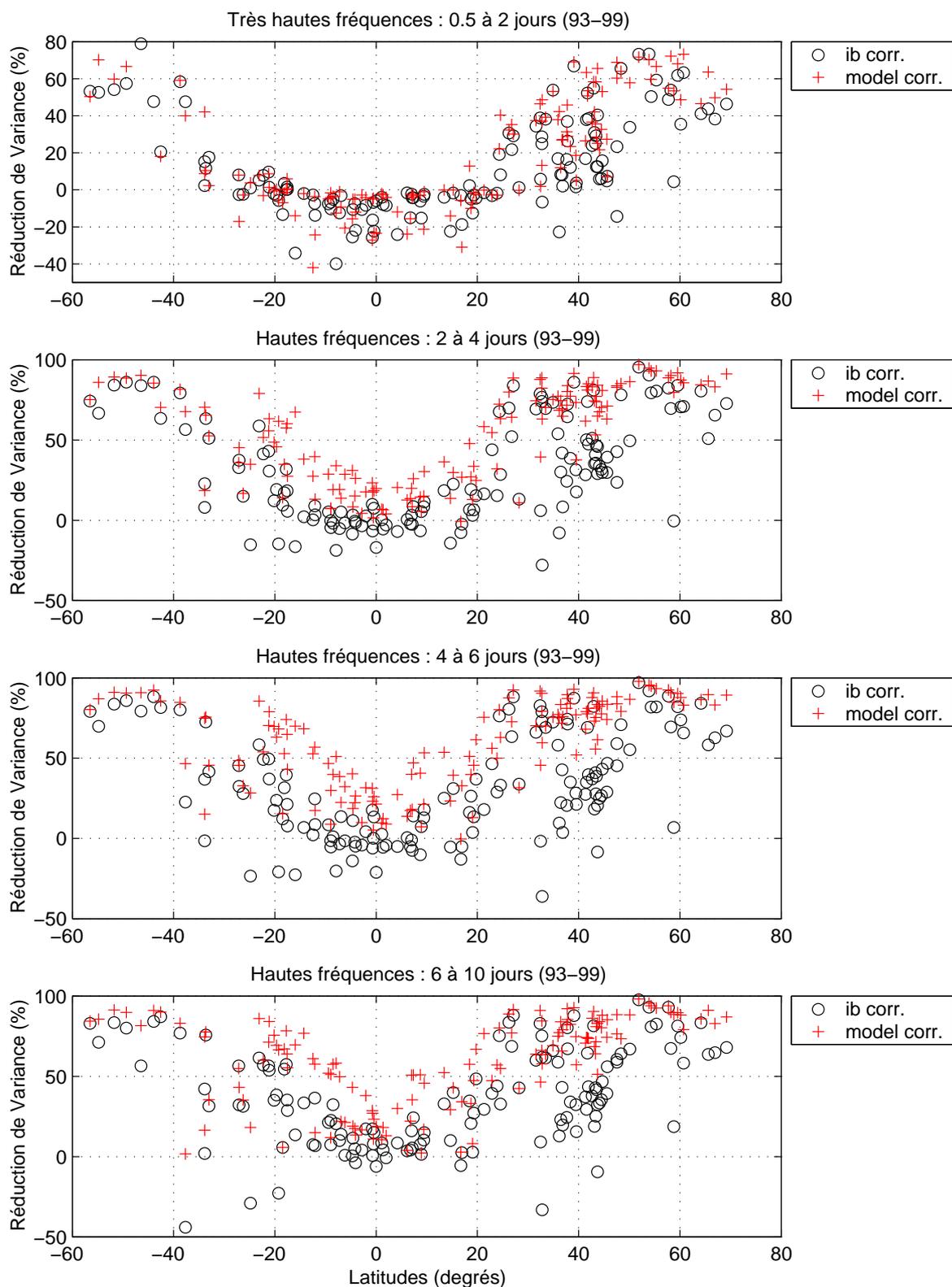


FIG. 7.10 – Pourcentage de réduction de variance aux marégraphes WM142, obtenu lorsque l'on applique les différentes corrections (BI en noir et modèle P+V en rouge). Le gain est ici donné par rapport au signal brut.

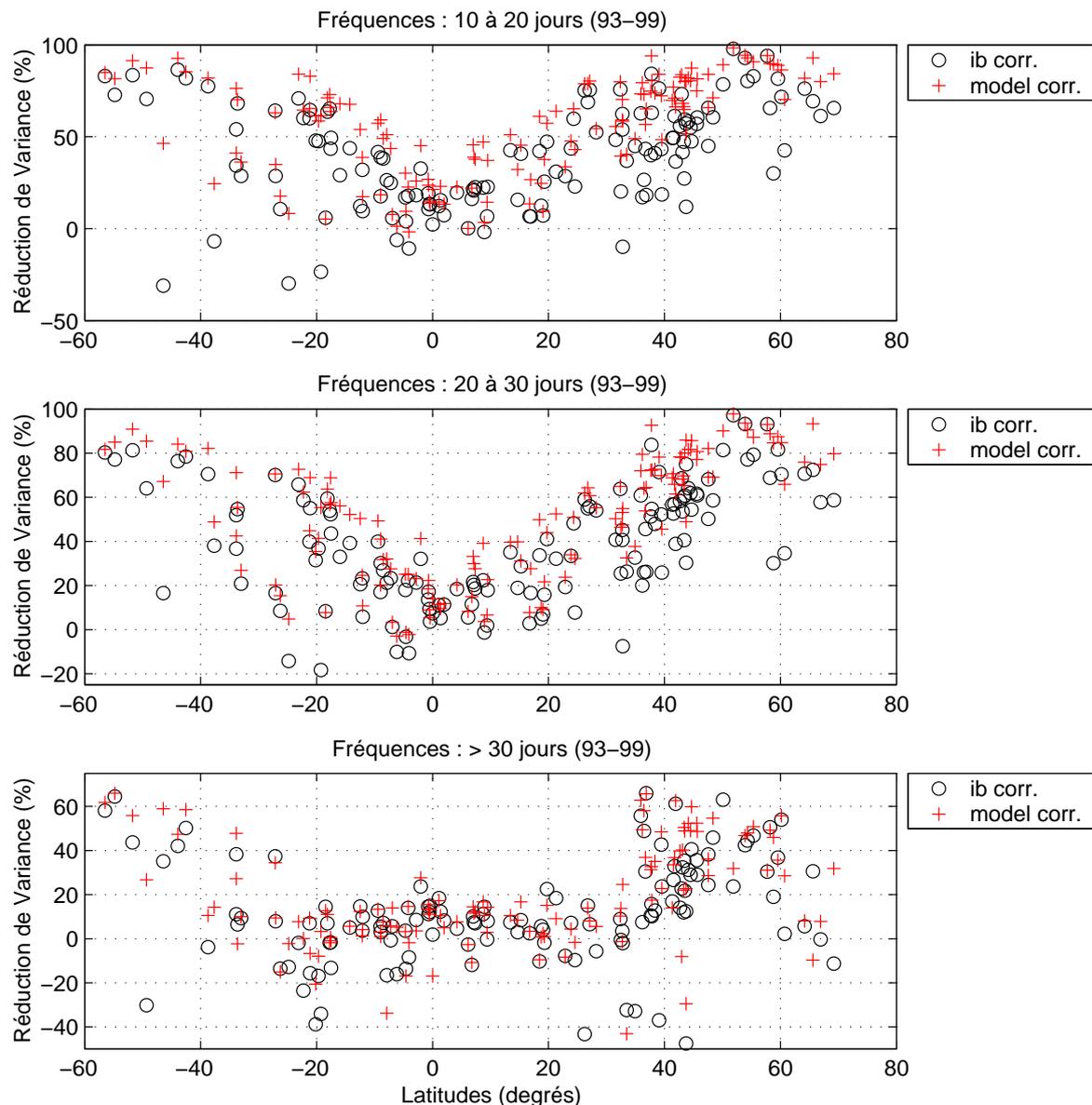


FIG. 7.11 – Même légende que la figure 7.10.

zone	0.5-2 j	2-4 j	4-6 j	6-10 j	10-20 j	20-30 j	> 30 j
Océan Global	19.6	52.3	55.5	52.3	43.6	35.3	5
Hautes Latitudes	26.5	58.7	61	57.6	49	42.5	8.9
Basses Latitudes	-2	20.4	28.3	26.7	22.2	14.3	1.8

TAB. 7.8 – Réduction de variance moyenne aux marégraphes WM142 lorsqu'on applique la correction du modèle P+V. Le gain est calculé en sus de celui obtenu avec la correction classique de BI (en %). Les moyennes sont données pour différentes zones géographiques, et pour les sept gammes de fréquences étudiées.

La bande des périodes entre 4 et 6 jours montre les meilleurs taux de réduction de variance (61 % aux hautes latitudes). Les écarts à la réponse BI dans cette gamme de fréquences sont aujourd'hui bien connus et associés à une oscillation de la pression atmosphérique à 5 jours, se propageant vers l'ouest et d'amplitude 1 mbar (*Madden et Julian, 1972*). Diverses études ont montré que l'océan répondait de façon non-isostatique à un tel forçage, avec des résonances

localisées dans le nord-ouest des bassins et autour de l'Amérique du sud (cf. chapitre 4 de ce manuscrit ; *Mathers 2000* ; *Ponte 1997*).

L'apport du modèle n'atteint plus que 26 % aux très hautes fréquences (0.5-2 jours). Ces moindres performances peuvent probablement être attribuées à l'insuffisance de l'échantillonnage temporel des données du forçage ECMWF utilisé dans MOG2D-G (pas de temps de 6 heures), qui ne permet pas de simuler les très hautes fréquences avec précision.

Aux très basses fréquences (périodes supérieures à 30 jours), les deux corrections testées ont un effet plus limité. Cependant, le modèle induit un gain non négligeable de 9 % par rapport au BI, aux hautes latitudes. Cette valeur reste tout de même plus faible que lorsqu'on considère les plus hautes fréquences. Ces résultats corroborent donc à la fois, l'intérêt du modèle MOG2D-G et la limitation des corrections barotrope et statique, dans la gamme des basses fréquences.

On note aussi que, à la fois le BI et le modèle, ont tendance à augmenter la variabilité du signal résiduel aux basses latitudes et aux très hautes fréquences (0.5-2 jours). Outre le problème du pas de temps ECMWF (6 heures) insuffisant, cela corrobore le fait que dans cette région équatoriale peu énergétique, la réponse de l'océan au forçage atmosphérique est essentiellement barocline (*Fukumori et al., 1998*).

7.2 Application aux marégraphes de pression de fond (BPR)

Afin d'évaluer les performances de notre modèle en plein océan, nous l'avons confronté à des données de pression de fond issues du réseau d'observation GLOUP. A la différence des données des marégraphes côtiers, ces mesures sont essentiellement pélagiques. De plus, les capteurs immergés n'offrent que d'assez courtes périodes de mesures. Pour l'année 1995, nous disposons de 5 séries temporelles de pression de fond, qui constituent la base BPR5 (cf. annexe A). La situation de ces capteurs est donnée sur la figure A.3. On remarque qu'ils sont tous situés dans la partie sud des Océan et notamment au niveau du passage de Drake.

La quantité mesurée est donc la pression au fond de l'océan, qui est à la fois représentative du poids de la colonne d'eau et de la pression atmosphérique. Dans le but d'évaluer la précision de MOG2D-G par rapport à ces mesures, il faut leur comparer le signal $\alpha_{MOG2D-G} - \alpha_{BI}$, ce qui revient à prendre en compte le poids de la colonne d'eau et la pression atmosphérique à la surface.

Le tableau 7.9 résume les résultats obtenus pour les 5 sites considérés, pour les fréquences comprises entre 0.5 et 20 jours. Le tableau 7.10 est similaire et correspond à toute la gamme de fréquences.

On note que l'impact du modèle reste très faible si on considère la gamme des fréquences non filtrées (cf. tableau 7.10) : en moyenne, seulement 1.3 % de réduction de variance supplémentaire pour le cas P+V, avec une détérioration nette au niveau du marégraphe cd. Le modèle forcé par la pression a tendance à légèrement augmenter la variance résiduelle en moyenne (+ 2 %). Ces résultats mitigés sont probablement dûs à une forte pollution des observations par le signal océanique très énergétique caractérisant cette région du sud des océans (courant circum polaire + topographie complexe du passage de Drake).

nom (lon/lat)	pas de correction	correction par le BI	correction par MOG2D-G (P)	correction par MOG2D-G (P+V)
nns (-57,5/-56,84)	108.4	6,55	6,43	4,02
marfrio (-36,01/-32)	27.5	6,57	6,5	5,52
sd2 (-54,72/-60,85)	86.1	3,97	3,13	1,73
cd (-56,36/-58,36)	90.6	6,35	6	4,64
nd2 (-58,39/-54,94)	93.3	3,93	4,06	3,63
Moyenne		5,47	5,22	3,91
Réduction de variance par rapport à la correction de BI			4.6 %	28.5 %

TAB. 7.9 – Statistiques aux fréquences 0.5 à 20 jours pour les données de pression de fond (cm^2).

nom	pas de correction	correction par le BI	correction par MOG2D-G (P)	correction par MOG2D-G (P+V)
nns	184.1	24,09	24,15	18,73
marfrio	39.8	20,2	21,6	20,66
sd2	142.1	10,79	10,29	8,46
cd	157.2	24,18	23,91	28,96
nd2	149	10,58	11,8	11,88
Moyenne		17,97	18,35	17,74
Réduction de variance par rapport à la correction de BI			-2 %	1.3 %

TAB. 7.10 – Statistiques pour toutes les fréquences 0.5 jours à l’infini pour les données de pression de fond (cm^2).

Dans la gamme des hautes fréquences (cf. tableau 7.9), MOG2D-G permet de réduire significativement la variance résiduelle des observations, d’autant mieux que le forçage du vent est pris en compte : la réduction de variance atteint plus de 28.5 % ($1.56 cm^2$) pour la correction P+V, tandis que le cas forcé par la pression seule n’induit qu’une réduction de 4.6 % ($0.25 cm^2$).

L’étude de ces quelques données de pression de fond met donc en évidence l’efficacité du modèle MOG2D-G ainsi que l’importance des effets du vent en plein océan et pour les hautes fréquences.

7.3 Synthèse

Nous avons présenté dans ce chapitre une comparaison exhaustive du modèle MOG2D-G avec des données in situ marégraphiques classiques et quelques marégraphes de grandes profondeurs. Ce genre de confrontation d’un modèle hydrodynamique simulant la réponse de l’océan aux forçages météorologiques à des mesures in situ est unique en son genre.

Les résultats présentés montrent que le modèle permet de simuler la réponse de l’océan de façon réaliste, et que le gain en variance de cette nouvelle correction par rapport à la correction classique de BI est très important : il atteint entre 40 et 46 % en moyenne sur tous les marégraphes de la base WM142 considérés.

Le comportement du modèle diffère suivant la localisation géographique, avec de meilleures performances aux hautes latitudes qui sont très énergétiques et où la réponse océanique est barotrope, ou encore dans les zones côtières. La réduction de variance moyenne est de 42-54 %

au delà des latitudes 30°N et 30°S , et atteint 60 % dans les zones côtières des hautes latitudes.

Les performances du modèle MOG2D-G sont très stables sur la période 1993-2001 étudiée, avec une légère amélioration au cours du temps attribuée à l'amélioration du modèle météorologique ECMWF qui sert à forcer notre modèle. De plus une variabilité saisonnière apparaît avec de meilleurs résultats durant la période hivernale (Janvier-Mars) ; ce cycle saisonnier est expliqué par la situation de la majorité des marégraphes dans l'hémisphère nord, un plus fort signal pendant l'hiver, et un modèle météorologique plus performant car mieux conditionné (diverse études, assimilation de nombreuses données in situ situées dans l'hémisphère nord). Cette étude temporelle a aussi fait ressortir la pertinence de MOG2D-G dans les basses fréquences avec une correction quasi-totale du cycle saisonnier.

Les comparaisons modèle-observations pour différentes gammes de fréquences montrent que l'apport de MOG2D-G (par rapport au BI) est le plus important pour les périodes comprises entre 2 et 30 jours, avec un gain maximal entre 4 et 6 jours. Aux très hautes fréquences ($T < 2$ jours) le gain du modèle chute (26 %) probablement à cause de la trop faible résolution temporelle des données météorologiques disponibles. Aux plus basses fréquences ($T > 30$ jours), le gain reste intéressant mais il est plus faible (9 % aux hautes latitudes), ce qui est cohérent avec le fait que l'océan a une réponse majoritairement barocline dans cette gamme de fréquences.

Notons que tous ces marégraphes (WM142) sont situés près des côtes (continents ou îles), où la dynamique petites échelles de temps et d'espace est prépondérante. Cette dynamique est d'autant mieux représentée par le modèle MOG2D-G grâce à sa résolution spatiale raffinée dans ces zones.

Chapitre 8

Application aux données altimétriques

L'altimétrie fournit aujourd'hui une information sur la hauteur de la colonne d'eau à l'échelle globale, et avec une résolution spatiale importante. Mais un point faible de ce genre de mesures est la trop grande période d'échantillonnage des satellites (cycle de 10 jours pour Topex/Poseidon et de 35 jours pour ERS), qui induit un phénomène d'aliasing des hautes fréquences du signal observé dans les plus basses fréquences (fréquences supérieures à 20 jours pour Topex et à 70 jours pour ERS) : les effets de ces signaux ne peuvent donc pas être séparés des basses fréquences réellement présentes dans le signal océanique.

Pour enlever la variabilité du niveau de la mer due aux forçages météorologiques (Pression et Vent), on utilise couramment la correction de baromètre inverse (BI), à défaut d'un modèle performant.

Mais de nombreuses études ont maintenant prouvé qu'une telle approximation était insuffisante ; car d'une part, la réponse de l'océan n'est pas toujours celle d'un BI, notamment aux hautes fréquences (périodes ≤ 3 jours environ) et aux hautes latitudes, et d'autre part, les effets du vent peuvent être dominants, notamment aux périodes d'une dizaine de jours.

Le nouveau modèle barotrope MOG2D-G¹ permet d'estimer la réponse de l'océan aux forçages météorologiques ; il va donc nous permettre de corriger les mesures satellites de la variabilité océanique induite par ces forçages atmosphériques. Il s'agit en fait de retirer principalement les signaux hautes fréquences (HF), définis comme les signaux de fréquences supérieures à la fréquence de Nyquist de l'échantillonnage temporel des altimètres T/P et Jason, c'est à dire les périodes inférieures à 20 jours.

Dans un premier temps, nous avons considéré les points de croisement (CO) du satellite Topex/Poseidon (9547 points), puis les données le long des traces qui ont une plus grande couverture spatiale (un point tous les 7 km le long des traces) mais une moindre résolution temporelle (une mesure tous les 10 jours seulement). Les séries temporelles observées ont été corrigées des corrections classiques, instrumentales et géophysiques, décrites dans l'annexe A, afin d'être exploitables. Notons que ces bases de données permettent de valider le modèle sur l'océan dans sa globalité.

La composante de la marée radiationnelle S_2^2 a été retirée des sorties du modèle. En effet, le forçage météorologique a une résolution temporelle réduite de 6 heures seulement ; la période de l'onde semi-diurne S_2 (12 heures) est donc exactement égale à celle de la période de

¹Le modèle est décrit au chapitre 3.

²La définition ainsi qu'une étude des marées radiationnelles dans MOG2D-G sont développées dans le chapitre 10.

Nyquist de cet échantillonnage temporel. Le forçage atmosphérique à cette fréquence n'est donc pas totalement défini et, la réponse S_2 calculée par MOG2D-G pas vraiment réaliste à priori. D'autre part, la correction des marées océaniques appliquée aux données altimétriques (modèle spectral FES 99 avec assimilation, *Lefèvre et al. 2000*) contient déjà la partie radiationnelle de cette onde S_2 . Notons que le baromètre inverse n'a pas été filtré à cette fréquence de S_2 , puisque le but est ici d'évaluer l'impact de la correction proposée par le modèle MOG2D-G par rapport à la correction classique de BI contenue dans les GDR T/P.

Notons enfin qu'à cause de la couverture de glace hivernale et de l'importance de l'océan austral, le nombre de séries temporelles disponibles varie d'un cycle à l'autre, avec un minimum pendant l'hiver austral.

Le travail présenté dans ce chapitre ainsi qu'au chapitre 7, a fait l'objet d'un article GRL (*Carrère et Lyard, 2003*) reproduit en annexe D.

8.1 Impact des différents forçages sur 1995

Une première étape a consisté à évaluer l'apport du modèle dans les deux configurations de forçage par la pression seule (P) d'un côté et par la pression et le vent (P+V) de l'autre, sur l'année 1995. La base de données utilisée pour ce test est celle des points de croisement T/P.

La carte 8.1 donne la répartition géographique de la réduction de variance résiduelle aux CO T/P, lorsqu'on applique la correction de notre modèle forcé par la pression uniquement, par rapport à une correction de BI. La carte 8.2 est similaire pour la correction MOG2D-G forcé par la pression et par le vent. Les zones où le modèle permet de diminuer la variance résiduelle plus efficacement que le BI sont notées en rouges, et au contraire, le bleu montre les endroits où le modèle n'est pas plus performant que le BI voire même moins bon. Les tableaux 8.1 et 8.2 rassemblent les statistiques moyennes obtenues lors de l'application des différentes correction (BI, modèle P et modèle P+V), aux CO T/P.

Une première remarque est que la correction statique de BI permet une réduction de la variance résiduelle aux CO T/P d'environ 40 % sur l'océan global. L'effet aux hautes latitudes et dans l'océan profond étant prépondérant.

Le modèle forcé par la pression atmosphérique seule ne permet pas une réduction de variance significative par rapport à la correction de BI : une très légère amélioration apparaît dans le sud-ouest Pacifique et le sud-est Indien (environ 10 cm^2) ainsi que dans les zones peu profondes (plateau de Patagonie, mer du Nord, détroit de Béring, la baie d'Hudson). Le gain moyen de cette correction par rapport au BI atteint seulement 1.7 % aux hautes latitudes, et un maximum de 4.6 % dans les régions de profondeur inférieure à 1000 m. Ces résultats sont cohérents avec une réponse dynamique de l'océan au forçage de la pression atmosphérique plus importante dans les zones peu profondes, ainsi que dans les régions de plus forte variabilité du IBD en plein océan (cf. cartes du IBD chapitre 6). Cependant l'apport du modèle P reste assez limité, en comparaison au modèle P+V, ce qui corrobore l'importance de la prise en compte du forçage du vent dans les simulations MOG2D-G.

En effet, lorsque l'on corrige les observations altimétriques avec les sorties du modèle forcé par la pression atmosphérique et le vent, on obtient une carte des réductions de variance beaucoup plus intéressante. Il apparaît une distribution zonale évidente : la zone équatoriale,

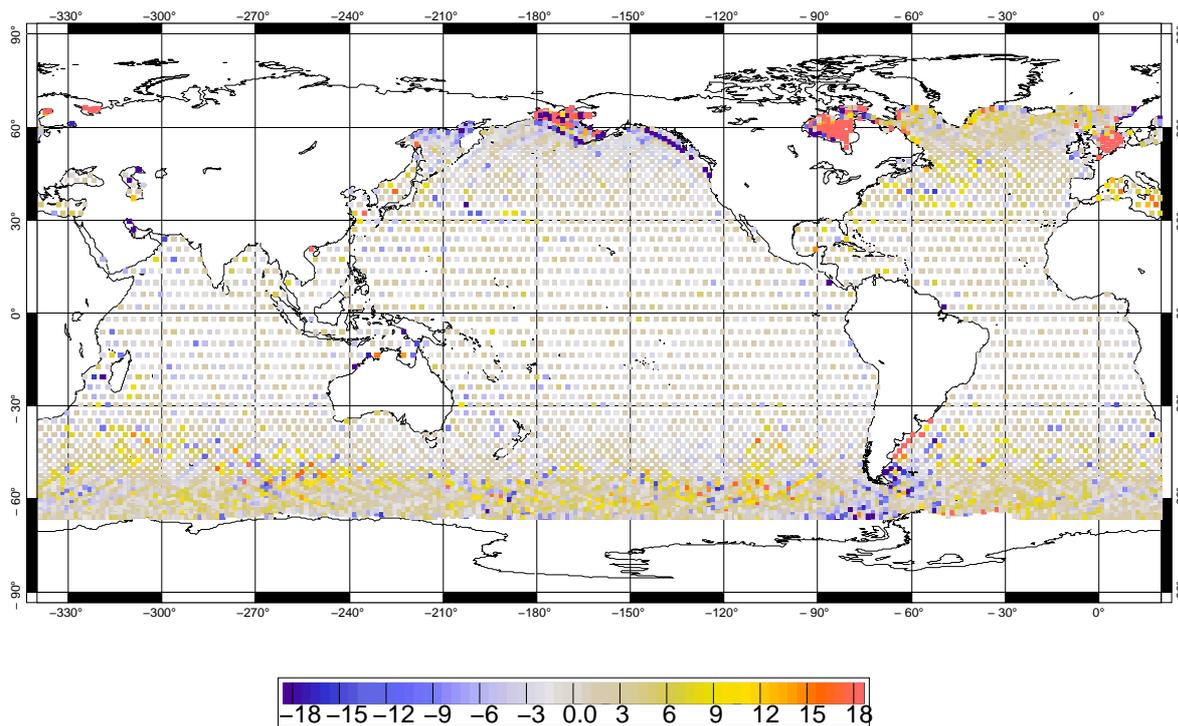


FIG. 8.1 – Réduction de variance aux points de croisement T/P, lorsque l'on applique la correction de MOG2D-G forcé par la pression seule, par rapport à la correction classique de BI, sur l'année 1995 (cm^2).

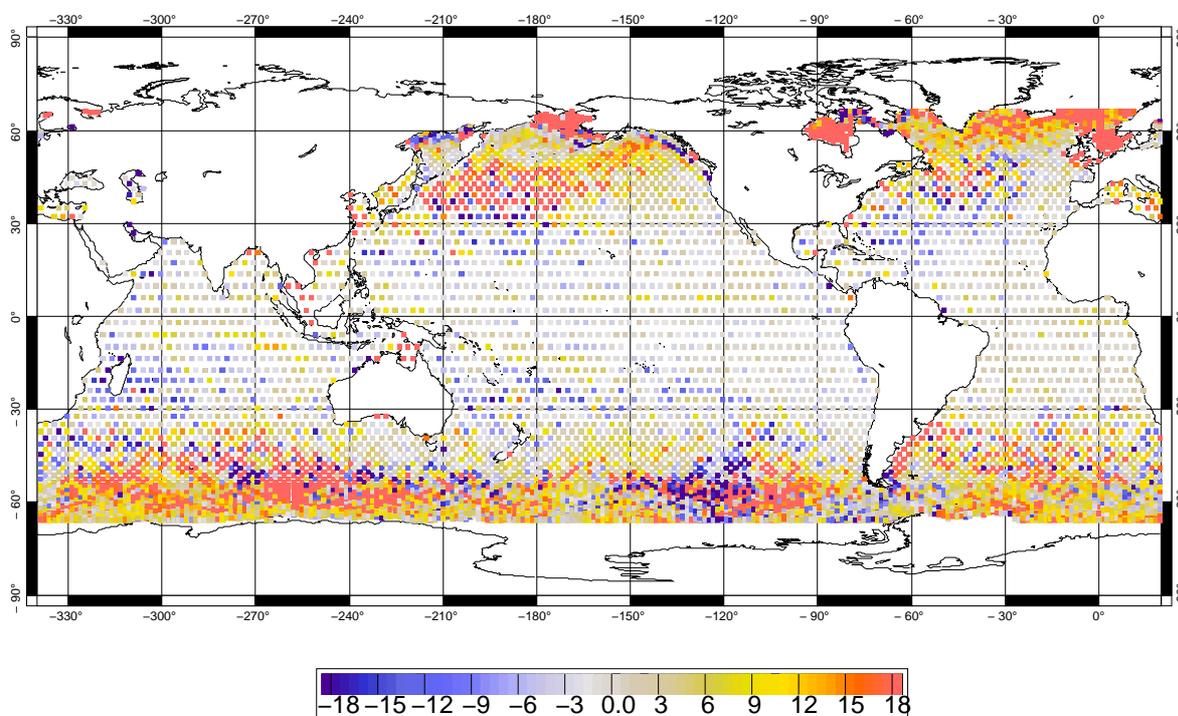


FIG. 8.2 – Réduction de variance aux points de croisement T/P, lorsque l'on applique la correction de MOG2D-G P+V, par rapport à la correction classique de BI, sur l'année 1995 (cm^2).

zone	pas de correction	correction par le BI	correction par MOG2D-G (P)	correction par MOG2D-G (P + V)
Océan Global	148.7	86.2	85	77.4
Hautes Latitudes	165.7	91.7	90.2	81
Basses Latitudes	74.1	62.3	62.1	61.5
Eau peu profonde	166.7	117.8	112.4	81.4
Océan profond	146.7	82.7	81.9	77
Atlantique	160.2	91.7	89.6	80.6
Pacifique	154.5	78.4	77.9	71.9
Indien	134.3	92.8	91.5	83.9
Méditerranée	84.5	61.9	56.9	53.9

TAB. 8.1 – Variance résiduelle moyenne aux CO T/P, pour chaque zone géographique et pour les différentes corrections testées (IB,P,P+V) en cm^2 . Les eaux peu profondes correspondent aux profondeurs inférieures à 1000 m, et l’océan profond aux profondeurs supérieures ou égales à 1000 m.

zone	correction par le BI	correction par MOG2D-G (P)	correction par MOG2D-G (P + V)
Océan Global	42	1.5	10.2
Hautes Latitudes	44.7	1.7	11.6
Basses Latitudes	16	0.2	1.2
Eau peu profonde	29.4	4.6	30.9
Océan profond	43.6	1	6.9
Atlantique	42.7	2.2	12.2
Pacifique	49.3	0.6	8.3
Indien	30.9	1.4	9.7
Méditerranée	26.8	8.1	12.8

TAB. 8.2 – Pourcentage de réduction de variance aux CO T/P, pour chaque zone géographique et pour les différentes corrections testées (IB,P,P+V). Le gain de MOG2D-G est calculé en sus de la réduction obtenue avec la simple correction de BI. Les eaux peu profondes correspondent aux profondeurs inférieures à 1000 m, et l’océan profond aux profondeurs supérieures ou égales à 1000 m.

située entre les latitudes 30° Nord et 30° Sud, est globalement grise, et l’amélioration par rapport au BI atteint à peine 1 %. Mais ce comportement était prévisible puisque les zones de basses latitudes sont peu énergétiques ($74 cm^2$), et la réponse océanique est assez bien représentée par l’approximation de BI pour sa partie barotrope, mais elle compte aussi une partie barocline non négligeable (*Fukumori et al., 1998*).

D’un autre côté, les hautes latitudes sont beaucoup plus colorées, ce qui traduit l’efficacité du modèle P+V dans ces zones. Au delà de 30° Nord et Sud, on voit apparaître des régions de nette amélioration (plus de $20 cm^2$) dans le sud de l’océan Indien et de l’Atlantique, le sud-est de l’océan Pacifique et au sud des îles Aléoutiennes. Le gain apporté par la correction P+V atteint plus de 11 % en moyenne pour les hautes latitudes. On remarque que ces zones de forte réduction de variance par rapport au BI, situées en plein océan, correspondent aux zones de forte variabilité annuelle du IBD (écart au BI), mises en évidence sur les cartes globales des rms annuelles du IBD (cf. chapitre 6 ; *Mathers, 2000* ; *Ponte et Gaspar, 1999*).

La correction par le modèle P+V, induit aussi une réduction de variance significative dans les

régions des plateaux continentaux et dans les eaux peu profondes (de plus de 20 cm^2 , voire même de plus de 100 cm^2 sur le plateau de Patagonie, celui d'Australie, le Déroit de Béring, la baie d'Hudson ou encore la mer du Nord) : le gain du modèle P+V y atteint 31 %.

8.2 Impact de la simulation forcée par la Pression et le Vent sur 1993-2001

Comme nous l'avons décrit au chapitre 6, nous disposons d'une simulation forcée par la pression atmosphérique et par le vent sur toute la période T/P (1992-2002). Nous avons donc utilisé ces sorties du modèle MOG2D-G pour corriger les données altimétriques sur la période 1993-2001. Cette approche sur 9 années consécutives, nous permet d'étudier le comportement du modèle et son impact sur les observations satellitales sur le long terme, ainsi que la variabilité temporelle de ces résultats.

Les variances résiduelles sont calculées successivement pour les séries temporelles aux points de croisement puis, pour les résidus altimétriques obtenus par la méthode des traces répétitives. Les séries aux points de croisement ont une résolution temporelle deux fois plus grande (un point tous les 4 et 6 jours environ) que les résidus altimétriques qui comptent un point tous les dix jours : les points de croisement permettent donc de visualiser une variabilité océanique à plus hautes fréquences que les données along tracks qui représentent seulement les signaux de périodes supérieures à 20 jours pour T/P. Par ailleurs, le nombre de points de croisement est largement inférieur au nombre de mesures totales le long des traces T/P (~9500 contre 794766) et donc ils sont plus disséminés sur l'océan global. Les résidus, avec un point tous les 7 km, ont une couverture très complète sur l'océan global ainsi que sur toutes les mers marginales et les eaux continentales ; les mesures s'arrêtent seulement à quelques kilomètres des côtes (environ 25 km). Cette deuxième approche permet donc une meilleure visualisation de la variabilité océanique totale aux basses fréquences.

8.2.1 Méthode

Notons que l'enjeu de la correction altimétrique est de retirer essentiellement les signaux hautes fréquences (HF), définis comme les signaux de fréquence supérieure à la fréquence de Nyquist de l'échantillonnage temporel des altimètres T/P et Jason, c'est à dire les périodes inférieures à 20 jours. En effet, la dynamique basses fréquences de l'océan (périodes supérieures à 20 jours) est mesurable et quantifiable grâce aux données T/P et Jason.

Afin de séparer la partie hautes fréquences du signal océanique, nous avons donc appliqué un filtrage temporel passe-haut sur les sorties du modèle. Dans un premier temps, on applique un filtre passe-bas de type *Loess*³ ou *Lanczos*⁴ (*Schlax et Chelton, 1992*). Les données basses fréquences ainsi récupérées ont ensuite été retranchées aux données du modèle afin d'obtenir la partie hautes fréquences.

Pour constituer la correction totale HF à tester, nous avons rajouté les basses fréquences du BI aux hautes fréquences du modèle :

$$(P + V)_{HF} = MOG2DG_{HF} + BI_{BF}$$

³Filtre de *Loess* avec une période de coupure de $0.47 \times T_{eff}$, où T_{eff} est la période de coupure efficace, ie 20 jours dans cette étude.

⁴Filtre de *Lanczos* avec une période de coupure de 20 jours et une fenêtre glissante de 80 jours.

Cette approche permet de ne pas inclure la correction des effets dynamiques basses fréquences contenus dans le modèle et qui représentent essentiellement la circulation océanique induite par le forçage du vent.

Nous allons donc estimer l'impact de la correction totale du modèle ($P+V$) ainsi que celui de la correction HF ($(P+V)_{HF}$), par rapport à l'utilisation de la correction de baromètre inverse classique.

8.2.2 Gain théorique

Nous avons calculé la variance de la différence entre les nouvelles corrections à tester ($P+V$ et $(P+V)_{HF}$) et la correction de BI pur, sur la grille du modèle. Cette variable représente la déviation par rapport au BI, notée IBD. Les cartes de IBD pour l'année 2001, sont données sur les figures 8.3 et 8.4.

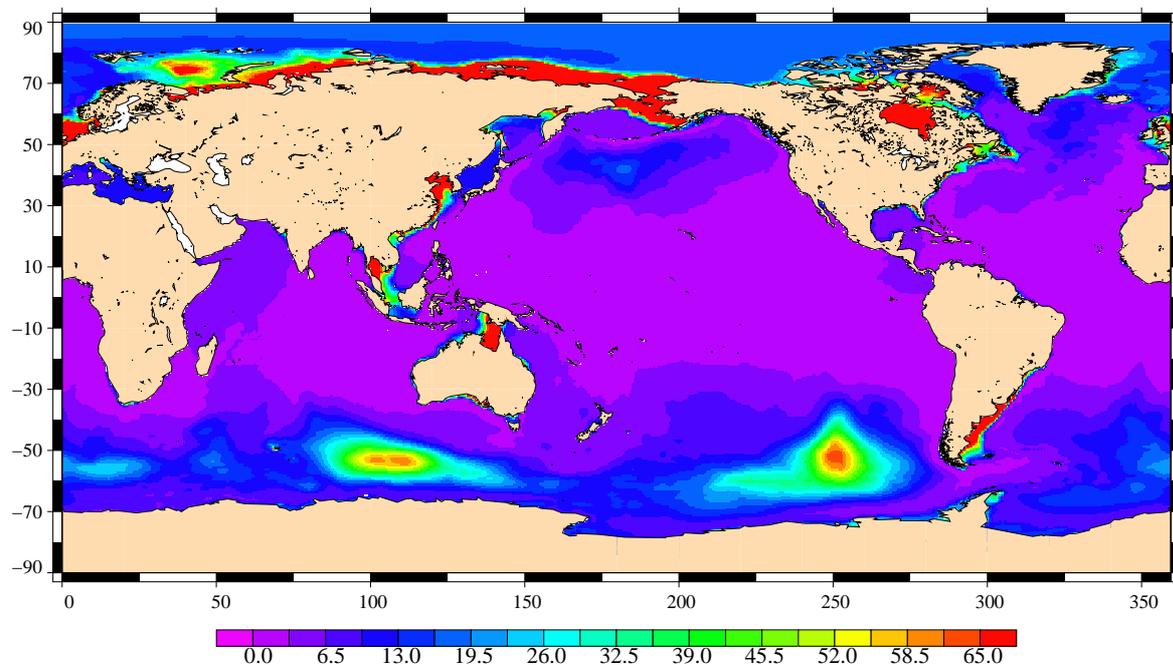


FIG. 8.3 – Variance de la différence entre la nouvelle correction MOG2D-G $P+V$ et la correction de BI classique (cm^2). Cette valeur représente le gain théorique que l'on peut attendre de cette nouvelle correction.

Ces cartes montrent en fait le gain en variance théorique que l'on est en droit d'attendre idéalement, lorsque l'on remplace la correction de baromètre inverse classique par la nouvelle correction. En fait, l'étude du chapitre 6 sur la variabilité à 10 jours montre que cette estimation du gain théorique est probablement sous-estimée lorsqu'on considère les données T/P, à cause de l'importance de l'effet d'aliasing.

La correction de BI pur est obtenue à partir de la même base de données ECMWF que celle qui a servi à forcer le modèle. D'autre part, la réponse dynamique de l'océan au forçage de la pression atmosphérique reste relativement faible en comparaison avec l'effet du vent. Le IBD

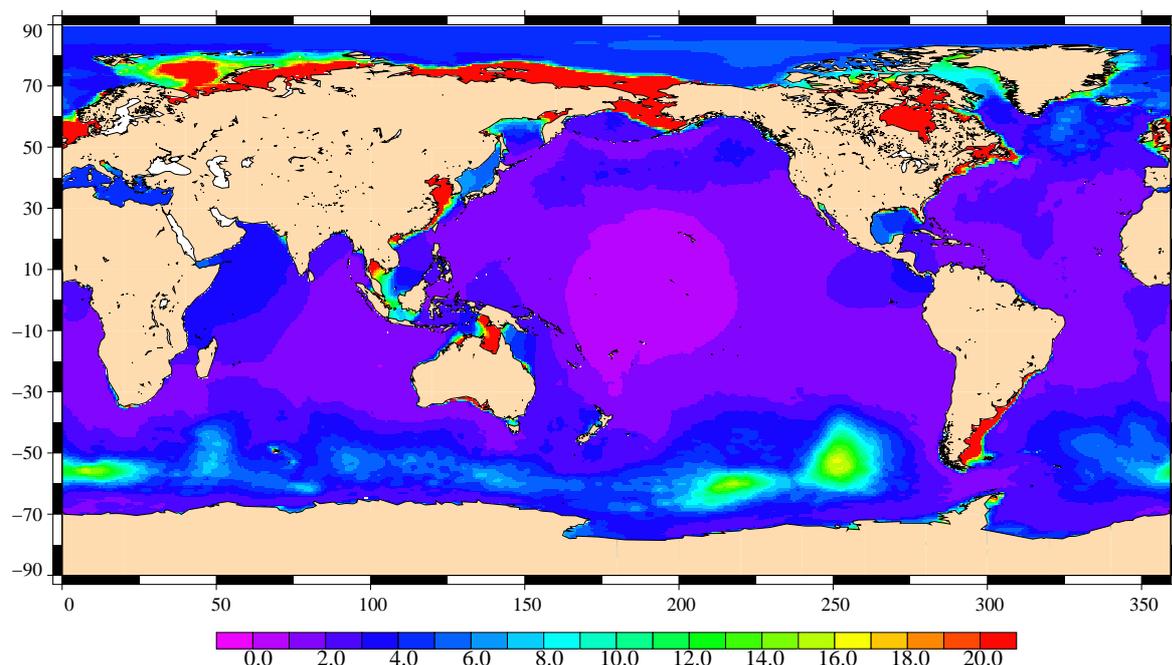


FIG. 8.4 – Carte similaire à la figure 8.3, mais pour la nouvelle correction hautes fréquences, $MOG2D-G (P + V)_{HF} = MOG2DG_{HF} + BI_{BF}$.

permet donc de mesurer essentiellement l'apport de la prise en compte des hautes fréquences dues au forçage par le vent dans la nouvelle correction de BI.

Du fait de la maille haute résolution (jusqu'à 20 km) du modèle dans les zones côtières, le IBD permet aussi d'estimer l'intérêt d'une modélisation plus réaliste des processus aux petites échelles (de temps et d'espace), qui sont caractéristiques de ces zones peu profondes.

Les couleurs jaunes-rouges caractérisent les régions où l'apport de la nouvelle correction devrait être le plus significatif, jusqu'à plus de 80 cm^2 de gain.

Toutes les régions côtières sont concernées : région Indonésienne, mer de Chine, golfe de Carpentarie, détroit de Béring, océan Arctique, plateau de Patagonie, plateau Européen, mer du Nord, baie d'Hudson, baie de Baffin.

On voit aussi apparaître des zones jaunes-rouges en plein océan aux hautes latitudes : elles sont localisées au sud-est de l'océan Pacifique et au sud de l'Australie. Ce sont des régions bien connues où la réponse océanique au forçage du vent a tendance à s'amplifier sur la bathymétrie (*Fukumori et al. 1998 ; Fu 2003*). Des zones d'amplitude du IBD légèrement plus faible couvrent le nord du Pacifique et le sud de l'Atlantique et de l'Afrique.

On note que l'apport de la correction P+V atteint plus de 80 cm^2 dans les zones côtières et 70 cm^2 en plein océan. La correction $(P + V)_{HF}$, n'étant qu'une partie de P+V, a un effet très similaire avec une amplitude du IBD de seulement 10 cm^2 .

8.2.3 Application aux points de croisement T/P (CO)

Nous présentons ici les résultats obtenus aux points de croisement T/P (CO), avec d'abord des statistiques moyennes sur la période étudiée, puis une étude plus précise de la variabilité

interannuelle.

Statistiques moyennes sur toute la période 1993-2001

Les moyennes des variances résiduelles avant et après corrections, ainsi que les réductions de variance associées, sont consignées dans les tableaux 8.3 et 8.4, pour la période 1993-2001.

zone	Observations sans correc- tion	Correction par le BI	Correction par MOG2D- G (P+V)	Correction par MOG2D- G (P + V) _{HF}
Océan Global	154	58	48.4	51
Hautes Latitudes	186	64.6	52.8	56.1
Basses Latitudes	39	34.9	33	33.4
Eau peu profonde	273.8	191	135.6	148.5
Océan profond	143	45.6	40.5	42.2

TAB. 8.3 – Variance résiduelle moyenne sur 1993-2001 aux CO T/P, lorsque l'on applique les différentes corrections : le BI, le modèle P+V , ou le modèle hautes fréquences $(P + V)_{HF}$. Le cas sans aucune correction est donnée à titre de comparaison. La variance est exprimée en cm^2 .

zone	Gain apporté par la correction de BI	Gain apporté par la correc- tion MOG2D-G (P+V), par rap- port à celle de BI	Gain apporté par la correction $(P +$ $V)_{HF}$, par rapport à celle de BI
Océan Global	62.3	16.5	11.9
Hautes Latitudes	65.3	18.2	13.1
Basses Latitudes	10.8	5.2	4.1
Eau peu profonde	30.3	29	22.2
Océan profond	68.1	11.2	7.4

TAB. 8.4 – Gain en variance moyen sur 1993-2001, aux CO T/P et apporté par les différentes corrections. Le gain est exprimé en pourcentage de réduction de variance supplémentaire par rapport à la correction classique du BI.

Le gain en variance sur l'océan global atteint 16.5 % ($9.6 cm^2$) lorsque l'on considère la correction du modèle total et, quasiment 12 % ($7 cm^2$) si on applique uniquement la partie hautes fréquences de la correction du modèle.

Comme on s'y attendait, la réduction de variance varie suivant que l'on considère les hautes ou les basses latitudes, ou encore le plein océan ou les zones peu profondes, avec toujours de meilleurs résultats pour la correction totale du modèle par rapport à la correction uniquement hautes fréquences.

La figure 8.5 donne la répartition géographique du gain obtenu lorsque l'on applique la correction MOG2D-G P+V par rapport à la correction classique de BI, pour l'année 1999.

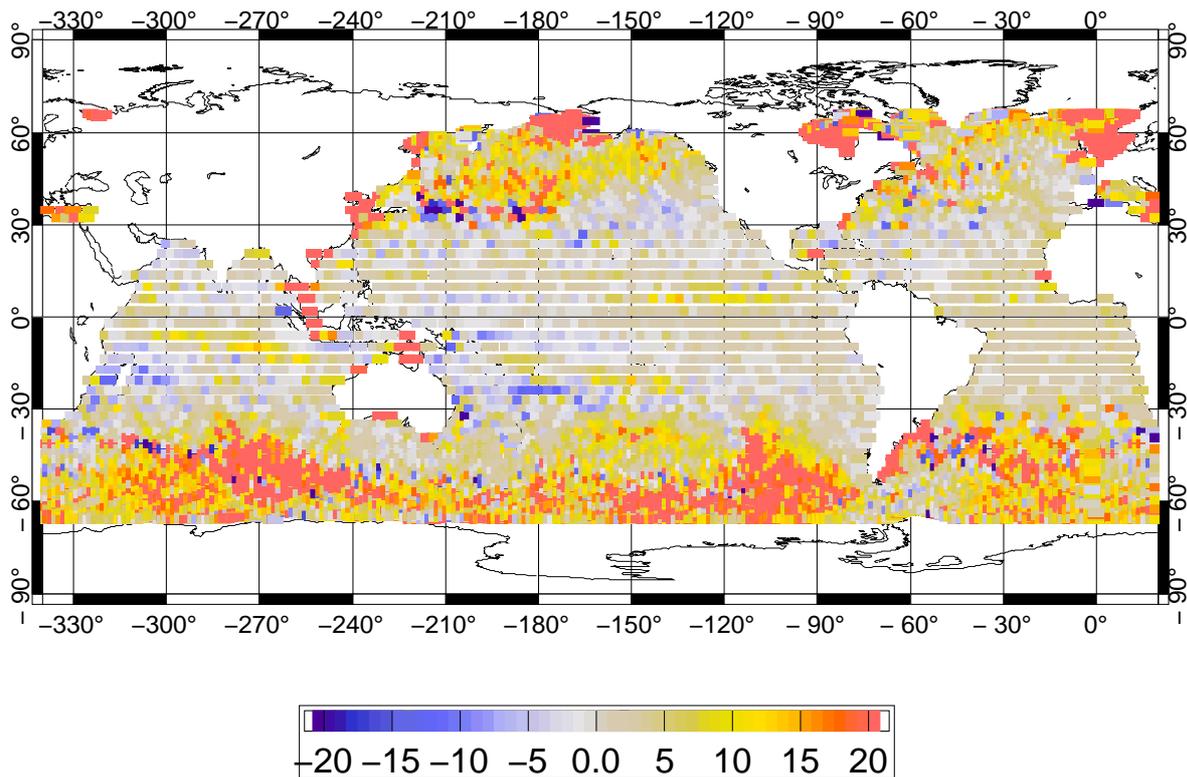


FIG. 8.5 – $\text{Var}(\text{CO-BI}) - \text{Var}(\text{CO-modèle})$ pour l'année 1999 en cm^2 , pour la correction totale issue du modèle forcé par la pression et le vent (P+V). Les zones où la correction du modèle améliore la réduction de variance apparaissent en jaune-rouge. $\text{Var}(x)$ est la variance de x .

Les zones de plus forte réduction de variance (couleurs jaune-rouge) sont essentiellement localisées dans quelques régions de plein océan aux hautes latitudes (plaines abyssales de Bellingshausen et nord du Pacifique, sud-ouest de l'Australie, sud de l'Atlantique), et sur les plateaux continentaux.

En moyenne sur les hautes latitudes, le gain en variance est maximal et atteint : 18.2 % (11.8 cm^2) pour (P+V) et 13.1 % (8.5 cm^2) pour $(P + V)_{HF}$. Ces zones sont très énergétiques, et les effets du vent y sont dominants. La réponse océanique au forçage atmosphérique y est essentiellement barotrope et fortement dynamique, ce qui explique les très bonnes performances du modèle au delà de 30°S et 30°N .

Les zones rouges de forte amélioration en plein océan, correspondent aux régions où la réponse dynamique de l'océan au forçage atmosphérique a une forte variabilité (cf. cartes 6.3 et 6.8 du chapitre 6). Cette forte variabilité est induite par le vent et a un spectre étendu (périodes de 5 jours à plus d'un mois). La variabilité basse fréquence est expliquée par un phénomène de résonance due à des contours fermés de la vorticité potentielle $\frac{f}{H}$ dans l'océan sud (Fukumori et al., 1998; Ponte et Gaspar, 1999; Mathers, 2000; Fu, 2003; Webb et de Cuevas, 2002, 2003).

L'apport du modèle reste plus modéré entre 30°S et 30°N : le gain moyen plafonne à 5-4 %. De plus, on observe une plus grande variabilité spatiale des résultats dans cette régions, avec une alternance de zones d'amélioration (rouges et jaunes) et de détérioration (bleues) de la variance résiduelle. En effet, la zone intertropicale est caractérisée par des signaux assez peu énergétiques et une réponse océanique de type barocline (Fukumori et al., 1998).

Le gain en variance est d'autant plus important si l'on considère uniquement les zones d'eaux peu profondes (profondeurs inférieures à 1000 m). Ces régions de faible profondeur sont domi-

nées par les courtes échelles spatiales et temporelles. MOG2D-G, ayant un maillage éléments finis raffiné dans les zones côtières (mailles jusqu'à une vingtaine de km), permet une modélisation plus réaliste de ces petites échelles et donne donc une correction efficace. Le gain atteint 29 % (55.4 cm^2) pour la correction P+V et 22.2 % (42.5 cm^2) pour $(P + V)_{HF}$.

Variabilité annuelle et saisonnière

La figure 8.6 donne l'écart type moyen du signal résiduel aux CO T/P en fonction du numéro du cycle du satellite.

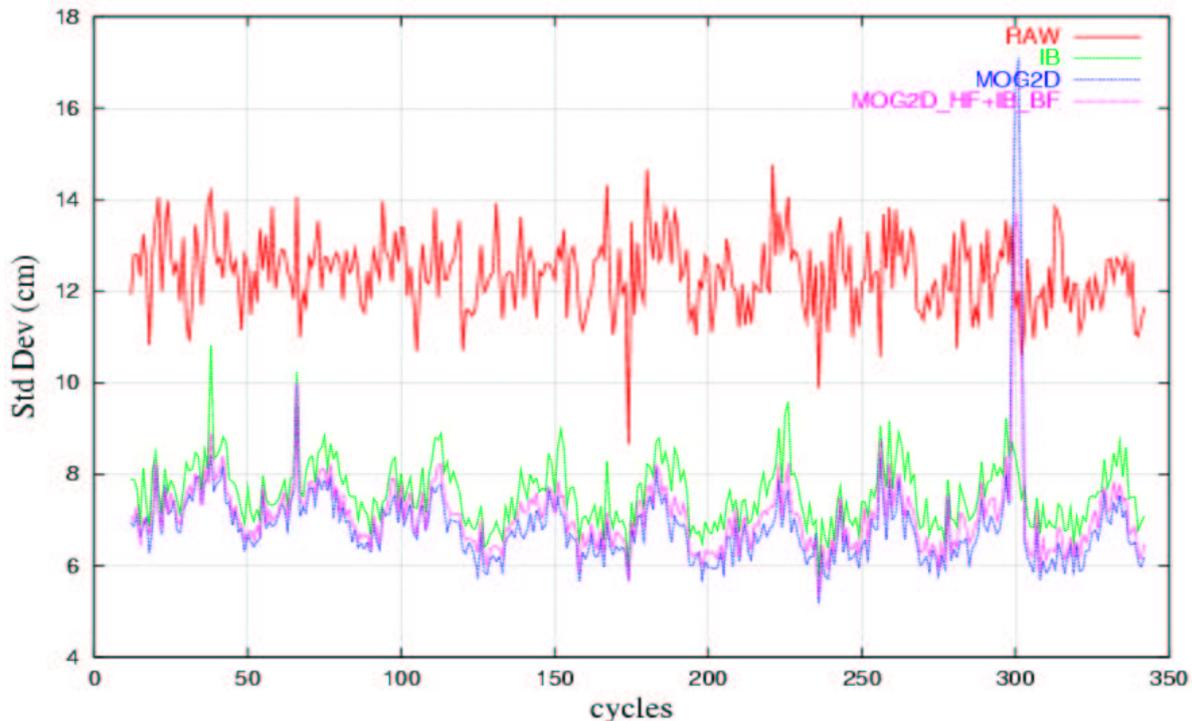


FIG. 8.6 – Evolution du signal résiduel moyen aux CO T/P en fonction du cycle T/P, sur la période 1993-2001. Ecart type en cm. Rouge : signal non corrigé ; Vert : signal corrigé du BI ; Bleu : signal corrigé de MOG2D-G P+V ; Mauve : signal corrigé avec la correction hautes fréquences MOG2D-G $(P + V)_{HF}$.

Les courbes du signal corrigé font apparaître un cycle annuel évident, avec des maxima d'amplitude au début de l'automne (octobre). Ce signal annuel est expliqué par la prédominance des hautes latitudes et notamment de l'océan austral dans le signal global. De plus, la différence de qualité des modèles météorologiques entre les hémisphères nord et sud, l'hémisphère nord étant le mieux connu et modélisé à ce jour, a probablement tendance à accentuer cet effet de cycle annuel.

Le signal résiduel corrigé aux CO est par ailleurs très stable au cours du temps : les deux nouvelles corrections du modèle sont toujours plus efficaces que le BI pur, P+V réduisant un peu plus la variance que $(P + V)_{HF}$. On note un fort pic d'amplitude du signal corrigé dépassant l'amplitude du signal brut en novembre 2000. Cet écart n'est pas significatif, car il est expliqué par un problème dans les données météorologiques ECMWF du mois de novembre 2000 qui nous ont été fournies pour forcer le modèle ⁵.

⁵Ce problème n'affecte pas les différentes statistiques globales présentées dans ce mémoire puisque le forçage a été corrigé et la simulation refaite avant de calculer les statistiques

Les cartes de la figure 8.7 montrent l'évolution des zones de gain en variance positif (couleurs jaune et rouge) de 1993 à 2000. Elles semblent mettre en évidence une amélioration des performances du modèle MOG2D-G au cours du temps.

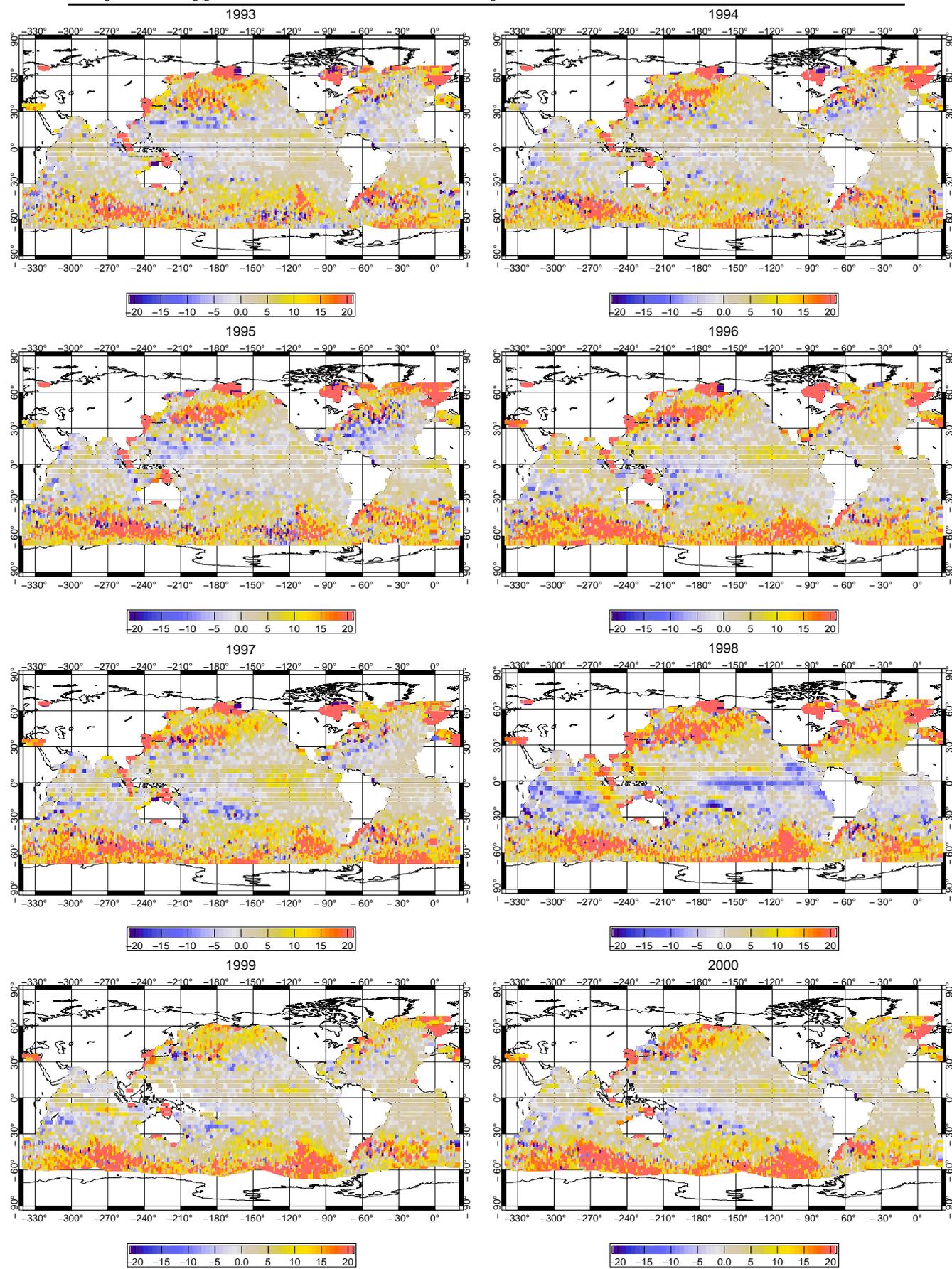


FIG. 8.7 – $\text{Var}(\text{CO-BI}) - \text{Var}(\text{CO-modèle})$ pour les années 1993 à 2000, pour la correction totale issue du modèle forcé par la pression et le vent (P+V). Les zones où la correction du modèle améliore la réduction de variance apparaissent en jaune-rouge. $\text{Var}(x)$ est la variance de x , en cm^2 .

Afin d'évaluer quantitativement cette variabilité annuelle des résultats, nous avons calculé les statistiques globales et régionales années par années de 1993 à 2000 ⁶. Le tableau 8.5 rassemble les pourcentages de réduction de variance obtenus lorsqu'on applique la nouvelle correction donnée par le modèle MOG2D-G P+V.

zone	1993	1994	1995	1996	1997	1998	1999	2000
Océan Global	9.5	11.2	12.1	14.8	13.9	14.5	13.5	10.8
Hautes Latitudes	10.9	12.4	13.7	16.6	16	16.9	15.1	12.3
Basses Latitudes	2.2	3.2	2.3	3.4	3.1	1.5	3.6	2.6
Eau peu profonde	35.1	38.3	34.4	39	38.3	39.7	34.9	33.2
Océan profond	5.9	7.3	8.8	11	10.4	10.7	10.7	9.4
HL-Eau peu profonde	36.3	39.6	35.2	40.6	39.9	41.7	35.9	35.3
HL-Océan profond	7	8.3	10.3	12.7	12.3	12.8	12.2	10.9
BL-Eau peu profonde	22.9	26.2	27.5	23.3	24.3	20	26.1	22.1
BL-Océan profond	0.5	1	-0.1	1.4	1.1	-0.1	1.3	1.3
Atlantique	9.9	12.4	13.6	14.2	15.3	15.5	14.5	12
Pacifique	10.4	10.8	10.8	16.2	13.1	17.5	15.1	12.3
Indien	7	8	11.8	13.6	12.3	9	11.1	9.9
Méditerranée	13.3	10.4	11.2	23.5	18.9	24.8	17.5	21.4

TAB. 8.5 – Gain en variance moyen apporté par la nouvelle correction MOG2D-G P+V, pour les années 1993 à 2000, aux CO T/P. Le gain est exprimé en pourcentage de réduction de variance supplémentaire par rapport à la correction classique du BI : $(Var(CO - BI) - Var(CO - modle))/Var(CO - BI)$, où $Var(x)$ est la variance de x .

On note effectivement une amélioration du gain en variance au cours du temps, quelle que soit la zone géographique considérée. Il apparaît notamment une différence nette entre les statistiques antérieures à 1995 et celles de 1996 et au delà. On attribue cette évolution des statistiques du modèle à l'amélioration simultanée du modèle météorologique ECMWF qui nous fournit les champs de forçage de pression et de vent. Un changement important au niveau du schéma d'assimilation a été introduit dans le modèle météorologique à la fin de l'année 1995, qui expliquerait ces différences. Il existe en fait de fortes disparités entre la composition du signal atmosphérique avant et après 1995, avec une variabilité plus importante dans l'océan sud et le Pacifique nord, et un signal plus faible dans l'Atlantique nord, après 1995.

8.2.4 Application aux résidus altimétriques

Nous avons utilisé les données le long des traces du satellite T/P sur la période 1993-2001, pour mener cette étude. Les résidus along-track ont été reconstruits par la méthode des traces moyennes. Les mesures ont été corrigées des corrections, instrumentales et géophysiques classiques, auxquelles on a rajouté une correction de surface moyenne (MSS-CLS 98).

⁶Il faut noter que la base de points de croisement utilisée ici est incomplète pour l'année 2000 car il manque une partie de l'été austral (novembre-décembre). Les statistiques de cette année 2000 ne sont donc pas directement comparables avec celles des autres années

L'approche en terme de réduction de variance est similaire à l'application aux points de croisement décrite au paragraphe précédent. Notons que si la résolution temporelle de ce jeu de données est moindre (pas de temps de 10 jours), la résolution spatiale est plus dense avec une mesure tous les 7 km le long des traces, soit environ 794766 points au maximum. Cette approche permet donc de visualiser avec plus de précision la variabilité spatiale de la réponse océanique aux périodes supérieures à 20 jours.

Statistiques moyennes sur toute la période 1993-2001

Le tableau 8.6 rassemble les résultats obtenus pour les résidus altimétriques T/P, sur la période 1993-2001.

	observations sans cor- rection	correction par le BI	correction par MOG2D-G (P+V)	correction par MOG2D-G (P + V) _{HF}
Variance résiduelle (cm^2)	259.2	110.6	103.1	107.2
Réduction de variance (%)		57.3 % de réduction par rapport au signal brut	6.8 % de réduction sup- plémentaire par rapport à la coorection de BI	3 % de réduction sup- plémentaire par rapport à la correction de BI

TAB. 8.6 – Variance résiduelle (cm^2) et pourcentage de réduction de variance pour les résidus along-track, lorsque l'on applique les différentes corrections : le BI classique, le modèle P+V, ou la correction hautes fréquences $(P+V)_{HF}$. Le cas sans aucune correction est donné à titre de comparaison.

Le gain en variance total sur les résidus altimétriques est de quasiment 7 % ($7.5 cm^2$) lorsque l'on applique la correction du modèle MOG2D-G P+V, et de 3 % ($3.4 cm^2$) quand on corrige uniquement avec les hautes fréquences du modèle.

La répartition géographique de ce gain est donnée sur les figures 8.8 et 8.9, pour l'année 1999. On note que le gain en variance aux résidus a un maximum quatre fois plus faible avec la correction $(P + V)_{HF}$ par rapport à la correction complète P+V : seulement $25 cm^2$ contre $100 cm^2$. L'océan a donc une réponse dynamique importante aux basses fréquences (périodes supérieures à 20 jours).

A première vue, cette répartition géographique du gain n'est pas homogène aux résidus T/P ; et on reconnaît les mêmes structures que sur la figure 8.5 pour les points de croisements.

Le gain le plus important (jusqu'à $100 cm^2$) est localisé dans les zones de petits fonds : golfe de Carpentarie, Indonésie, mer de Chine, détroit de Béring, baie d'Hudson, plateau de Patagonie, plateau Européen et mer du Nord. On reconnaît aussi les zones de forte réduction de variance en plein océan et aux hautes latitudes, qui correspondent aux zones de forte variabilité du IBD : au sud-ouest de l'Australie, sud-est du Pacifique, sud des îles Aléoutiennes et dans l'Atlantique sud.

On observe un gain nul voire une dégradation des résultats (zones bleues) dans la zone inter-tropicale de l'océan Indien et du Pacifique. Sur cette carte annuelle, on voit aussi apparaître un peu de variabilité (rouge foncé et bleu foncé) spatiale au niveau des grand courants océaniques

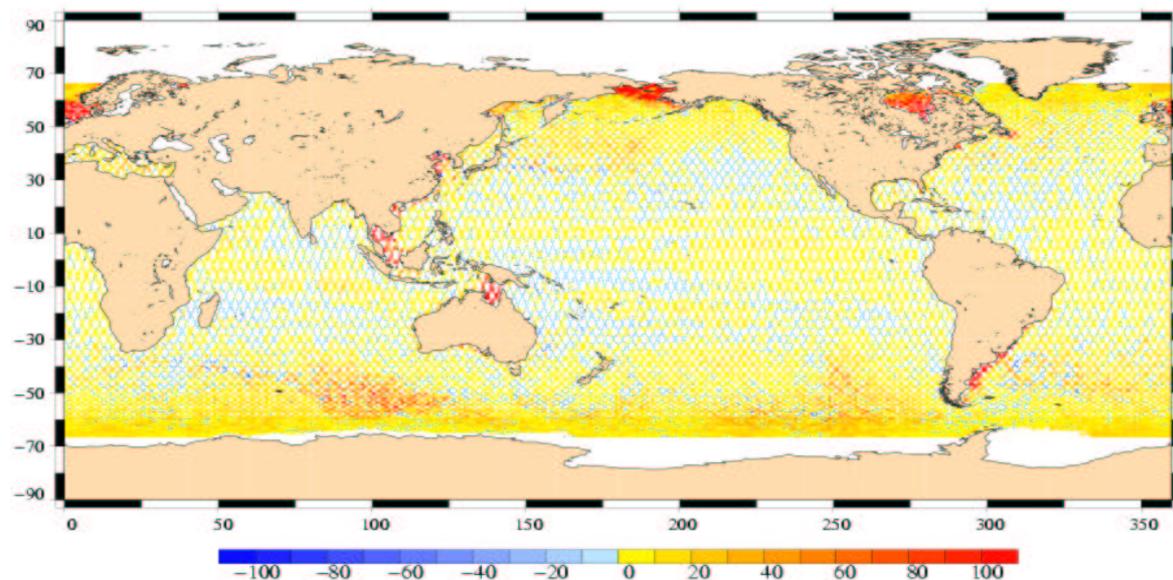


FIG. 8.8 – Gain en variance de la nouvelle correction MOG2D-G P+V, sur les résidus altimétriques T/P, pour l'année 1999 (cm^2).

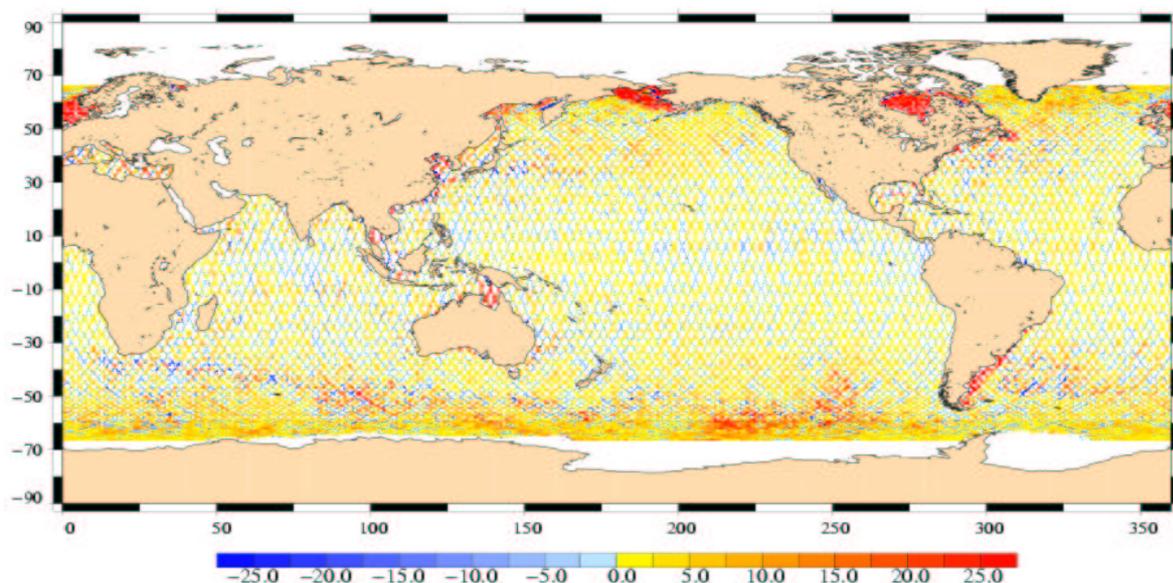


FIG. 8.9 – Gain en variance de la nouvelle correction hautes fréquences $(P + V)_{HF}$, sur les résidus altimétriques T/P, pour l'année 1999 (cm^2).

(Courant Circum Polaire, Kuroshio, Gulf Stream, convergence du Brésil et des Malouines).

Variabilité annuelle et saisonnière

La figure 8.10 donne l'évolution du signal résiduel d'anomalie du niveau de la mer (notée SLA) après application des différentes corrections de BI, P+V et $(P + V)_{HF}$, en fonction du temps.

On retrouve la meilleure performance du modèle par rapport au BI, P+V étant légèrement plus efficace que $(P + V)_{HF}$. L'impact du modèle est par ailleurs très stable sur la période d'étude.

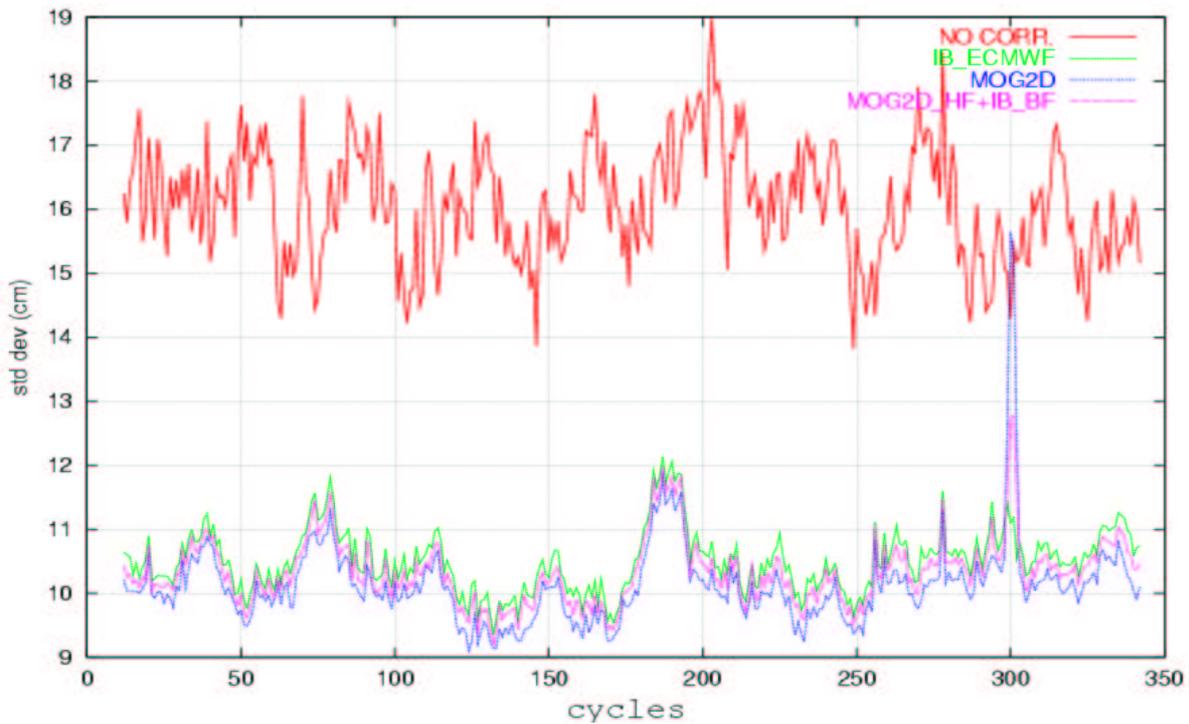


FIG. 8.10 – Signal résiduel moyen (écart type en cm) d’anomalies du niveau de la mer T/P en fonction des cycles T/P sur la période 1993-2001. Rouge : signal non corrigé ; Vert : signal corrigé du BI ; Bleu : signal corrigé par le modèle MOG2D-G P+V ; Mauve : signal corrigé par la correction hautes fréquences ($(P + V)_{HF}$).

Notons que l’amplitude de la variabilité du signal est plus forte quand on considère les résidus altimétriques, ce qui est probablement dû à l’application de la correction de surface moyenne (MSS-CLS 98) qui tend à décentrer le signal. De plus, à la différence des données aux points de croisement, aucun cycle annuel clair n’apparaît dans ces séries résiduelles d’anomalies du niveau de la mer. Par contre, on observe la signature de l’événement El Niño en 1997, qui se traduit par un pic d’amplitude de la SLA important (jusqu’à 12 cm pour les cycles 159-194). La répartition spatiale des points de mesures des résidus altimétriques est beaucoup plus homogène (plus de points mieux répartis sur l’océan global) que celle des points de croisement, et notamment le nombre de mesures aux basses latitudes reste important par rapport aux hautes latitudes : cela explique probablement que l’on visualise mieux la variabilité dans la zone intertropicale (signature El Niño) avec les résidus, tandis que la variabilité globale des CO est dominée par celle des hautes latitudes.

8.3 Synthèse

L’intérêt de l’utilisation des sorties d’un modèle barotrope pour corriger les données altimétriques est évident. Une telle correction est destinée à mieux prendre en compte les effets hautes fréquences (périodes inférieures à 20 jours) qui sont aliasés dans les données T/P et Jason.

Nous avons testé l’apport de la nouvelle correction donnée par le modèle hydrodynamique MOG2D-G développé au LEGOS (*Carrère et Lyard, 2003*), sur quasiment toute la période T/P (1993-2001). Deux jeux de corrections ont été testés : la correction constituée de la totalité du signal du modèle (P+V), ou bien la correction ne prenant en compte que les hautes

fréquences (périodes inférieures à 20 jours) du modèle auxquelles on rajoute la partie basses fréquences du baromètre inverse (notée $(P + V)_{HF}$). La correction de référence est celle du baromètre inverse qui a été calculé à partir des champs de pression ECMWF, ce qui permet d'être cohérent avec le forçage des modèles.

On observe donc que l'utilisation d'un modèle barotrope pour corriger les données altimétriques permet de réduire plus efficacement la variance résiduelle qu'une correction de BI classique. Le gain en variance de la correction est légèrement supérieur quand on prend en compte la totalité du modèle plutôt que la correction hautes fréquences seule.

Cette étude montre que MOG2D-G permet de réduire la variabilité aux points de croisement de 9.6 cm^2 (soit 16.5 %) sur la période entière 1993-2001. La réduction est de 7 cm^2 (12 %) quand on considère la correction hautes fréquences. Sur cette même période 1993-2001, le gain en variance aux résidus altimétriques T/P est un peu plus faible qu'aux points de croisement avec 7.5 cm^2 (6.8 %) et 3.4 cm^2 (3 %), respectivement pour la correction totale et la correction hautes fréquences. Ces différences s'expliquent probablement par l'utilisation de niveaux de références différents pour les points de croisement (niveau moyen sur la période considérée), et pour les résidus (anomalies du niveau de la mer par rapport à une surface moyenne donnée par MSS-CLS-98).

De plus, le gain en variance obtenu en remplaçant la correction de BI classique par le modèle barotrope n'est pas réparti de façon homogène sur l'océan global. En effet le gain est maximum aux hautes latitudes où le signal océanique est très énergétique, notamment dans les zones où les effets du vent s'amplifient sur la bathymétrie, et dans les régions de faible profondeur ; il peut dépasser 100 cm^2 .

Dans la zone intertropicale, qui est peu énergétique, l'effet des nouvelles corrections reste globalement très limité avec seulement 3 à 4 % (soit environ 2 cm^2) de gain par rapport au BI. De plus les basses latitudes ayant une réponse essentiellement barocline au forçage météorologique, les modèles barotropes ont tendance à dégrader très faiblement les résultats dans la zone équatoriale des océans Indien et Pacifique-est.

On a aussi montré une stabilité certaine des résultats sur la période d'étude 1993-2001, avec une amélioration au cours du temps, attribuée à l'évolution du modèle ECMWF.

De manière générale, les résultats obtenus dans cette étude vont dans le même sens que ceux des études précédentes portant sur le modèle PPHA (*Hirose et al., 2001; Dorandeu et al., 2001*), à savoir que les modèles barotropes induisent un gain de variance bien supérieur à la correction de baromètre inverse classique.

Une comparaison entre les performances de MOG2D-G et celles du modèle PPHA du Jet Propulsion Laboratory (*Ponte, 1993; Hirose et al., 2001*) sur l'année 2001, a aussi été réalisée ; les résultats sont donnés en annexe C.

Chapitre 9

Optimisation des paramètres du modèle

Le travail présenté dans ce chapitre consiste en l'évaluation de l'impact de différents paramètres (dissipation, résolution) sur le comportement du modèle MOG2D-G. Nous avons testé en particulier la dissipation, avec la prise en compte de la génération des ondes internes ou du cisaillement induit par le forçage du vent dans la couche de mélange, un forçage à plus haute résolution spatiale et un maillage éléments finis raffiné. L'impact de ces paramètres est évalué à travers la comparaison des sorties du modèle avec les données in situ et/ou altimétriques, suivant la pertinence des comparaisons.

9.1 Paramètres de dissipation

Nous présentons ici les résultats relatifs à la prise en compte des différents termes de dissipation décrits aux chapitres 3 et 5. La dissipation minimale incluse dans MO2D-G est constituée du frottement sur le fond (paramétrisation quadratique) et de la viscosité (schéma de Smagorinsky, avec une viscosité moyenne de $90 \text{ m}^2/\text{s}$ seulement). Dans le but de compléter la modélisation de la dissipation et de rendre le modèle plus réaliste, nous avons rajouté le phénomène de dissipation par transfert d'énergie du mode barotrope aux modes baroclines à travers la génération d'ondes internes sur les fortes pentes de la bathymétrie (OI), ou encore la dissipation due au cisaillement des couches de surface induit par le forçage du vent (shear drag).

Nous avons donc réalisé plusieurs simulations globales prenant en compte ces divers paramètres, sur l'année test 1995. La dissipation est un phénomène très important dans les zones peu profondes ; d'autre part, les nouveaux termes introduits ont aussi tendance à augmenter le taux de dissipation dans l'océan profond. Les résultats sont donc confrontés à la fois aux bases de données marégraphiques (WM142) et altimétriques (points de croisement T/P, notés CO). Ces bases de données sont décrites dans l'annexe A.

Comme précisé dans le chapitre 5, la paramétrisation de la génération des ondes internes fait intervenir un coefficient de 'tuning'. Sa valeur optimale a été déterminée empiriquement sur des simulations de la marée océanique seule, que nous avons comparées aux données marégraphiques et au modèle spectral de marées FES 99 (*Lefèvre et al., 2002*). Ce coefficient OI a donc été fixé à 1000.

De la même façon, la paramétrisation du cisaillement dans la couche de mélange fait inter-

venir un coefficient de cisaillement. Diverses valeurs de ce coefficient ont été testées, entre 0.1 et 0.001. La figure 9.1 montre les résultats obtenus pour les sites de Kerguelen et Duck-Pie, caractérisés par un forçage du vent important. Le tableau 9.1 synthétise les statistiques obtenues avec des coefficients de 0.01 et 0.001, aux points de croisement T/P. Nous avons finalement choisi de prendre une valeur de 0.01, qui permet de se rapprocher le mieux des observations.

zone	Météo, Marée, OI, Shear Drag (0.01)	Météo, Marée, OI, Shear Drag (0.001)
Océan Global	9.2	8.4
Hautes Latitudes	10.6	9.8
Basses Latitudes	1.9	1.6
Eau peu profonde	34.1	34
Océan profond	7.6	6.8
HL-Eau peu profonde	35.1	35.1
HL-Océan profond	9.1	8.2
BL-Eau peu profonde	29.4	29
BL-Océan profond	0	-0.3
Atlantique	11.3	10.8
Pacifique	7.1	6
Indien	9.6	8.7

TAB. 9.1 – Comparaison de l’effet de différents coefficients de Shear Drag aux CO T/P : pourcentage de réduction de la variance résiduelle aux CO T/P, lorsqu’on applique la correction donnée par MOG2D-G, pour l’année 1995. L’amélioration est calculée en sus de la réduction induite par la correction de BI.

Les tableaux 9.2 et 9.3 synthétisent les résultats obtenus pour les différents tests aux marégraphes, respectivement pour le signal non filtré et pour le signal hautes fréquences (HF¹). Les statistiques aux points de croisement T/P sont rassemblées dans le tableau 9.4.

Ces résultats montrent clairement l’importance de la prise en compte des termes de dissipation testés. La paramétrisation de la dissipation par génération d’ondes internes permet d’augmenter le gain en variance aux marégraphes et aux points de croisement de 1 à 6 %. Le gain aux marégraphes est maximal dans l’océan Indien et aux basses latitudes², dans la gamme des hautes fréquences. Aux CO T/P, on note une amélioration plus faible avec un pic à $\sim 1\%$ dans l’océan Indien, dans l’océan profond³ et aux basses latitudes. Ces statistiques sont cohérentes avec la distribution du taux de dissipation du terme de génération d’ondes internes ; en effet, la dissipation la plus importante reste localisée dans les zones où il existe de forts gradients de topographie sous-marine, donc essentiellement entre 30°S et 30°N et dans l’océan Indien.

La prise en compte de la dissipation induite par le forçage du vent dans la couche de mélange,

¹HF : signal hautes fréquences aliasé par l’échantillonnage T/P, ie périodes comprises entre 0.5 jours et 20 jours.

²basses latitudes : latitudes entre 30°S et 30°N, notées BL ; hautes latitudes : au delà de 30°S et 30°N, notées HL.

³océan peu profond : profondeurs inférieures à 1000 m ; océan profond : profondeurs supérieures à 1000 m.

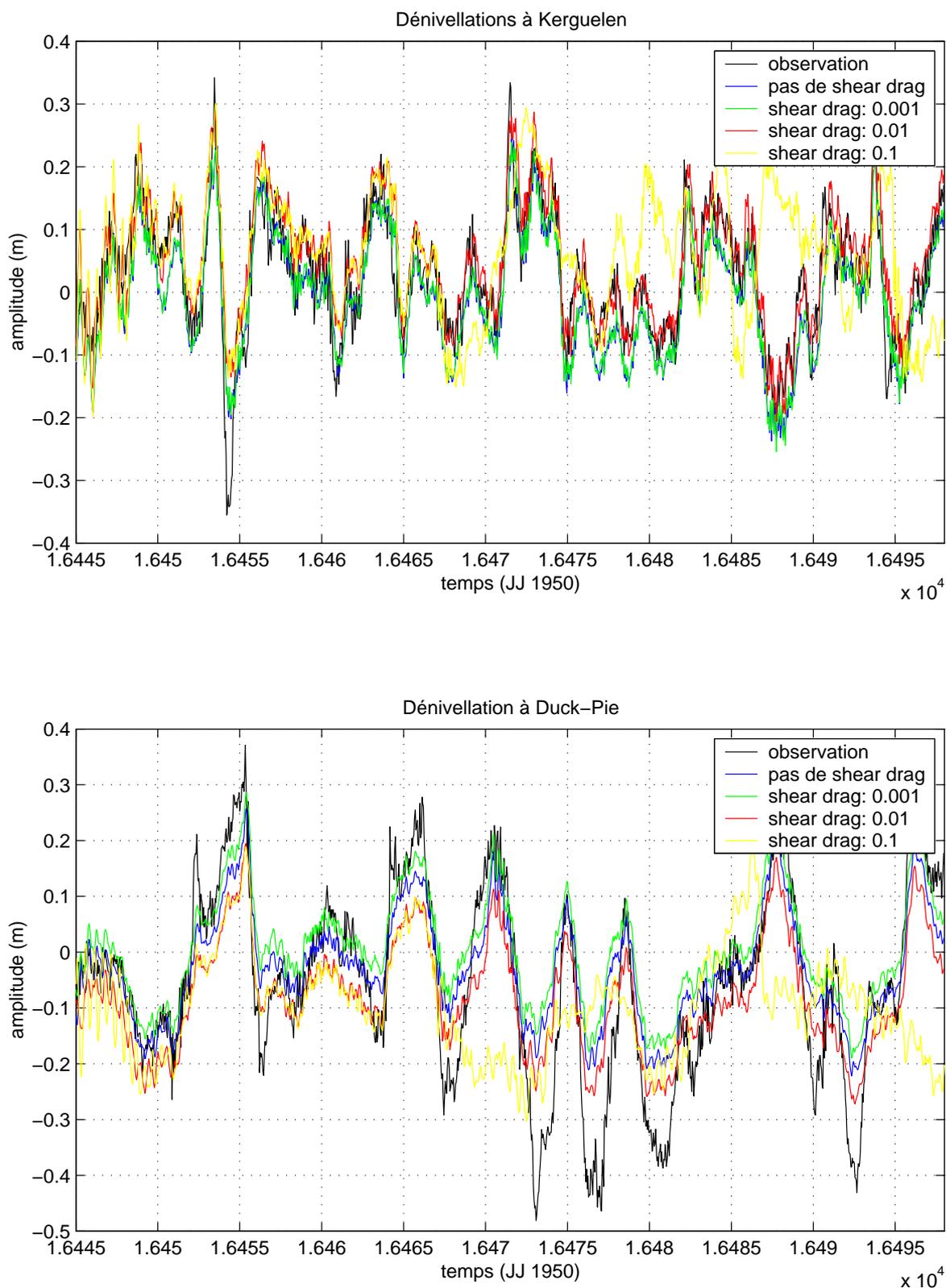


FIG. 9.1 – Comparaison des simulations incluant ou non la paramétrisation de la dissipation due au vent par cisaillement dans la couche de mélange (notée shear drag), avec les observations, aux marégraphes de Kerguelen et Duck-Pie.

zone	Météo, Marée	Météo, Marée, OI	Météo, Marée, OI, Shear Drag	Météo, bg speed, OI, Shear Drag
Océan Global	20.7	21.6	21.8	21.4
Hautes Latitudes	31.3	31.9	32.2	31.3
Basses Latitudes	5.6	6.7	6.8	7
Marégraphes côtiers	37.2	37.4	37.4	36.4
Marégraphes s/îles	7	8.2	8.7	8.5
HL-côtiers	42.6	42.2	42.3	41.3
HL-îles	12.5	14.6	15.4	14.7
BL-côtiers	14.4	17	16.7	17.1
BL-îles	3.3	3.9	4.2	4.1
Atlantique	44.4	45.6	45.8	44.8
Pacifique	6.3	6.9	7.2	7.1
Indien	16.1	20.2	21.2	20.5

TAB. 9.2 – Comparaison de l’effet de la prise en compte des termes d’ondes internes, de shear drag, de la marée, aux marégraphes : pourcentage de réduction de la variance résiduelle non filtrée, lorsqu’on applique la correction donnée par MOG2D-G, pour l’année 1995. L’amélioration est calculée en sus de la réduction induite par la correction de BL. bg speed = vitesse de background (définie au chapitre 3)

zone	Météo, Marée	Météo, Marée, OI	Météo, Marée, OI, Shear Drag	Météo, bg speed, OI, Shear Drag
Océan Global	44.6	47	47.1	46.1
Hautes Latitudes	53	54.5	54.7	52.9
Basses Latitudes	16.7	21.7	21.6	23.3
Marégraphes côtiers	53.2	55.5	55.5	54.1
Marégraphes s/îles	29.8	32.4	32.8	32.2
HL-côtiers	58.8	60.4	60.6	58.9
HL-îles	39.4	41.1	41.2	39.2
BL-côtiers	21.6	28.1	26.5	28.4
BL-îles	13.3	17.3	18.1	19.4
Atlantique	61.2	63	63.1	61.2
Pacifique	22	25	24.9	25.3
Indien	37.8	43.7	44.6	42.8

TAB. 9.3 – Comparaison de l’effet de la prise en compte des termes d’ondes internes, de shear drag, de la marée, aux marégraphes : pourcentage de réduction de la variance résiduelle HF, lorsqu’on applique la correction donnée par MOG2D-G, pour l’année 1995. L’amélioration est calculée en sus de la réduction induite par la correction de BL. bg speed = vitesse de background (définie au chapitre 3)

zone	Météo, Marée	Météo, Marée, OI	Météo, Marée, OI, Shear Drag	Météo, bg speed, OI, Shear Drag
Océan Global	7.4	8.2	9.2	9.3
Hautes Latitudes	8.7	9.5	10.6	10.7
Basses Latitudes	0.7	1.3	1.9	2.1
Eau peu profonde	33.6	34.1	34.1	35.6
Océan profond	5.8	6.6	7.6	7.7
HL-Eau peu profonde	34.7	35.2	35.1	36.8
HL-Océan profond	7.2	7.9	9.1	9.1
BL-Eau peu profonde	28.4	29.2	29.4	29.6
BL-Océan profond	-1.2	-0.6	0	0.2
Atlantique	10.5	10.9	11.3	11.6
Pacifique	4.9	5.7	7.1	7.1
Indien	7.2	8.2	9.6	9.7

TAB. 9.4 – Comparaison de l’effet de la prise en compte des termes d’ondes internes, de shear drag, de la marée, aux CO T/P : pourcentage de réduction de la variance résiduelle, lorsqu’on applique la correction donnée par MOG2D-G, pour l’année 1995. L’amélioration est calculée en sus de la réduction induite par la correction de BI. bg speed = vitesse de background (définie au chapitre 3)

permet aussi d’augmenter légèrement le gain en variance pour les deux bases de données. L’apport aux marégraphes reste faible avec un maximum dans l’océan Indien ($\sim 1\%$). Le gain aux CO T/P atteint 1.5% dans l’Indien et le Pacifique ainsi que dans l’océan profond aux hautes latitudes, ce qui est cohérent avec le fait que le forçage du vent et donc l’énergie de mélange qu’il induit sont maximum aux hautes latitudes et notamment dans tous le sud des océans.

La dernière colonne dans les différents tableaux ci-dessus permet de voir l’impact de la prise en compte de la marée océanique dans les simulations. Dans le cas où la marée n’est pas incluse, une vitesse de background de 5 cm/s permet d’avoir une dissipation correcte et des résultats proches des observations. Notons que l’inclusion du potentiel astronomique dans le forçage du modèle permet d’avoir des sorties a priori plus réalistes. La comparaison aux marégraphes fait ressortir un gain maximal pour les marégraphes côtiers et pour les hautes latitudes. Ce gain globalement positif aux marégraphes était prévisible puisque la prise en compte des marées océaniques permet d’avoir des courants barotropes plus réalistes dans les zones côtières, et donc une dissipation par frottement sur le fond à priori optimisée dans ces zones et au niveau des marches des plateaux continentaux. Par contre, on note une légère détérioration au niveau des basses latitudes ; mais comme nous l’avons vu au cours des chapitres précédents cette zone est peu énergétique et la réponse de l’océan y a une composante barocline non négligeable (*Fukumori et al., 1998*). La comparaison aux CO T/P montre des résultats très similaires globalement, que l’on considère ou non le forçage astronomique des marées ; la dissipation par le cisaillement dû au vent (shear drag) permet de dissiper suffisamment en plein océan. Cependant, il apparaît que les statistiques aux CO T/P dans les zones de profondeur $< 1000\text{ m}$ sont légèrement détériorées par la correction incluant la marée : en fait, la différence de réduction de variance aux points de croisement entre les 2 tests (avec et sans marée), est du même ordre de grandeur que le bruit introduit par la marée, soit 1 cm environ. A titre d’exemple, le résidu de marée aux points 177.4E/17.6S et 70.2E/49.3S

est représenté sur la figure 9.2 ; on note un effet transitoire (5 jours environ) qui correspond à la mise en place de la marée dans le modèle MOG2D-G. L'impact de la marée océanique sur les sorties du modèle reste donc localisé dans les zones côtières (données marégraphiques).

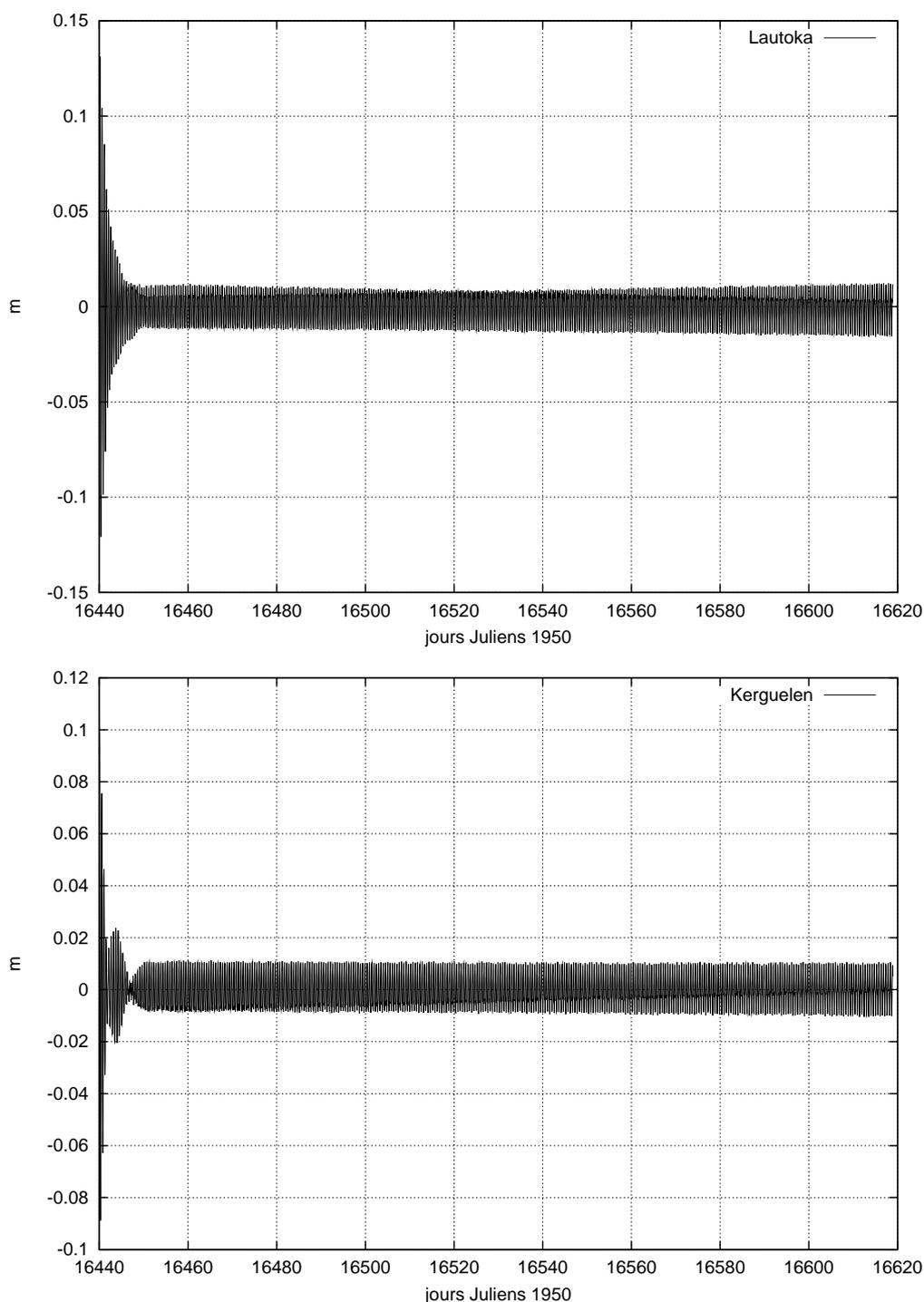


FIG. 9.2 – Résidus de marée aux points 177.4E/17.6S (Lautoka) et 70.2E/49.3S (Kerguelen)

9.2 Forçage à $0.5^\circ \times 0.5^\circ$

Il s'agit ici de tester l'impact d'un forçage à plus haute résolution spatiale sur les sorties du modèle. A partir de Novembre 1998, les données ECMWF sont disponibles sur une grille deux fois plus fine de $0.5^\circ \times 0.5^\circ$. Nous avons donc réalisé une simulation globale forcée par ces champs ECMWF sur l'année 1999. La grille éléments finis reste inchangée, avec des mailles allant de 20 km près des côtes à 400 km au maximum en plein océan.

Les résultats sont comparés aux données marégraphiques (WM142) et altimétriques (CO T/P).

Une première remarque porte sur l'amplitude de la variance résiduelle aux marégraphes et aux points de croisement : la correction de BI a sensiblement le même effet que l'on considère les données basse résolution ou haute résolution, ce qui est cohérent avec le fait que seule la résolution spatiale du forçage a changé.

Les pourcentages de réduction de variance correspondants aux différentes corrections MOG2D-G testées, sont rassemblés dans les tableaux 9.5 et 9.6. Les statistiques aux marégraphes montrent que la correction issue du forçage HR est globalement plus efficace que celle issue du forçage classique à $1^\circ \times 1^\circ$, de quelques %. Comme on pouvait s'y attendre, les écarts les plus importants sont localisés aux hautes latitudes qui sont les plus énergétiques, ainsi que dans les zones côtières. Le gain aux marégraphes obtenu en utilisant un forçage à plus haute résolution spatiale est plus important si on se restreint à la gamme des hautes fréquences : 5 % de gain en moyenne contre seulement 2 % pour le signal non filtré.

zone	signal total		signal HF	
	Forçage BR	Forçage HR	Forçage BR	Forçage HR
Océan Global	21.2	23.4	35.8	41.1
Hautes Latitudes	27.9	30.7	38.4	43.6
Basses Latitudes	6.1	7.1	18.5	24.6
Marégraphes côtiers	30.1	33.5	38.8	44.5
Marégraphes s/îles	10.5	11.5	27.8	32.2
HL-côtiers	33.2	36.5	40.4	45.4
HL-îles	17.6	19.5	31.6	37.4
BL-côtiers	13.8	17.4	19.2	32.9
BL-îles	3.1	3.1	17.9	18.6
Atlantique	40.6	44.4	54.2	60.8
Pacifique	9.9	11.7	20.5	28.1
Indien	11.2	13.6	29.3	41.3

TAB. 9.5 – Comparaison de l'effet du forçage BR et HR aux marégraphes : pourcentage de réduction de la variance résiduelle (signal total et HF), lorsqu'on applique la correction donnée par MOG2D-G, pour l'année 1999. L'amélioration est calculée en sus de la réduction induite par la correction de BI.

En ce qui concerne les points de croisement T/P, les statistiques correspondant aux deux corrections testées sont très proches sur l'océan global, avec un léger avantage pour la simulation forcée par les données haute résolution : le gain le plus important ($\sim 1\%$) est localisé dans les zones d'eau peu profonde ($H < 1000$ m), tandis que les deux corrections donnent des

résultats identiques dans l’océan profond. Ces statistiques aux CO T/P sont donc cohérentes avec celles obtenues aux marégraphes.

Le maillage éléments finis utilisé est raffiné près des côtes (mailles jusqu’à 20 km de côté), ce qui permet au modèle de tenir compte des nouvelles informations contenues dans le forçage haute résolution, et explique donc l’impact plus important du forçage HR dans ces régions côtières.

zone	Forçage BR	Forçage HR
Océan Global	9.8	9.8
Hautes Latitudes	11.2	11.3
Basses Latitudes	2.4	2.4
Eau peu profonde	31.8	32.6
Océan profond	8.5	8.5
HL-Eau peu profonde	33.3	34.2
HL-Océan profond	9.9	9.9
BL-Eau peu profonde	23.6	23.9
BL-Océan profond	1.1	1.1
Atlantique	12.2	12.5
Pacifique	10.7	10.7
Indien	8.1	8.1

TAB. 9.6 – Comparaison de l’effet du forçage BR et HR aux CO T/P : pourcentage de réduction de la variance résiduelle, lorsqu’on applique la correction donnée par MOG2D-G, pour l’année 1999. L’amélioration est calculée en sus de la réduction induite par la correction de BI.

9.3 Maillage raffiné

Le maillage éléments finis moyenne résolution⁴ utilisé dans nos simulations MOG2D-G, est constitué de cellules pouvant aller jusqu’à 400 km de côté dans l’océan profond. Cela peut poser quelques problèmes de précision et de résolution de la dynamique dans ces zones, et notamment dans les larges régions de l’océan profond caractérisées par une forte variabilité du signal dynamique (IBD) : au sud-est de l’Australie, au sud-ouest du Pacifique, au sud de l’Atlantique. L’objectif est donc ici de tester l’impact de la prise en compte d’une grille raffinée sur les solutions du modèle.

Un test préliminaire a donc été réalisé en raffinant la grille uniquement dans les zones citées précédemment, car les temps de calculs deviennent vite prohibitifs. Le nombre de noeuds a donc été multiplié par 3 dans les régions du sud-est de l’Australie, du sud-ouest du Pacifique, et dans l’Atlantique. La taille maximale des maille est donc réduite à ~ 100 km. Ce nouveau maillage (noté HR1) compte 84893 noeuds ; la grille est donnée sur la figure 9.3.

Pour ce test réalisé sur l’année 1999, la comparaison aux observations altimétriques couvrant l’océan global est la plus pertinente, puisque les modifications introduites concernent seulement l’océan profond. Les statistiques aux points de croisement sont rassemblées dans le

⁴Les détails sur la maillage MOG2D-G sont donnés dans le chapitre 3.

tableau 9.7. Nous donnons toutefois à titre d'information, les comparaisons aux marégraphes (WM142) pour le signal total (cf. tableau 9.8).

zone	Maillage classique	Maillage HR1
Océan Global	10.1	10.3
Hautes Latitudes	11.6	11.8
Basses Latitudes	2.7	2.7
Eau peu profonde	34.9	34.8
Océan profond	8.7	8.9
HL-Eau peu profonde	37	36.6
HL-Océan profond	10	10.3
BL-Eau peu profonde	23.6	24.6
BL-Océan profond	1.5	1.5
Atlantique	12.8	13
Pacifique	11.1	11.5
Indien	8.4	8.4
Atlantique HL-sud	7.1	7.2
Pacifique HL-sud est	20.7	21.7
Indien HL-sud	10.4	10.5

TAB. 9.7 – **Comparaison de l'effet des maillages classique et HR1 aux CO T/P : pourcentage de réduction de la variance résiduelle, lorsqu'on applique la correction donnée par MOG2D-G, pour l'année 1999. L'amélioration est calculée en sus de la réduction induite par la correction de BI.**

La comparaison aux points de croisement T/P montre des résultats en faveur de la correction issue de la simulation HR1 par rapport au maillage classique, même si les différences ne sont pas très significatives. On note toutefois une réduction de variance plus importante pour la correction haute résolution, avec un gain maximal de 1 % sur la zone du Pacifique sud-est, où la grille a été raffinée.

D'autre part, les deux corrections testées (maillage HR1 et maillage classique) donnent des performances aux marégraphes quasiment identiques. Le modèle HR1 s'avère tout de même plus proche des observations dans l'océan Indien, avec un gain de 3 %, par rapport au modèle moyenne résolution classique. Cela s'explique probablement par le fait que les marégraphes de l'océan Indien sont majoritairement situés sur des îles, dont certaines sont proches de la zone où le maillage a été raffiné.

La différence de résolution entre les deux maillages testés est limitée du point de vue du nombre de noeuds et de la localisation du raffinement. Cela explique probablement la similitude des résultats obtenus. Nous avons envisagé de tester un maillage très haute résolution (THR), contenant 3 fois plus de noeuds à l'échelle globale et correspondant au maillage du modèle FES 2000 développé au LEGOS (*Lefèvre 2000*). Cependant, les moyens de calcul disponibles actuellement, ainsi que le manque de temps, ne nous permettent pas de mener à bien cette simulation THR pour le moment.

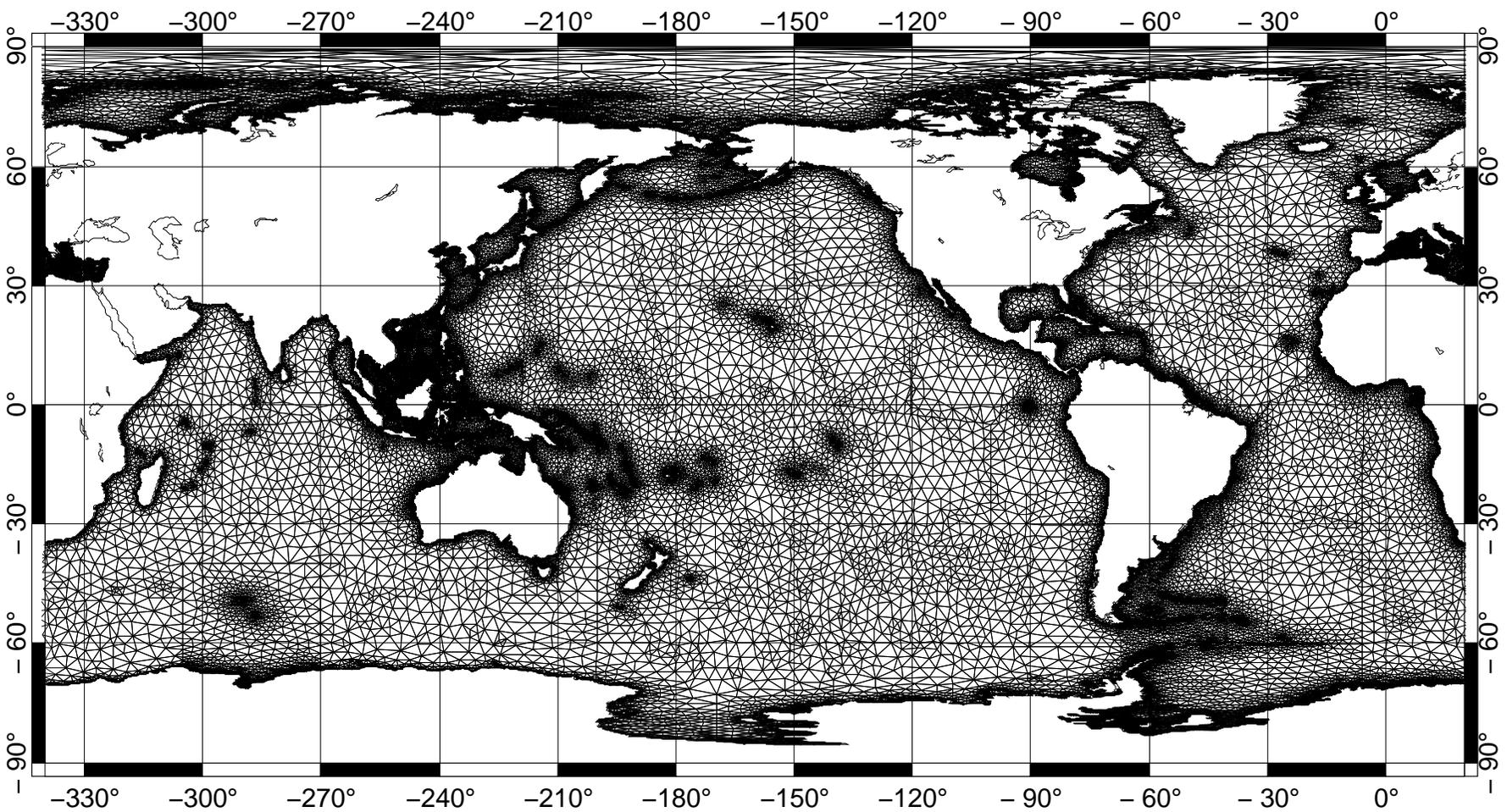


FIG. 9.3 – Maillage haute résolution, noté HR1.

zone	Maillage classique	Maillage HR1
Océan Global	40.1	39.7
Hautes Latitudes	42.3	42.1
Basses Latitudes	25.1	23.5
Marégraphes côtiers	42.9	42.5
Marégraphes s/îles	32.6	32.4
HL-côtiers	43.6	43.5
HL-îles	37.9	37.5
BL-côtiers	33.9	29.8
BL-îles	18.7	18.9
Atlantique	60.3	59.1
Pacifique	27.9	27.1
Indien	38.4	41.5

TAB. 9.8 – Comparaison de l’effet des maillages classique et HR1 aux marégraphes : pourcentage de réduction de la variance résiduelle totale, lorsqu’on applique la correction donnée par MOG2D-G (maillage classique ou HR1), pour l’année 1999. L’amélioration est calculée en sus de la réduction induite par la correction de BI.

9.4 Synthèse

Ce chapitre a été l’occasion de faire le bilan des différents tests réalisés dans le but d’optimiser les paramètres du modèle MOG2D-G. Les principales investigations ont porté sur la dissipation et sur la résolution du forçage et du maillage éléments finis.

Les résultats montrent l’intérêt de la prise en compte des phénomènes de dissipation baroclines, même si ceux-ci sont grossièrement paramétrisés dans le modèle barotrope : les deux nouvelles sources de dissipations ajoutées sont la génération d’ondes internes sur les fortes pentes de la bathymétrie, et le cisaillement au niveau de la couche de mélange océanique. Les coefficients optimaux ont été déterminés empiriquement et sont respectivement de 1000 et 0.01 pour les deux paramétrisations citées.

D’autre part, on a montré que la prise en compte des marées océaniques dans les simulations permettait d’augmenter légèrement le gain en variance aux marégraphes, essentiellement aux hautes latitudes. Le gain aux points de croisement T/P reste quant-à lui similaire que l’on introduise ou non le potentiel de marées dans le forçage du modèle.

Nous avons aussi testé l’impact d’un forçage plus haute résolution ($0.5^\circ \times 0.5^\circ$ au lieu de $1^\circ \times 1^\circ$) sur les sorties du modèle. Cet impact est important près des côtes où le maillage éléments finis est raffiné (mailles jusqu’à 20 km) donc capable de tenir compte des informations supplémentaires introduites par le forçage à $0.5^\circ \times 0.5^\circ$. En plein océan le forçage HR donne des résultats identiques à ceux du forçage basse résolution.

Enfin, nous avons évalué l’impact d’un maillage éléments finis de plus haute résolution. A cause des temps de calculs trop importants, nous nous sommes limités à raffiner le maillage initial dans certaines zones de plein océan, caractérisées par une forte variabilité de la réponse dynamique océanique. Le nouveau maillage, noté HR1, compte seulement 500 noeuds de plus. L’application des corrections (maillage classique et HR1) aux points de croisement T/P montre des résultats très similaires, avec une légère amélioration de la réduction de va-

riance essentiellement localisée dans les régions où le maillage a été raffiné. L'impact de ce maillage HR1 reste donc assez faible, et nous conforte dans l'idée de tester à cours terme un maillage très haute résolution comptant environ 3 fois plus de noeuds que le maillage initial (maillage du modèle FES 2000, *Lefèvre 2000*).

Chapitre 10

Applications géophysiques

Cette partie consiste en l'application du nouveau modèle MOG2D-G, décrit et validé dans les chapitres précédents, pour l'étude de différents thèmes géophysiques. Plus précisément, nous nous intéressons au problème de l'excitation de la rotation de la Terre par l'atmosphère et l'océan, au phénomène des marées radiationnelles (S_1 , S_2 , S_a) et à l'impact de la correction du modèle sur les cartes de variabilité à 10 jours T/P.

10.1 Fonctions d'excitation de la rotation de la Terre (OAM)

L'étude du moment angulaire de l'océan (noté OAM) est importante pour la compréhension de la variabilité du mouvement de rotation de la Terre. D'autre part, l'étude de l'impact de ces signaux d'excitation océanique sur le mouvement polaire ¹ (PM) et la longueur du jour (LOD), est un outil supplémentaire pour tester les performances de notre modèle océanique barotrope MOG2D-G, ainsi que la qualité de ses champs de vitesses et de niveau de la mer intégrés sur tout l'océan. Les variations de PM et de LOD s'étendent sur un large spectre temporel de la décade à quelques jours (*Munk et Mac Donald, 1960; Wahr, 1988*). Ce travail a été réalisé en collaboration avec *Dr. R. Ponte*.

10.1.1 Position du problème

En tant que fluide géophysique en rotation, les océans possèdent un moment angulaire M par rapport à l'axe polaire, un moment angulaire équatorial par rapport à un axe équatorial pointant vers le méridien de Greenwich, et un autre par rapport à un axe équatorial pointant vers le méridien 90° Est. M est constitué d'une composante planétaire due à la rotation du corps solide, et d'une composante relative due à la circulation zonale des océans. En l'absence de force extérieure, il y a conservation du moment angulaire. Il en résulte donc des échanges de moment angulaire continus entre l'atmosphère, l'océan et la Terre solide à toutes les échelles de temps.

Le rôle du moment angulaire atmosphérique (noté AAM) sur l'excitation du mouvement polaire est maintenant bien connu (*Eubanks, 1993; Wilson, 1995*) notamment à l'échelle saisonnière et jusqu'à une dizaine de jours. La cohérence des signaux diminue et l'amplitude n'est plus significative pour les périodes plus courtes (*Dickey et al. 1992; Rosen 1993; Ponte et al. 2001*), ce qui est expliqué par un plus faible rapport signal sur bruit, une pauvre résolution temporelle ou encore le défaut des termes d'excitation océanique.

Des études plus récentes (*Ponte et al. 1998; Marcus et al. 1998; Ponte et Stammer, 1999*,

¹Le mouvement polaire représente les mouvements du pôle de rotation de la Terre.

2000) ont montré l'importance de l'excitation océanique sur le mouvement polaire et les variations de LOD, à la fois aux basses fréquences (période de chandler 433 jours, annuelle et saisonnière) et aux plus hautes fréquences (de 5 à 10 jours environ).

10.1.2 Résultats

Afin d'évaluer les performances de MOG2D-G en terme d'excitation du mouvement de rotation de la Terre, nous avons calculé les fonctions d'excitation océanique χ . Leur définition est donnée par *Barnes et al. (1983)* et *Ponte et Stammer (1999, 2000)*. Les termes d'effet de masse océanique sont basés sur le signal dynamique IBD. Les valeurs à 6 heures sont moyennées afin d'avoir des estimations de χ journalières.

Nous avons comparé cette contribution océanique à la contribution atmosphérique (A) et à des observations géodétiques (G). Les fonctions d'excitation atmosphériques ont été calculées à partir des champs de pression et de vent à 10 m issus des réanalyses NCEP-NCAR (*Salstein et al. 1993*). Les données G sont issues de mesures essentiellement GPS, et sont disponibles sur le site <http://cddis.gsfc.nasa.gov/>. Notons que les données observées de LOD (χ_3^G) ont été filtrées du signal basses fréquences (semi-annuel et marées terrestres longues périodes M_m et M_f).

Nous présentons les résultats obtenus pour le modèle MOG2D-G, et pour un autre modèle océanique PPHA (*Ponte et Ali, 2002*; cf. annexe C). Les comparaisons pour les fonctions d'excitation équatoriale (χ_1 et χ_2 , agissant sur PM), et axiale (χ_3 , agissant sur LOD), ont été réalisées sur les périodes 1996-2000 et 1998-2000 respectivement; elles sont représentées sur les figures 10.1 à 10.3. Des figures complémentaires sont données dans l'annexe B (spectres de puissance de G, A, O, A+O, termes de masse et de courants, et gains). Le tableau 10.1 synthétise les gains obtenus avec les différentes corrections (A et A+O).

	χ_1		χ_2		χ_3	
	variance	%	variance	%	variance	%
G	1.57		4.08		0.001487	
G-A	0.91	42	1.68	58.7	0.000513	65.5
G-A-O MOG2D-G	0.44	51.5	0.82	50.9	0.000472	8
G-A-O PPHA	0.5	45.3	0.89	46.7	0.000476	7.2

TAB. 10.1 – Synthèse des variances de χ observées (G) et résiduelles (G-A et G-A-O), et des pourcentages de réduction de variance obtenus lors de la prise en compte des contributions atmosphérique (A) et océaniques (O). χ_1 et χ_2 participent au mouvement polaire (PM), et χ_3 à la variabilité de la longueur du jour (LOD). Les taux de variabilité sont $\times 10^7$.

On note que la contribution océanique (O) au mouvement équatorial est du même ordre de grandeur que G et A. La contribution atmosphérique explique 42-58 % de la variance géodétique, pour χ_1 et χ_2 ; tandis que la contribution océanique explique 50 % du signal résiduel G-A. Bien que MOG2D-G réduise un peu mieux la variance des observations géodétiques, les résultats obtenus pour les deux modèles restent assez proches : cela était prévisible puisque les fonctions χ sont intégrées sur l'océan global ce qui tend à atténuer les différences entre les modèles.

La séparation des termes de masse et de courants confirme l'importance du terme d'excitation induite par les courants océaniques (O_v), aux périodes < 10 jours (voire même 8 jours) pour les deux composantes équatoriales du OAM.

L'excitation atmosphérique (A) a globalement tendance à être plus importante que la partie océanique, sauf pour les très hautes fréquences ($T \leq 10$ jours) où le niveau d'excitation océanique rejoint celui de l'atmosphère, et le dépasse même aux périodes $T \leq 3$ jours. Ces périodes coïncident avec celles où l'océan a une forte réponse dynamique au forçage de la pression atmosphérique (cf. chapitres précédents; *Ponte, 1993; Hirose et al. 2002*). On remarque que les spectres de G et A+O sont très proches et montrent des niveaux d'énergie similaires pour les hautes fréquences (périodes < 10 jours), particulièrement pour χ_2 .

Le rapport de la variance résiduelle (G-A ou G-A-O) sur la variance de G permet de mesurer la capacité des séries A et O, à représenter l'excitation observée. On note que le pourcentage de variance expliquée par l'excitation combinée A+O est important pour une grande partie du spectre : ce pourcentage atteint ~ 80 % dans la bande des 6-25 jours. Le bruit apparaît très fort aux plus hautes fréquences, où enlever les effets de A ou A+O tend à augmenter la variance.

La contribution océanique au mouvement axial de rotation de la Terre (χ_3) est très faible, de plus d'un ordre de grandeur par rapport à A aux périodes supérieures à 10 jours. L'un ou l'autre des modèles ne permet d'expliquer que 7-8 % du signal G-A. Cela est consistant avec le fait que l'effet de l'excitation atmosphérique sur la variabilité du LOD est prépondérant aux longues périodes (*Rosen, 1993*). Aux plus hautes fréquences ($T < 6$ jours), χ_3^A et χ_3^O deviennent comparables.

Les contributions des termes de masses et de courants sont assez proches aux périodes ≤ 40 jours, avec un terme de masse devenant prépondérant aux plus hautes fréquences ($T < 3$ jours).

L'inclusion du OAM permet de réduire la variance des séries résiduelles de LOD ($\chi_3^G - \chi_3^{A+O}$) mieux que si on considère l'excitation atmosphérique seule, pour les périodes < 12 jours. Le gain peut atteindre 10-30 % entre 5 et 7 jours. Aux très hautes fréquences, le bruit devient prépondérant et les résultats paraissent légèrement moins bons que ceux de *Ponte et Ali (2002)*. Un problème dans le forçage du vent en juin 1998 pourrait expliquer ces résultats, puisqu'il fait apparaître un biais dans le niveau de la mer qui se répercute dans la formulation du χ_3 .

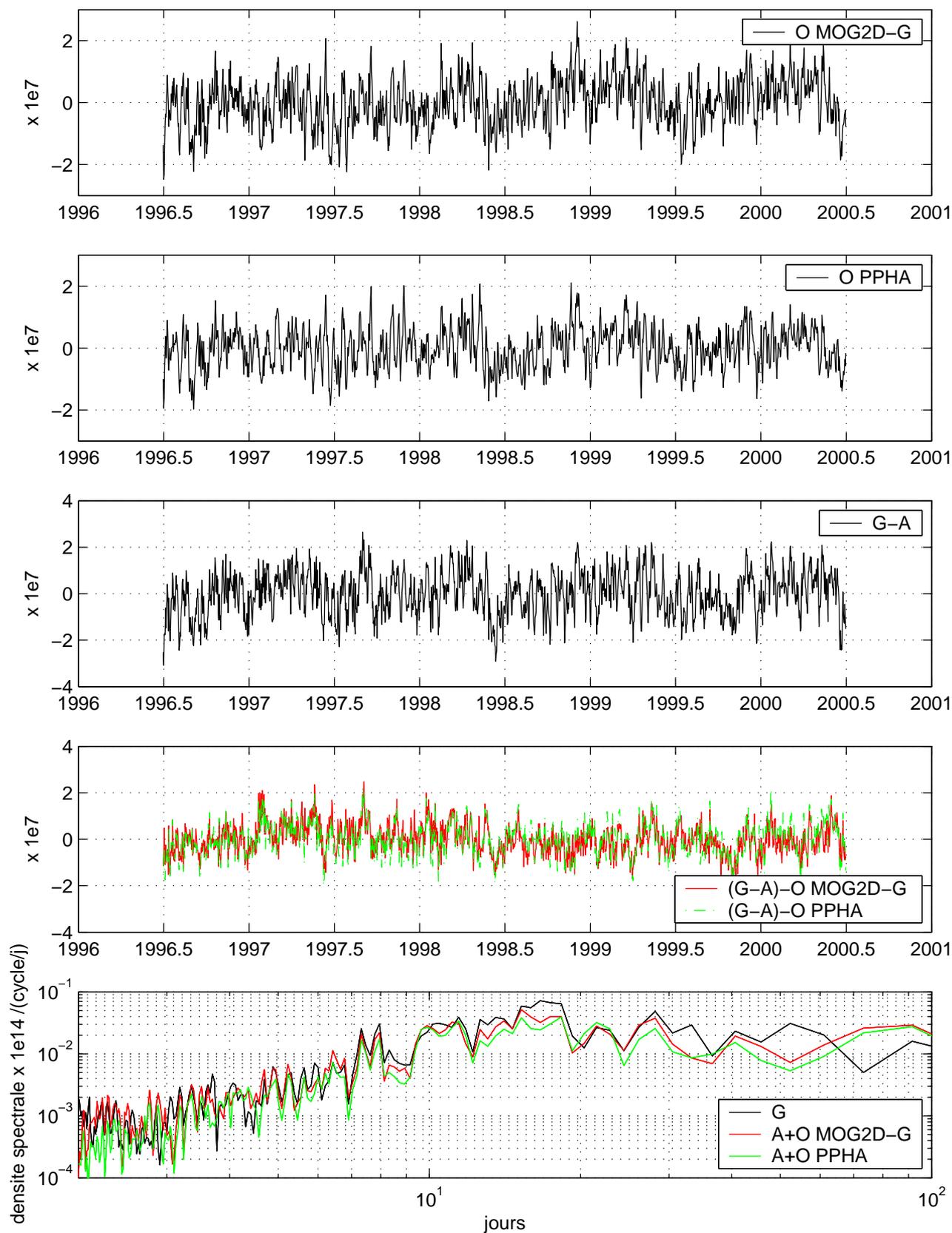


FIG. 10.1 – Comparaison des fonctions d'excitation océanique (O) et atmosphérique (A) avec les observations (G) : χ_1 , agissant sur le mouvement polaire. Les spectres sont donnés en annexe B.

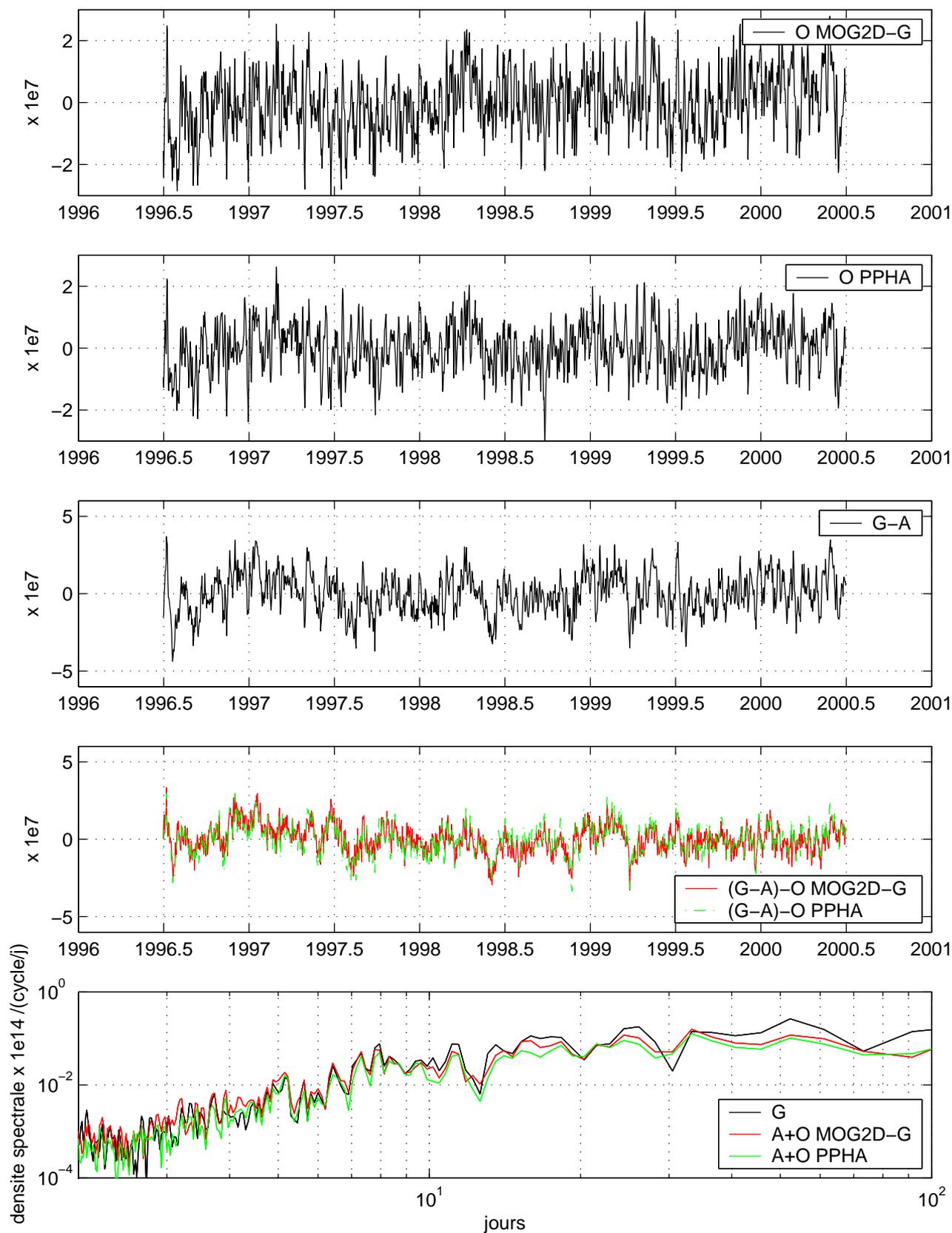


FIG. 10.2 – Comparaison des fonctions d'excitation océanique (O) et atmosphérique (A) avec les observations (G) : χ_2 , agissant sur le mouvement polaire. Les spectres sont donnés en annexe B.

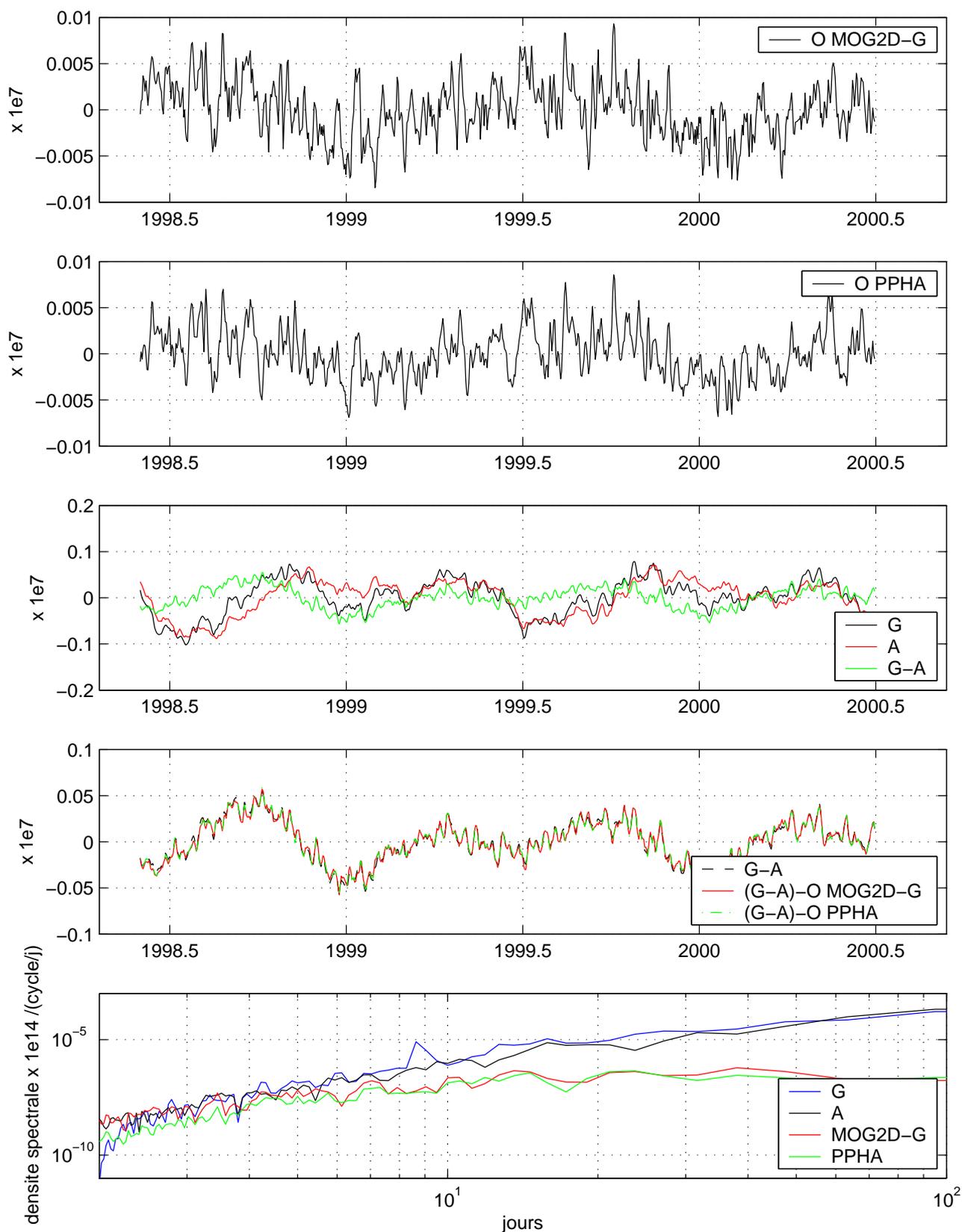


FIG. 10.3 – Comparaison des fonctions d'excitation océanique (O) et atmosphérique (A) avec les observations (G) : χ_3 , agissant sur le LOD. Les spectres sont donnés en annexe B.

10.2 Marées radiationnelles

10.2.1 Définition-Position du problème

On appelle marées radiationnelles les variations de niveau de la mer induites par les fluctuations journalières de la pression atmosphérique, liées au réchauffement/refroidissement de l'atmosphère le jour et la nuit (cf. figure 10.4). Les composantes principales de ces marées radiationnelles sont donc la composante diurne S_1 et annuelle S_a . Le réchauffement est de type sinusoidal le jour et le refroidissement constant la nuit ; cette dissymétrie induit l'existence d'une composante semi-diurne S_2 (*Haurwitz et Cowley, 1973*)

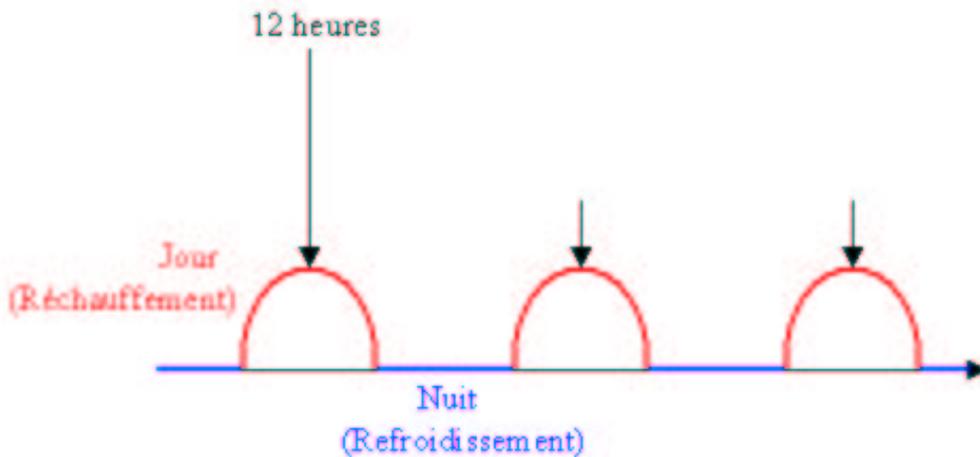


FIG. 10.4 – Cycle journalier de l'atmosphère.

Pour étudier un tel phénomène à l'échelle globale, nous avons besoin de données couvrant l'océan global et avec une grande résolution temporelle. Les seules observations disponibles à ce jour sur l'océan global sont les données altimétriques, mais le cycle de 10 jours de T/P-Jason (35 jours pour ERS et ENVISAT) ne permet pas de visualiser le signal aux périodes inférieures à 20 jours. En fait, les mesures T/P permettent de visualiser le signal correspondant à l'onde S_2 mais à la période aliasée (58.7 jours) ; le signal observé est donc très probablement pollué par du signal océanique basse fréquence. Le modèle hydrodynamique global MOG2D-G, décrit dans les chapitres précédents, nous offre des données de niveau de la mer sur l'océan global avec une résolution spatiale allant de 400 km en plein océan à 20 km près des côtes, et une résolution temporelle élevée, de 1 heure voire 6 heures. Le modèle étant forcé par la pression atmosphérique et par le vent, il peut a priori résoudre les marées radiationnelles à l'échelle globale.

Notons que MOG2D-G est forcé par les données atmosphériques (pression et vitesse du vent à 10 m) issues du modèle ECMWF ; ces données ont une résolution temporelle de 6 heures seulement. La variabilité atmosphérique aux périodes inférieures ou égales à la période de Nyquist de cet échantillonnage temporel (12 heures) n'est donc pas définie, et en particulier le problème se pose pour l'onde semi-diurne S_2 dont la période est exactement égale à celle de Nyquist. L'onde S_1 est par ailleurs sous représentée avec seulement 4 points par période. Le problème se pose d'autant plus que les signaux de marées peuvent-être significatifs dans les tropiques, où ils représentent une part importante de la variabilité de la pression atmosphérique. Une solution pour résoudre ce problème est proposée dans les paragraphes suivants ; elle est issue de l'application de l'étude de *Ponte et Ray (2002)*.

10.2.2 Les composantes S_1 , S_2 , S_a

Pour récupérer les composantes du forçage radiatif, nous avons fait une analyse harmonique du forçage en pression atmosphérique aux périodes semi-diurne (S_2), diurne (S_1) et annuelle (S_a). De même, une analyse harmonique du signal de niveau de la mer calculé par MOG2D-G permet d'obtenir les composantes des marées radiationnelles induites dans l'océan global. Les constantes harmoniques (amplitude et phase) sont obtenues à partir de la simulation globale sur la période 1993-2001. Elles sont rassemblées dans les figures 10.5 à 10.7.

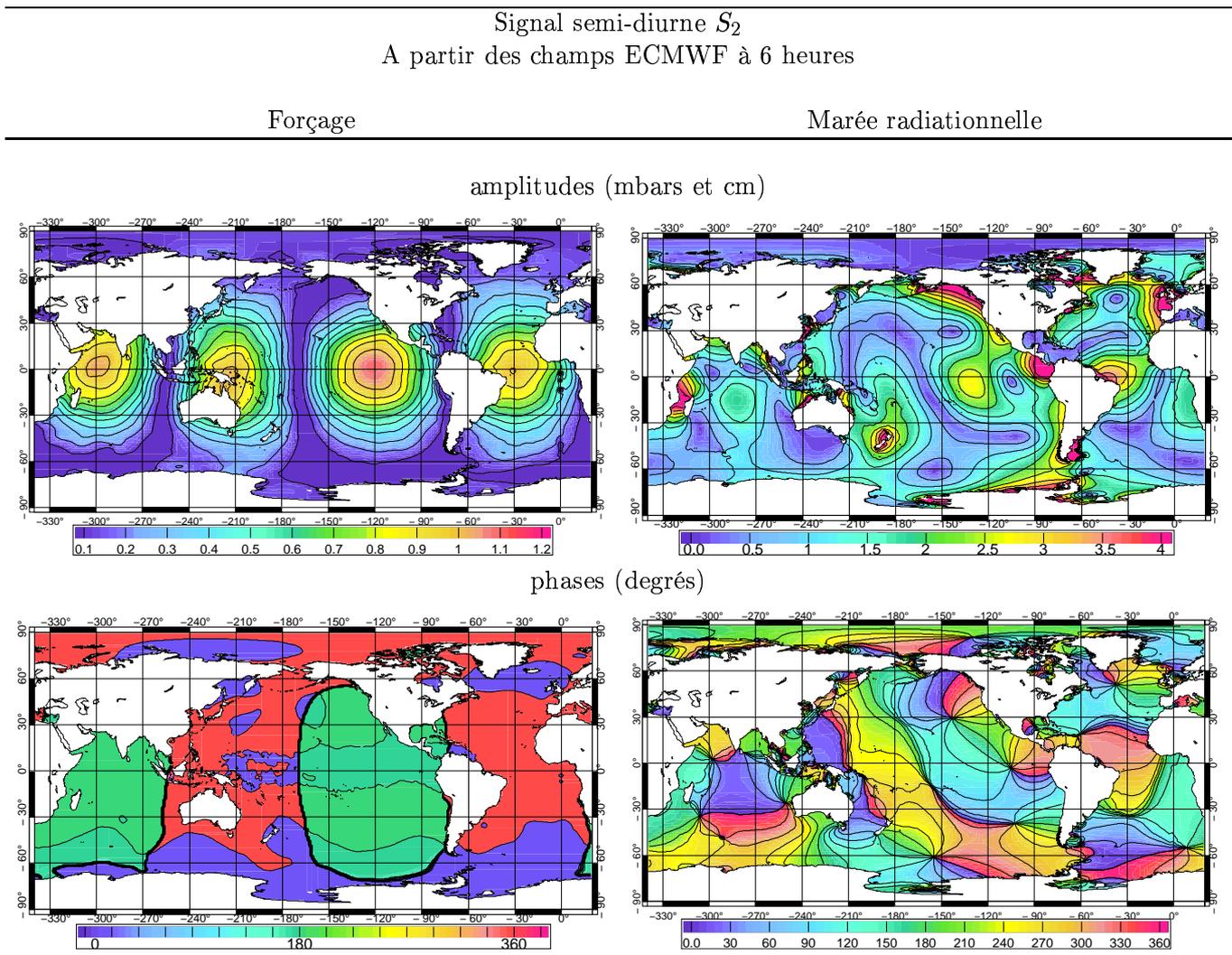


FIG. 10.5 – Composantes du forçage atmosphérique ECMWF ($\Delta T = 6$ heures) et de la marée radiationnelle induite à la fréquence de S_2 .

A cause de l'échantillonnage toutes les 6 heures du signal atmosphérique, l'analyse de la marée atmosphérique S_2 montre des constantes harmoniques qui ont une distribution étrange : oscillation minimum-maximum d'amplitude sur la bande équatoriale correspondant à l'oscillation des phases $0^\circ - 180^\circ$. Néanmoins, les constantes harmoniques de la marée radiationnelle illustrent clairement une réponse dynamique (différente de la réponse statique) de l'océan global à la fréquences de S_2 . Cela nous permet de penser que la composante radiationnelle obtenue

n'est pas totalement obsolète.

De même, l'océan a une réponse clairement dynamique à la fréquence de S_1 . La distribution du S_1 radiationnel calculé par MOG2D-G est comparable à la solution dynamique proposée par *Lyard (1997)* : on retrouve les surélévations similaires au niveau du Pacifique équatorial, sur la côte nord-ouest américaine, autour de l'Amérique du sud, dans la mer de Ross, dans l'Atlantique nord et sur la plateau Européen. On observe aussi une forte amplification du signal S_1 sur les côtes nord de l'océan Indien et au niveau de l'Indonésie.

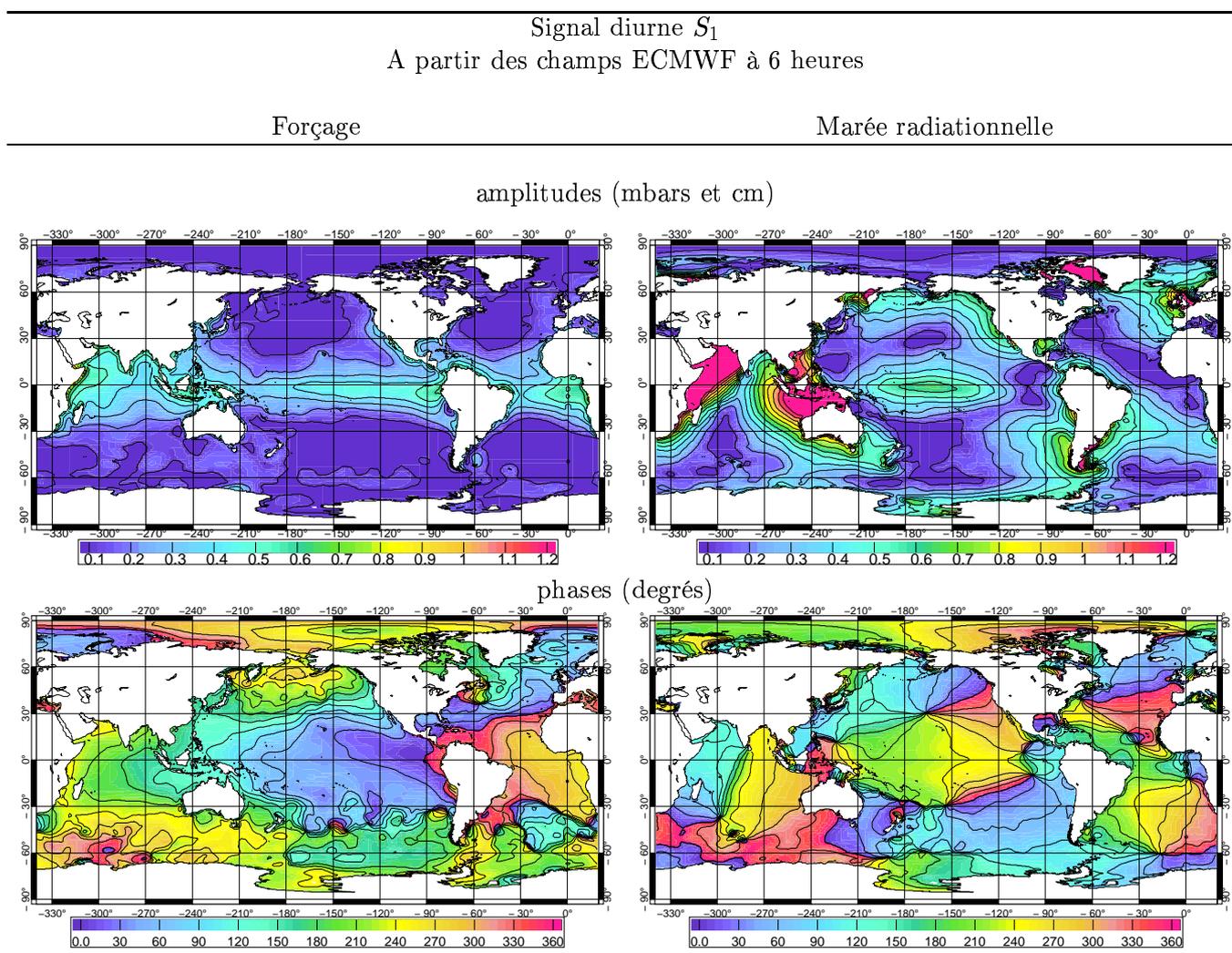


FIG. 10.6 – Composantes du forçage atmosphérique ECMWF ($\Delta T = 6$ heures) et de la marée radiationnelle induite à la fréquence de S_1 .

Au contraire pour la période annuelle, la réponse océanique est globalement proche de la réponse statique, sauf dans quelques régions comme le détroit de Béring ou la mer d'Arafura. Les différences avec la réponse statique sont probablement dues aux effets du vent aux basses fréquences.

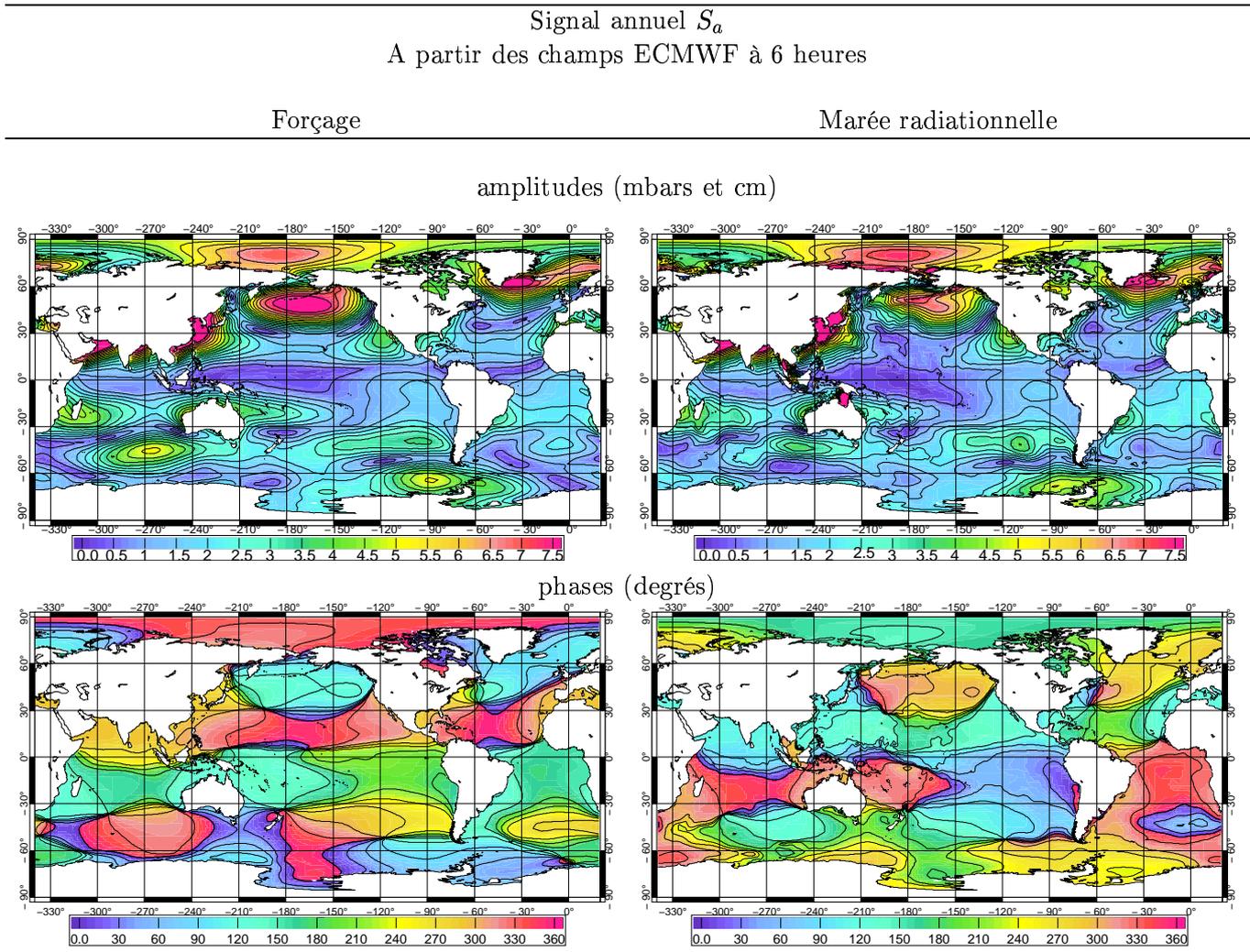


FIG. 10.7 – Composantes du forçage atmosphérique ECMWF ($\Delta T = 6$ heures) et de la marée radiationnelle induite à la fréquence de S_a .

Dans le but de valider ces calculs de marées radiationnelles, nous avons comparé les constantes harmoniques obtenues avec celles données par les marégraphes WOCE de la base ST95 (cf. annexe A). Les résultats sont rassemblés dans les tableaux 10.2, 10.3 et 10.4.

	FES 2002 (h)	FES 2002 (h+r)	FES 2002 (h+rc)	FES 2002 (a)
rms	8.8	8.9	8.0	4.

TAB. 10.2 – Comparaison aux marégraphes pour l’onde S_2 . rms en cm. FES 2002 est la nouvelle version du modèle spectral de marées océanique développé au LEGOS. h : simulation hydrodynamique du modèle FES ; a : simulation du modèle FES avec assimilation de données ; r : simulation avec forçage radiationnel de MOG2D-G ; rc : simulation avec forçage radiationnel climatologique de MOG2D-G.

	FES 99 (h)	FES 99 (a)	r	rc
rms	0.5	0.3	0.4	0.5

TAB. 10.3 – Comparaison aux marégraphes pour l’onde S_1 . rms en cm. FES 99 est le modèle spectral de marées océanique développé au LEGOS (*Lefèvre et al. 2002*). h : simulation hydrodynamique du modèle FES ; a : simulation du modèle FES avec assimilation de données ; r : simulation avec forçage radiationnel de MOG2D-G ; rc : simulation avec forçage radiationnel climatologique de MOG2D-G. Remarque : la composante S_1 donnée par le modèle FES est entièrement forçée par la pression atmosphérique.

	FES 99 (h)	r
rms	6.7	6.1

TAB. 10.4 – Comparaison aux marégraphes pour l’onde S_a . rms en cm. FES 99 est le modèle spectral de marées océanique développé au LEGOS (*Lefèvre et al. 2002*). h : simulation hydrodynamique du modèle FES ; r : simulation avec forçage radiationnel de MOG2D-G.

Pour l’onde S_2 , on considère que les observations sont comparables au signal hydrodynamique (donné par le modèle FES (*Lefèvre et al. 2002*, *CLS, 2002*) complété du signal radiationnel (calculé par MOG2D-G) ; les statistiques aux marégraphes restent stables que l’on prenne en compte la partie radiationnelle du signal ou non. Notons que les composantes S_1 et S_a données par le modèle FES sont entièrement forcées par la pression atmosphérique et donc directement comparables au signal radiationnel calculé par MOG2D-G. Ces signaux sont directement comparés aux données marégraphiques. Les statistiques aux marégraphes sont légèrement meilleures pour ces deux ondes, quand on considère le signal radiationnel plutôt que le signal hydrodynamique : le gain est de 0.1 cm rms pour S_1 et de 0.6 cm rms pour S_a .

10.2.3 Choix d'un forçage climatologique pour S_2 et S_1

Nous avons introduit plus haut le problème posé par le sous échantillonnage des données de forçage atmosphérique, pour la représentation de la marée atmosphérique semi-diurne S_2 , l'onde S_1 ayant une représentation sous optimisée. Dans le but d'améliorer la représentation des marées atmosphériques dans les corrections altimétriques, qui sont basées sur les données ECMWF, *Ponte et Ray (2002)* ont construit un modèle de marées atmosphériques incluant l'onde progressive S_2 et résolvant aussi le cycle journalier. Les résultats, que l'on appellera forçages climatologiques dans la suite du document, se comparent bien aux observations barométriques.

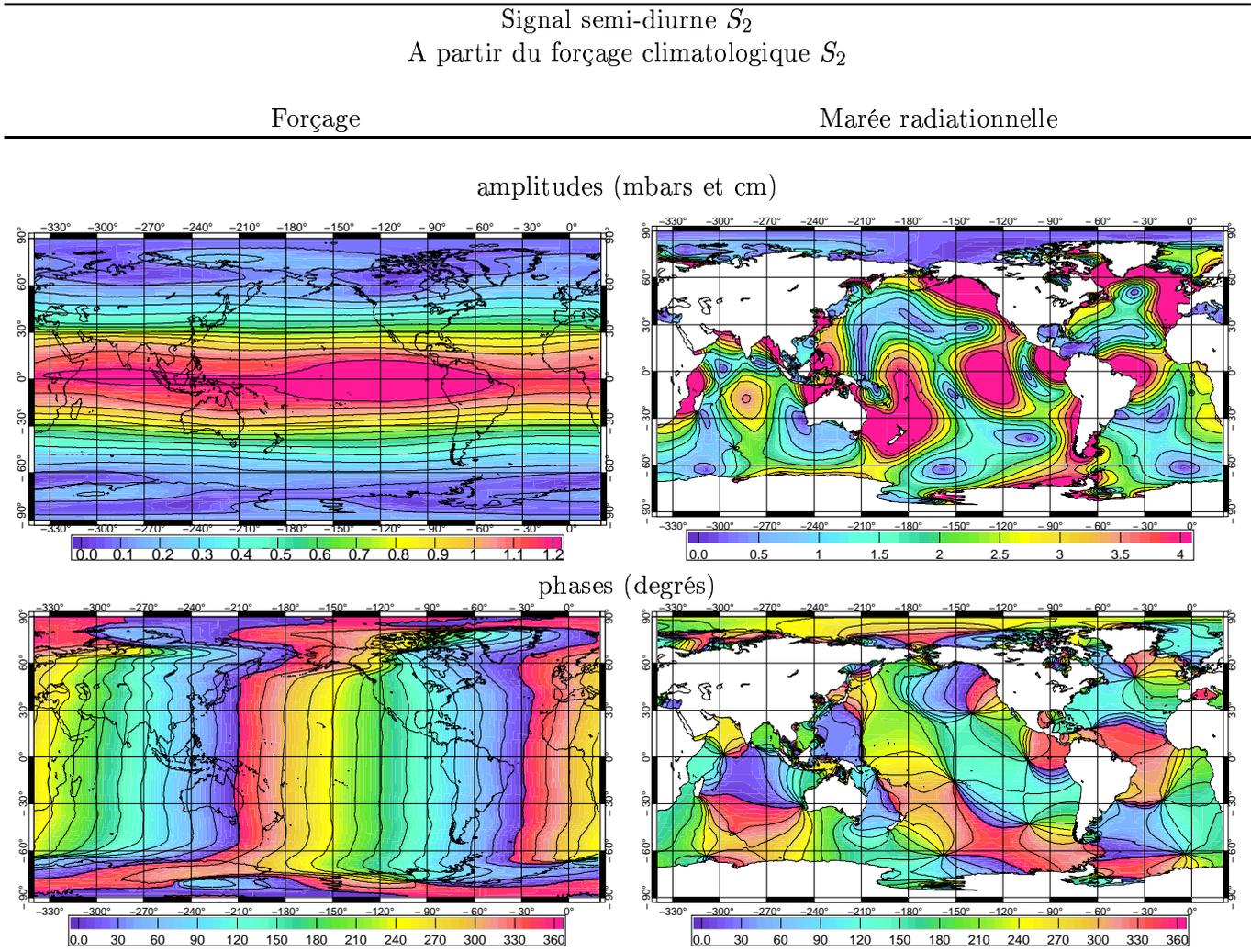


FIG. 10.8 – Composantes du forçage atmosphérique climatologique (*Ponte et Ray, 2002*) et de la marée radiationnelle induite à la fréquence de S_2 .

La méthode pour optimiser la représentation des marées atmosphériques dans les données de pression ECMWF disponibles est simple : une première étape consiste à enlever le signal de marée à la fréquence de S_2 des données. Ensuite, on fait une prédiction de marée sur la période considérée et avec un pas de temps de 3 heures, à partir de la composante climatologique mise à notre disposition. Le signal prédit est enfin rajouté aux données ECMWF 'nettoyées' de la fréquence S_2 et interpolées toutes les 3 heures. Les nouvelles cartes de forçage et de marée radiationnelle à la fréquence S_2 sont représentées sur la figure 10.8.

En ce qui concerne la marée atmosphérique S_2 , les problèmes d'aliasing n'existent plus et on observe bien la répartition zonale des amplitudes (maximum à l'équateur), ainsi que la propagation de l'onde vers l'ouest. La marée radiationnelle induite par ce forçage est bien sûr clairement dynamique. A la différence des premières cartes obtenues avec le forçage aliasé, ce signal radiationnel S_2 a des amplitudes plus fortes sur l'océan global. Sinon, la distribution spatiale des phases et des amplitudes est similaire. La comparaison aux marégraphes (tableau 10.2) permet de quantifier l'amélioration obtenue lorsqu'on utilise ce nouveau forçage : la rms moyenne atteint 8 cm, soit une diminution intéressante de 10 %.

On procède de la même manière pour l'onde S_1 . Les nouvelles cartes à la fréquences S_1 sont données sur la figure 10.9. Le forçage climatologique a une distribution spatiale assez similaire au forçage ECMWF de la figure 10.6, avec une propagation vers l'ouest, une distribution zonale des amplitudes, ainsi qu'une amplification sur les continents. On remarque cependant plus de petites structures aux hautes latitudes, ainsi qu'une amplification équatoriale essentiellement localisée dans le Pacifique.

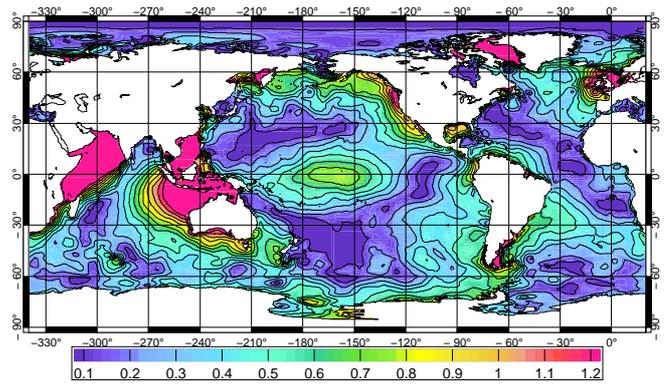
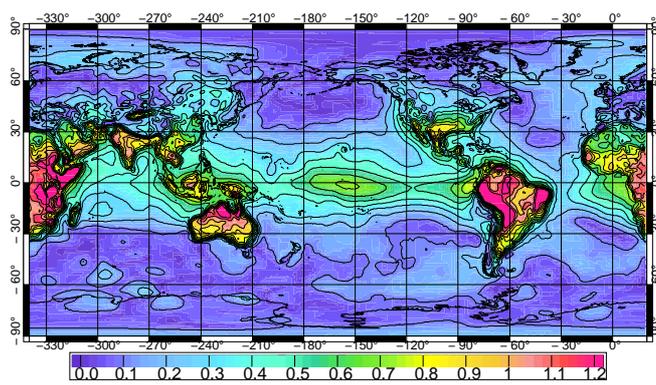
La marée radiationnelle S_1 induite par ce nouveau forçage est aussi clairement dynamique et assez proche de celle donnée sur la figure 10.6 ; les amplitudes sont légèrement plus fortes en général, avec une amplification prononcée le long des côtes du Pacifique nord, dans le golfe du Mexique et au niveau du plateau Européen. La comparaison aux marégraphes (tableau 10.3) donne une rms moyenne légèrement plus forte lorsqu'on utilise le forçage climatologique (0.5 cm au lieu de 0.4 cm). Le signal océanique à la fréquence diurne est globalement très faible (environ 1 cm au maximum) et donc proche du niveau de bruit des données ; il est donc difficile de déterminer si une solution radiationnelle est meilleure que l'autre.

Signal diurne S_1
 A partir du forçage climatologique S_1

Forçage

Marée radiationnelle

amplitudes (mbars et cm)



phases (degrés)

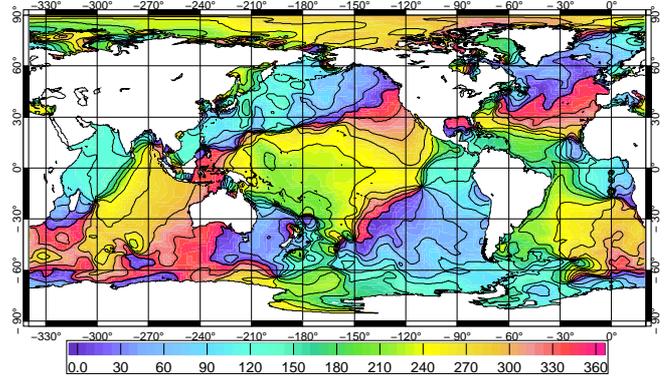
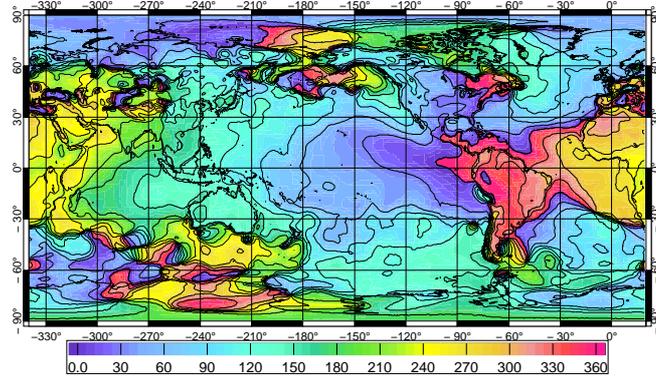


FIG. 10.9 – Composantes du forçage atmosphérique climatologique (*Ponte et Ray, 2002*) et de la marée radiationnelle induite à la fréquence de S_1 .

10.3 Impact sur les cartes de variabilité à 10 jours T/P

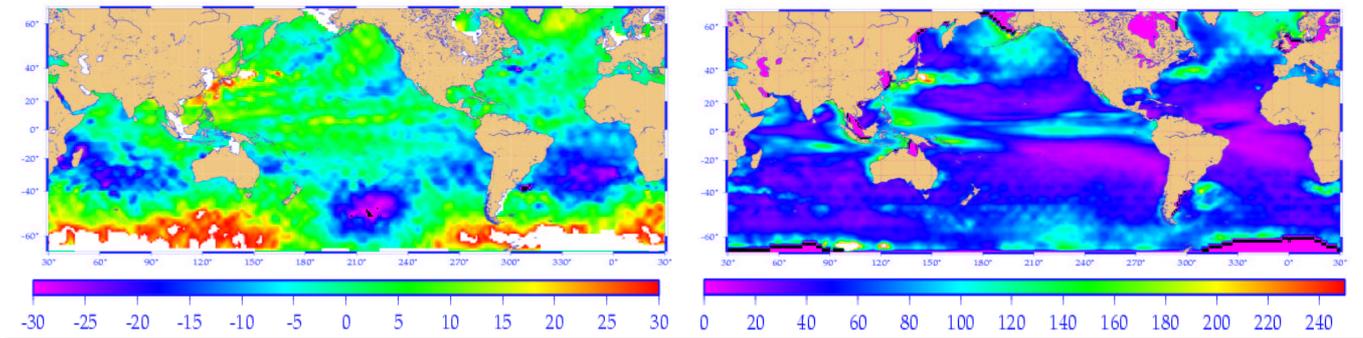
Une autre application intéressante du modèle MOG2D-G concerne l'impact sur la variabilité océanique T/P à 10 jours. Pour évaluer cet impact, nous avons considéré les données T/P le long des traces et calculé les cartes de variabilité à 10 jours, avec ou sans correction de la réponse de l'océan au forçage atmosphérique (BI ou MOG2D-G). Un exemple de ces cartes d'anomalie du niveau de la mer (SLA) et de variabilité de la SLA obtenues est donné sur la figure 10.10, respectivement pour le cycle $n^{\circ}329$ (Août 2001) et sur la période 1993-2002. Ces cartes de SLA sont disponibles sur le site interne du CTOH (LEGOS, 18 avenue Edouard Belin, 31401 Toulouse France; sudre@notos.cst.cnes.fr).

Sur les cartes d'énergie, on reconnaît les principaux courants océaniques : Gulf Stream, Kuroshivo, convergence Brésilienne, courant Circum Polaire Antarctique au sud de l'Afrique ... On observe aussi une forte variabilité localisée dans l'océan Pacifique Tropical probablement induite par l'évènement El Nino, ou encore la signature d'ondes de Rossby dans l'océan Indien (dans la mer d'Arabie et le long de la latitude $\sim 10^{\circ}$ sud). La variabilité petite échelle généralement caractéristique des hautes latitudes a été lissée par la méthode d'interpolation utilisée pour faire les figures (cercle de décorrélation de 200 km).

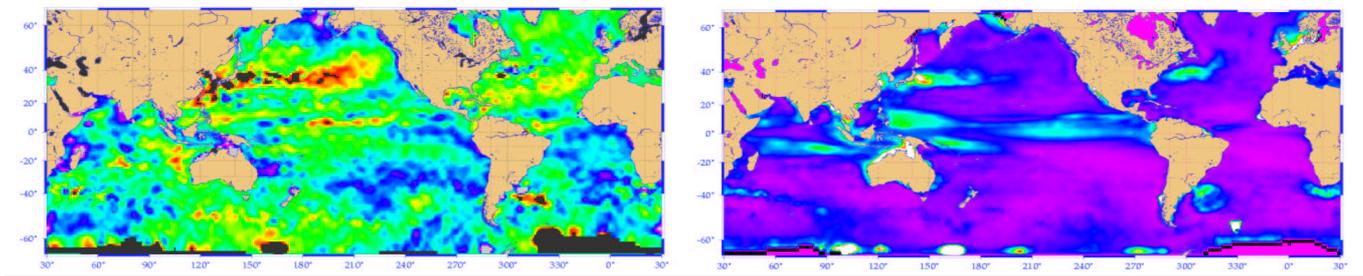
La carte des différences de variance permet de visualiser les régions où MOG2D-G permet d'améliorer la réduction de variance par rapport à la correction classique de BI (zones bleues). Les améliorations maximales (plus de 20 cm^2) sont localisées dans les zones peu profondes, et aux hautes latitudes dans l'océan profond : bassin Antarctique-Australien, bassin de Bellingshausen au sud-est du Pacifique, Pacifique nord au sud des îles Aléoutiennes et dans l'Atlantique sud. Ces régions sont caractérisées par une forte variabilité de la réponse dynamique de l'océan (cf. cartes du IBD dans le chapitre 6).

On note aussi quelques zones rosées caractéristiques d'une légère augmentation (moins de 5 cm^2) de la variance résiduelle lorsque la correction du modèle est appliquée au lieu du BI classique. Elles restent essentiellement localisées au niveau de l'équateur où l'on sait que la réponse océanique au forçage atmosphérique a une composante barotrope faible et bien représentée par le BI et une composante barocline importante (*Fukumori et al., 1998*).

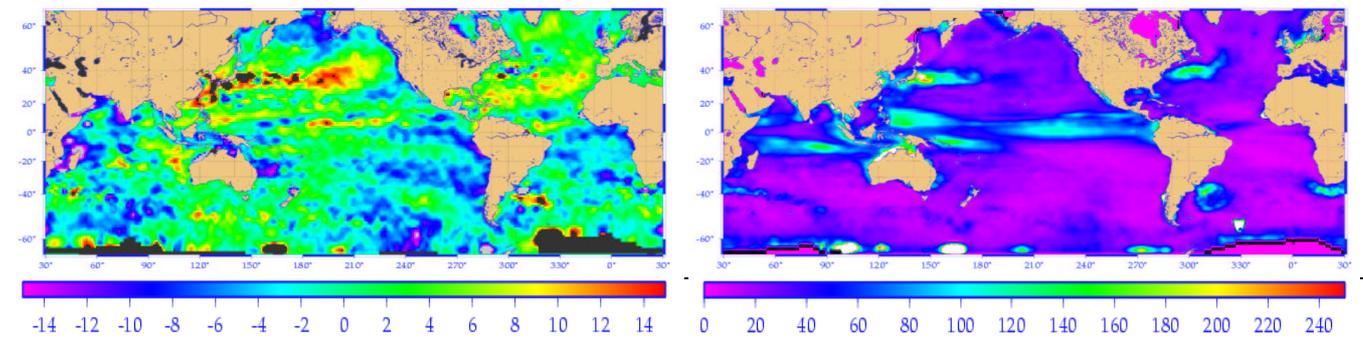
Observations non corrigées (SLA)



SLA - BI ECMWF



SLA - MOG2D-G



Variance(SLA - IB) - Variance(SLA - MOG2D-G)

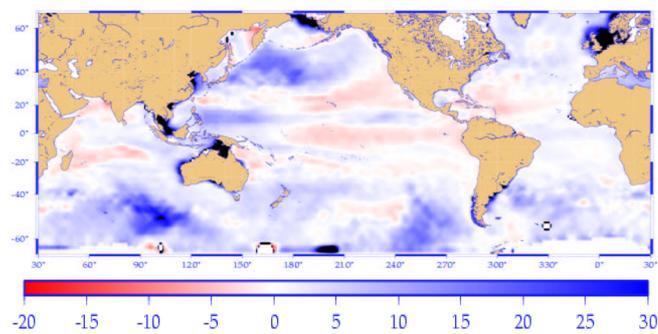


FIG. 10.10 – Anomalie du niveau de la mer T/P pour le cycle $n^{\circ}329$ (cm) , et sa variabilité (cm^2) sur la période 1993-2002.

10.4 synthèse

Dans ce dernier chapitre, nous avons développé quelques applications du nouveau modèle MOG2D-G.

Tout d'abord le calcul des fonctions de rotation de la Terre, qui est un point chaud de la recherche géodésique actuelle (*R. Abarca Del Rio, 1997*), donne des résultats très intéressants et en accord avec ceux de *Ponte et Ali (2002)* : La contribution océanique au mouvement polaire (χ_1 et χ_2) est très importante (50 % du signal résiduel G-A), et rejoint même le niveau de l'excitation atmosphérique aux très hautes fréquences ($T \leq 10$ jours). Le terme d'excitation induite par les courants océaniques est prépondérant aux hautes fréquences ($T \leq 8-10$ jours). Le pourcentage de variance expliquée par l'excitation atmosphérique + océanique atteint 80 % dans la bande des 6-25 jours. Aux très hautes fréquences, le bruit devient prépondérant. Les périodes où le terme d'excitation océanique est important coïncident avec celles où l'océan à une réponse dynamique au forçage de la pression atmosphérique.

En ce qui concerne la longueur du jour, l'excitation atmosphérique est prépondérante aux longues périodes (*Rosen, 1993*), tandis que les signaux atmosphériques et océaniques deviennent comparables aux plus hautes fréquences ($T \leq 6$ jours). La combinaison des signaux atmosphérique + océanique permet une meilleure réduction de la variance du signal LOD : O explique environ 8 % du signal résiduel G-A. Le gain montre un signal relativement bruité aux hautes fréquences.

La comparaison des modèles barotropes MOG2D-G et PPHA (*Ponte et Ali, 2002*), montre des performances similaires avec un léger avantage pour le modèle décrit dans les chapitres précédents, MOG2D-G.

Une deuxième application a été de calculer les marées radiationnelles S_1 , S_2 et S_a . Les résultats sont cohérents avec les études antérieures de *Lyard (1997)* et la comparaison aux marégraphes montre une réduction de la rms lorsque la composante radiationnelle (r) est incluse dans la comparaison. L'écart entre les observations et le signal total restitué (hydrodynamique + radiationnel) reste tout de même largement supérieur aux performances du modèle FES 2002 avec assimilation de données (*CLS 2002*).

La prise en compte d'un forçage climatologique pour S_1 et S_2 (*Ponte et Ray, 2002*) permet tout d'abord de s'affranchir des problèmes d'aliasing dus au faible échantillonnage temporel des données ECMWF. Les signaux radiationnels obtenus (rc) ont une répartition spatiale assez similaire au cas réel, avec des amplitudes globalement plus fortes. Le forçage climatologique permet d'améliorer la comparaison aux marégraphes pour l'onde S_2 : le gain est de quasiment 1 cm soit 10 %. Pour S_1 , la rms tend à augmenter très légèrement avec rc ; mais l'amplitude de ce signal diurne est très faible ce qui rend la comparaison aux observations assez difficile.

Enfin, nous avons regardé l'impact de la correction proposée par le modèle MOG2D-G sur les cartes de variabilité à 10 jours T/P. L'intérêt de cette nouvelle correction est évident. Les zones où l'amélioration est maximale par rapport à la correction classique de BI, sont localisées dans les régions peu profondes et aux hautes latitudes dans l'océan profond (le bassin de Bellingshausen à l'ouest du passage de Drake, le bassin Antarctique Australien, au sud des îles Aléoutiennes dans le Pacifique nord) : l'amélioration peut atteindre 30 cm^2 pour une variance totale (obs-BI) comprise entre 20 et 100 cm^2 .

Conclusion et Perspectives

L'objectif de cette thèse était de fournir aux communautés scientifiques et industrielles un nouveau modèle global permettant une modélisation haute précision de la réponse de l'océan aux forçages météorologiques hautes fréquences, à la fois dans les zones peu profondes et en plein océan. Dans ce but, nous avons mis en place le nouveau modèle hydrodynamique barotrope MOG2D-G.

Le modèle MOG2D-G a été validé à la fois pour les hautes et les basses fréquences, grâce à des simulations de marées océaniques et à l'étude de la réponse océanique au forçage d'une onde de Rossby-Haurwitz à 5 jours.

Notons que lors de la mise en place de ce modèle, nous avons été confrontés au problème de la plateforme de calcul utilisée, qui peut-être un frein à l'exploitation d'un modèle numérique. A ce jour, le modèle tourne sur un PC hautes performances (2 Go de mémoire vive) de manière quasi-opérationnelle.

Une étude sur la stabilité statistique des ondes internes océaniques à partir de 7 ans de données T/P a été réalisée et a donné lieu à un article soumis au JGR (*Carrère et Le Provost, soumis au JGR en Mars 2003*; reproduit dans l'annexe E). La stabilité de ces ondes avérée, nous avons mis au point une paramétrisation de la dissipation par génération d'ondes internes (*Lyard et Le Provost, 2000*). Cette dissipation par transfert d'énergie du mode barotrope aux mode baroclines est un phénomène très important, puisqu'il dissipe environ 1/3 de l'énergie barotrope globale (*Morozov, 1995*; *Egbert et Ray, 2000*). Un paramètre d'ondes internes optimal pour le modèle MOG2D-G a été déterminé empiriquement.

Une simulation globale incluant le forçage météorologique a été effectuée sur toute la période T/P 1992-2002. Puis, une étude de l'énergie et de la variabilité basse fréquence (annuelle et saisonnière) dans MOG2D-G a été réalisée.

Les sorties de MOG2D-G ont été utilisées pour corriger les données in situ et altimétriques, de la variabilité induite par le forçage atmosphérique. Ce genre de comparaison aux données in situ est tout à fait nouveau pour un tel modèle barotrope. Il s'avère que le modèle permet de réduire la variance observée de façon significative dans toutes les gammes de fréquences, avec un gain d'autant plus important si on se restreint à la gamme des hautes fréquences. Le gain en variance est maximal dans les zones côtières² où le modèle montre une aptitude certaine à représenter la variabilité petite échelle caractéristique de ces régions, et aux hautes latitudes où les signaux atmosphérique et océanique sont les plus énergétiques. Une étude fréquentielle et saisonnière des performances aux marégraphes, montre un gain très fort dans la gamme des 4-6 jours où la réponse fortement dynamique de l'océan est bien connue (*Ponte, 1997*). Elle montre aussi un intérêt certain du modèle dans les basses fréquences, puisqu'il permet de corriger quasi-totalement le cycle annuel présent dans les observations. Cependant,

²données marégraphiques et régions où la profondeur est inférieure à 1000 m

il faut noter que les interactions 3D ne sont pas incluses dans notre modélisation qui est de type barotrope, alors que ces effets baroclines peuvent devenir prépondérants aux basses fréquences (*Fukumori et al., 1998*). Le gain dans la zone inter-tropicale reste négligeable, ce que l'on explique par le faible niveau énergétique de ces régions, et par une réponse océanique essentiellement barocline (*Fukumori et al., 1998*). Ce travail a donné lieu à une publication dans le GRL 2003 (*Carrère et Lyard, 2003*), reproduite dans l'annexe D.

Une comparaison quantitative entre les deux modèles barotropes concurrents, MOG2D-G et PPHA (*Hirose et al., 2001; Ponte, 1993*), est présentée dans l'annexe C. Ce travail a permis de montrer les meilleures performances de MOG2D-G et d'aboutir au choix de ce modèle pour être inclus à court terme dans les corrections des GDR (Global Data Records) de T/P et Jason, au même titre que la correction statique de baromètre inverse.

Nous avons mené une étude d'optimisation des paramètres du modèle, concernant essentiellement la dissipation et la résolution. Les résultats montrent clairement l'apport important de la prise en compte de phénomènes dissipatifs baroclines, comme la génération d'ondes internes sur les fortes pentes de la bathymétrie ou encore le cisaillement induit par le vent au niveau de la couche de mélange, même si les paramétrisations proposées restent bien sûr incomplètes.

Nous avons montré que la prise en compte des marées océaniques dans les simulations avait un impact positif, mais très localisé au niveau des zones côtières (essentiellement au niveau des marégraphes).

Le test du forçage haute résolution (grille de $0,5^\circ$ au lieu de 1°) donne de meilleurs résultats seulement dans les régions côtières, où le maillage éléments finis est raffiné et donc capable de tenir compte des informations supplémentaires introduites par le forçage à $0,5^\circ \times 0,5^\circ$. En plein océan, les résultats sont identiques pour les deux simulations avec forçage classique et haute résolution.

Une étude préliminaire concernant l'impact d'un maillage éléments finis plus haute résolution sur les simulations, a été menée. A cause des coûts de calcul rapidement prohibitifs, nous n'avons augmenté la résolution que dans les zones de plein océan caractérisées par une forte variabilité du signal dynamique (IBD). Les résultats sont similaires à ceux donnés par le maillage éléments finis classique, sauf dans les zones où la maille a été raffinée où on observe une légère amélioration de la réduction de variance aux points de croisement T/P.

Les fonctions océaniques d'excitation de la rotation terrestre (mouvement polaire et longueur du jour) ont été calculées à partir des sorties de MOG2D-G. Les résultats obtenus sont comparables avec ceux de *Ponte et Ali (2003)*. Nous avons aussi montré la meilleure aptitude du modèle MOG2D-G, par rapport au modèle PPHA, à expliquer la variabilité des données géodétiques de rotations terrestre.

Nous nous sommes aussi intéressés au calcul des marées radiationnelles S_1 , S_2 et S_a par MOG2D-G. Les résultats sont cohérents avec l'étude antérieure de *Lyard (1997)*, et la comparaison aux marégraphes a permis de quantifier l'intérêt de ces calculs radiationnels. En fait, le gain est réel mais assez faible, et l'écart entre le signal restitué et les observations reste largement supérieur aux performances du modèle FES2002 avec assimilation de données (*CLS 2002*).

En outre, ces calculs ont fait ressortir le problème de l'aliasing du signal atmosphérique semi-diurne S_2 dans les données ECMWF à 6 heures. Afin d'améliorer nos calculs de marées radiationnelles (S_2 et S_1), un forçage climatologique à ces mêmes fréquences a été introduit. Les constantes climatologiques ont été fournies par *Ponte et Ray (2002)*. Les signaux radiationnels obtenus sont assez similaires, mais d'amplitude plus forte; ils améliorent légèrement

la comparaison aux marégraphes pour l'onde S_2 . Pour S_1 , les résultats plus mitigés sont attribués à la faible amplitude du signal, proche du niveau de bruit, qui rend la comparaison aux observations difficile. Par ailleurs, le forçage climatologique a introduit plus de structures petites échelles dans le S_1 radiatif.

La nouvelle correction barotrope MOG2D-G, a été appliquée aux cartes T/P d'anomalie du niveau de la mer à 10 jours. L'intérêt de cette correction est évident : la réduction de variance par rapport au BI peut atteindre 30 cm^2 , pour une variance totale maximale de 100 cm^2 . Les régions où l'amélioration est maximale sont localisées près des côtes et dans les zones des hautes latitudes de l'océan profond citées précédemment (le bassin de Bellingshausen à l'ouest du passage de Drake, le bassin Antarctique Australien, le sud des îles Aléoutiennes dans le Pacifique nord).

Enfin, une étude préliminaire concernant l'utilisation des sorties du modèle global MOG2D-G pour forcer la frontière ouverte du modèle régional Méditerranée a été réalisée (Roblou, 2003). Les résultats, donnés dans l'annexe F, montrent un gain très intéressant de 12 % aux marégraphes. L'apport d'une telle approche est donc évident.

PERSPECTIVES

Tout d'abord le modèle MOG2D-G ayant été retenu pour être intégré dans la base AVISO T/P et Jason, une première perspective à très court terme va consister à faire tourner le modèle de façon opérationnelle.

Une autre perspective à court terme de ce travail sera de tester un maillage très haute résolution, en l'occurrence le maillage de FES 2000 (Lefèvre, 2000) qui compte 3 fois plus de noeuds, à l'échelle globale, que notre maillage initial. Une telle simulation demandant beaucoup de place mémoire et de temps de calcul, une plateforme de calcul suffisamment puissante est nécessaire. Nous pourrions alors évaluer l'impact de cette grille raffinée sur la réduction de la variance résiduelle des données in situ et altimétriques.

En outre, cette nouvelle simulation permettra une étude approfondie des zones où il existe une forte variabilité de la réponse dynamique océanique, dans la continuité des études de Fu (2003), Webb et De Cuevas (2002), Fu et Cheng (2000). Une première approche a été effectuée à l'aide d'analyse en EOF complexes du signal de IBD moyenne résolution décrit dans ce manuscrit. Les résultats n'ont pas été aussi intéressants que l'on pouvait l'espérer, probablement en raison du manque de résolution du modèle dans la plupart des zones investiguées (mailles de 300-400 km pour des phénomènes d'échelle environ 1000 km).

L'utilisation du modèle global MOG2D-G pour forcer les frontières ouvertes des modèles régionaux pourra être étendue à de nombreuses études régionales. En particulier, le gain important résultant d'une telle approche, pourra s'avérer très intéressant pour les modèles de prévision de surcôtes de Météo France.

Bien sûr, nous continuerons à améliorer la physique du modèle dans sa globalité. Nous pouvons par exemple introduire la prise en compte d'une couverture de glace variable dans le temps : celle-ci n'est pour l'instant modélisée que par une différence de niveau induit par l'épaisseur de la glace immergée (Lyard, 1997) ; une première amélioration consistera donc à annuler le forçage du vent au niveau de cette couverture de glace. Une autre amélioration possible concerne l'optimisation du forçage du vent, avec l'inclusion des flux de chaleur qui sont pour l'instant négligés (Liu et al., 1979).

L'assimilation de données dans le modèle MOG2D-G constitue aussi une étape logique dans le développement du modèle, sachant que sa mise en place est assez lourde pour un modèle time-stepping. L'approche retenue fait appel aux méthodes d'ensemble.

Bibliographie

Abarca Del Rio, R. "La rotation de la Terre : Etude du cycle annuel et de la variabilité basse fréquence. Etude climatique de la rotation terrestre", *Thèse, Université Toulouse III-Paul Sabatier*, 1997.

Andersen, O.B. "Shallow water tides in the northwest European shelf region from Topex/Poseidon altimetry", *Journal of Geophysical Research*, 104 (C4), pp7729-7741, 1999.

AVISO "AVISO User handbook : Merged Topex/Poseidon Products", *AVISO*, Toulouse, 1996.

Baines, P.G. "The generation of internal tides by flat-bump topography", *Deep Sea Research*, Sept. 1972.

Baines, P.G. "On internal tide generation models", *Deep Sea Research*, 29 (3A), pp 307-338, Sept. 1982.

Barnett, T.P. and Bernstein, R.L. "Horizontal scales of midocean internal tides", *Journal of Geophysical Research*, 80 (15), May 1975.

Barnes, R.T.H., Hide, R., Whitw, A.A. and Wilson, C.A. "Atmospheric angular momentum fluctuations, length-of-day changes and polar motion", *Proc. R. Soc. Lon. A*, 387, pp 31-73, 1983.

Bell, T.H. "Topographically generated internal waves in the open ocean", *Journal of Geophysical Research*, 80 (3), Jan. 1975.

Bell, T.H. "Lee waves in stratified flows with simple harmonic time dependance", *Journal of Fluid Mech.*, 67 (4), 1975.

Cancel, P. "Restitution subdécymétrique des marées dans l'océan Pacifique par un modèle hydrodynamique aux éléments finis", *Université Paul-Sabatier*, Toulouse, 1993.

Carrère, L. "Etudes des ondes internes à partir des données TOPEX/POSEIDON", *Rapport d'activité, LEGOS Toulouse, non publié* - 2000.

Carrère, L., Le Provost, C. and Lyard, F. "On the stability of the M_2 barotropic and baroclinic tides from along-track T/P satellite altimetry analysis", *Journal of Geophysical Research*, accepted august 2003, in press.

Carrère, L. and Lyard, F. "Modelling the barotropic response of the global ocean to at-

mospheric wind and pressure forcing - comparisons with observations", *Geophys. Research Letters*, 30 (6), pp 1275, 2003.

Carrère, L. and Lyard, F. "Modelling the high frequency response of the global ocean to atmospheric forcing - Comparisons with observations", *EGS-AGU-EUG Joint Assembly, Nice France*, April 2003.

Carrère, L. and Lyard, F. "Geophysical applications from the numerical simulation of the high frequency, global ocean response to the meteorological forcing", *SWT meeting, New Orleans USA*, Oct. 2002.

Carrère, L. and Lyard, F. "Modelling the high frequency response of the global ocean to meteorological forcing at a global scale", *SWT meeting, Biarritz France*, June 2002.

Cartwright, R.E. and Ray, R.D. "Oceanic tides from Geosat altimetry", *J. Geophys. Res.*, 95 (C3), pp 3069-3090, 1990.

Chelton, D.B. et al. "Geographical variability of the first baroclinic Rossby radius of deformation", *Journal of Physical Oceanography*, 28, pp 433-460, March 1998.

Cheney, R. E. et al. "Geosat altimeter geophysical data record user handbook", *NOAA Tech. Memo. NOS NGS-46*, 29 pp, 1987.

CLS "Modélisation de la marée océanique à l'échelle globale par la méthode des éléments finis avec assimilation de données altimétriques" *Rapport d'activité, non publié*, 2002.

CLS "Correction des signaux hautes fréquences. Partie A : Utilisation des sorties d'un modèle barotrope pour corriger les données altimétriques" *Rapport d'activité, non publié*, 2001.

DBDB5 "Digital gridded data set of global bathymetry at 5 minutes interval", *Naval Ocean Research and Development Agency (NORDA) and the Naval Oceanographic Office (USNOO)*, 1983.

Desai, S.D., Wahr, J.M., Chao, Y. "Error analysis of empirical ocean tide models estimated from Topex/Poseidon altimetry", *Journal of Geophysical Research*, 102 (c11), pp 25157-25172, 1997.

Dhatt, G. and Touzot, G. "Une présentation de la méthode des éléments finis", *Collection Université de Compiègne, Maloine S. A.*, 1984.

Dickey, J.O., Marcus, S.L., Steppe, J.A. and Hide, R. "The Earth's angular momentum budget on subseasonal time scales", *Science*, 255, pp 321-324, 1992.

Dickman, S. R. "Theoretical Investigation of the Oceanic Inverted Barometer Response", *Journal of Geophysical Research*, 93 (B12), pp 14941-14946, 1988.

Dushaw, B. D. and Worcester, P. F. "Resonant diurnal tides in the North Atlantic", *Geophysical Research Letters*, 25 (12), pp 2189-2192, June 1998.

Dushaw, B. D., Cornuelle, B.D., Worcester, P. F. and Howe, B.M. "Barotropic

and baroclinic tides in the central north Pacific Ocean determined from long-range reciprocal acoustic transmissions", *Journal of Physical Oceanography*, 25, pp 631-647, 1995.

ECMWF "European Centre for Medium-Range Forecasts Model", *ECMWF research manual*, 3, pp. 97, 1991.

ECMWF "European Centre for Medium-Range Forecasts Data Assimilation", *ECMWF research manual*, 1, pp. 82, 1991.

Egbert, G. D. and Ray, R. D. "Significant dissipation of tidal energy in the deep ocean inferred from satellite altimeter data", *Nature*, 405, 2000.

Egbert, G. D. and Ray, R. D. "Deviation of long-period tides from equilibrium : kinematics and geostrophy", *Journal of Physical Oceanography*, 33, pp. 822-839, 2003.

Emery, W.J. et al. "Geographic and seasonal distribution of Brunt-Väissälä frequency and Rossby radii in the North Pacific and North Atlantic", *Journal of Physical Oceanography*, Feb. 1984.

ETOPO5 "Digital relief of th surface of the Earth", *NOAA and National Geophysical Data Center, Boulder, Colorado, US*, 1988.

Eubanks, T.M. "Variations in the orientation of the Earth", *Contributions of Space Geodesy to Geodynamics : Earth Dynamics*, D. Smith and D. turcotte eds., American Geophysical Union Monograph, Geodynamics Series, v. 24, 1993.

Flather, R.A. "Bristol channel local tide-surge model", *Flood and Coastal Defense Report*, 4, 2-3, 1993.

Flather, R.A. "Storm surge modelling Ocean tides and waves courses", *unpublished document*, 47 pp, Trieste, 26-28 October 1988.

Foda, M.A. and Hill, D.F. "Nonlinear energy transfer from semidiurnal barotropic motion to near-inertial baroclinic motion", *Journal of Physical Oceanography*, 28, 1998.

Fox, A. D. and Haines, K. "Modelling internal waves with a global ocean model", *International WOCE Newsletter*, 39, August 2000.

Fu, L.L. "Wind-forced intraseasonal sea level variability of the extratropical oceans", *Journal of Physical Oceanography*, 33 (2), 2003.

Fu, L.L. and Cheng, B. "25-day period large-scale oscillations in the Argentine basin revealed by the TOPEX/Poseidon altimeter", *Journal of Physical Oceanography*, 31, pp 506-517, 2000.

Fu, L., Christensen, C.A., Yamarone Jr., C.A., Lefebvre, J.M., Ménard, Y., Dorner, M. and Escudier, P. "TOPEX/Poseidon mission overview" *Journal of Geophysical Research*, 99 (C12), pp 24369-24381, 1994.

Fu, L. and Davidson, R. A. "A note on the barotropic response of sea level to time-

dependent wind forcing", *Journal of Geophysical Research*, 100 (C12), pp 24955-24963, 1995.

Fu, L. and Pihos, G. "Determining the response of sea level to atmospheric pressure forcing using TOPEX/POSEIDON data", *Journal of Geophysical Research*, 99 (C12), pp 24633-24642, 1994.

Fukumori, I., Raghunath, R., Fu, L.-L. "Nature of the global large scale sea level variability in relation to atmospheric forcing : A modeling study", *Journal of Geophysical Research*, 103, pp 5493-5512, 1998.

Garcia, R. R. and Geisler, J. "Stochastic forcing of small amplitude oscillations in the stratosphere", *Journal of Atmospheric Science*, 38, pp 2187-2197, 1981.

Gaspar, P. and Ponte, R. M. "Relation between sea level and barometric pressure determined from altimeter data and model simulations", *Journal of Geophysical Research*, 102 (C1), pp 961-971, 1997.

Gaspar, P., Ogor, F., Le Traon, P.Y. and Zanife, O.Z. "Estimating the sea state bias of the TOPEX and POSEIDON altimeters from crossover differences" *Journal of Geophysical Research*, 99 (C12), pp 24981-24994, 1994.

GEBCO97 "Digital Atlas, International Oceanographic Commission, International Hydrographic Organization", *Natural Environnement Research Council*, 1997.

Genco, M.L. "Les marées dans l'océan Atlantique : modélisation et bilan énergétique", *Université Joseph Fourier*, Grenoble, 1993.

Gill, A. E. "Atmosphere-Ocean Dynamics", *Academic Press*, volume 30, 1982.

Gissler, N. "Reason for finding a decreased sea level in certain years", *K. Sven. Vetensk. Handl.*, p 142, Stockholm, 1747.

Gourdeau, L. "Internal tides observed at 2°S-156°E by in situ and T/P data during the Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment (COARE)", *Journal of Geophysical Research*, 103 (C6), pp 12629-12638, 1998.

Hamilton, K. "A possible relationship between tropical ocean temperatures and the observed amplitude of the atmospheric (1,1) Rossby normal mode", *Journal of Geophysical Research*, 90 (D5), pp 8071-8074, 1985.

Haurwitz, B. and Cowley, D. "The diurnal and semidiurnal barometric oscillations, Global distribution and annual Variation", *PAGEOPH*, 102 (1), 1973.

Hellereman, S. and Rosenstein "Normal wind stress over the world ocean with error estimates", *Journal of Physical Oceanography*, 13, pp 1093-1105, 1983.

Hirose, N., Fukumori, I., Zlotnicki, V. and Ponte, R. "High frequency barotropic response to atmospheric disturbances : Sensitivity to forcing, topography and friction." *Journal of Geophysical Research*, 106 (C12), 2001.

- Hirose, N., Fukumori, I. and Ponte, R.** "A non-isostatic global sea level response to barometric pressure near 5 days" *Geophysical Research Letters*, 28 (12), pp. 2441-2444, 2001.
- Hughes, C. W. and Stepanov, V. N.** "A global barotropic numerical model (as a version of the OCCAM-model)" *personnal communication, unpublished*, 2002.
- Jayne, S.R. and St. Laurent, L.C.** "Parameterizing tidal dissipation over rough topography", *Geophysical Research Letter*, 28 (5), pp 811, 2001.
- Kantha, L.H., Stewart, J.S., Desai, S.D.** "Long-period lunar fortnightly and monthly ocean tides", *Journal of Geophysical Research*, 103 (C6), pp 12639-12648, 1998.
- Kantha, L. H. and Tierney, C. C.** "Global baroclinic tides", *Prog. Oceanog.*, 40, pp 163-178, 1997.
- Killworth, P.D., Stainforth, D., Webb, D.J., Paterson, S.M.** "The development of free-surface Bryan-Cox-Semtner ocean model", *J. of Phys. Oceanog.*, 21 (9), pp 1333-1348, 1991.
- Koblinski, C.J., Niiler, P.P. and Schmitz, W.J. Jr.** "Observations of wind-forced deep ocean currents in the north Pacific", *Journal of Geophysical Research*, 94 (C8), pp 10773-10790, 1989.
- Leblond, P.H. and Mysak, L. A.** "Waves in the Ocean", *pub*, 1978.
- Lefèvre, F.** "Modélisation des marées océaniques à l'échelle globale : assimilation de données in situ et altimétriques", *Thèse, Université Toulouse III-Paul Sabatier*, 2000.
- Lefèvre, F.** "FES 98 : A new global tide finite element solution independant of altimetry", *Geophysical Research Letter*, 27 (17), pp 2717-2720, september 2000.
- Lefèvre, F.** "How can we improve a global ocean tide model at a regional scale? A test on the Yellow Sea and the East China Sea", *Journal of Geophysical Research*, 105 (C4), pp 8707-8725, april 2000.
- Lefèvre, F., Lyard, F.H., Le Provost, C. and Schrama, E.J.O.** "FES 99 : A global tide finite element solution assimilating tide gauge and altimetric information" *JAO Tech.*, 19, 2002.
- Le Provost, C.** "A new in situ reference data set for ocean tides", *AVISO Newsletter*, 1994.
- Le Provost, C.** "Ocean Tides", *Satellite Altimetry and Earth Sciences, L.L. Fu and A. Cazenave eds*, Academic Press, pp. 267-303, 2001 .
- Le Provost, C., Bennett A.F. and Cartwright D.E.** "Ocean tides for and from Topex/Poseidon", *Science*, 267, pp 639-642, 1995.
- Le Provost, C., Carrère, L. and Lyard, F.** "On the stability of the harmonic constituents of the barotropic and baroclinic tides induced from T/P altimetry", *SWT meeting, Miami USA*, Oct. 2000.

Le Provost, C., Genco M.L., Lyard, F., Vincent P., Canceil P. "Spectroscopy of the world ocean tides from a finite element hydrodynamic model", *Journal of Geophysical Research*, 99 (C12), pp 24777-24798, 1994.

Le Provost C. and Poncet, A. "Finite element method for spectral modeling of tides", *J. Comput. Phys.*, 65, pp 273-291, 1986.

Le Provost C. and Vincent, P. "Some tests of precision for a finite element model of ocean tides", *Int. J. Numer. Methods Eng.*, 12, pp 853-871, 1978.

Levitus 98 "World Ocean Atlas 1998 (WOA98)", *Ocean Climate Laboratory, National Oceanographic Data Center*, 1998.

Liu, W.T., Katsaros, K.B. and Businger, J.A. "Bulk parameterization of air-sea exchanges of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface" *Journal of Atmospheric Sciences*, 36, 1979.

Longuet-Higgins, M. S. "The eigenfunctions of Laplace's tidal equations over a sphere", *Philos. Trans. R. Soc. London A.*, 262, pp 511-607, 1968.

Luther, D. S. "Evidence of a 4-6 Day Barotropic, Planetary Oscillation of the Pacific Ocean", *Journal of Physical Oceanography*, 1982.

Lyard, F. "Modélisation de la marée océanique : application à l'océan Indien", *Université Joseph Fourier*, Grenoble, 1992.

Lyard, F. "Long period tides determination from a hydrodynamic and assimilation tidal model", *Final Report, GeoForschung Zentrum, Potsdam, Germany*, March 1998.

Lyard, F. "The tides in the Arctic ocean from a finite element model", *Journal of Geophysical Research*, 102 (C7), pp 15611-15638, 1997.

Lyard, F. and Bouzinac, C. and Carrère, L. "Ocean response to the Wind and Pressure Forcing in the Mediterranean Sea : Comparison of the MOG2D Numerical Model with In Situ and Altimetric Data", *Présentation SWT Miami*, 2000.

Lyard, F. and Le Provost, C. "Inferring an additional sink of energy for the ocean tides from the assimilated model FES 99 : Application to an improved hydrodynamic solution" *Présentation SWT Miami*, 2000.

Lynch, D. R. and Gray, W. G. "A Wave Equation Model for Finite Element Tidal Computations", *Computers and Fluids*, 7, pp 207-228, 1979.

Maagard, L. "On the generation of baroclinic Rossby waves in the ocean by meteorological forces", *J. Phys. Oceanogr.*, 7, pp 359-364, 1977.

Madden, R. "Further Evidence of traveling planetary waves", *Journal of Atmospheric Sciences*, 35, pp 1605-1618, 1978.

- Madden, R. and Julian, P.** "Further Evidence of Global-Scale, 5-Day Pressure Waves", *Journal of Atmospheric Sciences*, 29, pp 1464-1469, 1972.
- Madec, G., Decluse, P., Imbard, M., Levy, C.** "OPA 8.1 ocean general circulation model, Reference manual", *Internal Report 11*, IPSL, 1998.
- Mangiarotti, S.** "Les variations BF du niveau de la mer Méditerranée au cours de la deuxième moitié du $XX^{ième}$ siècle à partir de mesures par altimétrie spatiale et marégraphie." *Thèse, Université Toulouse III-Paul Sabatier*, 2003.
- Marcus, S.L., Chao, Y., Dickey, J.O. and Gegout, P.** "Detection and modeling of nontidal oceanic effects on Earth's rotation rate", *Science*, 281, pp 1656-1659, 1998.
- Mathers, E. L.** "Sea Level Response to Atmospheric Pressure and Wind Forcing in the Global Deep Ocean", *Ph-D Thesis, University of Liverpool*, 2000.
- Mathers, E. L. and Woodworth, P.L.** "Departures from the local inverse barometer model observed in altimeter and tide gauge data and in a global barotropic numerical model" *Journal of Geophysical Research*, 106 (C4), pp 6957-6972, 2001.
- McCreary, J. P.** "Modeling the equatorial ocean circulation", *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 17, pp 359-409, 1985.
- Menard, Y., Jeansou, E. and Vincent, P.** "Calibration of TOPEX/POSEIDON at Lampedusa : additional results at Harvest" *J. Geophys. Res.*, 99 (C12), pp 24487-24504, 1994.
- Merriam, J. B.** "Meteorological excitation of the annual polar motion" *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 70, pp 41-56, 1982.
- Mestaz-Nunez, A. M., Chelton, D. B., DeSoccke, R. A.** "Evidence of time-dependant Sverdrup circulation in the south Pacific from Seasat scatterometer and altimeter" *J. Phys. Oceanogr.*, 22, pp 934-943, 1992.
- Michallet, H.** "Problème du bicouche équivalent" *communication personnelle*.
- Morozov** "Semidiurnal internal wave global field" *DSR*, 1, 42, pp 135-148, 1995.
- Munk, W.H.**, "Once again : once again tidal friction" *Prog. Oceanog.*, 40, pp 7-36, 1997.
- Munk, W. H.**, "Abyssal recipes" *Deep Sea Res.*, 13, pp 707-730, 1966.
- Munk, W. H. and MacDonald, G. J. F.** "The rotation of the Earth : a geophysical discussion" *Cambridge University Press*, pp 323, 1960.
- Munk, W. H. and Wunsch, C.**, "Abyssal recipes II : Energetics of tidal and wind mixing" *Deep Sea Research*, 45, pp 1977-2010, 1998.
- Nastula, J. and Ponte, R.M.** "Further evidence for oceanic excitation of polar motion" *Geophys. J. Int.*, 139, pp 123-130, 1999.

New, A.L. "Internal tidal mixing in the Bay of Biscay" *Deep Sea Research*, 35 (5), pp 691-709, 1988.

Open University Course Team "Ocean circulation" *The Open University*, 1998.

Pacanowski, R., Dixon, K., Rosati, A. "Modular ocean model user's guide", *Ocean Group Tech. Rep. 2, Geophys. Fluid Dyn. Lab.*, Princeton, N. J., 1991.

Pham, S. "Réponse de l'océan à la pression atmosphérique : validité du baromètre inverse", *Rapport de stage, Unpublished - LODYC*.

Philander, S. G. H. "Forced oceanic waves", *Rev. Geophys.*, 16, pp 16-46, 1978.

Platzman, G. W. "Two-dimensional free oscillations in natural basins" *J. Phys. Oceanogr.*, 2, pp 117-138, 1972.

Platzman, G. W., Curtis, G. A., Hansen, K. S., Slater, R. D. "Normal modes of the world ocean, II, Description of modes in the period range 8 to 80 hours" *J. Phys. Oceanogr.*, 11, pp 579-603, 1981.

Plummer, N.P. "DBDB5 data set of global gridded bathymetry" *Institute of Oceanographic Sciences Deacon Laboratory, Internal Document*, 300, 36 pp, 1991.

Poncet, A. "Autour de l'écriture d'un code éléments finis" *Université Scientifique Technologique et Médicale de Grenoble*, Grenoble, 1979.

Ponchaut, F., Lyard, F., Le Provost, C. "An analysis of the tidal signal in the WOCE sea level dataset" *JAO Tech.*, 18, pp 77-91, 2001.

Ponte, R.M. "Variability in a homogeneous global ocean forced by barometric pressure", *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 18, pp 209-234, 1992.

Ponte, R.M. "The Sea Level Response of a stratified Ocean to Barometric Pressure Forcing", *Journal of Physical Oceanography*, pp 109-113, May 1991.

Ponte, R.M. "Understanding the relation between wind- and pressure-driven sea level variability", *Journal of Geophysical Research*, 99 (C4), pp 8033-8039, 1994.

Ponte, R.M. "Nonequilibrium response of the global ocean to the 5-day Rossby-Haurwitz wave in atmospheric surface pressure", 1997.

Ponte, R.M. "Oceanic excitation of daily to seasonal signals in Earth rotation : results from a constant-density numerical model", *Geophys. J. Int.*, 130, pp 469-474, 1997.

Ponte, R.M. and Ali, A.H. "Rapid ocean signals in polar motion and length of day" *Geophysical Research Letters*, 9 (15), 10.1029/2002GL015312, 2002.

Ponte, R.M. and Dorandeu, J. "Uncertainties in ECMWF surface pressure fields over the ocean in relation to sea level analysis and modeling" *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 20, pp 301-307, 2003.

Ponte, R.M. and Gaspar, P. "Regional analysis of the inverted barometer effect over the global ocean using TOPEX/POSEIDON data and model results", *Journal of Geophysical Research*, 104 (C7), pp 15587-15601, 1999.

Ponte, R.M. and Lyard, F. "Effects of unresolved high frequency signals in altimeter records inferred from tide gauge data", 2002.

Ponte, R.M. and Ray R.D. "Atmospheric pressure corrections in geodesy and oceanography : A strategy for handling air tides", *Geophysical Research Letters*, 29 (24), 10.1029/2002GL016340, 2002.

Ponte, R.M., Salstein, D. A. and Rosen, R. D. "Sea Level Response to Pressure Forcing in a Barotropic Numerical Model", *Journal of Physical Oceanography*, pp 1043-1057, Feb. 1991.

Ponte, R.M., Stammer, D. and Marshall, J. "Oceanic signals in observed motions of the Earth's pole of rotation" *Nature*, 391, pp 476-479, 1998.

Ponte, R.M., Stammer, D. and Wunsch, C. "Improving ocean angular momentum estimates using a model constrained by data" *Geophysical Research Letters*, 28 (C9), pp 1775-1778, 2001.

Ponte, R.M. and Stammer, D. "Global and regional axial ocean angular momentum signals and length-of-day variations (1985-1996)" *Journal of Geophysical Research*, 105 (C7), pp 17161-17171, 2000.

Ponte, R.M. and Stammer, D. "Role of ocean currents and bottom pressure variability on seasonal polar motion" *Journal of Geophysical Research*, 104 (C10), pp 23393-23409, 1999.

Ray, R.D. "A global ocean tide model from Topex/Poseidon altimetry : GOT 99.2", *NASA Technical Memo. 209478, Goddard Space Flight Center*, 58 p., 1999.

Ray, R.D. "Atmospheric Tides and the TOPEX/Poseidon Meteorological Corrections", *TOPEX/POSEIDON Research News*, 1994.

Ray, R.D. and Mitchum, G.T. "Surface manifestation of internal tides generated near Hawaii", *Geophysical Research Letters*, 23 (16), pp 2101-2104, 1996.

Ray, R.D. and Mitchum, G.T. "Surface manifestation of internal tides in the deep ocean : observations from altimetry and island gauges", *Prog. Oceanog.*, 40, pp 135-162, 1997.

Richoille, F. "Simulation de la marée et de la réponse aux forçages météorologiques sur le plateau des Kerguelen", *Rapport de stage, Unpublished - LEGOS*, 2000.

Robinson, A. R. "Continental shelf waves and the response of sea level to weather systems", *Journal of Geophysical Research*, 69, 1964.

Robinson, A. R. "Mesoscale eddies", *Poc. JOC/SCOR Joint study conference on general circulation models and their relation to climate WMO/ICSU*, Geneva, 1977.

- Robinson, A. R.** "Continental shelf waves and the response of sea level to weather systems", *Journal of Geophysical Research*, 69, 1964.
- Roblou, L.** "Ocean response to atmospheric forcing in Mediterranean sea : comparison with SIMN observations in the first half of 2002" *Scientific report POC, Unpublished - LEGOS*, 2003.
- Rosen, R.D.** "The axial momentum balance of Earth and its fluid envelope", *Surv. Geophys.*, 14, pp 1-29, 1993.
- Rougier, G.** "Modélisation spectrale des marées dans les mers littorales", *Université Joseph Fourier*, Grenoble, 1979.
- Roulet, G. and Madec G.** "Representing surface surface fresh water flux as volum flux : A new free surface formulation", *Journal of Geophysical Research*, 1999.
- Salby, M. L.** "The 2-day wave in the middle atmosphere : observations and theory", *Journal of Geophysical Research*, 86, pp 9654-9660, 1981.
- Salstein, D.A., Kann, D.A., Miller, A.J., Rosen, R.D.** "The subbureau for atmospheric angular momentum of the International Earth Rotation Service : a meteorological data center with geodetic applications", *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 74, pp 67-80, 1993.
- Schlax, M.G. and Chelton, D.B.** "Frequency domain diagnostics for linear smoothers", *Journal of the American Statistical Association*, 87, 420, 1992.
- Schrama, E.J.O. and Ray, R.D.** "A preliminary tidal analysis of T/P altimetry", *Journal of Geophysical Research*, 99 (C12), pp 24799-24808, 1994.
- Schum, C.K., Woodworth, P.L., Andersen, O.B., Egbert, G.D., Francis, O., King, C.K., S.M., Le Provost, C.L., Molines, J-M., Parke, M.E., Ray, R.D., Schlax, M.G., Stammer, D., Tierney, C.C., Vincent, P. and W.C.I.** "Accuracy assessment of recent ocean tide models" *Journal of Geophysical Research*, 102 (25), pp 173-25 194, 1997.
- Schwiderski, E.W.** "On charting global tides", *Rev. Geophys.*, 18, pp 243-268, 1980.
- Simmons, H.L. et al.** "Tidally driven mixing in a numerical model of the ocean general circulation", *Ocean Modelling - Elsevier*, in press.
- Smagorinsky, J.** "General circulation experiments with the primitive equations", *Monthly Weather Review*, 1963.
- Smith, W.H.F. and Sandwell, D.T.** "New global seafloor topography from satellite altimetry", *Fall AGU Meeting*, San Francisco, 1996.
- Stammer, D., Wunsch, C. and Ponte, R. M.** "De-Aliasing of Global High Frequency Barotropic Motions in Altimeter Observations", *Geophysical Research Letters*, 27 (8), pp 1175, 2000.

- Tierney, C., Parke, M.E. and Born, G.H.** "An investigation of ocean tides derived from along-track altimetry" *Journal of Geophysical Research*, 103 (C5), pp 10273-10287, 1998.
- Tierney, C., Kantha, L.H. and Born, G.H.** "Shallow and deep water global ocean tides from altimetry and numerical modeling", *Journal of Geophysical Research*, 105 (C5), pp 11259-11277, 2000.
- Tierney, C., Wahr, J., Bryan, F. and Zlotnicki, V.** "Short-period oceanic circulation : implications for satellite altimetry", *Geophysical Research Letters*, 27 (9), pp 1255-1258, 2000.
- Toumazou, V. et Crétaux, J.F.** "Using a Lanczos eigensolver for empirical orthogonal functions computation", 2000.
- Trenberth, K. E. and Olson, J. G.** "An evaluation and intercomparison of global analyses from the National Meteorological Center and the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts" *Bulletin of the American Meteorological Society*, 69, pp 1047-1057, 1988.
- Trigrud** "Trigrud software" *Government of Canada, Department of fisheries and oceans*, 1990.
- Tsimplis, M.N.** "The response of sea level to atmospheric forcing in the Mediterranean" *Journal of Coastal Research*, 11 (4), pp 1309-1321, 1995.
- VanDam, T. M., Wahr, J., Chao, Y. and Leuliette, E.** "Prediction of the crustal deformation and of geoid and sea level variability caused by oceanic and atmospheric loading" *Geophys. J. Int.*, 129, pp 507-517, 1997.
- VanDam, T. M. and Wahr, J.** "The atmospheric load response of the ocean determined using Geosat altimeter data" *Geophys. J. Int.*, 113, pp 1-16, 1993.
- Wahr, J.M.** "The Earth rotation" *Ann. rev. Earth Planet. Sci.*, 16, pp 231-249, 1988.
- Wallace, J.M. and Dickinson, R.E.** "Empirical Orthogonal Representation of time series in the frequency domain. Part 1 : Theoretical considerations" *Journal of applied meteorology*, 11 (6), 1972.
- Webb, D.J. and De Cuevas, B.A.** "An ocean resonance in the southeast Pacific", *Geophysical Research Letters*, 29 (8), 2002.
- Webb, D.J. and De Cuevas, B.A.** "An ocean resonance in the Indian sector of the Southern Ocean", *Geophysical Research Letters*, 29 (14), 2002.
- Webb, D.J. and De Cuevas, B.A.** "The region of large sea surface height variability in the southeast Pacific ocean", *J. of Phys. Oceanography*, 33, pp 1044-1056, 2003.
- Wilson, C.R.** "Earth rotation and global change", *Rev. Geophys.*, 33, pp 225-229, 1995.
- Willebrand, J. and Philander, S. G. H. and Pacanowski, R. C.** "The Oceanic Response to Large-Scale Atmospheric Disturbances", *Journal of Physical Oceanography*, 1980.
- Vincent, P.** "Modélisation aux éléments finis des marées océaniques", *Université Scientifique*

Technologique et Médicale de Grenoble, Grenoble, 1979.

WoodWorth, P. L. and Windle, S. A. and Vassie, J. M. "Departures from the local inverse barometer model at periods of 5 days in the central South Atlantic", *Journal of Geophysical Research*, 100 (C9), pp 18281-18290, 1995.

Wunsch, C. "Large-scale Response of the Ocean to Atmospheric Forcing at Low Frequencies", *Journal of Geophysical Research*, 96 (C8), pp 15083-15092, 1991.

Wunsch, C. "Bermuda sea level in relation to tides, weather, and baroclinic fluctuations", *Rev. Geophys.*, 10, pp 1-49, 1972a.

Wunsch, C. "The spectrum from two years to two minutes of temperature fluctuations in the main thermocline at Bermuda", *Deep Sea Res.*, 19, pp 577-593, 1972b.

Wunch, C. and Stammer, D. "Atmospheric loading and the oceanic inverted barometer effect", *Reviews of Geophysics*, 35 (1), pp 79-107, February 1997.

Wunsch, C. "Internal tides in the ocean" *Review of Geophysics and Space physics*, 13, pp 167-182, 1975.

Annexe A

Description des différentes bases de données utilisées pour la validation du modèle MOG2D

Nous allons brièvement présenter les techniques de la mesure marégraphique, puis nous présenterons les différentes bases de données in situ utilisées dans notre étude.

Dans une deuxième partie, nous parlerons aussi des mesures altimétriques, et plus précisément des données du satellite Topex/Poseidon, qui s'étendent aujourd'hui sur une période de 10 ans.

A.1 Les données marégraphiques

Depuis le 18^{ème} siècle, de nombreux appareils de mesures ont été déployés essentiellement le long des côtes de l'océan mondial, la pleine mer étant plus difficile d'accès. Ils fournissent des séries temporelles des variations du niveau de la mer à haute résolution (avec un pas de temps de 1 heure en général). Vers le milieu du 20^{ème} siècle, de nouveaux types d'appareils ont été immergés dans des zones de grands fonds (jusqu'à 5000-6000 m), ce qui a permis d'élargir la répartition spatiale de ces mesures marégraphiques.

Aujourd'hui, le programme global d'observation du niveau de la mer (Global Sea Level Observing System, GLOSS) est un projet commun de la Commission Océanographique Intergouvernementale (IOC) et de l'UNESCO; il a pour but d'améliorer la qualité et la quantité des données regroupées par le PSMSL (Permanent Service for Mean Sea Level). Le PSMSL s'occupe de constituer une banque de données mondiale pour la communauté scientifique.

Cependant, la couverture globale de ces données reste encore aujourd'hui largement limitée aux zones côtières. Notons aussi que ces données marégraphiques ne prennent en compte que la réponse de l'océan à l'échelle locale.

A.1.1 Principe de la mesure marégraphique

Depuis le 18^{ème} siècle, les techniques de mesures marégraphiques ont beaucoup évolué :

Les premiers marégraphes étaient de simples mires graduées et placées verticalement, où la hauteur d'eau devait être relevée manuellement à intervalles réguliers.

Une seconde génération de marégraphes correspond aux marégraphes à flotteurs : Un flotteur placé dans un tube vertical ou dans un puits de tranquillisation en communication avec la mer, subit les variations verticales du niveau de la mer. Les trous de communication avec l'extérieur sont assez étroits pour filtrer les courtes longueurs d'onde (effets de la houle et du clapot),

mais assez grands pour assurer que le niveau de l'eau est le même à l'intérieur et à l'extérieur du puit. Les variations de hauteur subies par le flotteur sont transmises via un système de câbles et de poulies, et transformées en déplacement vertical d'un stylet sur un marégramme enroulé autour d'un tambour tournant entraîné par un système d'horlogerie. Le marégramme est un graphe de la hauteur (en mètres) en fonction du temps (abscisses en heures). Cette technologie déjà ancienne est bien maîtrisée.

Le développement des marégraphes numériques est un progrès significatif en matière de précision depuis une trentaine d'années : Les appareils à capteur de pression sont immergés à grande profondeur (jusqu'à 5000-6000 m) et remontés à la surface après plusieurs mois de station. Les capteurs enregistrent la pression de fond en continu et la différence entre cette pression de fond et la pression atmosphérique au dessus du point de mesure donne la hauteur d'eau équivalente. La précision est bonne mais le coût d'exploitation reste élevé.

Les marégraphes acoustiques (à ultrasons) possèdent un émetteur acoustique à une position connue, qui mesure la distance entre le fond et la surface grâce à une onde acoustique. Le transducteur ultra-sonore est placé dans un puit de tranquillisation afin de filtrer la houle et le clapot extérieurs d'une part, et d'éviter la perturbation de l'onde ultra-sonore par le vent d'autre part.

Les stations marégraphiques permettent donc de mesurer le niveau de la mer mais aussi la température de l'eau de mer, la pression atmosphérique et la position absolue d'une référence fixe par rapport au centre de masse de la Terre.

Chaque station côtière est reliée à un centre d'acquisition de données à terre. Cette centrale transmet toutes les données mesurées via le système ARGOS. Les mesures de localisation absolue sont réalisées soit par le système DORIS, soit par un GPS. Le système DORIS (Détermination d'Orbite et Radiolocalisation Intégrée par Satellite) est composé de balises uniformément réparties à la surface de la Terre (environ 50), qui émettent des signaux radioélectriques captés par un satellite. Le récepteur GPS reçoit les signaux émis par une constellation de 24 satellites, dont trois au moins sont en liaison permanente avec une balise GPS quelconque.

La transmission des données est réalisée en temps quasi réel sous délais de 15 jours au Sea Level Fast Delivery Center de Hawaii. Les données sont disponibles sur le site internet : <http://www.soest.hawaii.edu/UHSLC/>. Par ailleurs, le PSMSL collecte, publie, analyse et interprète les données marégraphiques des réseaux mondiaux, en temps différé.

A.1.2 Application aux marées océaniques

Nous considérons dans ce cas la base pélagique de référence **ST95**. Avec le développement des nouveaux modèles globaux de marées océaniques, une base de données marégraphiques, extraites de la base WOCE, a été construite à des fins de comparaisons entre les différents modèles (*Shum et al., 1997*). Les 195 données WOCE ont été soigneusement analysées et 95 ont été sélectionnées pour former la base ST95 (*Cartwright and Ray, 1991; Le Provost, 1994*). Cette base de données est représentative de l'océan profond.

La carte (A.1) donne la situation géographique de ces marégraphes ; leur répartition est très inégale. L'hémisphère nord, plus riche en côtes et ayant fait l'objet de nombreux programmes plus ou moins récents d'étude des océans, compte de nombreuses mesures. A l'inverse l'hémisphère sud, et notamment l'océan Indien et le sud du Pacifique (CCA), reste pauvre en données in situ.

Le nombre de marégraphes utilisés pour la validation des ondes longues périodes Mm et Mf est largement réduit (cf. figure A.2). Cela vient du fait que Mm et Mf ont des amplitudes assez faibles (à peine 3 cm), et que l'on a supprimé tous les marégraphes dont le niveau de

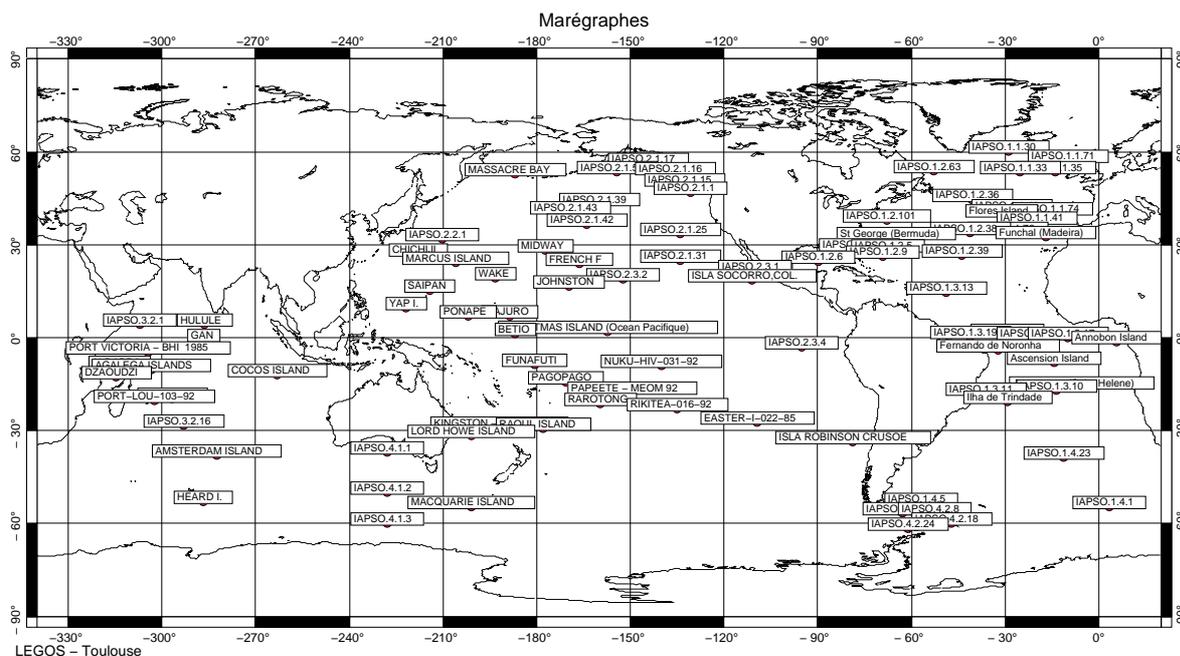


FIG. A.1 – Marégraphes de la base ST95.

bruit était supérieur à 25% de l'énergie de l'onde étudiée.

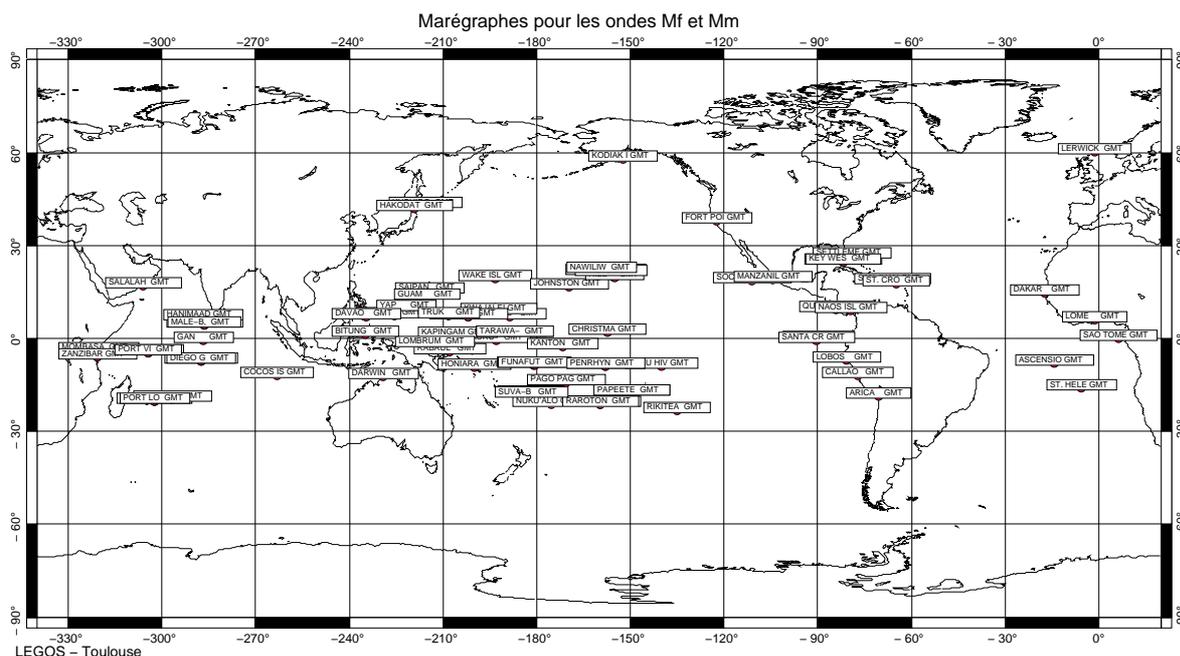


FIG. A.2 – Marégraphes de la base ST95 sélectionnés pour la validation de M_m et M_f .

La base de données WOCE

Cette base de données marégraphiques a été constituée dans le cadre du projet international WOCE (World Ocean Circulation Experiment), qui fait partie du World Climate Research Program (WCRP). Entre 1990 et 1997, 25 pays ont contribué à la collecte de mesures in situ et altimétriques, afin de caractériser l'océan mondial. Le but de ce programme est d'améliorer la connaissance du rôle de la circulation océanique dans les variations du climat terrestre. Une base marégraphique de 197 données a été constituée. La qualité des données est une des meilleures disponibles à ce jour et, les analyses marégraphiques disponibles présentent plus

d'une vingtaine d'ondes. (La densité des données est plus grande dans les zones pélagiques et insulaires du Pacifique.)

A.1.3 Application aux ondes de tempête

Pour cette application, nous avons considéré un jeu de 142 marégraphes, issus des réseaux WOCE et MEDGLOSS (*Ponchaut et al., 1999*). Cette base de données est notée **WM142** dans ce manuscrit.

La carte (A.3) montre l'emplacement des mesures in-situ considérées dans notre étude. On remarque qu'elles sont très inégalement réparties sur l'océan mondial : Il y a très peu de données aux hautes latitudes, notamment l'hémisphère sud ; et les marégraphes sont en majeure partie côtiers, voire situés sur des îles, mais ne permettent pas de visualiser la variabilité de l'océan profond. Le tableau ci-dessous (A.4 A.5 A.6) donne le nom et la couverture temporelle de chacun de ces marégraphes. On note que celle-ci est très disparate.

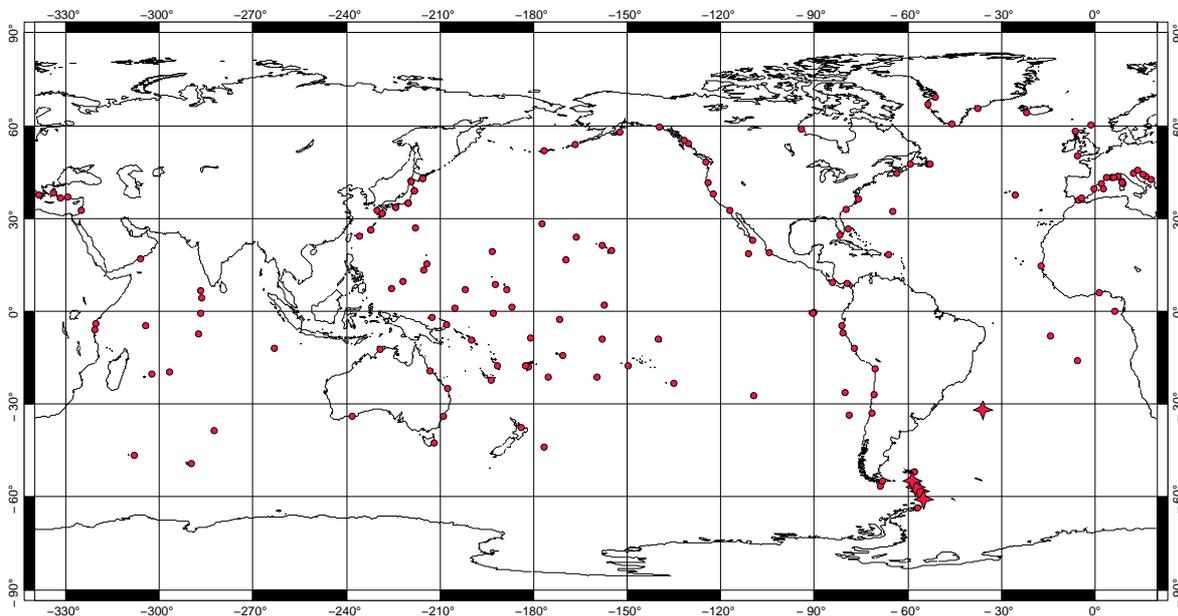


FIG. A.3 – Marégraphes de la base WM142 (points) et BPR5 (croix)

Malgré le manque d'homogénéité de ce réseau marégraphique océanique, cette base de données reste très intéressante pour notre étude, car elle offre des mesures très hautes fréquences (à 1 heure), et des durées d'enregistrement qui peuvent être relativement longues : Ces données nous permettent donc d'étudier le signal océanique dans une large gamme de fréquences (T supérieures à 2 heures), et lorsque les longueurs d'enregistrement le permettent, d'étudier l'évolution de ces signaux sur le long terme (recherches de tendances, ...).

La base de données MEDGLOSS

MEDGLOSS est un programme de collaboration entre l'IOC et la commission Intergouvernementale Pour l'Exploitation Scientifique de la Méditerranée (CIESM). Son objectif est d'installer et de coordonner un réseau de marégraphes en mer Méditerranée et en mer Noire. Vingt trois stations marégraphiques méditerranéennes sont concernées par cette étude : Barcelone, Ceuta, Chios, Corsini, Dubrovnik, Hadera, Katakolo, Malaga, Marseille, Monaco, Nice, Palma, Rhodes, Senetosa, Sete, Split, Toulon, Trieste, Valencia, Zadar, Ajaccio, Bonifacio, Antalya.

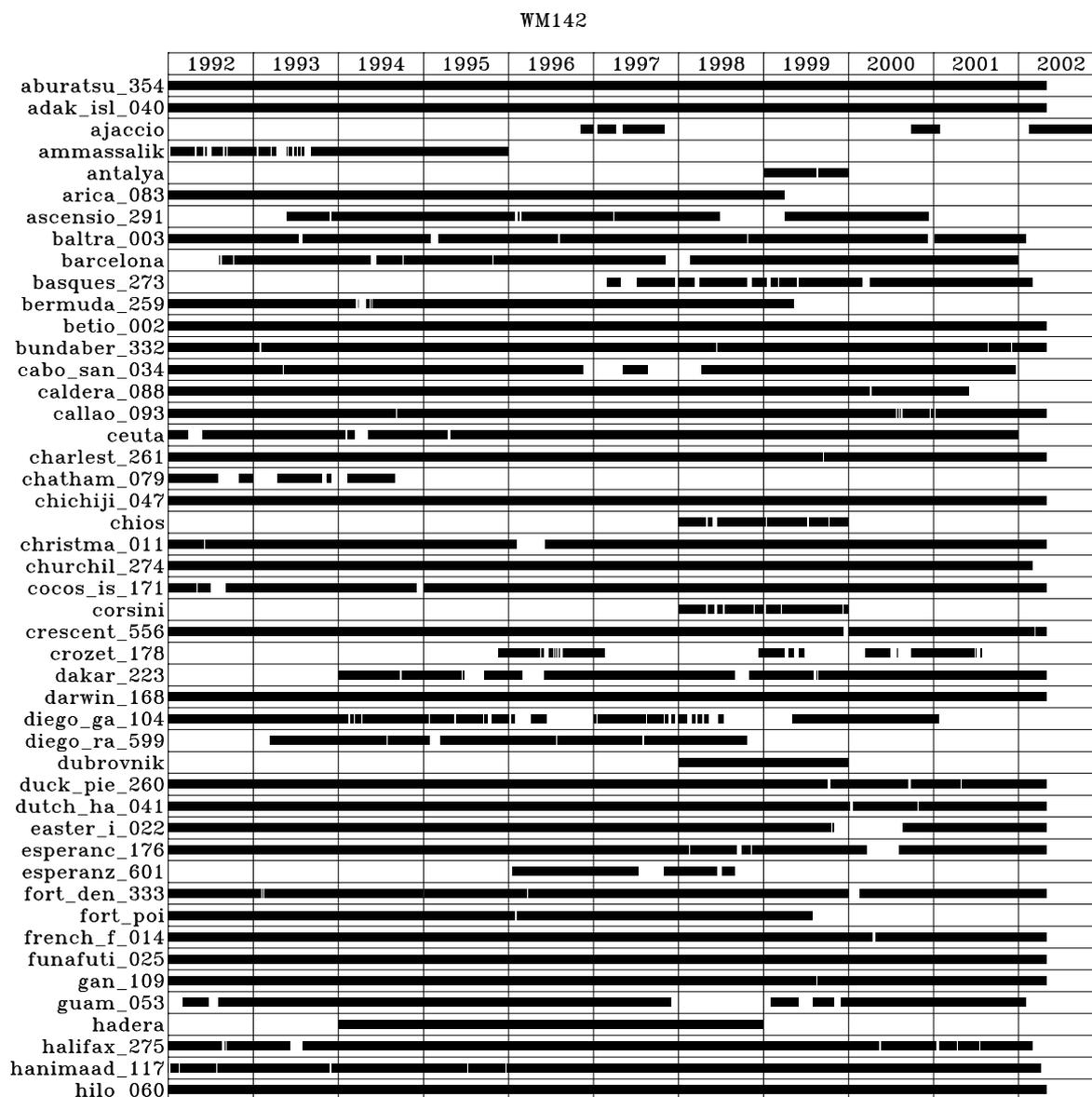


FIG. A.4 – Chronogramme des marégraphes de la base WM142 (1)

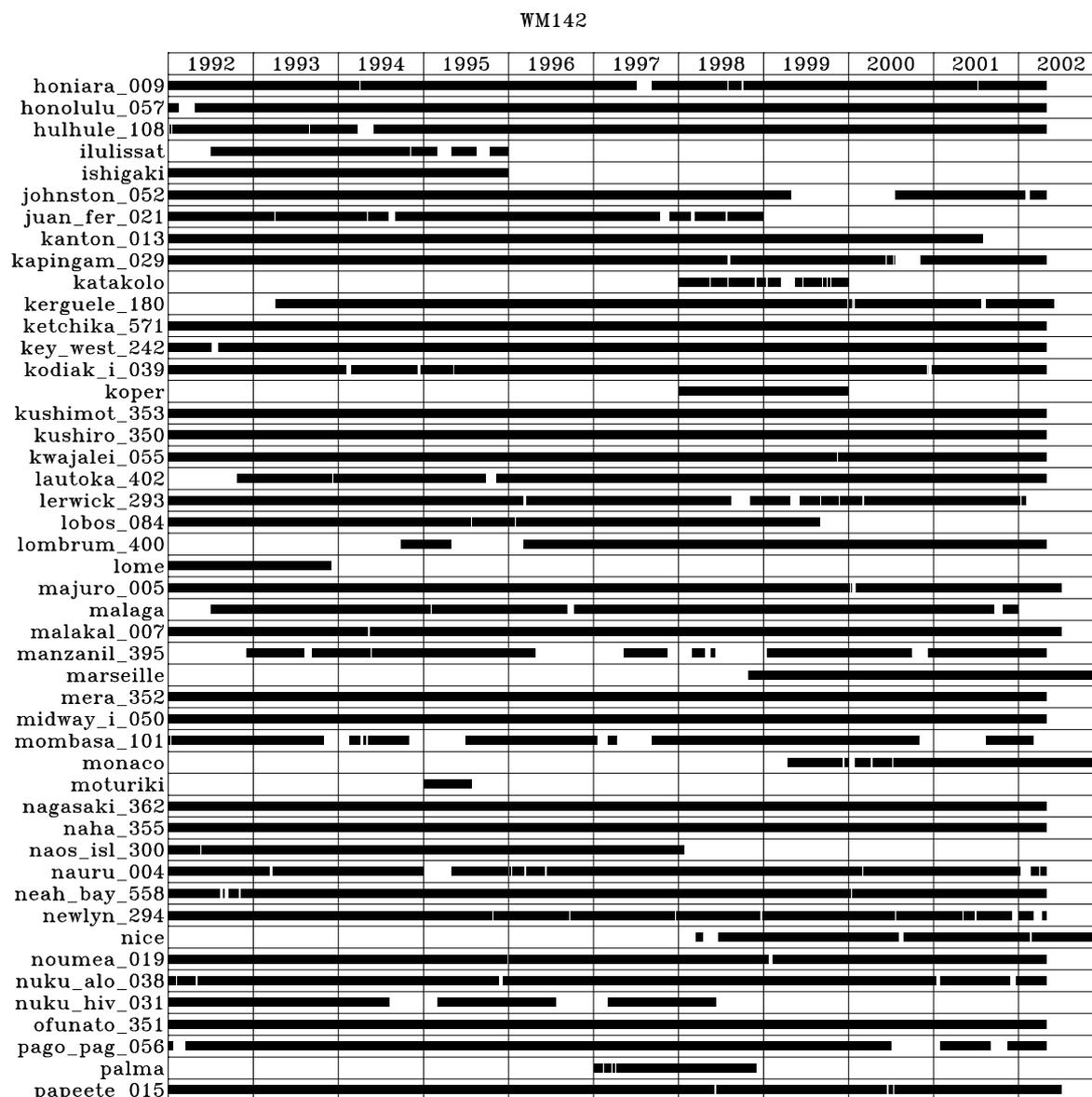


FIG. A.5 – Chronogramme des marégraphes de la base WM142 (2)

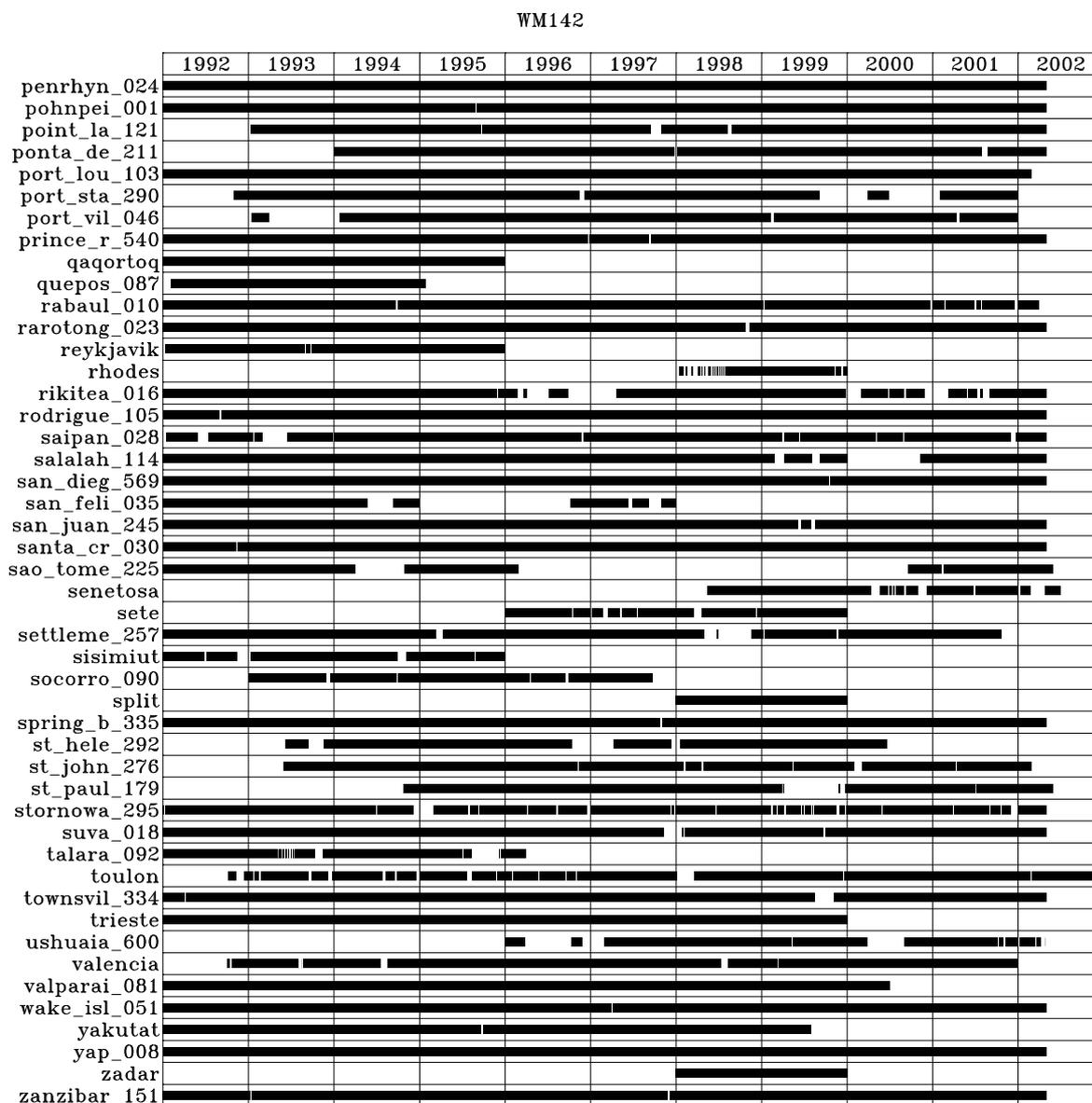


FIG. A.6 – Chronogramme des marégraphes de la base WM142 (3)

A.1.4 Les données de pression de fond

Nous avons vu que ces marégraphes mesuraient la pression au fond de l’océan, la hauteur d’eau étant déduite en faisant la différence entre la pression de fond et la pression atmosphérique en connaissant la densité moyenne de l’eau. Ils sont immergés dans l’océan profond à la différence des marégraphes côtiers, et ont l’avantage des mesures marégraphiques classiques, à savoir une grande résolution temporelle (une mesure par heure). Cependant, ce genre de mesure étant beaucoup plus complexe à mettre en oeuvre et à maintenir (mouillage, variabilité de l’emplacement exact de la mesure en fonction des forts courants ...), les marégraphes de pression de fond sont peu nombreux et leur couverture temporelle reste relativement courte. Le réseau GLOUP regroupe toutes les données de ce type. La carte A.7 donne l’emplacement des capteurs **BPR** disponibles.

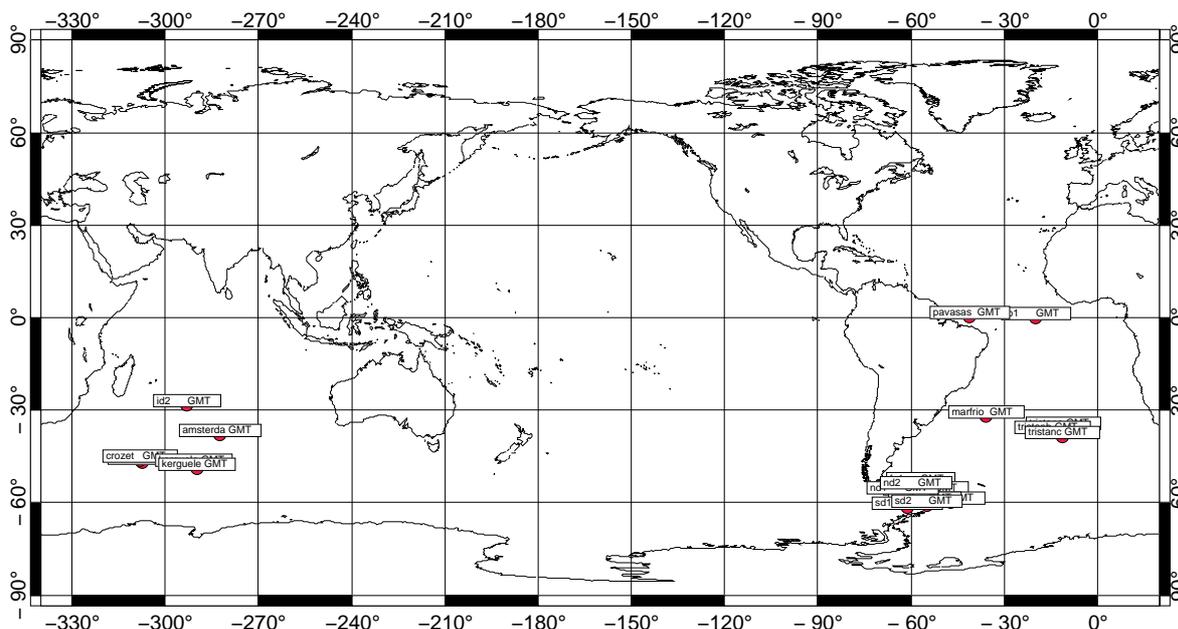


FIG. A.7 – Emplacements des capteurs de pression de fond GLOUP (BPR)

Les données disponibles pour l’année 1995 sont au nombre de 5, et sont localisées dans l’océan Atlantique sud ; 4 sont situées dans le passage de Drake. La carte (A.3) donne l’emplacement de ces marégraphes (croix rouges). Le tableau ci-dessous (A.1) donne les noms et les coordonnées exactes de ces marégraphes.

L’appel à cette base de données est noté **BPR5** (Bottom Pressure Records) dans ce manuscrit.

nom	longitude	latitude	profondeur (m)
marfrio	-36.012	-31.998	2604
nns	-57.502	-56.837	2096
sd2	-54.715	-60.85	1040
cd	-56.355	-58.363	3776
nd2	-58.392	-54.943	1052

TAB. A.1 – Coordonnées des marégraphes à pression de fond pour l’année 1995 (BPR5)

la base de données GLOUP

GLOUP (GLOBAL UnderSea Pressure) est une banque de données globale regroupant les me-

sures de la pression au fond de l'océan. Cette base de données pélagiques contribue à l'étude de la circulation océanique et des marées, en complément des données côtières des marégraphes. Cette activité fait partie du service PSMSL depuis 1999. Les données sont accessibles sur internet à l'adresse suivante : [http : //www.pol.ac.uk/psmslh/gloup/gloup.html](http://www.pol.ac.uk/psmslh/gloup/gloup.html).

A.2 Les données altimétriques

Si les mesures marégraphiques sont précieuses de part la longueur et la qualité des enregistrements, leur couverture spatiale reste très inégale, et notamment les zones de plein océan ne comptent que très peu de mesures. Depuis une trentaine d'années, la conquête spatiale et le lancement de nouveaux satellites océanographiques ont permis de pallier en partie ce problème. Les mesures altimétriques ont une couverture globale, régulière et basse fréquence. Les mesures marégraphiques, de part leur précision, permettent aujourd'hui de valider, voire calibrer, ces nouvelles approches altimétriques.

A.2.1 Le principe de la mesure altimétrique

Un altimètre est un radar classique mesurant la distance entre le satellite et la surface de la mer, à partir du trajet aller-retour de ses impulsions. En réalité, la mesure faite par l'altimètre n'est pas une mesure ponctuelle sur la surface océanique. C'est une moyenne temporelle et spatiale sur une dizaine de mesures de la surface océanique vue par le faisceau du radar. Pour déduire les variations du niveau de la mer à partir de cette mesure de distance, il faut lui soustraire la position du satellite par rapport à l'ellipsoïde de référence terrestre. Les trois systèmes d'orbitographie embarqués sur Topex/Poseidon permettent de déterminer avec une grande exactitude cette position, grâce notamment à des méthodes comme la télémétrie laser ou la technique radioélectrique. Enfin pour accéder à la mesure de la topographie dynamique (hauteur de la mer), il faut encore soustraire la hauteur du géoïde. (cf. figure A.8)

A.2.2 Le satellite Topex/Poseidon

Nous considérons dans notre étude les données du satellite **Topex/Poseidon** (T/P 1992-2002). Le satellite **Jason-1** (lancé en Décembre 2001) poursuit la base de données de T/P, sur les mêmes traces et avec la même répétitivité de 9.9156 jours. Une orbite inclinée à 66° permet à T/P de couvrir tous les océans situés entre les latitudes 66° nord à 66° sud. Son altitude élevée (1336 km) lui permet de minimiser sa sensibilité aux anomalies de champs de gravité ainsi qu'aux effets résiduels de traînée atmosphérique.

L'instrumentation comprend les deux altimètres Topex et Poseidon, trois systèmes d'orbitographie et un radiomètre qui permet de corriger le signal radar des perturbations atmosphériques. L'altimètre acquiert une mesure tous les dixièmes de seconde. Une moyenne sur dix mesures est faite afin d'avoir une valeur par seconde, soit une mesure tous les 7 km le long des traces. La résolution spatiale méridienne varie suivant la latitude, avec une distance intertrace d'environ 300 km à l'équateur et qui diminue quand on se rapproche des pôles.

Malgré leur régularité, les mesures altimétriques sous-échantillonnent donc le niveau de la mer, à la fois temporellement et spatialement ; mais elles permettent une bonne visualisation de la variabilité océanique totale aux basses fréquences.

De plus, ces données ne couvrent pas les zones côtières en raison de problèmes instrumentaux :
– contamination par le littoral de la correction radiométrique à partir de 20 km des côtes,

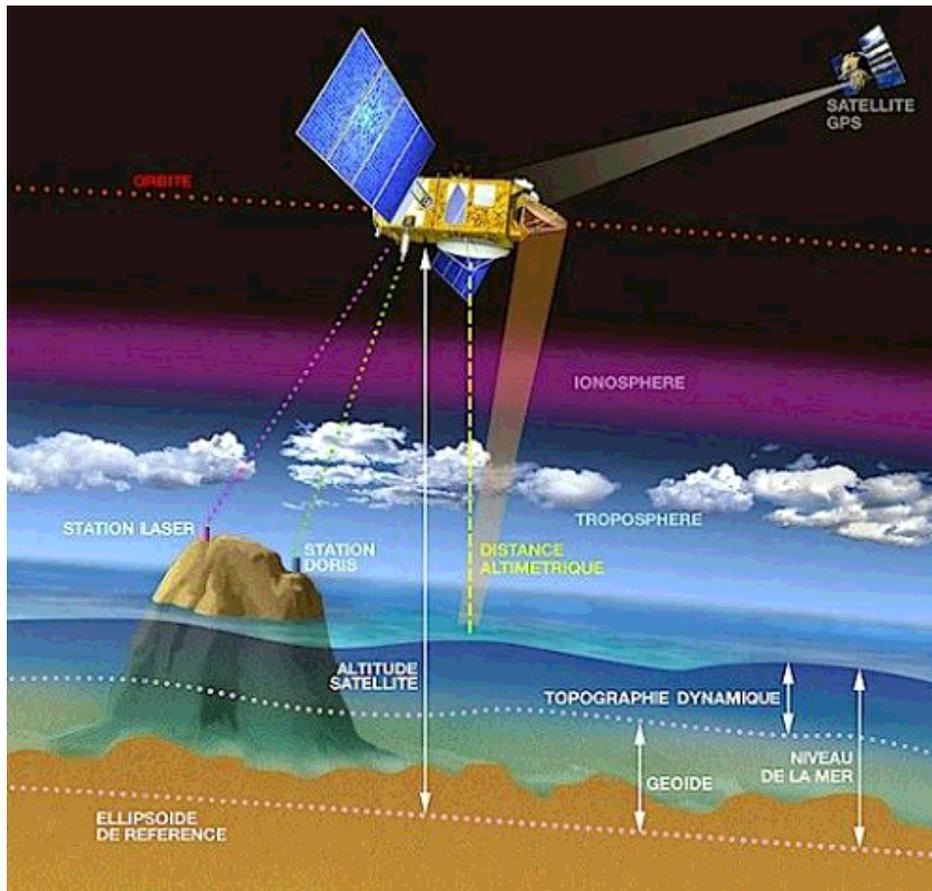


FIG. A.8 – Principe de l'altimétrie (*Topex/Poseidon*)

- contamination de la mesure altimétrique à partir de quelques kilomètres des côtes, et de l'imprécision de certaines corrections géophysiques :
- connaissance du géoïde à la transition océan continent,
- précision des marées en zones côtières.

A.2.3 Les corrections faites sur la mesure altimétrique

Pour être exploitable, le signal satellite doit subir de nombreuses corrections en vue d'arriver à une précision de l'ordre de 2 centimètres, pour les applications océanographiques (*AVISO, 1996*).

Ces corrections sont de trois types :

- **Bruits instrumentaux** : Ces bruits sont dus à des perturbations à bord du satellite. Le délai de traitement des instruments ainsi que la distance entre le centre de gravité du satellite et la plate-forme instrumentale doivent être pris en compte afin d'obtenir une mesure absolue (*Ménard et al. 1994*).
- **Erreur de détermination de l'orbite** : Le croisement de trois systèmes d'orbitographie avec l'utilisation des balises DORIS, a permis de réduire l'erreur sur la composante radiale de la position du satellite par rapport à l'ellipsoïde de référence à seulement 2-3 cm. Mais cette erreur ne concerne pas notre étude car elle est de grande longueur d'onde en comparaison avec les signaux qui nous intéressent (cf. *Fu, 1994*).

– **Corrections géophysiques :**

1. état de mer : Plus la mer est agitée, plus la puissance reçue par le satellite est faible (rugosité élevée donc dispersion de l'énergie). En outre, les creux des vagues réfléchissent mieux que les crêtes. La hauteur de surface instantanée est donc sous-estimée. Cette correction de biais d'état de mer peut être établie en termes de hauteur significative des vagues et de vitesse du vent qui applique une friction à la surface de la mer (*Gaspar et al. 1994*).
2. stratification de l'atmosphère : L'atmosphère terrestre n'est pas homogène mais stratifiée. Les couches diffèrent par leur composition en gaz, en électrons libres, en vapeur d'eau Ces différents facteurs interviennent dans l'expression de l'indice de réfraction du milieu, ce qui implique que la célérité de l'onde issue de l'altimètre est modifiée suivant la couche de l'atmosphère qu'elle traverse : L'onde est ralentie par les électrons libres dans l'ionosphère et par la composition gazeuse plus dense dans la troposphère. L'utilisation du radiomètre permet de faire ces corrections.
3. variation de pression atmosphérique : Théoriquement, dans le cadre de l'hydrostatique, une augmentation de pression à la surface de la mer entraîne une diminution de hauteur de mer. L'effet de la pression atmosphérique locale peut donc être approximativement corrigé par la correction de baromètre inverse : une augmentation de pression de 1mbar provoque une diminution de hauteur de mer de 1 cm. La prise en compte des effets de la pression atmosphérique sur l'océan sera plus amplement développée dans ce manuscrit.
4. marées terrestres : La Terre se déforme sous l'action des astres Lune et Soleil. Sa réponse à ces sollicitations est la marée solide. Ce phénomène est bien connu et vaut :

$$\frac{h_2 \pi_A}{g} \tag{A.1}$$

avec h_2 , le nombre de Love égal à 0.6 ; π_A , le potentiel générateur des marées ; g , la gravité terrestre.

5. effets de charge : Plus la hauteur de mer est importante, plus la poussée exercée par la masse d'eau sur le fond océanique augmente, ce qui va le déformer. Ce phénomène est appelé marée de charge. La correction utilisée est issue du modèle *CSR 3.0*.
6. signal stérique saisonnier : Une température plus élevée entraîne une dilatation de l'eau donc une augmentation du niveau de la mer. Nous n'avons pas pris en compte cette correction dans notre étude, mais il sera intéressant de la rajouter ultérieurement. On pourra par exemple prendre des cartes mensuelles de profils de températures, ce qui permettra de calculer la dilatation/contraction des différentes couches et de la surface :

$$H = h_{saison} \cos(\omega_{saison} t + \phi_{saison}) \tag{A.2}$$

avec $\omega_{saison} = 6$ mois ou 1 an.

Avec ces nombreuses corrections prises en compte dans la chaîne de traitement de T/P (marées océaniques, marées terrestres, marées de charge, troposphère sèche, troposphère humide, ionosphère, orbite, corrections liées à l'instrument lui-même, ...), les scientifiques ont donc atteint une précision de l'ordre de 2 cm. C'est ce signal corrigé que nous allons considérer dans notre étude.

A.2.4 Le problème de l'aliasing

Un phénomène important lié à la période de révolution des satellites et qui peut encore poser quelques problèmes lors du traitement des données, est le phénomène d'aliasing du signal haute fréquence sur les basses fréquences. Ce phénomène affecte principalement la détermination de tout le spectre du signal observé à partir des données altimétriques. Dû à une fréquence d'échantillonnage trop faible, un effet de battement apparaît (cf. figure A.9).

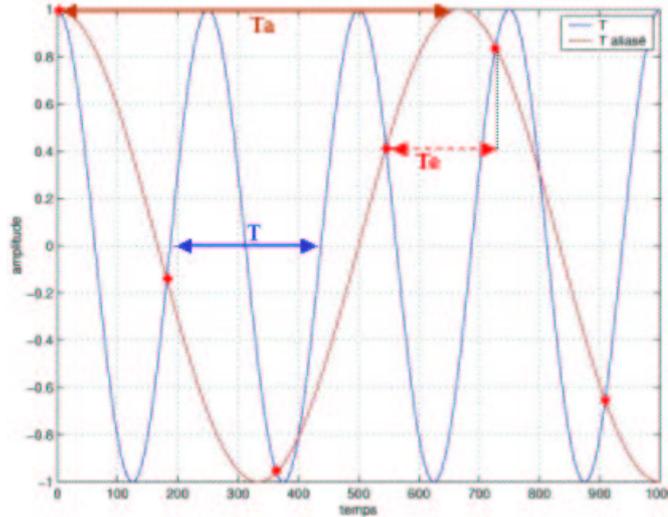


FIG. A.9 – Le phénomène d'aliasing

En effet, pour un cycle de 10 jours, d'après le théorème de Nyquist, la plus haute fréquence détectable est de seulement 20 jours. dans le cas des marées océaniques, certaines ondes deviennent alors difficiles à séparer ou même à déterminer comme les couples M2-S2, P1-K2 et Ssa-K1, pour les données T/P. Ainsi, à cause de ce phénomène, la marée semi-diurne M2, normalement à la fréquence 12 h 25 min, s'aliasse sur la fréquence 60 jours dans les données T/P. D'autres ondes, moins énergétiques, comme Ssa et K1 s'aliasent sur des fréquences très proches et demandent une grande longueur d'enregistrement (environ 9 ans) pour pouvoir être distinguées l'une de l'autre. Le tableau A.2 liste les périodes réelles (en heures) des principales ondes de marée ainsi que leurs périodes aliasées (en jours) par l'échantillonnage tous les 10 jours du satellite Topex/Poseidon.

L'application du critère de Rayleigh pour séparer des ondes de fréquences très voisines demande au minimum 3 ans de données pour séparer M2 et S2 et 9 ans pour séparer K1 et Ssa, dans le cas de T/P. Si on sacrifie la résolution spatiale, en combinant les données de traces voisines l'une de l'autre, on peut résoudre la plupart des problèmes d'aliasing (cf. *Schrama et Ray 1994*). Cependant lorsqu'on recherche des signaux de petites longueurs d'onde, de l'ordre de 100 km, cette approche n'est pas compatible. Cela explique pourquoi des analyses along-track performantes des données altimétriques et donc, par exemple, la visualisation de la signature des ondes internes, de longueurs d'ondes typiques 100 km-130 km, n'ont pu être réalisées qu'avec un minimum de trois ans de données T/P.

Ce problème est en outre un des facteurs majeurs motivant notre étude. En effet, la réponse dynamique de l'océan aux sollicitations atmosphériques de la pression et du vent se fait essentiellement dans la gamme des hautes fréquences : de quelques jours pour la réponse au forçage de la pression, à une dizaine de jours pour la réponse au forçage du vent. Ce signal est donc

Onde	Période réelle (h)	Période aliasée (jours)
M2	12.441	62.107
S2	12.000	58.742
N2	12.658	49.528
K2	11.967	86.596
K1	23.934	173.192
O1	25.819	45.714
P1	24.066	88.891
2N2	12.905	22.538
MU2	12.872	20.315
NU2	12.626	65.216
L2	12.192	20.636
T2	12.016	50.604
M4	6.210	31.054
MS4	6.103	1083.939
M6	4.140	20.702
S1	24.000	117.483
Q1	26.868	69.364
OO1	22.306	29.920
J1	23.098	32.768
N4	6.329	24.764

TAB. A.2 – Fréquences de marée aliasées par T/P

en grande partie aliasé par T/P (période de Nyquist de 20 jours). La correction de baromètre inverse évoquée précédemment prend en compte la réponse statique de l'océan, essentiellement valable dans la gamme des basses fréquences, et donc ne permet pas de contourner ce problème d'aliasing. Le modèle MOG2D développé dans cette étude et présenté dans la suite de ce manuscrit, permettra de trouver des solutions à ce problème.

A.2.5 Les données utilisées

Dans notre étude, nous avons donc considéré d'une part les données T/P le long des traces (plus grande résolution spatiale avec une donnée tous les 7 km, mais répétitivité de 10 jours), et d'autre part les données aux points de croisement T/P (résolution spatiale moindre avec 5500 points de croisement, mais résolution temporelle plus haute avec 2 mesures par période de 10 jours). Ces 2 jeux de données sont donc complémentaires pour étudier la variabilité océanique de l'océan global. Nous avons pris en compte ces données aux points de croisements T/P (notés **CO**) et le long des traces (**résidus along track**) sur la période 1993-2001.

Les cartes A.10 et A.11 donnent respectivement l'emplacement des traces et des points de croisement du satellite T/P.

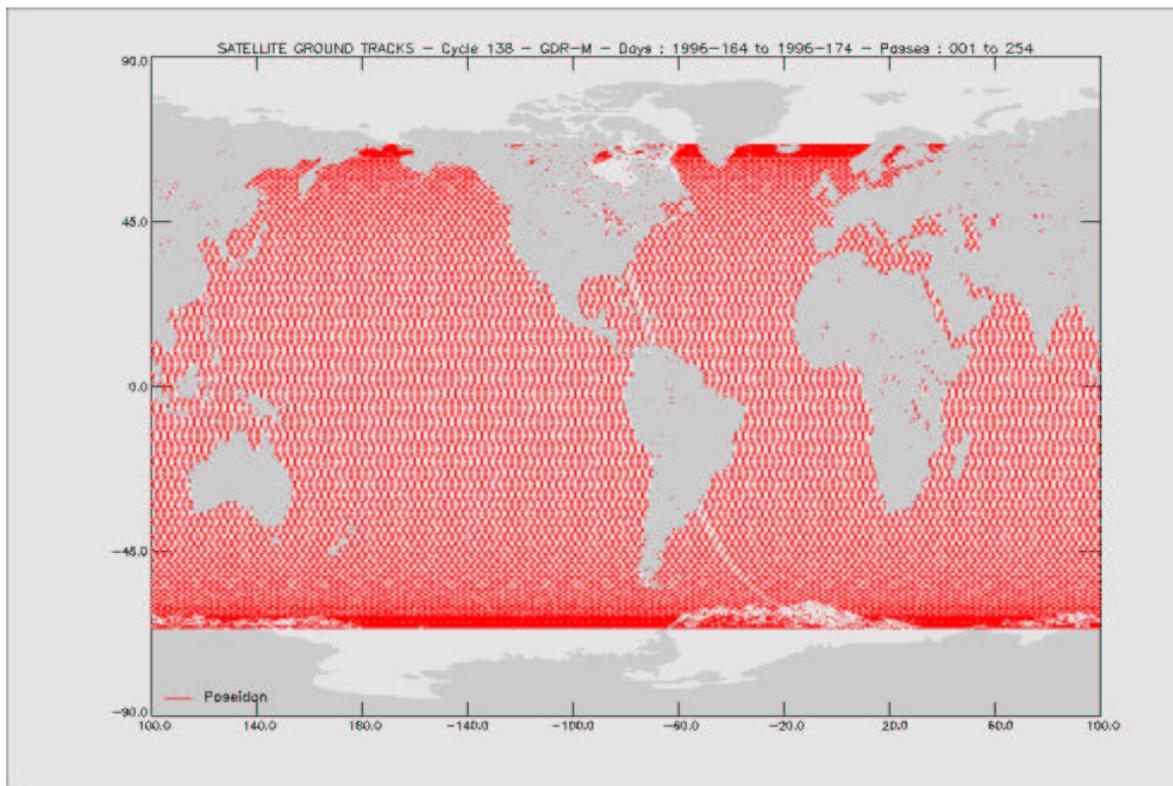


FIG. A.10 - Les traces du satellite T/P

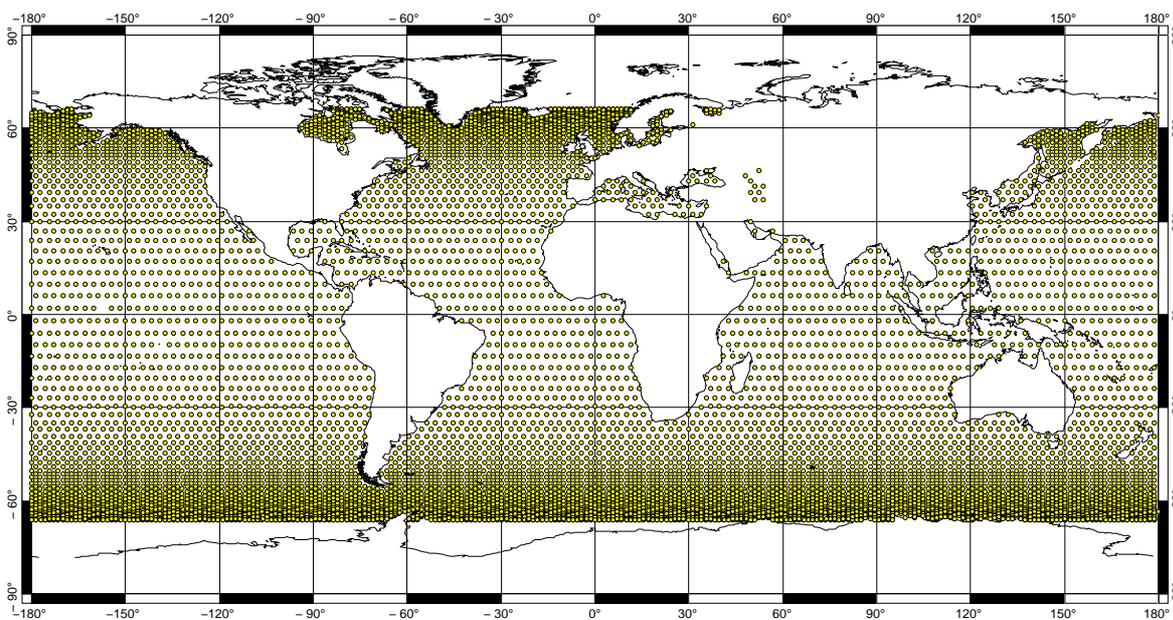


FIG. A.11 - Les points de croisement du satellite T/P

Annexe B

Comparaison des modèles barotropes MOG2D-G et PPHA

B.1 Introduction

La modélisation de la réponse hautes fréquences de l’océan aux forçages météorologiques est un point chaud de la recherche océanographique actuelle. Dans le but du choix d’un modèle qui complètera, voire remplacera à terme, la correction de baromètre inverse pure dans les GDR altimétriques, nous avons réalisé une comparaison quantitative entre le modèle MOG2D-G et le modèle PPHA initialement développé par *R. Ponte (1993)* et qui est maintenant développé au JPL par *V. Zlotnicki et A. Ali (Hirose et al. 2001)*.

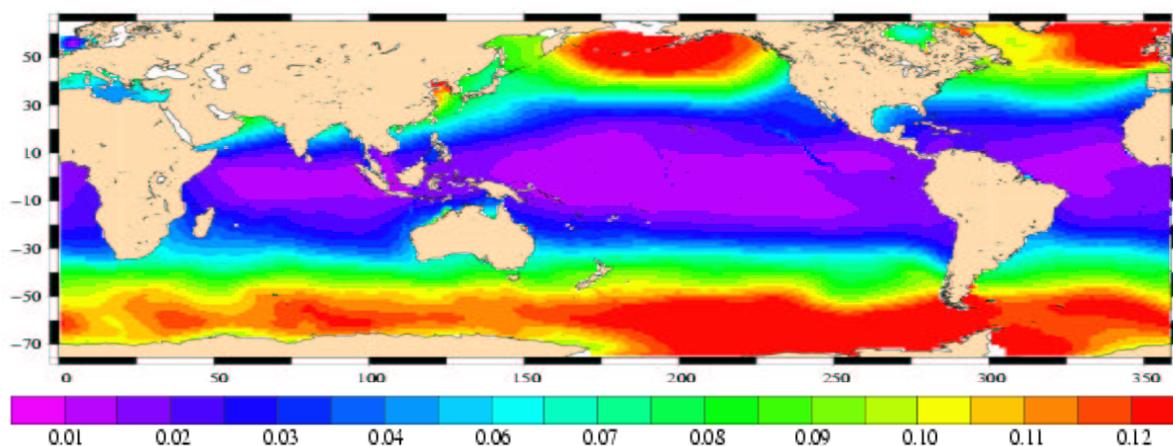
Le modèle PPHA est caractérisé par une grille différences finies de 1° de côté sur un domaine s’étendant de 75.375°S à 65.25°N . Les conditions aux limites à ces extrémités sont celles d’une frontière fermée. D’autre part, ce modèle a été forcé par les champs ECMWF à 6 heures et grillés à 0.5° ; le wind stress est déduit des vitesses du vent à partir de la formulation LKB (*Liu, Katsaros and Businger, 1979*), qui permet de prendre en compte les flux de chaleur et d’humidité à la surface de l’océan. La composante semi-diurne S_2 moyenne sur la période 1993-2001 a été enlevée, de la même façon que pour le modèle MOG2D-G.

Nous avons constitué deux jeux de corrections pour chaque modèle : d’une part la correction constituée du modèle total (MOG2D-G et PPHA), et d’autre part celle constituée de la partie hautes fréquences du modèle plus la partie basses fréquences du baromètre inverse ($MOG2D_{HF}$ et $PPHA_{HF}$). Le filtrage a été réalisé avec un filtre de Lanczos avec une fréquence de coupure de 20 jours et une fenêtre glissante de 80 jours. La comparaison des modèles a été faite sur l’année 2001.

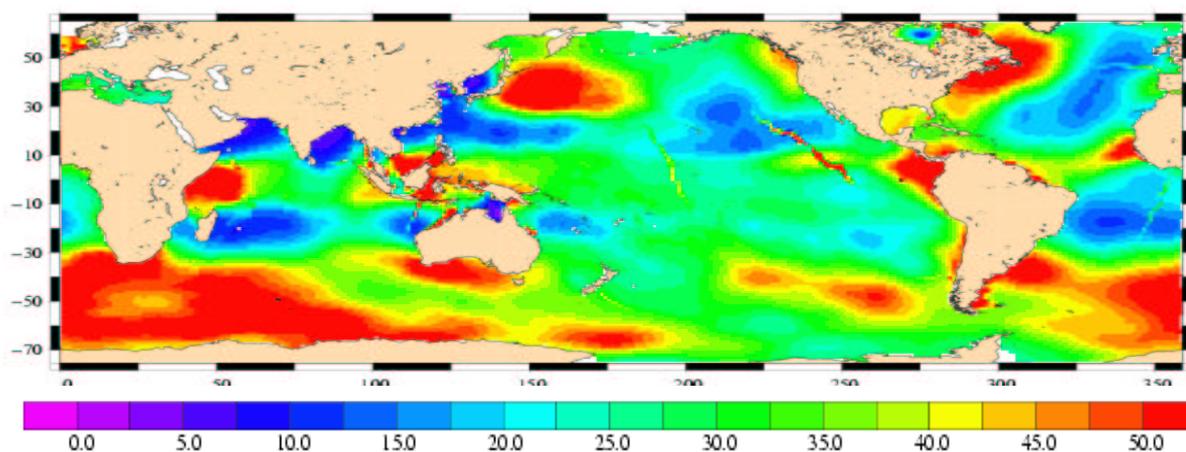
B.2 Energie des signaux

Nous avons estimé l’énergie du signal calculé par le modèle PPHA pour l’année 2001, de la même manière que pour MOG2D-G (cf. chapitre 6, et figure B.2 pour 2001). L’énergie totale du modèle non-filtré est représentée sur la figure B.1. On observe une distribution spatiale similaire à MOG2D-G, avec une forte variabilité aux hautes latitudes et une zone intertropicale relativement calme. On note que les zones rouges de forte variabilité sont plus étendues et montrent des valeurs plus forte dans PPHA. Cela s’explique probablement par la condition aux limites non réaliste de frontière fermée, qui est imposée au niveau de l’océan Arctique et des mers de Weddell et de Ross dans le modèle PPHA.

Energie totale du modèle pour l'année 2001. Ecart-type en cm.



Part du signal hautes fréquences ($T < 20$ jours) par rapport au signal total pour l'année 2001 (en %).



Energie du signal dynamique IBD=Modèle-BI, pour l'année 2001. Variance en cm^2 .

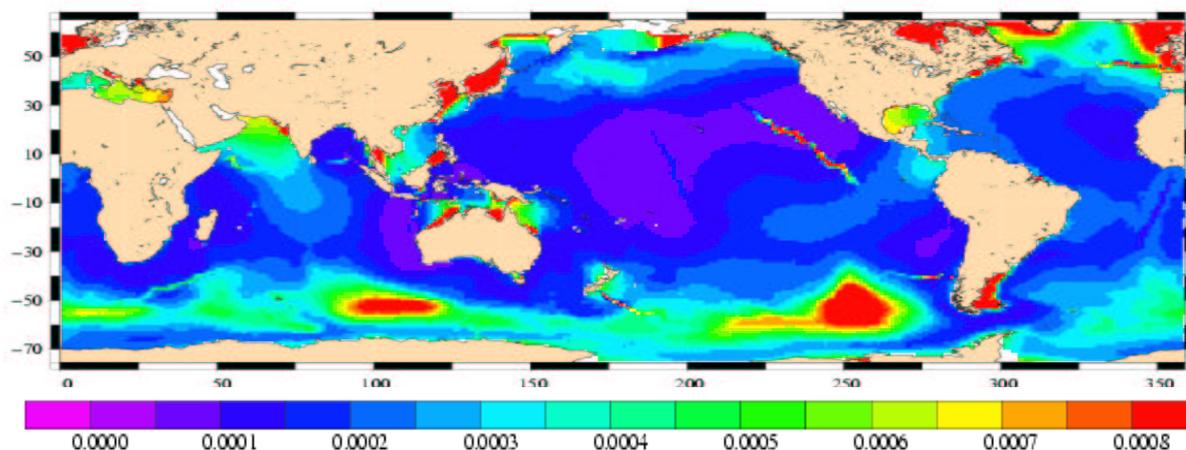
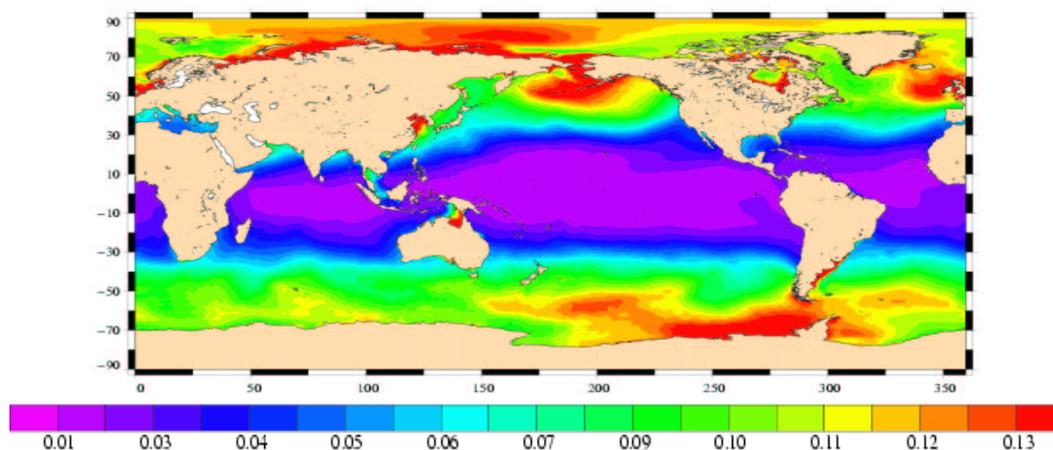
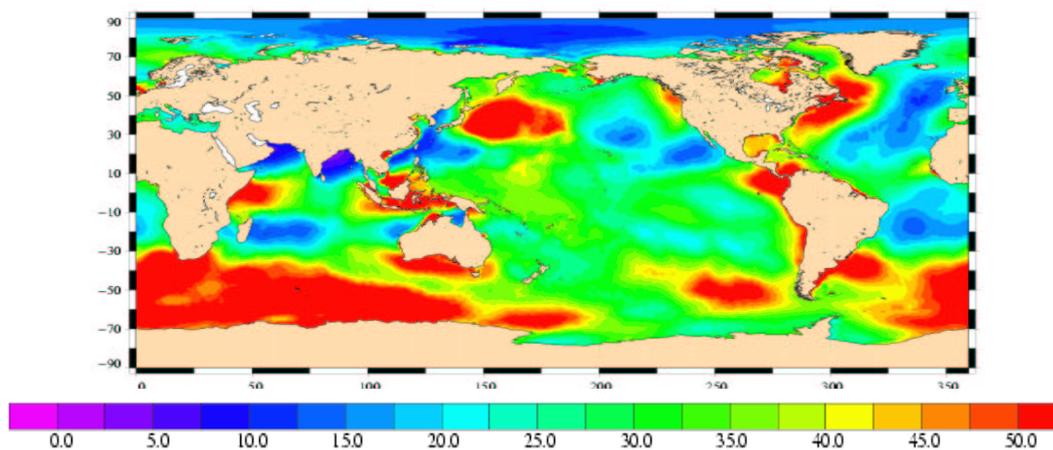


FIG. B.1 – Energie du modèle PPHA pour l'année 2001.

Energie totale du modèle pour l'année 2001. Ecart-type en cm.



Part du signal hautes fréquences ($T < 20$ jours) par rapport au signal total pour l'année 2001 (en %).



Energie du signal dynamique IBD=Modèle-BI, pour l'année 2001. Variance en cm^2 .

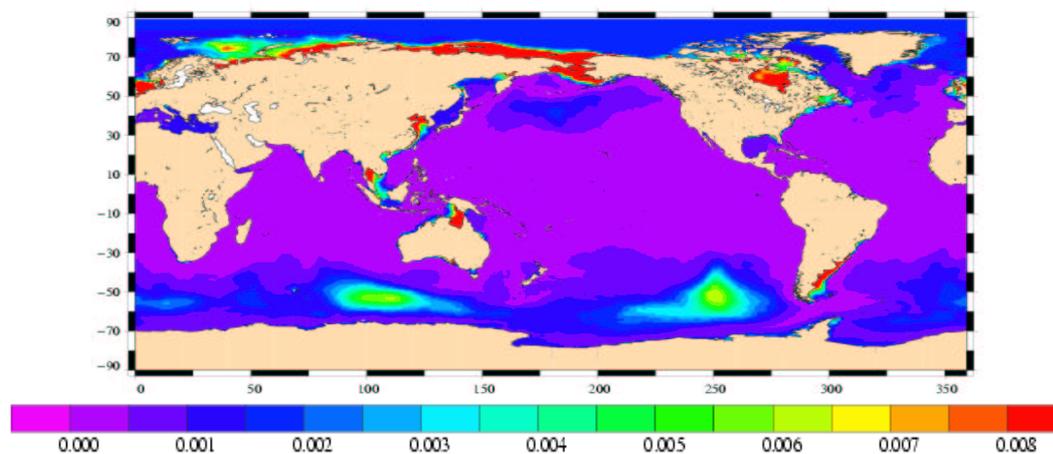


FIG. B.2 – Energie du modèle MOG2D-G pour l'année 2001.

La distribution spatiale du pourcentage d'énergie hautes fréquences par rapport à l'énergie totale est très similaire pour les deux modèles PPHA et MOG2D-G.

Les figures B.1 et B.2 donnent enfin les cartes de déviation par rapport au baromètre inverse (IBD=Modèle-BI), soit le gain en variance théorique maximum que l'on est en droit d'attendre idéalement, lorsque l'on remplace la correction de baromètre inverse classique par la correction de l'un des modèles. La distribution du IBD obtenue pour PPHA est proche de celle du modèle MOG2D-G : le signal est fort dans certaines zones peu profondes (plateau de Patagonie, mer de Chine et du Japon, baie d'Hudson, le plateau Européen et la mer du Nord) et, on observe des structures similaires mais d'amplitude moindre (3 cm au lieu de 8 cm) dans les régions de plein océan aux hautes latitudes (sud-ouest de l'Australie, sud-est du Pacifique, nord du Pacifique, sud de l'Atlantique). Théoriquement, le modèle PPHA a donc moins de potentialité que MOG2D-G pour réduire la variance du signal.

B.3 Réduction de variance aux points de croisement

Nous avons utilisé les données aux points de croisement Topex/Poseidon pour l'année 2001. Les mesures ont été corrigées des corrections classiques, instrumentales et géophysiques, décrites en Annexe A. Les deux jeux de corrections disponibles pour chaque modèles ont donc été utilisés pour corriger les séries altimétriques de la variabilité haute fréquence de l'océan forcée par la météorologie. L'impact des différents modèles a été comparé à celui d'une correction de BI classique, en terme de réduction de variance.

Les moyennes pour l'année 2001 des variances résiduelles avant et après corrections, ainsi que les réductions de variance associées, sont consignées dans les tableaux B.1 et B.2.

écart type cm	Océan Global	Hautes Latitudes	Basses Latitudes	Eau peu profonde	Océan profond
Observation	12.1	13.2	6.1	16.2	11.7
Observation-BI	7.3	7.7	5.8	13.6	6.5
Observation-MOG2D-G	6.4	6.6	5.6	11.4	5.8
Observation-MOG2D _{HF}	6.7	7	5.6	11.9	6.1
Observation-PPHA	6.6	6.8	5.6	12.2	6.1
Observation-PPHA _{HF}	6.8	7.1	5.6	12.2	6.3

TAB. B.1 – Signal résiduel moyen aux CO T/P lorsqu'on applique les différentes corrections (MOG2D-G et PPHA) en cm. Les eaux peu profondes correspondent aux profondeurs inférieures à 1000 m, et l'océan profond aux profondeurs supérieures ou égales à 1000 m.

%	Océan Global	Hautes Latitudes	Basses Latitudes	Eau peu profonde	Océan profond
Observation-BI	39.4	41.8	6	16.5	44
Observation-MOG2D-G	12.3	13.8	3.6	15.9	10.7
Observation-MOG2D _{HF}	8.2	9.1	2.9	12.1	6.4
Observation-PPHA	10	11	3.1	10	7.2
Observation-PPHA _{HF}	7.6	8.3	2.8	10	4.1

TAB. B.2 – Gain en variance aux CO T/P lorsqu'on applique les différentes corrections (MOG2D-G et PPHA) en %.

Le modèle MOG2D-G induit une réduction de variance de 12.3 % sur l'océan global, 13.8 % pour les hautes latitudes et quasiment 16 % dans les zones d'eaux peu profondes. Le modèle PPHA induit un gain en variance de 10 % sur l'océan global ainsi que pour les zones de profondeur inférieures à 1000 m et de 11 % aux latitudes extra-tropicales. L'apport de la correction du modèle PPHA est donc globalement plus faible que celle de MOG2D-G. L'écart le plus important est de 6 % pour les eaux peu profondes ; cette valeur forte est expliquée par la meilleure discrétisation du modèle MOG2D-G qui utilise un maillage raffiné dans ces zones.

Lorsqu'on ne tient compte que des hautes fréquences des modèles dans les corrections appliquées ($MOG2D_{HF}$ et $PPHA_{HF}$), le gain obtenu est légèrement plus faible, comme nous avons pu le voir dans l'étude du chapitre 8 : $MOG2D_{HF}$ induit une réduction de variance de 8.2 % sur l'océan global, 9.1 % pour les hautes latitudes et de 12.1 % dans les zones peu profondes, soit quasiment 4 % de moins que la correction prenant en compte la totalité du signal de niveau de la mer calculé par le modèle. $PPHA_{HF}$ permet de réduire la variance de 7.6 % sur l'océan global, 8.3 % aux hautes latitudes et de 10 % dans les eaux peu profondes. Cette réduction reste inférieure à celle du modèle $MOG2D_{HF}$ d'environ 1 à 2 %. L'écart entre les deux modèles est donc maintenu quand on utilise la correction hautes fréquences, notamment pour les zones peu profondes ; mais il est globalement plus faible.

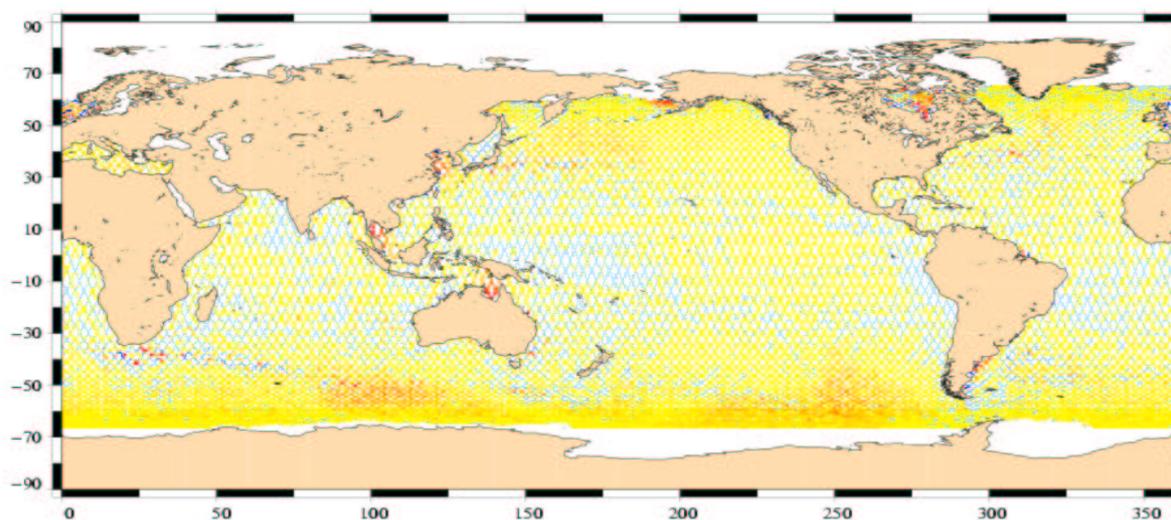
B.4 Réduction de variance des résidus altimétriques

Nous avons aussi utilisé les données le long des traces du satellite T/P pour cette année 2001. Ces données ont une résolution spatiale plus grande que les points de croisement avec un point tous les 7 km le long des traces, et une résolution temporelle de 10 jours seulement. Les résidus along-track ont été reconstruits par la méthode des traces moyennes. Les mesures ont été corrigées des corrections, instrumentales et géophysiques classiques, auxquelles on a rajouté une correction de surface moyenne (MSS-CLS 98). L'approche en terme de réduction de variance est similaire à l'application aux points de croisement décrite au paragraphe précédent.

Les figures B.3 et B.4 donnent les cartes de réduction de variance aux résidus altimétriques T/P pour l'année 2001, lorsqu'on applique la correction du modèle ($PPHA$ ou $MOG2D - G$) ou celle constituée de la partie hautes fréquences du modèle à laquelle on a rajouté les basses fréquences du baromètre inverse, $PPHA_{HF}$ ou $MOG2D_{HF}$.

On note que le gain en variance aux résidus T/P atteint 100 cm^2 pour la correction du modèle total, et seulement 25 cm^2 lorsqu'on considère la correction comprenant uniquement les hautes fréquences : cela montre que l'océan a aussi une réponse dynamique importante aux basses fréquences (périodes supérieures à 20 jours). Que l'on considère le modèle MOG2D-G ou le modèle PPHA, ou bien la correction totale ou la correction hautes fréquences, les mêmes zones de forte réduction de variance (zones rouges) apparaissent sur les cartes B.3, B.4 et 8.8, 8.9 (chapitre 8) : les zones de plein océan au sud de l'Australie, sud-est du Pacifique, nord du Pacifique et sud de l'Atlantique, ainsi que les régions d'eaux peu profondes. Ces dernières sont d'autant plus fortes et plus nombreuses pour les corrections MOG2D-G et $MOG2D_{HF}$: golfe de Carpentarie, mer d'Indonésie, mer de Chine, détroit de Béring, baie d'Hudson, mer du Nord, plateau Européen et plateau de Patagonie. Le gain en plein océan aux hautes latitudes est aussi plus important lorsqu'on utilise MOG2D-G ou $MOG2D_{HF}$, plutôt que le modèle PPHA.

Variance(obs-BI)-Variance(obs-*PPHA*) en m^2 .



Variance(obs-BI)-Variance(obs-*MOG2D - G*) en m^2 .

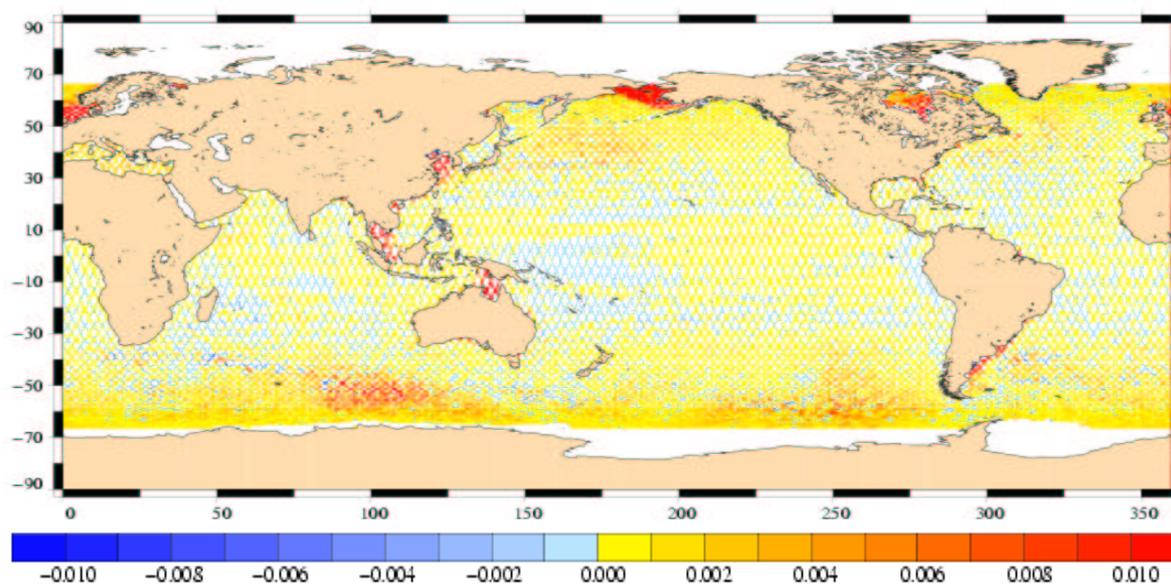
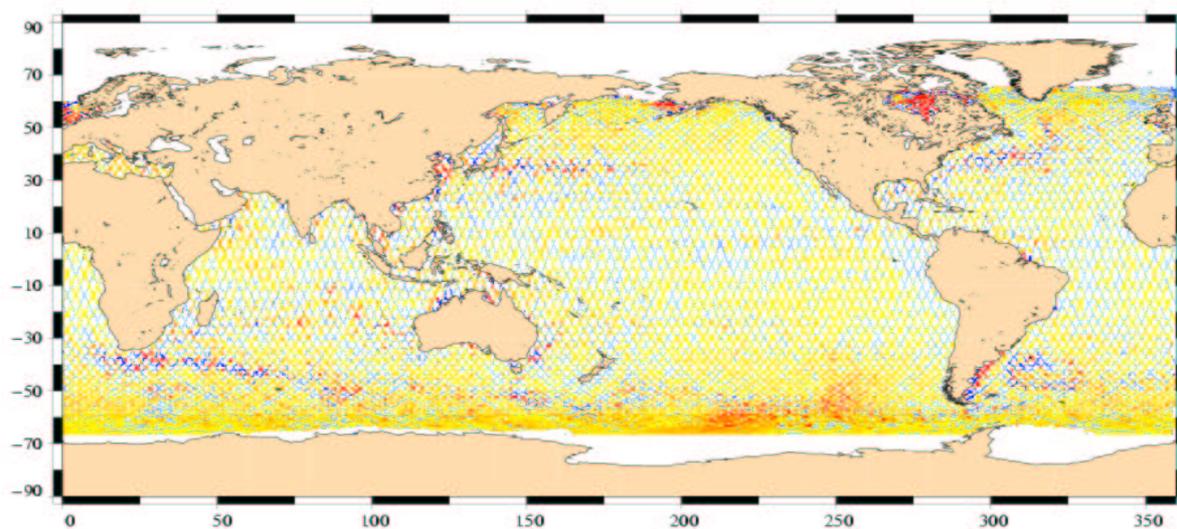


FIG. B.3 – Gain en variance lorsqu'on applique les nouvelles corrections (*MOG2D - G* ou *PPHA*) au lieu de la correction classique de BI aux résidus T/P, pour l'année 2001 (m^2).

Variance(obs-BI)-Variance(obs- $PPHA_{HF}$) en m^2 .



Variance(obs-BI)-Variance(obs- $MOG2D_{HF}$) en m^2 .

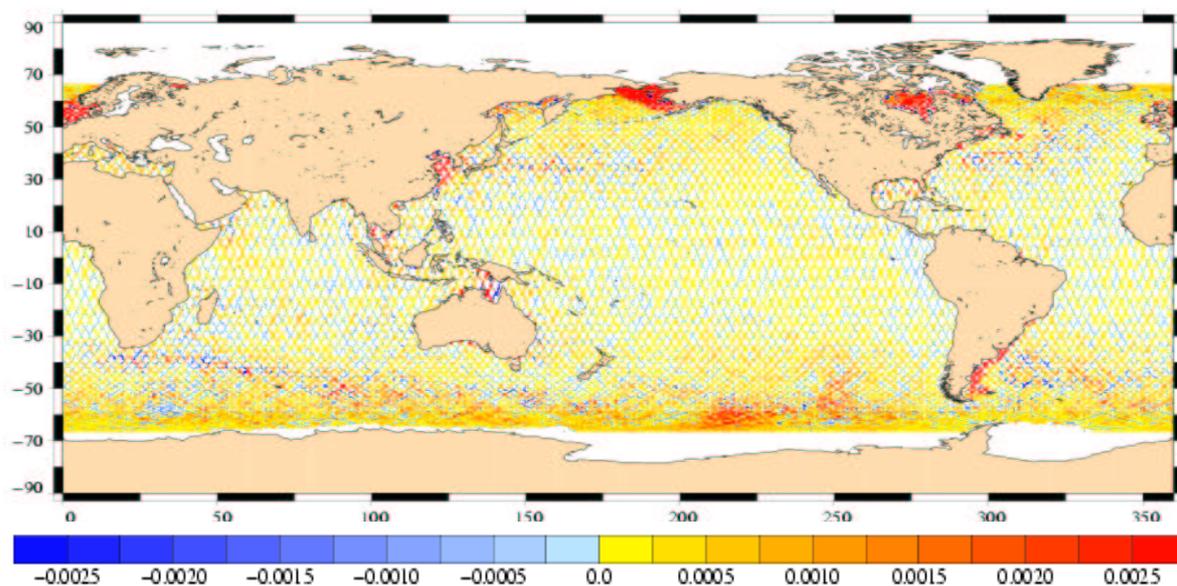


FIG. B.4 – Gain en variance lorsqu'on applique les nouvelles corrections hautes fréquences ($MOG2D_{HF}$ ou $PPHA_{HF}$) au lieu de la correction classique de BI aux résidus T/P, pour l'année 2001 (m^2).

Dans la zone inter-tropicale, on observe la même variabilité spatiale pour les deux modèles et les deux jeux de corrections. On note aussi des zones de faible détérioration notamment dans la région équatoriale du Pacifique ouest. Cette zone située entre 30°S et 30°N est faiblement énergétique et la réponse océanique y est essentiellement barocline; l'effet des modèles barotropes (correction globale ou hautes fréquences) reste donc faible par rapport à celui du baromètre inverse pur.

D'autre part, les cartes de gain en variance pour les corrections hautes fréquences montrent une plus forte variabilité au niveau des grand courants océaniques (Courant Circum Polaire, Kuroshio, Gulf Stream, Courant des Malouines et du Brésil); cette variabilité est plus importante pour $PPHA_{HF}$. Les modèles ont donc d'une part, une certaine compétence pour reproduire la variabilité basse fréquence des grand courants océaniques et, d'autre part, MOG2D-G semble légèrement meilleur que PPHA pour dé-aliaser la variabilité hautes fréquences dans ces zones.

La figure B.5 donne l'évolution du signal résiduel d'anomalie du niveau de la mer (résidus T/P) en fonction des cycles T/P, pour l'année 2001. On voit clairement que les modèles permettent un gain de variance supérieur à une simple correction de baromètre inverse. De plus, le modèle MOG2D-G induit une réduction de variance plus forte que le modèle PPHA, et ce sur toute la période testée.

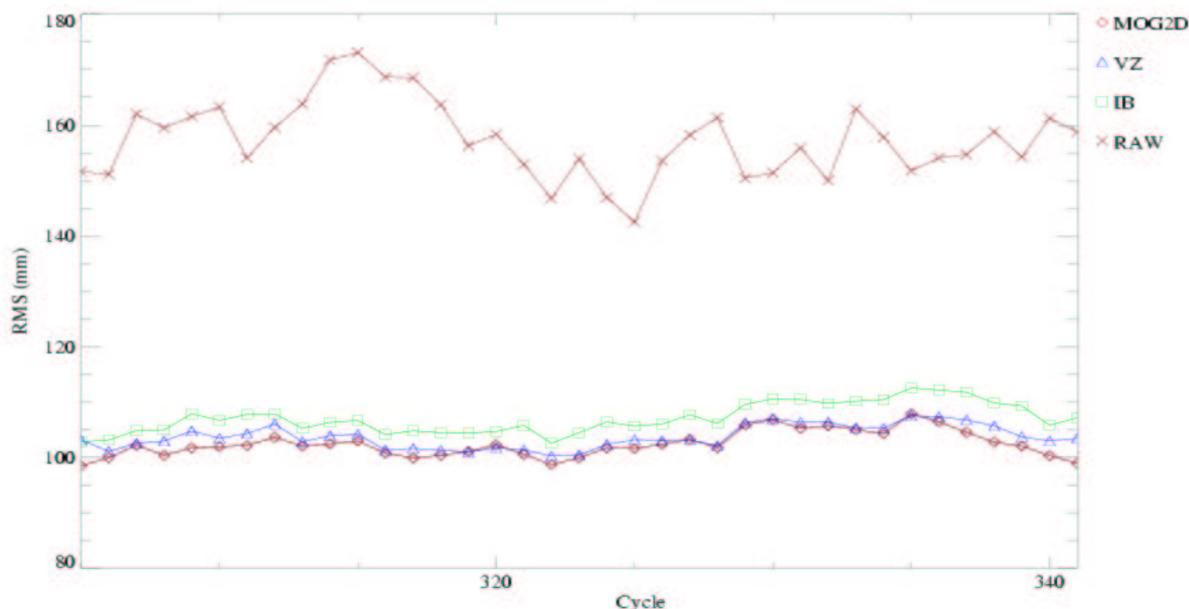


FIG. B.5 – Signal résiduel de SLA T/P en fonction des cycles T/P pour l'année 2001, en mm. marron : SLA brute; vert : SLA-BI; rouge : SLA-MOG2D-G; bleu : SLA-PPHA.

B.5 Application des nouvelles corrections aux données marégraphiques

Dans une dernière étape de comparaison entre les modèles, nous avons appliqué les corrections calculées par les 2 modèles à des données in situ marégraphiques. Cette approche nous permet d'évaluer l'apport de ces corrections dans les zones côtières très peu profondes et est donc un complément intéressant à l'étude précédente réalisée sur les données altimétriques. Notons que ce genre de comparaison est rarement mis en oeuvre par les modélisateurs en général.

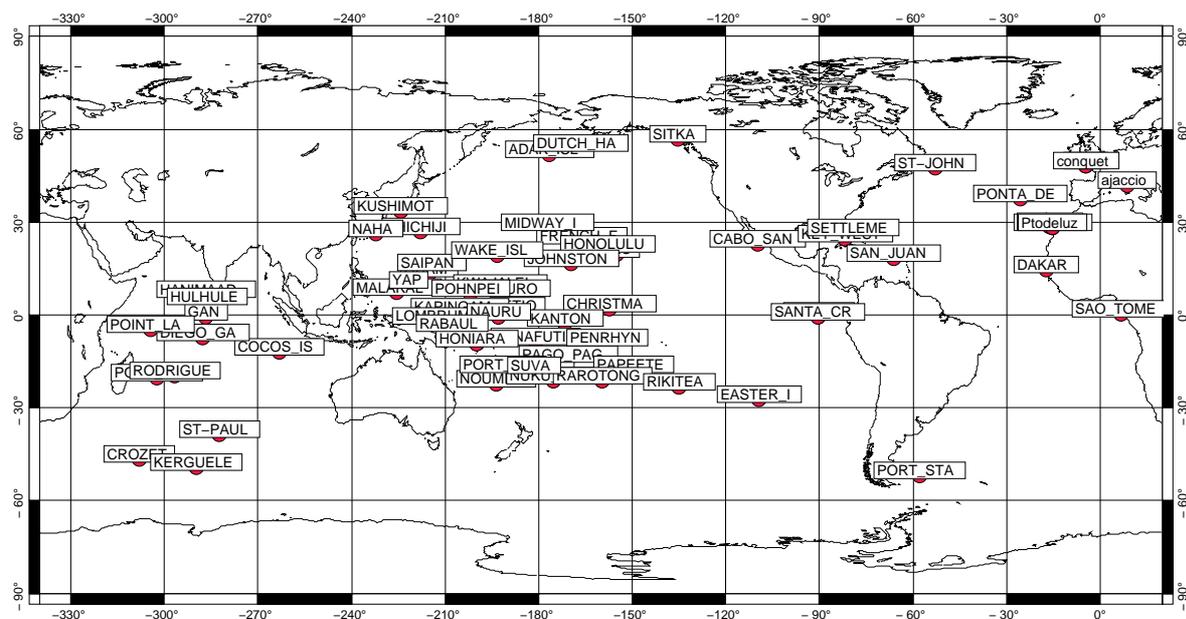


FIG. B.6 – Localisation des 67 marégraphes utilisés pour la comparaison des 2 modèles barotropes.

Nous avons considéré 67 marégraphes de la base marégraphique WM142 (décrite en annexe A). Le nombre d'observations est ici réduit à cause de la moindre couverture spatiale de la grille du modèle PPHA. La localisation des marégraphes est donnée sur la figure B.6. Les élévations des modèles ont donc servi à corriger ces séries temporelles horaires, et nous avons examiné les réductions de variance associées par rapport à la correction de BI classique. Nous nous focalisons sur les résultats pour 2 gammes de fréquences, de 0 à l'infini et la gamme des hautes fréquences (périodes inférieures à 20 jours), car on se situe toujours dans l'optique d'un meilleur dé-aliasing des données altimétriques. Le filtrage des séries a été réalisé avec un filtre de Loess avec une fréquence de coupure efficace à 20 jours. Les tableaux B.3 et B.4 rassemblent les résultats en séparant les hautes et basses latitudes, le signal total et le signal HF.

Dans les zones très énergétiques des hautes latitudes, MOG2D-G induit un gain en variance de quasiment 31 % (soit 8 cm^2) dans la gamme HF, contre seulement 10 % (2.5 cm^2) pour PPHA. La réduction est de 16 % aux basses latitudes pour MOG2D-G et de 10 % pour PPHA, soit moins de 1 cm^2 dans les 2 cas. Notons que le modèle PPHA a des performances globalement faibles et qui restent équivalentes que l'on se place aux hautes ou aux basses latitudes.

Lorsqu'on considère le signal non filtré, le gain est légèrement inférieur aux statistiques hautes

écart type cm	Observations	Observations - BI	Observations - MOG2D-G	Observations - PPHA
HF-Hautes Latitudes	78.6	25.2	17.4	22.7
HF-Basses Latitudes	6.9	4.9	4.1	4.4
Signal Total-Hautes Latitudes	173.9	65.5	49.3	59.8
Signal Total-Basses Latitudes	51.1	40.2	39.1	39.4

TAB. B.3 – **Signal résiduel moyen aux marégraphes lorsqu'on applique les différentes corrections (MOG2D-G et PPHA) en cm.**

%	Correction MOG2D-G	Correction PPHA
HF-Hautes Latitudes	30.9	9.9
HF-Basses Latitudes	16.3	10.2
Signal Total-Hautes Latitudes	24.7	8.7
Signal Total-Basses Latitudes	2.7	2

TAB. B.4 – **Gain en variance aux marégraphes lorsqu'on applique les différentes corrections (MOG2D-G et PPHA) en %.**

fréquences : 25 % et 9 % pour MOG2D-G et PPHA respectivement aux hautes latitudes. Aux basses latitudes, faiblement énergétiques, la réduction de variance reste très faible pour les 2 modèles avec 3 et 2 % respectivement, soit moins de 1 cm^2 . Ces résultats sont donc cohérents avec le fait que la réponse de l'océan au forçage météorologique est essentiellement barocline dans la zone inter-tropicale.

Comme l'on s'y attendait, cette comparaison aux données in situ montre que MOG2D-G donne de bien meilleurs résultats que le modèle PPHA, l'écart étant maximal dans les zones de hautes latitudes. Les performances aux basses latitudes restent très proches de la correction de BI pur.

B.6 Conclusion

L'apport de l'utilisation des sorties des deux modèles barotropes MOG2D-G et PPHA pour corriger les données altimétriques a été testé dans cette étude. Une telle correction est destinée à mieux prendre en compte les effets hautes fréquences qui sont aliasés dans les données T/P et Jason. L'intérêt du nouveau modèle hydrodynamique MOG2D-G a été démontré aux chapitres 7 et 8, sur la période 1993-2001. Cette partie a permis de comparer les performances de MOG2D-G avec celles du modèle PPHA du JPL (*Ponte, 1993*), sur l'année 2001. Deux jeux de corrections ont été testés : la correction constituée de la totalité du signal du modèle, ou bien la correction HF ne prenant en compte que les hautes fréquences du modèle complétée des basses fréquences du BI. La correction de référence est celle du BI qui a été calculée à partir des champs de pression ECMWF, ce qui permet d'être cohérent avec le forçage des modèles.

Comme nous l'avons vu au chapitre 8, l'utilisation d'un modèle barotrope pour corriger les données altimétriques permet de réduire plus efficacement la variance résiduelle qu'une simple correction de BI. Le gain en variance de la correction est légèrement supérieur quand on prend en compte la totalité du modèle plutôt que la correction HF. On note par ailleurs une différence entre les 2 modèles testés, en faveur d'une meilleure performance de MOG2D-G. En effet, le gain aux CO T/P sur l'océan global en 2001 atteint 12.3 % (12.4 cm^2) pour MOG2D-G et 10 % (10.2 cm^2) pour PPHA. Lorsqu'on se limite à la correction HF, la réduction est

de 8.2 % pour MOG2D-G et de 7.6 % pour PPHA.

Ce gain en variance, obtenu en remplaçant la correction de BI classique par celles des modèles barotropes, n'est pas réparti de façon homogène sur l'océan global. Le gain est maximal aux hautes latitudes où le signal océanique est très énergétique, notamment dans les zones où les effets du vent s'amplifient sur la bathymétrie, et dans les régions de faible profondeur ; il peut dépasser 100 cm^2 . La différence entre les modèles est maximale dans les zones peu profondes, MOG2D-G réduisant le variance de $\sim 6 \%$ de plus que PPHA.

Dans la zone inter-tropicale qui est peu énergétique, l'effet des modèles reste globalement limité à 3-4 % ($\sim 2 \text{ cm}^2$) de gain par rapport au BI. De plus, les basses latitudes ayant une réponse essentiellement barocline au forçage météorologique, les modèles barotropes ont tendance à dégrader très faiblement les résultats dans la zone équatoriale des océans Indien et Pacifique.

La comparaison aux données marégraphiques, plus amplement développée au chapitre 7 pour MOG2D-G, montre le grand intérêt de l'application du modèle MOG2D-G pour corriger ces données in-situ essentiellement côtières : le gain est de 31 % aux hautes latitudes par rapport à la simple correction de BI. L'apport du modèle PPHA dans ces zones reste limité avec moins de 10 % de gain.

Annexe C

Documents-Tableaux, appendices des Chapitres 4-6-7-10

C.1 Appendice du Chapitre 4

Marégraphes	Observations		FES99 avant assim.		MOG2D Test1	
	Amp (cm)	Phase (deg)	Amp (cm)	Phase (deg)	Amp (cm)	Phase (deg)
IAPSO.1.1.30	69,6	183	77,3	170,6	81,4	189,2
IAPSO.1.1.71	102,9	169	113,4	154,5	125,3	164,5
IAPSO.1.2.63	39,9	295	52	278,4	69,9	295,5
IAPSO.1.1.35	98,3	142	108,4	129,2	113,9	138,7
IAPSO.1.1.33	52,6	145	58,6	132,5	52,7	144,6
IAPSO.1.2.36	14,7	31	18,5	20	23,2	12,8
IAPSO.1.1.40	46,7	73	54,1	60,8	55,8	59,7
IAPSO.1.1.74	88	74	98,6	62,6	103,5	64,1
Flores Island	38,5	59	44,3	46,3	46,7	44,4
IAPSO.1.2.101	42,1	353	51,9	353,9	36,1	355,2
IAPSO.1.1.41	66,3	63	78,3	52	83,3	52,7
IAPSO.1.1.72	36,7	43	43,4	35,3	48,2	34,8
IAPSO.1.2.38	25,7	10	29,8	5,9	30,1	7,8
Funchal (Madeira)	72,1	46	84,3	36,5	90,5	36,7
St George (Bermuda)	35,7	358	42,9	355,6	29,7	355,4
IAPSO.1.2.15	40,8	2	48,8	3,2	30,5	360
IAPSO.1.2.5	34	359	38,4	359,9	24,6	358
IAPSO.1.2.39	15	329	15,5	326,1	14,3	326,3
IAPSO.1.2.9	31,7	0	37,2	2,8	23	0,1
IAPSO.1.2.6	1,3	226	2,2	182,7	3,1	163,1
IAPSO.1.3.13	32,9	233	42,5	221	43,6	220,7
IAPSO.1.3.8	71,7	212	85,2	207,1	80,1	205,8
IAPSO.1.3.19	86,9	219	103,4	213,8	99,5	213,4
IAPSO.1.3.16	55,1	204	64,2	195,2	59	195,5
IAPSO.1.3.17	33,5	160	48	144,7	38,4	146
Annobon Island	50	94	77,3	95,3	62,2	87,5
Fernando de Noronha	80,9	206	91,4	204,4	86,6	201
Ascension Island	33,1	178	41,2	167,2	37,8	165,7
Jamestown (St Helen)	32	80	41	77,5	36,7	72,9
IAPSO.1.3.10	16,1	137	16,6	137,7	18,8	131,8
IAPSO.1.3.11	53,7	185	62	196,5	62,8	181,1
Ilha de Trindade	39,8	188	45,6	202,8	45	184,8
IAPSO.1.4.23	25,5	11	34,2	357	28,9	359,2
IAPSO.1.4.5	36	281	30,6	243,2	38,3	267,3
IAPSO.1.4.1	14,5	21	25,3	14	17,7	8,6
IAPSO.4.2.21	43,3	265	28,2	212,9	44	247,8
IAPSO.4.2.8	39,8	274	29,1	248	40,6	262,6
IAPSO.4.2.18	41,7	268	30,2	257,2	42,8	260,9
IAPSO.4.2.24	32,5	268	7,5	247,5	27,5	259,6
IAPSO.3.2.1	32,2	34	29,1	13	30,4	28,9
HULULE	23,6	226,4	18,6	215,4	24	232,1
GAN	30	250,5	29,1	244,3	36	250,6
PORT VICTORIA-BHI	40,4	13,5	46,5	343,6	37	6,5
ALDABRA	93	23	87,3	356,9	87,8	18,2
AGALEGA ISLANDS	28,7	350,1	37,7	318,9	26,1	337,9
COCOS ISLAND	30,7	312,9	38,7	297,6	36,5	302,5
DZAOUDZI	104	26,4	97,4	0,6	102	21,1
RODRIGUE	38,4	255,4	45,2	247	45,1	245,3
PORT-LOU-103-92	15,1	269,4	28	262,8	26,3	248,9
IAPSO.3.2.16	41,1	238	42,8	227,8	44,6	229,7

A suivre ...

Marégraphes <i>(suite)</i>	Observations		FES99 avant assim.		MOG2D Test1	
	Amp (cm) <i>(suite)</i>	Phase (deg) <i>(suite)</i>	Amp (cm) <i>(suite)</i>	Phase (deg) <i>(suite)</i>	Amp (cm) <i>(suite)</i>	Phase (deg) <i>(suite)</i>
IAPSO.4.1.1	14,2	64	14,8	142,6	12,3	91,2
AMSTERDAM IS.	40,7	229,6	41,3	211,5	43,1	221,9
IAPSO.4.1.2	12,3	65	9,3	75,7	13	66,5
HEARD I.	24	191	30,5	161,9	27,9	166,2
IAPSO.4.1.3	18,5	79	26,3	60,7	24,7	70,2
IAPSO.2.1.17	97,1	283	98,1	256,5	103,5	269,5
IAPSO.2.1.52	73,3	298	75	273,6	78	285,8
IAPSO.2.1.16	99,7	267	101	240,1	106	253
MASSACRE BAY	21,5	95,6	22,8	35,4	14,2	68,9
IAPSO.2.1.15	90,5	252	91,3	227,8	96	240,9
IAPSO.2.1.1	80,5	241	82,7	218,1	86,4	231,3
IAPSO.2.1.39	35	300	37,1	278,6	39,9	286,3
IAPSO.2.1.43	19,2	327	21,9	300,8	23,2	301,8
IAPSO.2.1.42	20,8	309	21	290	23,8	295,4
IAPSO.2.1.25	25,5	220	20,4	193	20,7	213,7
IAPSO.2.2.1	13,9	191	9,1	214,7	14,7	205,4
MIDWAY	11,7	93,7	11,6	74,1	10,1	90,7
CHICHIJI	30,2	263,7	28,7	262,3	27,2	255,4
IAPSO.2.1.31	14,8	85	17,6	56,4	17,3	56,2
MARCUS ISLAND	7,6	152,1	3,2	98	7,9	149,1
FRENCH F	9,2	58,4	9,9	58,5	11,4	53,8
IAPSO.2.3.1	38,9	95	53,2	72,5	44,4	84,7
WAKE	27,9	116,2	30,6	99,2	32,2	110,7
IAPSO.2.3.2	25	33	21,7	18,3	27,7	24
IS. SOCORRO	33,1	98,6	50,1	70,9	41,7	84,5
JOHNSTON	26,2	101,3	28,6	98,2	30	96,3
SAIPAN	17,8	294,8	19,1	283,2	14,7	275,7
YAP I.	41	294	48,7	277,1	44,8	282,9
MAJURO	52,7	130,9	61,3	116	61,9	119,6
PONAPE	27,7	128,2	32	107,5	34,3	116,2
CHRISTMAS ISLAND	26,7	81,4	21,4	73,7	31,9	68,5
BETIO	58,8	139,5	69,3	123,4	69,6	126,4
IAPSO.2.3.4	40,9	245	40,8	214,2	45,4	224,1
FUNAFUTI	55,7	154,8	70,8	139,7	69,8	140,9
NUKU-HIV-031-92	48,5	30,3	47,2	358,3	52,8	14,3
PAGOPAGO	36,6	179	52,9	159	49,7	159
PAPEETE (MEOM 92)	7,7	305,7	11,3	257,4	6,3	289,7
RAROTONG	25,8	209,2	36	188,5	33,7	189,7
RIKITEA-016-92	27,5	348,4	33,1	317,7	32,1	329,8
EASTER-I-022-85	20,9	15,8	26,7	333,2	29,4	349,2
KINGSTON-BHI 1537	57,2	264,2	61,8	258,3	59	259,4
RAOUL ISLAND	51,2	203,2	59,9	187,3	60,4	191
LORD HOWE IS.	59	304,2	88,6	294,5	75,2	296,9
IS. ROBINSON CRUSOE	31,5	66,1	29,4	26,9	45,4	49,4
MACQUARIE ISLAND	29,6	28,4	47,8	3,3	41,6	19,3

TAB. C.1: Constantes harmoniques de M_2 (amplitudes en cm et phases en degrés) aux marégraphes - Chapitre 4

Marégraphes	Observations		FES99 avant assim.		MOG2D T13	
	Amp (cm)	Phase (deg)	Amp (cm)	Phase (deg)	Amp (cm)	Phase (deg)
IAPSO,1,1,30	10,5	137,0	9,5	119,4	8,9	119,0
IAPSO,1,1,71	10,4	123,0	8,1	94,2	7,3	95,0
IAPSO,1,2,63	9,7	159,0	8,2	153,5	8,4	143,5
IAPSO,1,1,35	8,9	132,0	10,7	87,2	7,1	91,7
IAPSO,1,1,33	6,4	151,0	6,9	106,4	6,3	105,9
IAPSO,1,2,36	4,8	140,0	3,4	120,1	4,6	118,8
IAPSO,1,1,40	4,4	94,0	3,8	65,2	3,9	72,0
IAPSO,1,1,74	6,5	66,0	6,1	37,2	5,8	41,7
Flores Island	3,3	99,0	3,2	65,2	3,4	73,8
IAPSO,1,2,101	7,9	177,0	6,5	167,6	8,3	167,6
IAPSO,1,1,41	5,0	67,0	5,1	35,0	4,9	40,5
IAPSO,1,1,72	3,3	66,0	3,1	36,1	3,0	45,8
IAPSO,1,2,38	2,0	133,0	1,2	96,0	1,8	115,1
Funchal (Madeira)	6,1	47,0	5,7	20,0	5,4	24,0
St George (Bermuda)	6,6	187,0	5,4	176,3	6,9	175,6
IAPSO,1,2,15	9,0	195,0	7,7	187,9	9,5	186,3
IAPSO,1,2,5	7,5	194,0	6,0	187,3	7,5	185,7
IAPSO,1,2,39	1,3	219,0	0,9	244,4	1,3	215,4
IAPSO,1,2,9	8,1	200,0	6,4	191,6	7,9	189,8
IAPSO,1,2,6	14,2	29,0	15,2	18,6	16,2	15,8
IAPSO,1,3,13	5,3	251,0	5,5	246,8	6,0	242,6
IAPSO,1,3,8	5,7	299,0	5,8	272,1	5,9	278,5
IAPSO,1,3,19	7,7	266,0	8,4	253,9	8,6	255,0
IAPSO,1,3,16	6,4	324,0	5,5	291,6	5,8	301,2
IAPSO,1,3,17	8,6	344,0	6,7	315,3	7,5	324,6
Annobon Island	10,7	355,0	8,2	329,9	9,3	338,4
Fernando de Noronha	5,4	282,0	6,1	255,0	5,9	261,9
Ascension Island	5,1	326,0	4,6	283,2	4,8	297,9
Jamestown (Saint Hel)	3,4	349,0	2,8	286,1	2,9	310,4
IAPSO,1,3,10	2,0	313,0	3,1	246,1	2,6	265,7
IAPSO,1,3,11	4,2	221,0	7,2	202,2	6,3	207,6
Ilha de Trindade	3,0	224,0	5,7	199,4	4,9	205,0
IAPSO,1,4,23	1,8	134,0	1,9	145,3	1,8	137,0
IAPSO,1,4,5	11,6	121,0	16,9	106,5	15,2	107,3
IAPSO,1,4,1	3,1	9,0	5,0	358,2	4,7	0,9
IAPSO,4,2,21	17,4	97,0	21,1	82,6	20,8	85,6
IAPSO,4,2,8	12,6	92,0	15,2	83,8	15,1	82,8
IAPSO,4,2,18	15,3	67,0	16,5	63,6	16,4	61,3
IAPSO,4,2,24	23,1	72,0	25,4	68,1	25,4	70,7
IAPSO,3,2,1	25,8	351,0	23,4	354,4	24,1	351,4
HULULE	12,0	347,8	9,5	346,7	11,2	343,4
GAN	7,6	4,2	7,3	9,1	7,4	3,3
PORT VICTORIA - BHI	18,3	0,1	16,5	5,8	17,2	2,4
ALDABRA	16,0	0,0	15,5	6,0	15,3	2,7
AGALEGA ISLANDS	10,7	19,8	11,4	18,8	11,1	15,6
COCOS ISLAND	14,8	157,1	14,4	158,7	14,5	155,8
DZAOUDZI	13,7	3,7	13,9	9,6	13,6	6,4
RODRIGUE	5,8	97,4	7,0	87,0	6,7	92,3
PORT-LOU-103-92	6,5	67,6	6,6	67,9	5,8	78,6
IAPSO,3,2,16	7,4	135,0	7,5	112,3	7,8	116,0
IAPSO,4,1,1	17,7	231,0	15,1	244,4	15,5	242,5
AMSTERDAM ISLAND	7,3	144,6	5,6	141,4	6,3	141,2
IAPSO,4,1,2	12,8	232,0	11,4	242,0	11,4	240,9

A suivre ...

Marégraphes <i>(suite)</i>	Observations		FES99 avant assim.		MOG2D T13	
	Amp (cm) <i>(suite)</i>	Phase (deg) <i>(suite)</i>	Amp (cm) <i>(suite)</i>	Phase (deg) <i>(suite)</i>	Amp (cm) <i>(suite)</i>	Phase (deg) <i>(suite)</i>
HEARD I,	15,0	191,0	15,8	205,5	11.2	229.6
IAPSO,4,1,3	17,6	223,0	17,2	227,2	16.8	227.4
IAPSO,2,1,17	44,1	266,0	47,9	268,8	48.1	267.6
IAPSO,2,1,52	42,7	273,0	44,8	277,4	45.0	276.1
IAPSO,2,1,16	42,9	257,0	47,7	260,3	48.0	259.2
MASSACRE BAY	32,5	334,9	39,5	344,2	39.6	340.3
IAPSO,2,1,15	43,2	249,0	44,8	252,6	45.3	251.4
IAPSO,2,1,1	39,1	242,0	42,9	247,1	43.3	245.9
IAPSO,2,1,39	29,6	270,0	27,3	275,8	27.5	273.8
IAPSO,2,1,43	23,0	286,0	21,4	289,9	21.5	287.1
IAPSO,2,1,42	21,2	264,0	19,1	271,3	19.5	268.7
IAPSO,2,1,25	28,3	230,0	31,0	232,7	31.5	231.5
IAPSO,2,2,1	15,5	29,0	16,7	31,8	16.5	28.9
MIDWAY	7,6	274,4	7,9	290,6	8.0	284.8
CHICHIJI	17,8	52,6	15,9	50,5	16.3	47.5
IAPSO,2,1,31	26,6	222,0	27,1	224,4	27.6	223.5
MARCUS ISLAND	9,1	44,6	12,9	36,4	12.7	35.3
FRENCH F	12,4	235,7	11,0	246,4	11.6	243.7
IAPSO,2,3,1	19,0	185,0	24,7	193,1	24.6	191.3
WAKE	6,0	45,5	7,9	33,0	7.5	33.5
IAPSO,2,3,2	15,8	226,0	17,3	228,1	17.9	227.5
ISLA SOCORRO, COL,	19,1	187,3	22,6	196,7	22.4	195.1
JOHNSTON	7,9	216,1	6,3	228,0	6.9	226.3
SAIPAN	16,6	65,0	14,5	55,5	15.2	54.9
YAP I,	19,0	73,0	14,9	68,0	16.2	67.1
MAJURO	9,0	73,8	9,0	57,8	8.9	59.1
PONAPE	16,3	62,1	15,1	52,2	15.4	53.1
CHRISTMAS ISLAND	8,6	213,2	7,9	197,4	8.1	199.3
BETIO	9,4	67,6	10,5	59,6	10.4	60.2
IAPSO,2,3,4	7,5	35,0	2,7	3,9	3.8	15.2
FUNAFUTI	8,4	58,9	10,0	59,5	9.9	58.7
NUKU-HIV-031-92	5,4	230,3	6,3	202,9	6.1	206.3
PAGOPAGO	3,9	81,5	6,6	79,2	6.3	77.2
PAPEETE - MEOM 92	0,8	316,7	3,1	115,9	2.8	114.6
RAROTONG	2,7	69,0	5,3	85,4	5.0	81.0
RIKITEA-016-92	2,4	4,2	2,5	70,1	2.4	58.6
EASTER-I-022-85	8,4	15,0	7,3	19,8	7.7	19.8
KINGSTON - BHI 1537	8,5	17,0	11,5	21,3	11.8	20.7
RAOUL ISLAND	2,4	330,5	7,4	50,5	7.5	46.9
LORD HOWE ISLAND	13,6	355,2	13,8	358,7	14.0	358.6
ISLA ROBINSON CRUSOE	14,7	43,8	15,0	26,2	15.3	29.6
MACQUARIE ISLAND	9,1	218,6	7,1	219,6	7.0	218.0

TAB. C.2: Constantes harmoniques de K_1 (amplitudes en cm et phases en degrés) aux marégraphes - Chapitre 4

Marégraphes	Observations		FES99 après assim.		MOG2D T12 global	
	Amp (cm)	Phase (deg)	Amp (cm)	Phase (deg)	Amp (cm)	Phase (deg)
POHNPEI GMT	1,2	15,3	1,2	16,3	1,1	13,6
BETIO GMT	1,2	17,5	1,3	17,8	1,2	15
BALTRA GMT	1,4	18,8	1,3	19,1	1,3	13,3
NAURU GMT	1,2	22,5	1,3	17,2	1,2	14
MAJURO GMT	1,2	19	1,2	19,1	1,1	16,5
MALAKAL GMT	1	16,3	1,3	12,1	1,2	13,1
YAP GMT	1,1	17,3	1,1	14,5	1,1	12,8
HONIARA GMT	1,1	12,8	1,1	17,2	1,1	14,4
RABAU GMT	1,3	16,1	1,3	14,8	1,2	12,3
CHRISTMA GMT	1,3	18,7	1,3	18,9	1,2	19,9
KANTON GMT	1,2	30	1,3	18,7	1,2	17,6
PAPEETE GMT	0,9	34,8	1	31,6	0,8	35,1
RIKITEA GMT	0,7	54,6	0,8	49,9	0,6	55
SUVA GMT	1	30,1	0,8	31,8	0,7	16,5
RAROTONG GMT	0,8	53,8	0,7	50,9	0,6	46,2
PENRHYN GMT	1,4	14,1	1,2	23,2	1,1	22,4
FUNAFUTI GMT	1,2	21,3	1,2	19,9	1,1	16,1
SAIPAN GMT	0,8	28,5	0,9	22,5	0,8	17,1
KAPINGAM GMT	1,5	14,1	1,3	15,7	1,2	12,8
SANTA CR GMT	1,4	18,3	1,3	19,1	1,3	14,5
NUKU HIV GMT	1,2	23,2	1,3	20,9	1,1	26,1
NUKU'ALO GMT	0,7	51	0,7	40,3	0,5	14,3
KODIAK I GMT	2,2	167,9	2	170,2	2,4	175,6
WAKE ISL GMT	0,6	30,5	0,7	33,5	0,6	40,4
JOHNSTON GMT	1	35,8	0,9	32,9	0,8	31,8
GUAM GMT	0,9	16,8	0,9	19,4	0,8	14,3
KWAJALEI GMT	1,1	19,8	1,1	21,6	1	16,9
PAGO PAG GMT	0,9	24,2	1	24,9	0,8	21
HONOLULU GMT	0,7	48,3	0,7	42,9	0,6	49,1
HILO GMT	0,7	38,5	0,8	38,6	0,7	42,9
ARICA GMT	0,8	30,9	0,8	30,7	0,8	37,6
LOBOS GMT	1,2	22	1,2	20,1	1,1	18
QUEPOS GMT	1,2	15,2	1,2	21,4	1,1	9,1
SOCORRO GMT	0,9	18,4	0,8	27,9	0,8	32,9
CALLAO GMT	1	22,8	1,1	22,8	1	24,5
MOMBASA GMT	1,6	5,5	1,6	5,3	1,5	6,5
PORT LOU GMT	1,1	13,9	1,1	11,7	1	13,3
DIEGO GA GMT	1,6	8,9	1,6	6,5	1,5	7,3
RODRIGUE GMT	1,1	6,7	1,1	7,6	1,1	11,3
HULHULE GMT	1,6	4,8	1,6	6,3	1,6	7,6
GAN GMT	1,8	4,6	1,6	6,1	1,6	7,3
SALALAH GMT	1,2	3,2	1,3	9,9	1,1	11,3
HANIMAAD GMT	1,7	11,3	1,6	6,4	1,5	8
POINT LA GMT	1,6	3,3	1,6	6,7	1,6	7,5
ZANZIBAR GMT	1,7	2,2	1,6	4,6	1,5	6,8
DARWIN GMT	1,6	6,2	1,3	10,2	1	8
COCOS IS GMT	1,3	12,4	1,4	11,7	1,4	9,1
SAO TOME GMT	1,8	355,7	1,7	358	1,8	358,7
KEY WEST GMT	1,1	357	1,1	352,3	1,2	356,7
SAN JUAN GMT	1,3	352,9	1,3	354,4	1,4	355,8
SETTLEME GMT	0,9	343,7	0,9	347,8	0,9	348,4
ASCENSIO GMT	1,7	1,8	1,7	357,8	1,8	359,4
ST. HELE GMT	1,3	357	1,3	356,2	1,5	359,2

A suivre ...

Marégraphes	Observations		FES99 après assim.		MOG2D T12 global	
	Amp (cm)	Phase (deg)	Amp (cm)	Phase (deg)	Amp (cm)	Phase (deg)
<i>(suite)</i>	<i>(suite)</i>	<i>(suite)</i>	<i>(suite)</i>	<i>(suite)</i>	<i>(suite)</i>	<i>(suite)</i>
LERWICK GMT	2,1	194,9	1,7	187,5	2,1	189,1
NAOS ISL GMT	1,6	5,5	1,2	21,2	1,2	356
KUSHIRO GMT	1,2	182,6	1,1	173,7	1,2	168,7
MANZANIL GMT	1,7	12,6	0,9	31,9	0,8	28,8
LOMBRUM GMT	1,1	353,9	1,3	14,9	1,2	12,1
FORT POI GMT	1,2	146,8	0,6	136,6	0,7	152,8
BITUNG GMT	1,5	12,9	1,3	12,7	1,2	12,4
DAKAR GMT	1,4	3,3	1,4	356,5	1,5	358,5
DAVAO GMT	1,3	21,8	1,2	15,1	XXX	XXX
DIEGO G GMT	1,7	8,1	1,6	6,5	1,5	7,3
FUNAFUT GMT	1,2	22,2	1,2	19,9	1,1	16,1
HAKODAT GMT	1,9	205,5	0,9	185,7	1,1	172,3
KAHULUI GMT	0,6	43,4	0,7	41,3	0,6	47,2
KEY WES GMT	1,1	1	1,1	352,3	1,2	356,7
MALE-B, GMT	1,5	1	1,6	6,3	1,6	7,6
NAWILIW GMT	0,6	47,8	0,7	47,3	0,5	51,9
PAPEETE GMT	0,9	33,7	1	31,6	0,8	35,1
PENRHYN GMT	1,4	13,4	1,2	23,2	1,1	22,5
PONAPE- GMT	1,2	15,7	1,2	16,3	1,1	13,6
PORT LO GMT	1,1	15	1,1	11,7	1	13,3
PORT VI GMT	1,5	6,4	1,6	6,7	1,6	7,5
RAROTON GMT	0,8	52	0,7	50,9	0,6	46,2
ST. CRO GMT	1,4	349,5	1,3	355,3	1,4	356,3
SUVA-B GMT	1	45,5	0,8	31,8	0,7	16,5
TARAWA- GMT	1,6	13,2	1,3	17,8	1,2	15
TARAWA- GMT	1,3	18,3	1,3	17,8	1,2	15
TRUK GMT	1,1	18,2	1,1	15,1	1,1	13,4

TAB. C.3: Constantes harmoniques de Mf (amplitudes en cm et phases en degrés) aux marégraphes - Chapitre 4

Marégraphes	Observations		FES99 après assim.		MOG2D T12 global	
	Amp (cm)	Phase (deg)	Amp (cm)	Phase (deg)	Amp (cm)	Phase (deg)
BALTRA GMT	1	11,9	0,7	12,1	0,8	21,3
MAJURO GMT	0,7	15,3	0,7	16,6	0,7	16
RABAUŁ GMT	0,7	3,4	0,7	11,2	0,8	14,1
CHRISTMA GMT	0,9	23,4	0,7	13	0,8	11,8
PENRHYN GMT	1,5	2,3	0,7	14,4	0,7	14,3
SANTA CR GMT	0,9	8,3	0,7	12,1	0,8	19,6
NUKU HIV GMT	0,6	11,2	0,7	15,1	0,7	9
KWAJALEI GMT	0,6	9,4	0,7	15,6	0,7	16,5
CHATHAM GMT	1,5	350,3	0,5	183,1	0,5	184,7
GAN GMT	0,9	11,3	0,8	7,3	0,8	4
SAO TOME GMT	0,9	7,1	0,9	1,1	0,9	359
SAN JUAN GMT	0,8	332,5	0,7	359,1	0,7	350,8
ASCENSIO GMT	0,9	7,5	0,9	2	0,9	358
ST. HELE GMT	0,8	2,3	0,7	2,2	0,7	356
LOMBRUM GMT	1	12	0,7	12	0,8	14,5
BITUNG GMT	0,9	19,4	0,7	10,4	0,8	12
CAPE HA GMT	1,6	338,8	0,2	354,2	0,3	299,1
JUAN FE GMT	0,4	300,2	0,1	94,8	0,1	126,9
PENRHYN GMT	1,6	2	0,7	14,5	0,7	14,3
PORT VI GMT	1,1	17,5	0,8	7	0,8	1,7
PUERTO GMT	0,6	10,3	0,6	167,2	0,7	195,6

TAB. C.4 – Constantes harmoniques de Mm (amplitudes en cm et phases en degrés) aux marégraphes- Chapitre 4

C.2 Appendice du Chapitre 6

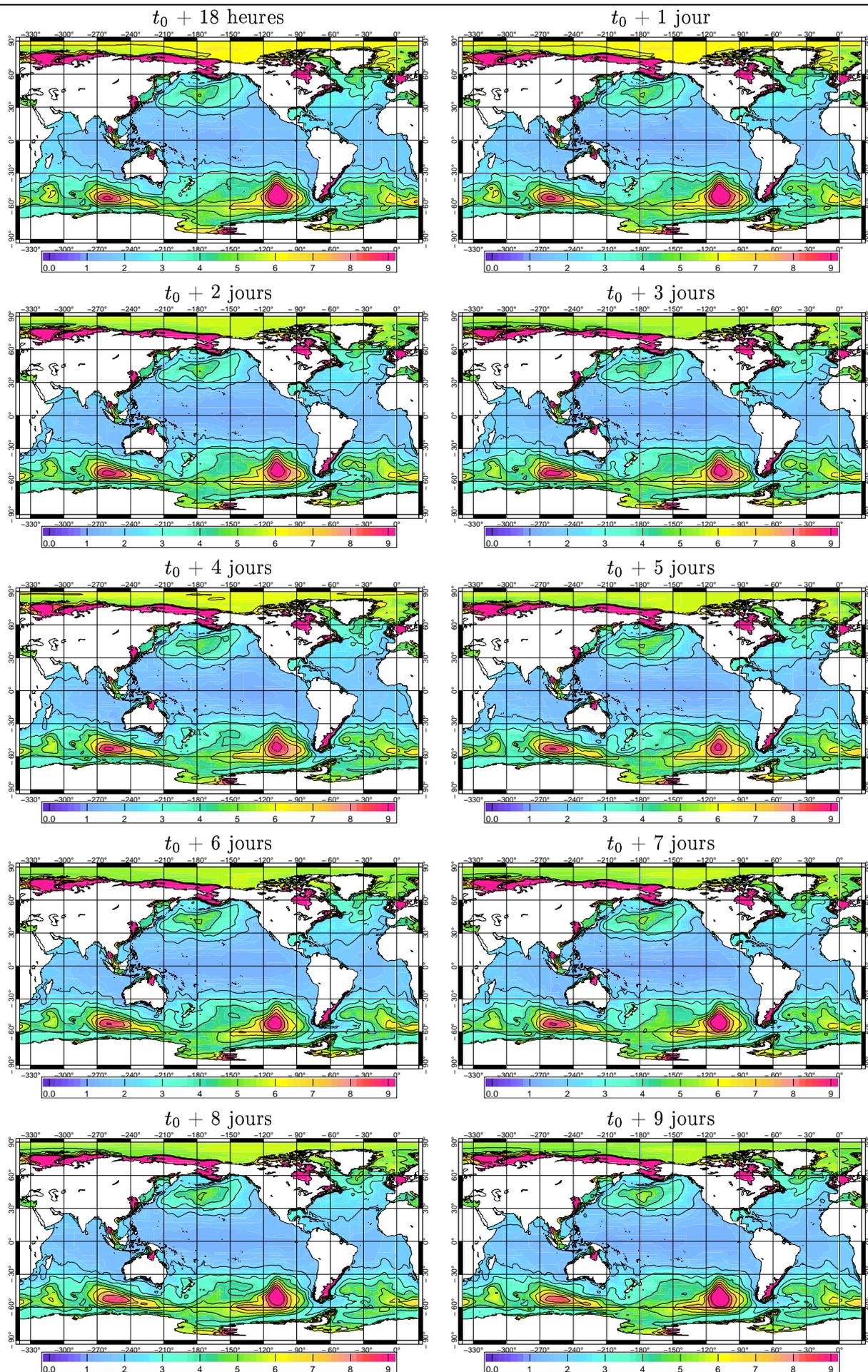


FIG. C.1 – Variabilité du IBD à 10 jours, en fonction du décalage du premier échantillon temporel, pour la période 1993-2001 (RMS en cm) - Chapitre 6

C.3 Appendice du Chapitre 7

Nom	Marégraphie lat	lon	Obs	Obs - BI	Obs - MOG2DG (P)	(P + W)
POHNPEI	6.9830	158.2330	4.0481	3.7046	3.4186	3.2847
BETIO	1.3580	172.9350	4.4536	4.3104	3.8903	3.7181
BALTRA	-0.4350	-90.2850	4.0032	3.9323	3.7879	3.6018
NAURU	-0.5280	166.9050	3.8182	3.6467	3.2743	3.2428
MAJURO	7.1070	171.3730	4.0373	3.7368	3.5377	3.4059
MALAKAL	7.3300	134.4630	3.5486	3.3894	3.1396	2.8580
YAP	9.5170	138.1330	4.0343	4.0244	3.6291	3.3267
HONIARA	-9.4250	159.9570	2.9753	2.7793	2.3576	2.1873
RABAU	-4.2000	152.1750	3.8325	3.7426	3.2729	3.2342
CHRISTM	1.9850	-157.4770	5.5482	5.4304	5.0394	4.8580
KANTON	-2.8100	-171.7180	4.7843	4.6088	4.1968	4.2897
FRENCH	23.8670	-166.2900	9.1271	5.0002	4.4016	4.4933
PAPEETE	-17.5320	-149.5670	3.9502	3.4200	3.0568	2.6584
RIKITEA	-23.1250	-134.9530	7.3166	2.3473	1.8770	1.3253
SUVA	-18.1320	178.4270	6.0462	4.0017	3.4764	3.2101
NOUMEA	-22.2920	166.4370	16.2140	7.4657	7.3798	6.9798
JUAN-FE	-33.6220	-78.8330	20.8539	5.8620	5.8410	5.7373
EASTER	-27.1500	-109.4480	11.9860	6.7004	6.1911	6.8149
RAROTON	-21.2070	-159.7750	6.3747	3.2213	3.0508	2.5458
PENRHYN	-8.9770	-158.0530	7.4676	7.1533	7.1385	7.1829
FUNAFUT	-8.5250	179.1950	2.3125	2.1659	2.0179	1.7885
SAIPAN	15.2270	145.7420	3.9322	3.4016	3.0318	2.8980
KAPINGA	1.0980	154.7770	6.7658	6.6105	6.2753	6.5020
SANTA-C	-0.7530	-90.3120	3.5472	3.4400	3.3300	3.1796
NUKU-HI	-8.9300	-140.0820	2.8601	2.7011	2.3659	2.1315
CABO-SA	22.8800	-109.9080	7.0052	4.3176	4.2446	3.7355
SAN-FEL	-26.2830	-80.1330	18.0380	17.9454	18.4242	18.7467
NUKU-AL	-21.1330	-175.1670	3.7509	2.3795	1.8672	1.2818
KODIAK	57.7320	-152.5120	99.0441	10.6944	11.5647	9.5122
ADAK-IS	51.8580	-176.6350	104.2703	3.7766	3.7438	3.5903
DUTCH-H	53.8800	-166.5380	98.9041	7.7386	7.4402	6.3097
PORT-VI	-17.7330	168.3170	3.4072	2.3472	2.0807	1.6698
CHICHIJ	27.1000	142.1830	10.9085	2.7853	2.5018	2.2143
MIDWAY	28.2170	-177.3670	23.8629	12.2186	11.5049	12.4699
WAKE-IS	19.2830	166.6170	3.9040	3.5722	3.0717	2.4360
JOHNSTO	16.7500	-169.5170	11.1326	10.7832	10.3595	9.8671
GUAM	13.4330	144.6500	3.7099	3.5914	3.2763	3.1884
KWAJALE	8.7330	167.7330	3.0268	2.9257	2.4999	2.4905
PAGO-PA	-14.2830	-170.6830	2.4741	1.9420	1.5878	1.4569
HONOLUL	21.3070	-157.8670	3.5261	2.7215	2.3873	1.6722
HILO	19.7330	-155.0670	6.0853	4.6822	4.2430	4.0996
VALPARA	-33.0330	-71.6330	11.4689	8.9176	8.9240	8.4973
ARICA	-18.4670	-70.3330	8.5712	8.3693	8.3087	8.5619
LOBOS	-6.9330	-80.7170	3.2091	3.0431	3.2137	3.2293
QUEPOS	9.4000	-84.1670	4.6501	5.9566	15.0419	15.3424
CALDERA	-27.0670	-70.8330	5.4622	4.2116	4.2882	4.1952
SOCORRO	18.7330	-111.0170	4.5802	3.4210	3.3008	3.0599
TALARA	-4.5820	-81.2820	4.5813	4.9111	4.6706	4.5558
CALLAO	-12.0500	-77.1500	5.4823	5.4520	5.5295	5.5793
MOMBASA	-4.0700	39.6570	4.4548	4.7107	4.2451	3.9913
PORT-LO	-20.1530	57.4900	8.3101	5.1644	4.3214	3.9170

A suivre ...

Nom (suite)	Marégraphe latitude longitude (suite) (suite)		Obs (suite)	Obs - BI (suite)	Obs - MOG2DG (P) (suite)	(P + W) (suite)
DIEGO-G	-7.2330	72.4330	4.3752	4.2240	3.4671	3.1572
RODRIGU	-19.6680	63.4180	6.7014	4.3316	3.3900	2.9621
HULHULE	4.1830	73.5170	3.7746	3.9145	3.2979	3.0697
GAN	-0.6870	73.1520	4.2620	4.3193	3.7022	3.5737
SALALAH	16.9350	54.0070	5.5663	6.1181	5.6365	4.6830
HANIMAA	6.7670	73.1670	6.5954	6.3997	6.0558	5.7010
POINT-L	-4.6720	55.5280	3.1196	3.3944	2.8575	2.3259
ZANZIBA	-6.1550	39.1900	5.4270	5.7027	5.4263	5.1002
DARWIN	-12.4670	130.8500	16.6480	15.2485	17.0271	14.0577
COCOS-I	-12.1170	96.9000	3.8069	2.9576	2.7018	2.2527
ESPERAC	-33.8670	121.9000	146.8924	74.9935	72.1533	32.4418
CROZET	-46.4250	51.8700	30.4182	21.9772	17.5008	11.5030
ST-PAUL	-38.7120	77.5380	46.0294	7.9841	7.0958	5.1213
KERGUEL	-49.3450	70.2200	104.0580	22.7872	23.6454	16.8996
PONTA-D	37.7350	-25.6720	16.6307	3.9132	3.4166	2.1322
DAKAR	14.6670	-17.4300	10.0943	9.2651	8.9824	7.1525
SAO-TOM	0.0170	6.5130	3.8532	3.5830	3.2172	3.1784
KEY-WES	24.5530	-81.8080	15.2642	11.7076	10.5172	7.4486
SAN-JUA	18.4600	-66.1170	6.9895	4.9054	3.7610	3.4502
SETTLEM	26.7700	-78.9970	13.6142	5.9408	5.1300	4.7518
Bermuda	32.3730	-64.7030	25.0196	5.8677	4.7980	3.8335
DUCK-PI	36.1830	-75.7400	149.7884	145.0270	140.7726	35.4947
CHARLES	32.7830	-79.9330	105.9401	136.6461	133.8121	45.0067
CHURCHI	58.7830	-94.2000	205.3762	153.7997	123.1764	35.5176
HALIFAX	44.6670	-63.5830	84.7439	46.2765	46.7179	19.2454
ST-JOHN	47.5670	-52.7170	118.0615	68.1788	60.3104	20.7519
PORT-ST	-51.7500	-57.9330	75.5116	13.2615	13.7321	8.5983
ASCENSI	-7.9170	-14.4170	1.8000	1.9516	1.2971	1.2228
ST-HEL	-15.9670	-5.7000	1.6019	1.7323	1.1128	0.9843
LERWICK	60.1530	-1.1380	93.7846	31.1656	29.8577	16.2287
NEWLYN	50.1020	-5.5420	80.9826	26.8722	28.4131	8.7062
STORNOW	58.2080	-6.3880	121.4642	49.2793	50.8936	20.5492
NAOS-IS	8.9170	-79.5330	8.2112	8.9151	11.7947	11.7352
BUNDABE	-24.8330	152.3500	27.3077	37.5983	38.2836	28.6347
FORT-DE	-33.8500	151.2330	41.6520	31.1453	31.3067	27.1427
TOWNSVI	-19.2500	146.8330	36.3052	48.9806	49.1132	17.6238
SPRING	-42.5500	147.9330	86.7797	18.0783	17.4231	13.6077
KUSHIRO	42.9670	144.3830	36.8669	9.8537	9.2917	7.0617
OFUNATO	39.0670	141.7170	31.2519	5.3130	4.5608	3.3265
MERA	34.9170	139.8330	35.4557	12.0527	11.7878	11.2291
KUSHIMO	33.4670	135.7830	40.5412	16.7108	17.1024	17.0748
ABURATS	31.5670	131.4170	21.8695	9.1881	9.0363	8.2474
NAHA	26.2170	127.6670	9.2864	2.9745	2.6997	2.2495
MANZANI	19.0530	-104.3300	12.0191	12.5786	12.5833	11.5907
LOMBRUM	-2.0330	147.3670	4.7561	4.6816	4.2503	4.0186
LAUTOKA	-17.6000	177.4330	2.9346	2.5114	2.2948	1.5915
PRINCE	54.3170	-130.3330	106.6811	21.6707	22.6639	11.3020
FORT-PO	37.8070	-122.4650	38.0228	16.2370	16.6721	9.7731
CRESCEN	41.7450	-124.1830	69.0278	23.2927	24.0037	14.1595
NEAH-BA	48.3680	-124.6170	120.1945	39.3215	40.0758	28.1518
SAN-DIE	32.7150	-117.1730	9.1089	4.4101	4.5486	3.9369
YAKUTAT	59.5470	-139.7350	133.9156	29.9035	30.1294	16.1446
KETCHIK	55.3330	-131.6250	113.1971	20.3126	20.5338	10.2163

A suivre ...

Nom (suite)	Marégraphe		Obs (suite)	Obs - BI (suite)	Obs - MOG2DG	
	latitude (suite)	longitude (suite)			(P) (suite)	(P + W) (suite)
DIEGO-R	-56.5080	-68.7150	158.6510	29.9022	29.7125	25.0004
AMMASSA	65.6000	-37.6170	124.5483	47.8180	39.0896	13.3131
ILULISS	69.2170	-51.1000	71.5566	26.1966	24.7847	12.3240
ISHIGAK	24.3330	124.1500	10.8635	4.4280	4.2476	3.7652
MOTURIK	-37.6500	176.1830	27.3096	27.4974	26.6520	19.4623
NAGASAK	32.7330	129.8670	19.7569	7.3640	7.3705	4.8857
QAQORTO	60.7170	-46.0330	129.6446	45.4151	41.7727	24.3785
REYKJAV	64.1500	-21.9330	110.7175	22.3090	20.7369	15.7666
SISIMIU	66.9330	-53.6670	93.5545	29.4463	28.8436	13.6689
HAKODAT	41.783	140.733	5.48	36.99	40.28	39.6
barcelona	41.3490	2.1610	22.6294	14.0884	7.3020	6.9321
ceuta	35.9000	-5.3160	36.9263	8.8464	7.5030	7.1181
hadera	32.4660	34.8660	12.4868	12.8253	7.3762	5.8322
malaga	36.7130	-4.4150	25.9826	15.1146	8.9671	8.5875
toulon	43.1160	5.9000	20.5382	14.3845	6.5903	4.6959
trieste	45.6660	13.7660	66.6362	35.4055	28.9300	19.9670
valencia	39.4610	-0.3250	26.4989	16.9336	9.3876	5.5887
Moyenne			33.9962	15.7734	14.7910	8.7361

TAB. C.5: Statistiques aux marégraphe pour les fréquences de 0.5 à 20 jours (cm^2) - Chapitre 7

Nom	Marégraphe		Obs	Obs - BI	Obs - MOG2DG	
	latitude	longitude			(P)	(P + W)
POHNPEI	6.9830	158.2330	44.9243	42.1455	41.6879	39.1658
BETIO	1.3580	172.9350	15.5437	16.1949	15.7045	17.9690
BALTRA	-0.4350	-90.2850	16.8746	17.6891	17.4798	16.1858
NAURU	-0.5280	166.9050	10.7575	11.4814	11.0867	12.3416
MAJURO	7.1070	171.3730	22.0479	19.9857	19.9878	19.3602
MALAKAL	7.3300	134.4630	50.8392	42.2769	41.4576	42.0210
YAP	9.5170	138.1330	46.1921	37.8264	36.7535	37.7896
HONIARA	-9.4250	159.9570	56.2735	57.8016	56.7361	51.4782
RABAU	-4.2000	152.1750	49.4290	44.2536	43.3941	39.2881
CHRISTM	1.9850	-157.4770	34.7094	31.3036	31.0512	35.1977
KANTON	-2.8100	-171.7180	27.1871	23.8069	23.4785	26.3831
FRENCH	23.8670	-166.2900	43.9530	38.9240	38.4979	37.1708
PAPEETE	-17.5320	-149.5670	12.2712	10.1863	9.9063	9.5756
RIKITEA	-23.1250	-134.9530	41.1354	38.4564	38.0587	34.9894
SUVA	-18.1320	178.4270	28.6502	22.5309	21.8262	22.3276
NOUMEA	-22.2920	166.4370	45.1438	27.4310	26.8761	24.2655
JUAN-FE	-33.6220	-78.8330	42.7818	23.7017	23.8589	24.0509
EASTER	-27.1500	-109.4480	33.7603	24.7458	23.7670	23.5641
RAROTON	-21.2070	-159.7750	47.1459	47.7205	46.6964	45.5848
PENRHYN	-8.9770	-158.0530	18.0039	16.6362	16.5859	17.3170
FUNAFUT	-8.5250	179.1950	30.7937	30.9509	30.7984	29.5106
SAIPAN	15.2270	145.7420	27.3925	20.8340	20.0791	21.2359
KAPINGA	1.0980	154.7770	34.0140	31.1349	30.3388	30.6715
SANTA-C	-0.7530	-90.3120	20.8478	21.5414	21.3115	20.8010
NUKU-HI	-8.9300	-140.0820	21.4730	16.4015	16.3730	14.4584
CABO-SA	22.8800	-109.9080	18.0599	25.4971	25.5046	27.0256
SAN-FEL	-26.2830	-80.1330	26.8130	26.7116	26.8679	25.3489
NUKU-AL	-21.1330	-175.1670	33.5964	45.1815	44.8670	36.0078
KODIAK	57.7320	-152.5120	167.6237	30.6640	31.4050	36.0896
ADAK-IS	51.8580	-176.6350	191.2657	35.3114	35.3444	33.9882
DUTCH-H	53.8800	-166.5380	205.8545	29.9015	29.5567	27.8678
PORT-VI	-17.7330	168.3170	26.3775	19.8520	19.6037	20.5400
CHICHIJ	27.1000	142.1830	81.4992	61.9546	61.8076	60.5716
MIDWAY	28.2170	-177.3670	45.1193	32.3541	31.4704	26.8345
WAKE-IS	19.2830	166.6170	64.8294	54.7215	53.8335	62.4071
JOHNSTO	16.7500	-169.5170	98.5634	96.1738	94.8054	95.0330
GUAM	13.4330	144.6500	81.6146	64.8743	63.9830	70.6842
KWAJALE	8.7330	167.7330	16.1199	13.5547	12.8736	13.8340
PAGO-PA	-14.2830	-170.6830	21.1847	25.2653	24.6939	19.8248
HONOLUL	21.3070	-157.8670	26.0079	28.0860	27.4465	25.3890
HILO	19.7330	-155.0670	16.6572	15.9239	15.6579	15.4152
VALPARA	-33.0330	-71.6330	20.2728	17.7153	17.9759	17.0943
ARICA	-18.4670	-70.3330	16.2813	18.3822	18.6755	19.2855
LOBOS	-6.9330	-80.7170	17.6209	21.2002	21.1305	21.7168
QUEPOS	9.4000	-84.1670	5.7674	6.9667	15.9531	15.7148
CALDERA	-27.0670	-70.8330	14.8616	14.4504	14.8738	14.9120
SOCORRO	18.7330	-111.0170	31.3362	44.8232	45.1250	43.5984
TALARA	-4.5820	-81.2820	20.2981	23.7340	23.2225	23.1151
CALLAO	-12.0500	-77.1500	11.6938	13.1361	13.0956	13.6879
MOMBASA	-4.0700	39.6570	8.9680	12.7553	12.6077	8.7509
PORT-LO	-20.1530	57.4900	56.7292	58.4566	57.8939	52.4159
DIEGO-G	-7.2330	72.4330	31.1258	26.1536	25.5455	29.2073
RODRIGU	-19.6680	63.4180	27.1370	31.3251	30.3172	25.4766
HULHULE	4.1830	73.5170	18.8631	15.9448	15.4846	14.6519

A suivre ...

Nom (<i>suite</i>)	Marégraphe latitude (<i>suite</i>)	longitude (<i>suite</i>)	Obs (<i>suite</i>)	Obs - BI (<i>suite</i>)	Obs - MOG2DG (P) (<i>suite</i>)	(P + W) (<i>suite</i>)
GAN	-0.6870	73.1520	21.0336	16.9169	16.5061	15.8169
SALALAH	16.9350	54.0070	21.3381	59.9119	59.3747	49.6615
HANIMAA	6.7670	73.1670	30.4215	36.0449	36.1085	35.0500
POINT-L	-4.6720	55.5280	17.3317	15.4709	15.0463	14.7260
ZANZIBA	-6.1550	39.1900	14.1859	16.9198	16.7832	15.1865
DARWIN	-12.4670	130.8500	38.0583	35.5303	37.2305	32.5253
COCOS-I	-12.1170	96.9000	57.6236	60.7761	60.4160	56.4442
ESPERAC	-33.8670	121.9000	200.0805	100.0806	97.0538	51.0195
CROZET	-46.4250	51.8700	38.7502	23.9514	19.5104	12.7089
ST-PAUL	-38.7120	77.5380	90.9328	36.2067	35.9104	47.7218
KERGUEL	-49.3450	70.2200	132.1517	35.8688	37.1541	27.1236
PONTA-D	37.7350	-25.6720	41.1283	16.5756	15.9185	12.6352
DAKAR	14.6670	-17.4300	17.8537	17.9513	17.5109	14.9086
SAO-TOM	0.0170	6.5130	13.5908	10.5453	10.2532	9.7980
KEY-WES	24.5530	-81.8080	52.5755	33.2863	33.1715	26.4135
SAN-JUA	18.4600	-66.1170	14.2618	16.3232	15.1319	14.1833
SETTLEM	26.7700	-78.9970	23.4889	11.8152	11.0809	10.9810
Bermuda	32.3730	-64.7030	100.0792	76.4623	74.8875	77.7301
DUCK-PI	36.1830	-75.7400	214.4164	196.0243	191.8433	53.5123
CHARLES	32.7830	-79.9330	191.0624	209.2053	205.7122	84.4320
CHURCHI	58.7830	-94.2000	282.5179	183.6185	155.1282	53.8510
HALIFAX	44.6670	-63.5830	128.6304	62.9508	63.7170	30.6551
ST-JOHN	47.5670	-52.7170	180.0206	81.7127	72.0529	41.8782
PORT-ST	-51.7500	-57.9330	116.7893	27.3271	27.5708	17.5347
ASCENSI	-7.9170	-14.4170	8.2823	13.6542	12.8497	15.4549
ST-HEL	-15.9670	-5.7000	5.5257	7.4626	6.6404	7.4971
LERWICK	60.1530	-1.1380	169.0837	57.4360	55.0774	37.1231
NEWLYN	50.1020	-5.5420	157.1837	40.3539	42.2180	13.2649
STORNOW	58.2080	-6.3880	198.8755	75.9107	76.6403	37.6139
NAOS-IS	8.9170	-79.5330	30.5736	29.3847	32.2888	29.9715
BUNDABE	-24.8330	152.3500	47.5560	59.0724	59.7913	48.2677
FORT-DE	-33.8500	151.2330	86.7638	57.2281	57.4900	55.7215
TOWNSVI	-19.2500	146.8330	49.6998	84.3687	84.6000	36.6739
SPRING	-42.5500	147.9330	130.3170	29.4311	28.7226	24.1432
KUSHIRO	42.9670	144.3830	55.1620	24.8247	24.0494	23.9734
OFUNATO	39.0670	141.7170	41.1036	19.5237	18.4787	19.4307
MERA	34.9170	139.8330	73.9122	59.5777	59.3691	64.4146
KUSHIMO	33.4670	135.7830	90.4135	95.2216	95.5579	104.2829
ABURATS	31.5670	131.4170	84.0663	113.0368	112.9381	123.5743
NAHA	26.2170	127.6670	62.4531	59.3845	59.0500	60.9880
MANZANI	19.0530	-104.3300	44.6371	55.7189	56.1636	56.2839
LOMBRUM	-2.0330	147.3670	24.5211	19.2210	18.6101	18.0556
LAUTOKA	-17.6000	177.4330	22.7054	19.6208	19.1116	17.5204
PRINCE	54.3170	-130.3330	180.9344	46.4986	46.8533	30.0649
FORT-PO	37.8070	-122.4650	82.1488	60.9703	60.9937	43.4197
CRESCEN	41.7450	-124.1830	154.3671	78.0368	77.6984	50.5281
NEAH-BA	48.3680	-124.6170	216.7003	89.4270	89.0783	59.9447
SAN-DIE	32.7150	-117.1730	21.5892	25.4131	25.5643	25.6586
YAKUTAT	59.5470	-139.7350	213.1775	65.8350	65.8174	51.6935
KETCHIK	55.3330	-131.6250	179.1328	42.6996	42.4567	29.7574
DIEGO-R	-56.5080	-68.7150	227.3336	61.5910	60.6687	51.8292
AMMASSA	65.6000	-37.6170	221.0929	110.3009	96.1971	95.8343
ILULISS	69.2170	-51.1000	132.3420	75.9194	74.9866	35.3316

A suivre ...

Nom <i>(suite)</i>	Marégraphe latitude longitude <i>(suite) (suite)</i>		Obs <i>(suite)</i>	Obs - BI <i>(suite)</i>	Obs - MOG2DG (P) <i>(suite)</i>	(P + W) <i>(suite)</i>
ISHIGAK	24.3330	124.1500	64.2273	91.6910	91.5433	97.3603
MOTURIK	-37.6500	176.1830	40.2756	48.4895	48.5293	30.9291
NAGASAK	32.7330	129.8670	47.0519	86.4960	86.5495	106.0750
QAQORTO	60.7170	-46.0330	179.7258	94.5481	90.1278	55.1497
REYKJAV	64.1500	-21.9330	176.4974	66.6076	64.7749	50.1161
SISIMIU	66.9330	-53.6670	228.2288	96.0694	96.1063	52.2143
HAKODAT	41.783	140.733	17.88	55.63	60.14	61.56
barcelona	41.3490	2.1610	54.8005	29.7401	24.7596	17.1482
ceuta	35.9000	-5.3160	55.6023	19.0466	20.0461	14.5100
hadera	32.4660	34.8660	57.2038	57.8577	51.5556	38.7305
malaga	36.7130	-4.4150	96.3857	64.5516	58.5589	50.5026
toulon	43.1160	5.9000	84.2473	63.2987	55.3305	44.1152
trieste	45.6660	13.7660	128.1394	80.1513	74.7092	50.1734
valencia	39.4610	-0.3250	123.7441	81.0427	72.8517	62.4478
Moyenne			71.7532	45.5435	44.4657	36.1123

TAB. C.6: Statistiques aux marégraphes pour toutes les fréquences : de 0.5 jours à l'infini (cm^2) - Chapitre 7

C.4 Appendice du Chapitre 10

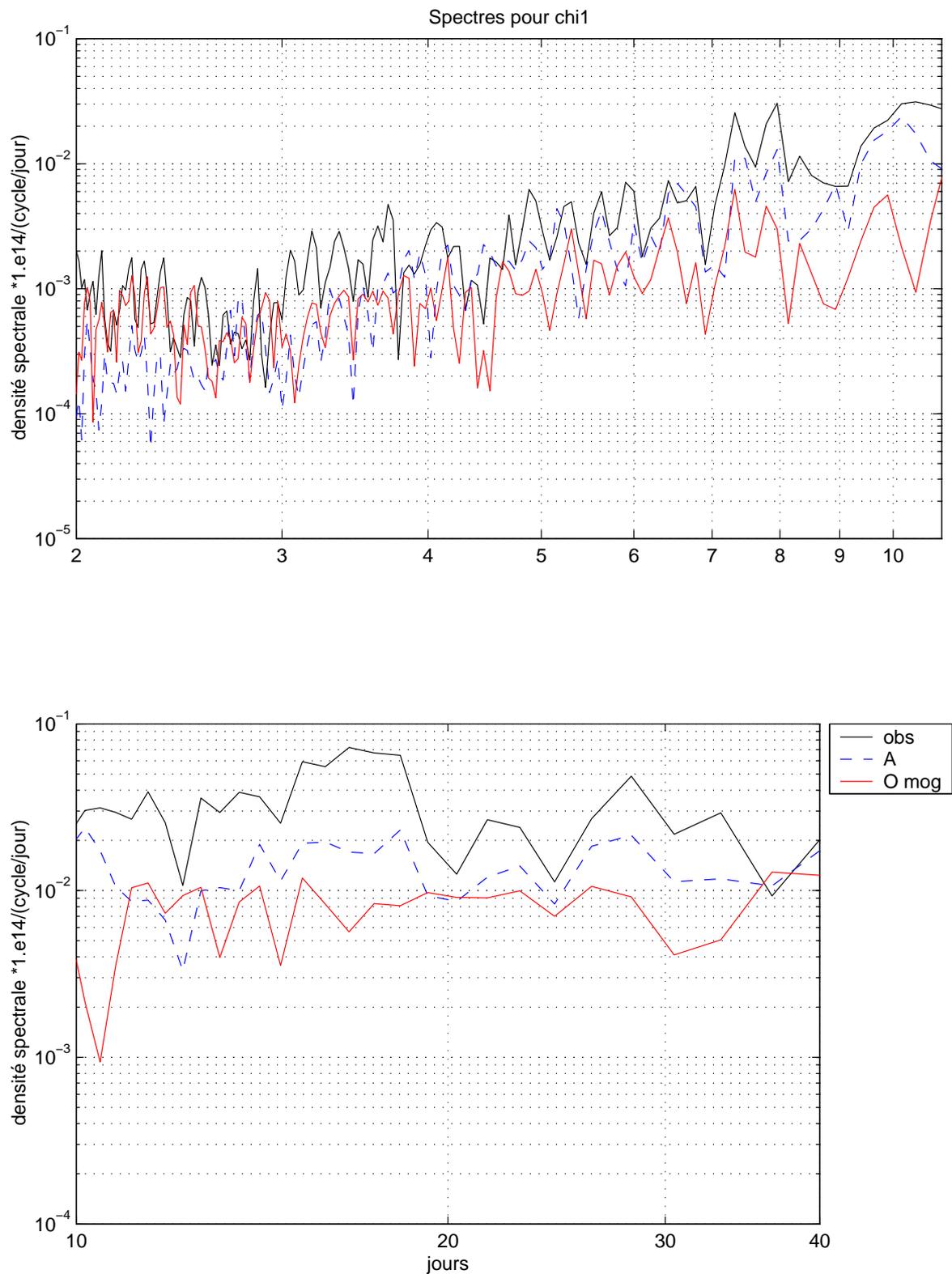


FIG. C.2 – Comparaison des spectres de χ_1 : observations géodétiques en noir ; contribution atmosphérique en bleu (A) ; contribution océanique calculée avec le modèle MOG2D-G en rouge (O). Ces spectres ont été calculés sur la période 1996-2000 - Chapitre 10

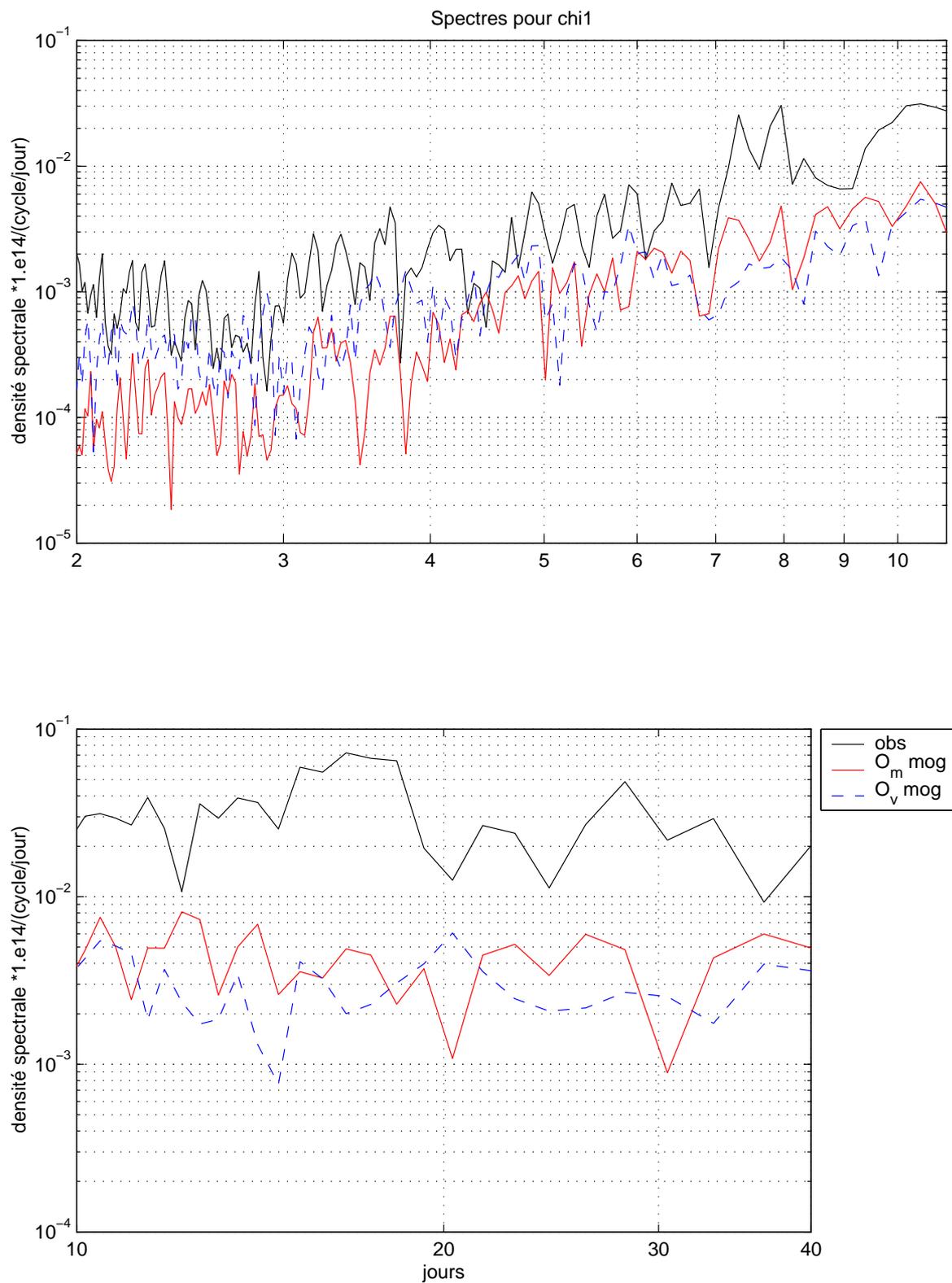


FIG. C.3 – Comparaison des spectres des termes de masse (O_m) et de courants (O_v) constituant la contribution océanique à la variabilité de χ_1 . Ces spectres ont été calculés sur la période 1996-2000 - Chapitre 10

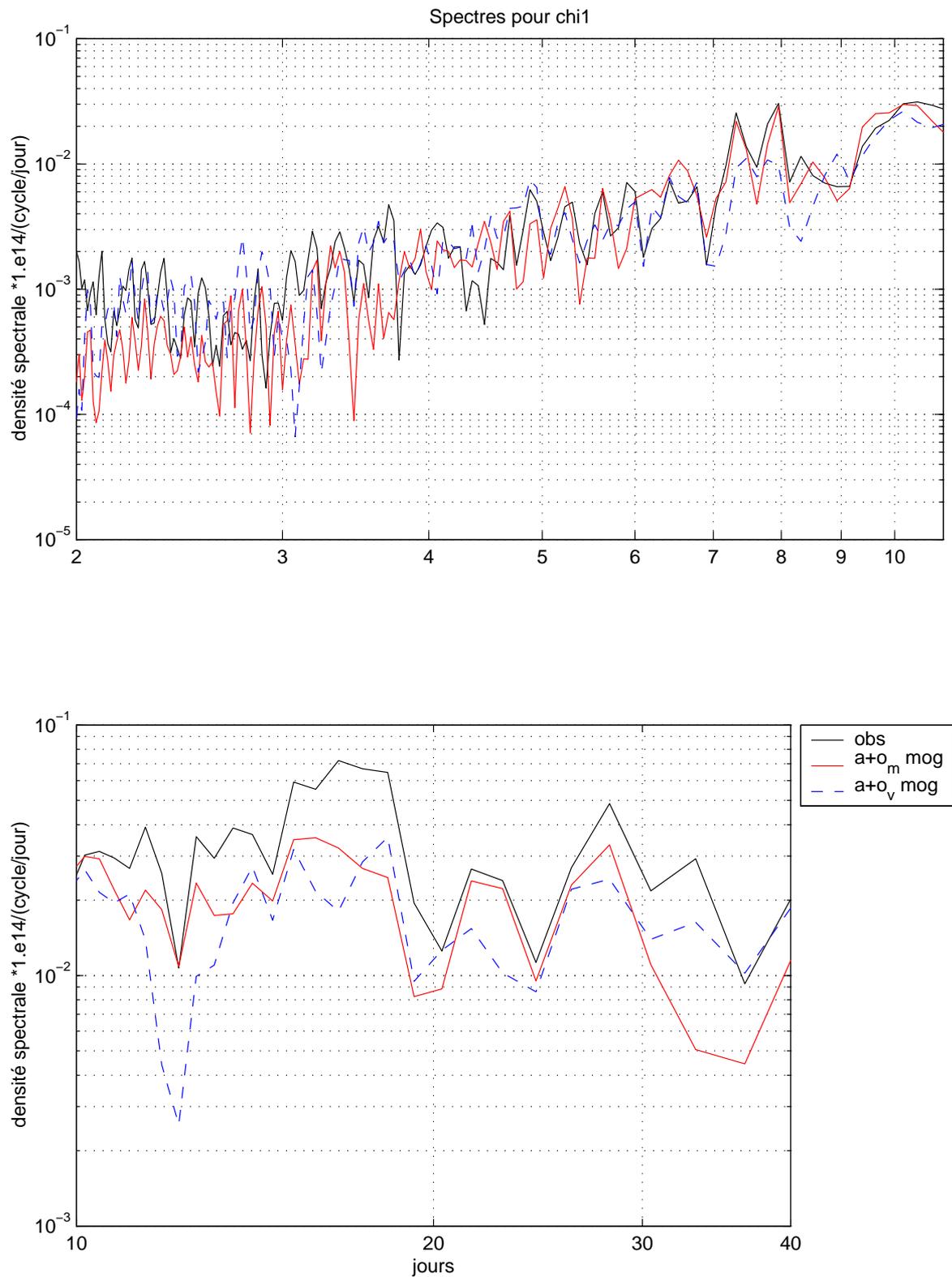


FIG. C.4 – Comparaison des spectres de $A+O_m$ et $A+O_v$ constituant la contribution atmosphérique+océanique (terme de masse ou de courants) à la variabilité de χ_1 . Ces spectres ont été calculés sur la période 1996-2000 - Chapitre 10

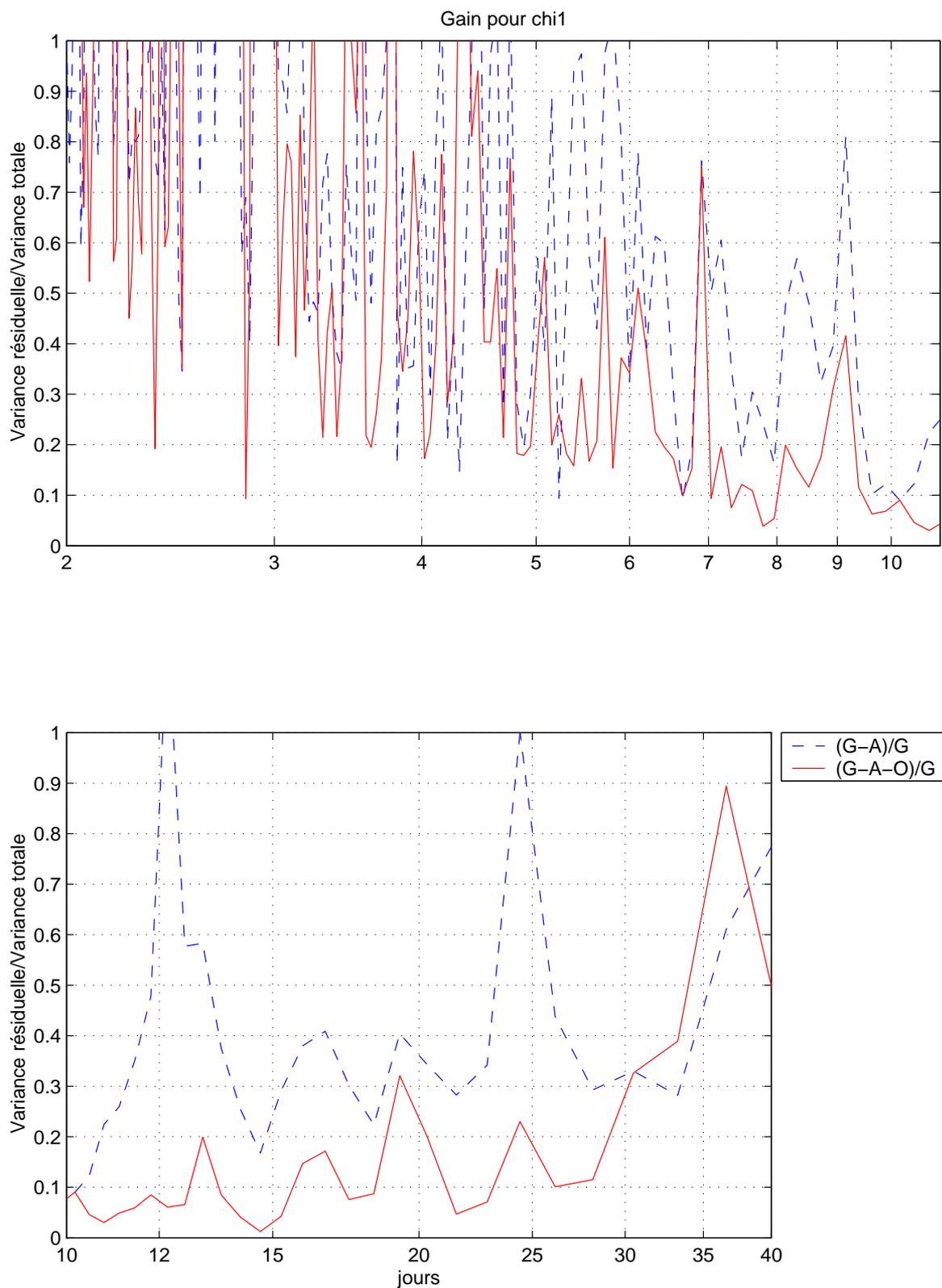


FIG. C.5 – Rapport variance résiduelle sur variance totale des observations (G) pour χ_1 . Les observations sont corrigées de la contribution atmosphérique (G-A), ou bien des contributions atmosphérique et océanique (G-A-O). Ce rapport permet de quantifier l'impact de ces différentes contributions (A et O) sur la variabilité de χ_1 . $[(1 - X) * 100.]$ correspond au gain en variance associé à ces corrections. Ces gains ont été calculés sur la période 1996-2000 - Chapitre 10

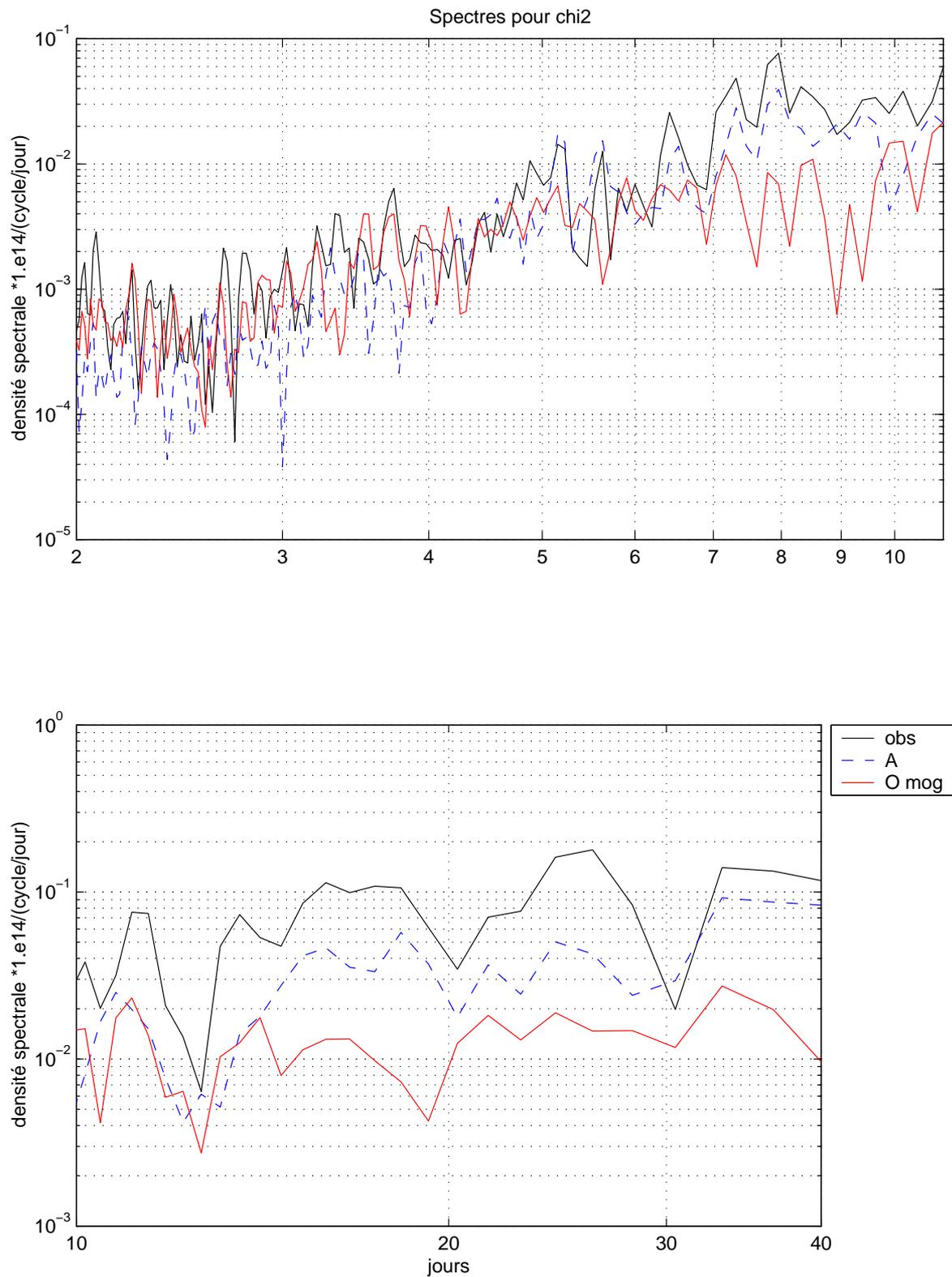


FIG. C.6 – Comparaison des spectres de χ_2 : observations géodétiques en noir ; contribution atmosphérique en bleu (A) ; contribution océanique calculée avec le modèle MOG2D-G en rouge (O). Ces spectres ont été calculés sur la période 1996-2000 - Chapitre 10

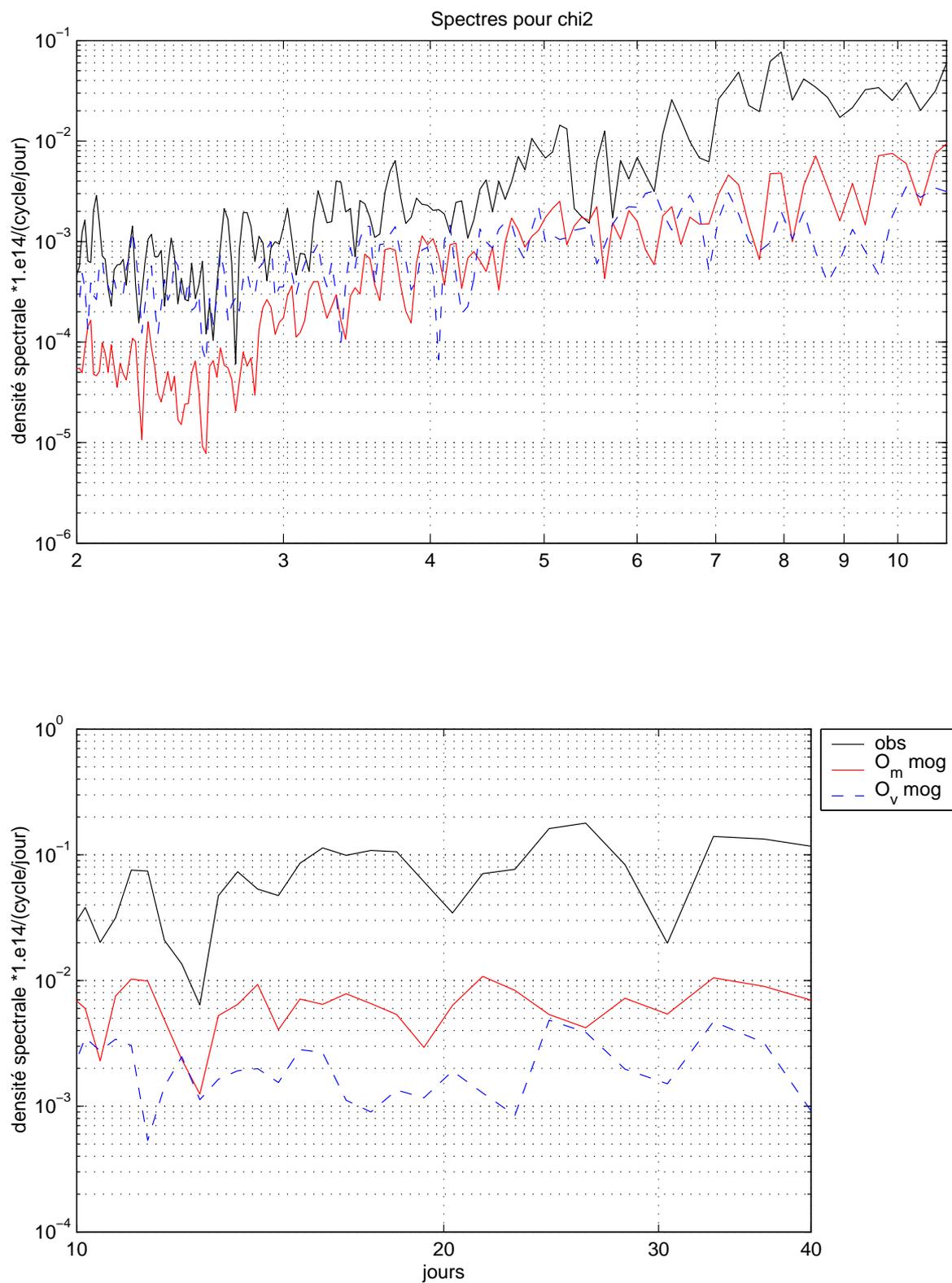


FIG. C.7 – Comparaison des spectres des termes de masse (O_m) et de courants (O_v) constituant la contribution océanique à la variabilité de χ_2 . Ces spectres ont été calculés sur la période 1996-2000 - Chapitre 10

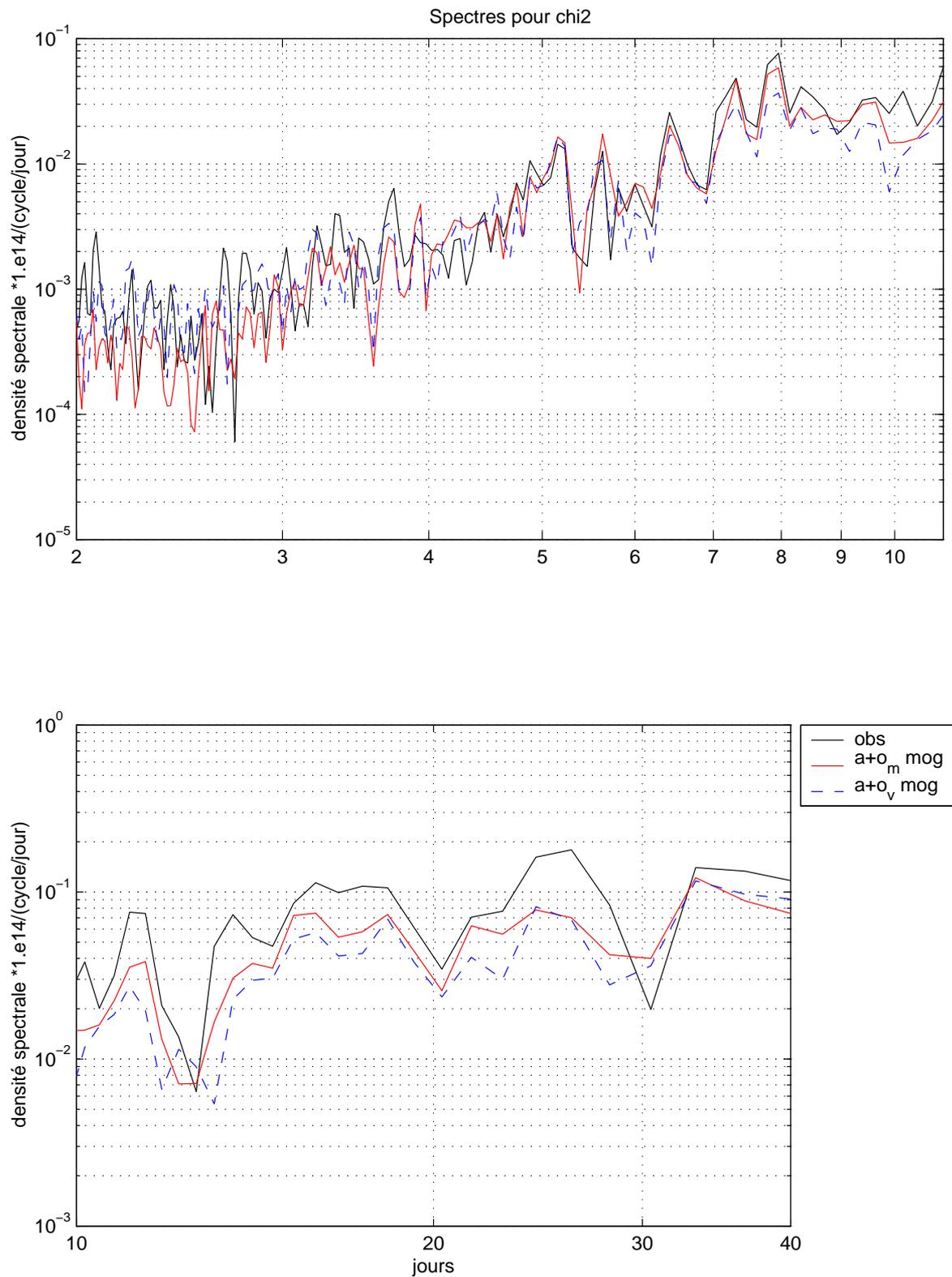


FIG. C.8 – Comparaison des spectres de $A+O_m$ et $A+O_v$ constituant la contribution atmosphérique+océanique (terme de masse ou de courants) à la variabilité de χ^2 . Ces spectres ont été calculés sur la période 1996-2000 - Chapitre 10

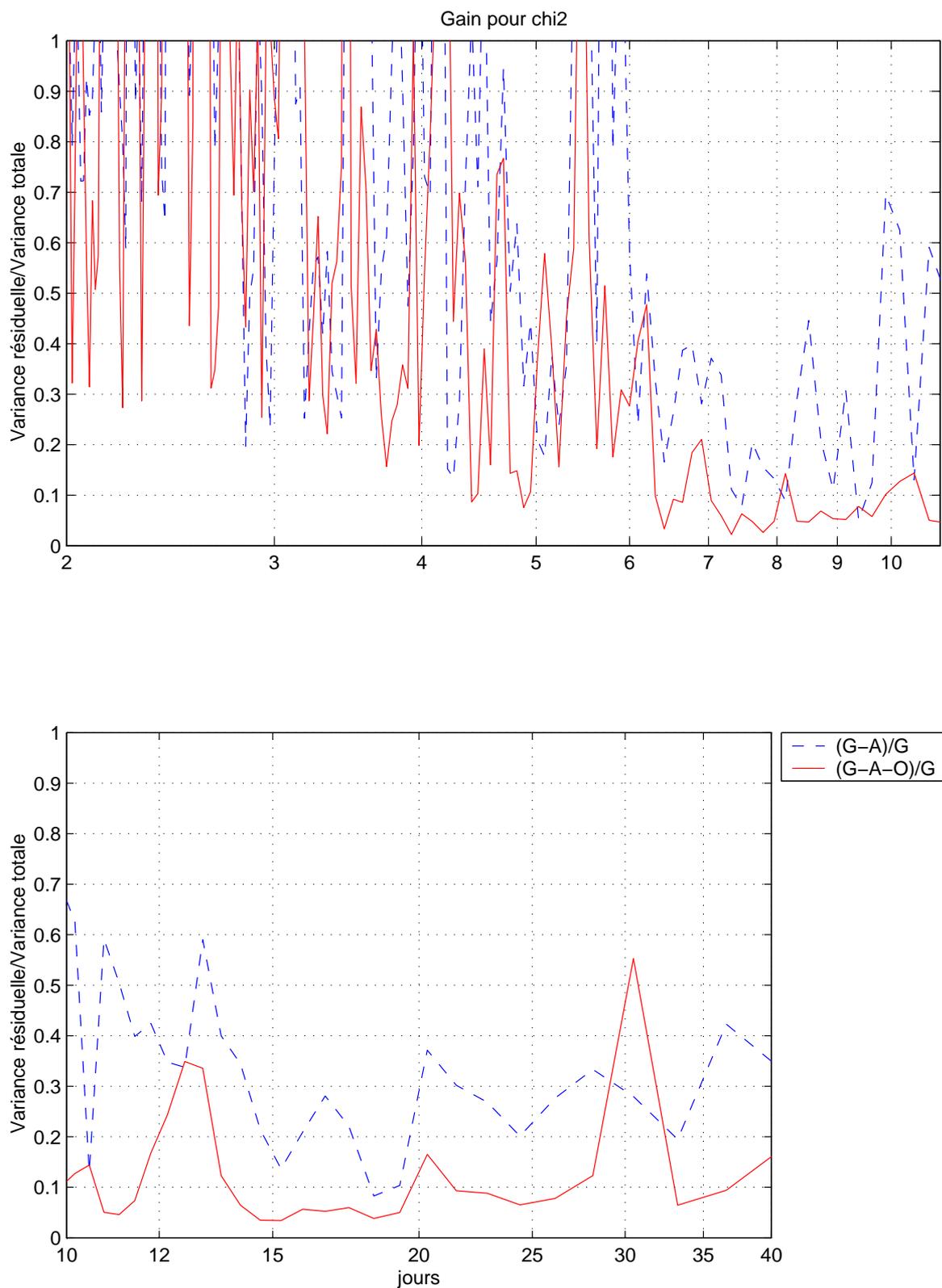


FIG. C.9 – Rapport variance résiduelle sur variance totale des observations (G) pour χ_2 . Les observations sont corrigées de la contribution atmosphérique (G-A), ou bien des contributions atmosphérique et océanique (G-A-O). Ce rapport permet de quantifier l'impact de ces différentes contributions (A et O) sur la variabilité de χ_2 . $[(1 - X) * 100.]$ correspond au gain en variance associé à ces corrections. Ces gains ont été calculés sur la période 1996-2000 - Chapitre 10

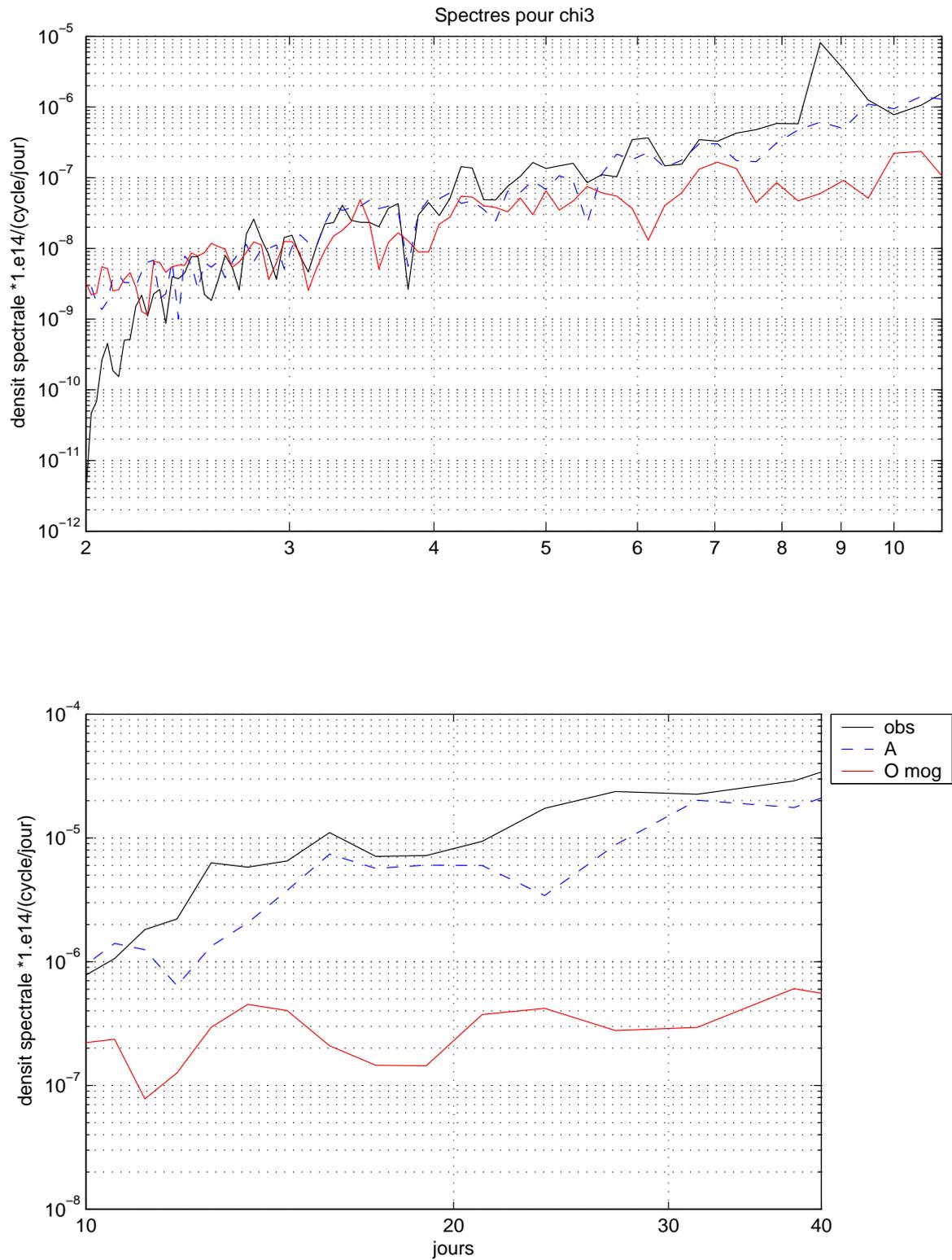


FIG. C.10 – Comparaison des spectres de χ_3 : observations géodétiques en noir ; contribution atmosphérique en bleu (A) ; contribution océanique calculée avec le modèle MOG2D-G en rouge (O). Ces spectres ont été calculés sur la période 1998-2000 - Chapitre 10

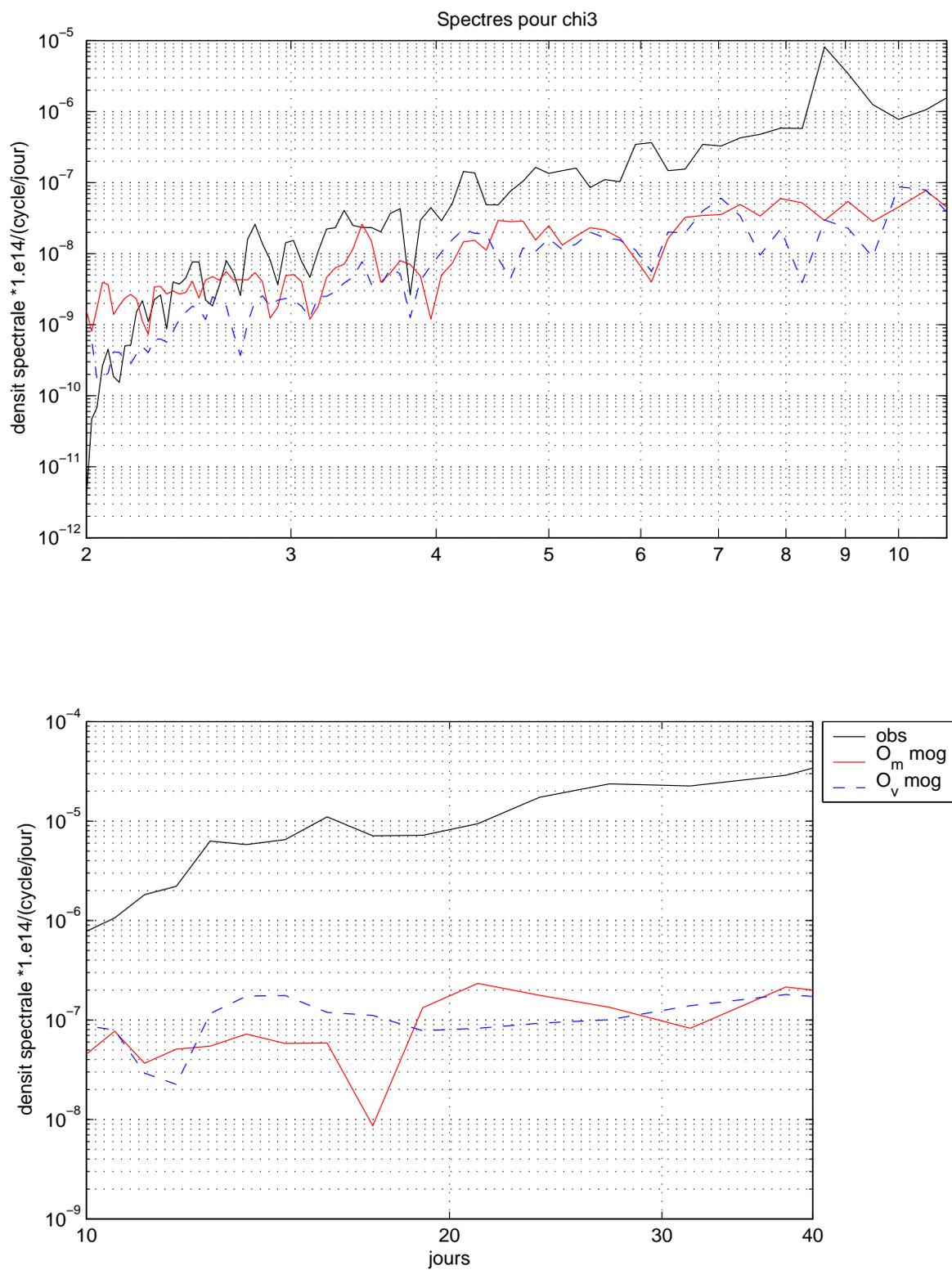


FIG. C.11 – Comparaison des spectres des termes de masse (O_m) et de courants (O_v) constituant la contribution océanique à la variabilité de χ_3 . Ces spectres ont été calculés sur la période 1998-2000 - Chapitre 10

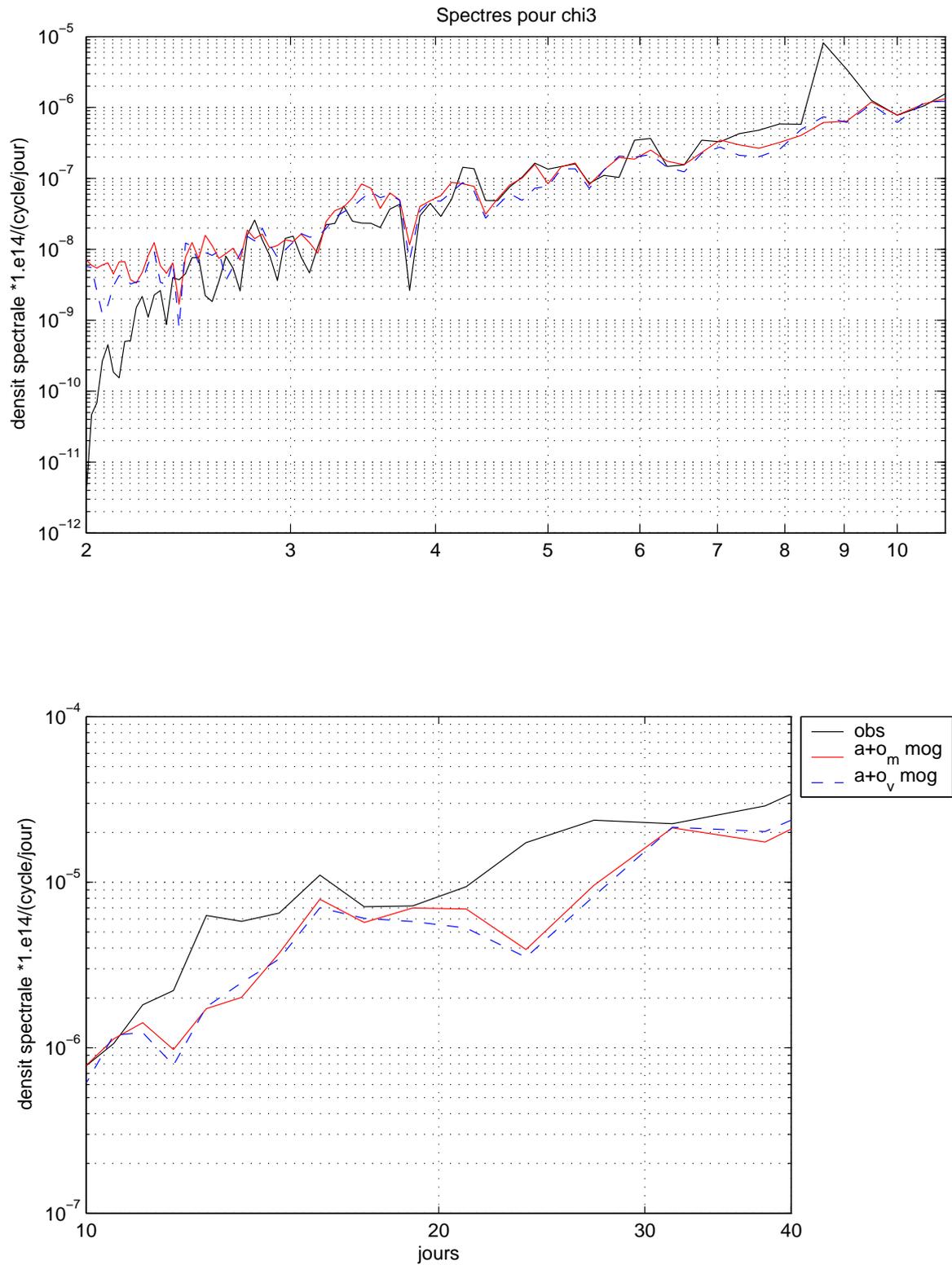


FIG. C.12 – Comparaison des spectres de $A+O_m$ et $A+O_v$ constituant la contribution atmosphérique+océanique (terme de masse ou de courants) à la variabilité de χ_3 . Ces spectres ont été calculés sur la période 1998-2000 - Chapitre 10

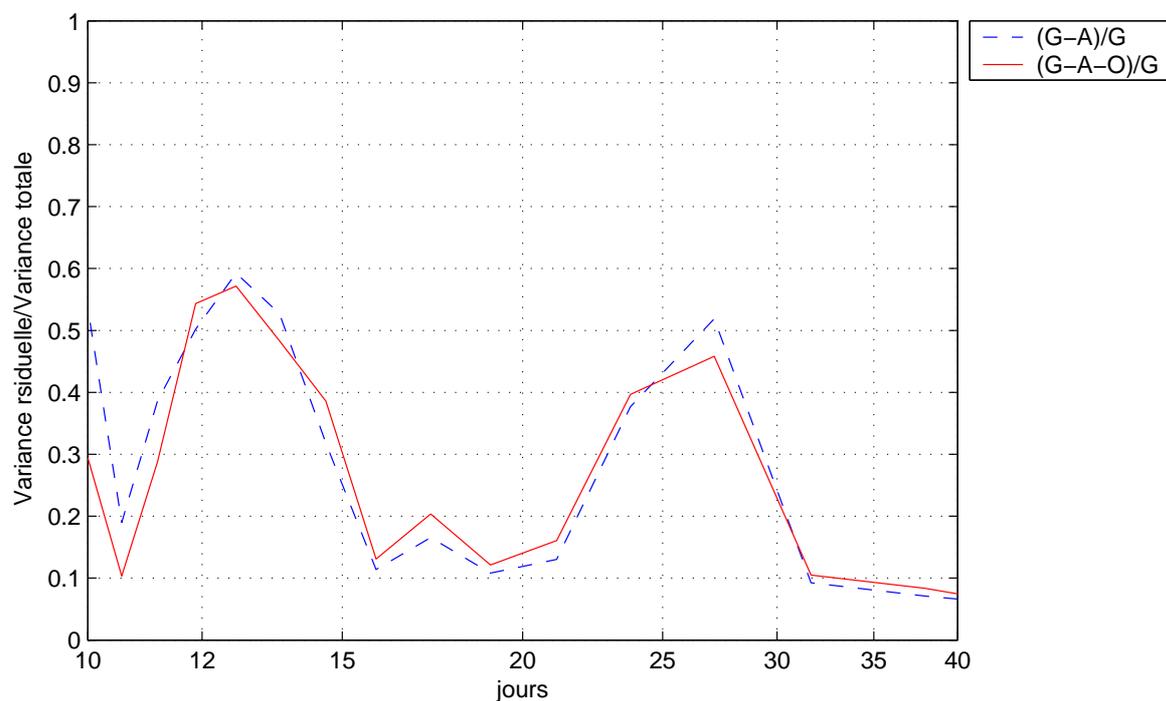
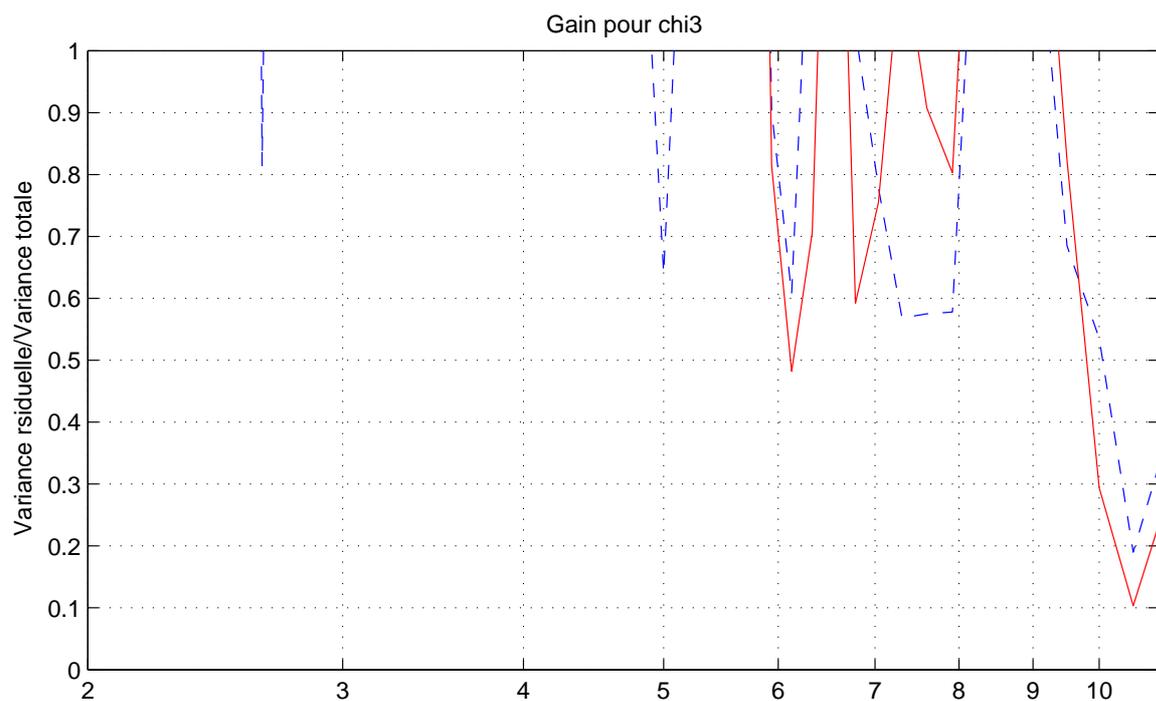


FIG. C.13 – Rapport variance résiduelle sur variance totale des observations (G) pour χ_3 . Les observations sont corrigées de la contribution atmosphérique (G-A), ou bien des contributions atmosphérique et océanique (G-A-O). Ce rapport permet de quantifier l'impact de ces différentes contributions (A et O) sur la variabilité de χ_3 . $[(1 - X) * 100.]$ correspond au gain en variance associé à ces corrections. Ces gains ont été calculés sur la période 1998-2000 - Chapitre 10

Annexe D

Modelling the barotropic response of the global ocean to atmospheric wind and pressure forcing - comparisons with observations (*Carrère et Lyard, GRL 2003*)

Modeling the barotropic response of the global ocean to atmospheric wind and pressure forcing - comparisons with observations

Loren Carrère and Florent Lyard

Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiale, Toulouse, France

Received 17 October 2002; accepted 10 February 2003; published 19 March 2003.

[1] A global simulation of the ocean response to atmospheric wind and pressure forcing has been run during the Topex/Poseidon (T/P) period (1992–2002), using a new hydrodynamic finite element (FE) model, MOG2D-G. Model outputs are compared to in situ observations with tide gauge data (TG) and bottom pressure gauge data (BPR), and also with T/P altimetric cross over points (noted CO). Intercomparisons were performed over the 1993–1999 period. The model correction reduces the sea level variance by more than 50% at TG locations, and by more than 15% at T/P CO, when compared to the classical inverse barometer correction (IB). The model impact differs between high and low latitudes: in the very energetic high latitudes areas, MOG2D-G is efficient in reducing the variance, while at low latitudes, the results are similar to the IB static response. In shallow water, the model shows an oceanic response very different from the IB response. In conclusion, MOG2D-G models the high frequency (HF) atmospheric forced variability of the global ocean with unprecedented accuracy. **INDEX TERMS:** 4255 Oceanography: General: Numerical modeling; 4504 Oceanography: Physical: Air/sea interactions (0312); 4560 Oceanography: Physical: Surface waves and tides (1255); 4564 Oceanography: Physical: Tsunamis and storm surges. **Citation:** Carrère, L., and F. Lyard, Modeling the barotropic response of the global ocean to atmospheric wind and pressure forcing - comparisons with observations, *Geophys. Res. Lett.*, 30(6), 1275, doi:10.1029/2002GL016473, 2003.

1. Introduction

[2] The T/P and Jason altimeters deliver very accurate data sets (within 2 centimeter global error for T/P). However for mesoscale circulation applications and satellite calibration campaigns, the HF ocean signal (periods less than 20 days for T/P), is aliased into the low frequency band (LF; periods larger than 20 days for T/P), and needs to be corrected from independent models at centimetric accuracy. The present HF tidal corrections have mainly reached this requirement, through the high resolution hydrodynamic model FES [Lefèvre et al., 2002] or the assimilated model GOT [Ray, 1999]. In contrast, the ocean response to meteorological forcing is still poorly accounted for by simply applying the inverted barometer correction (IB, [Wunsch and Stammer, 1997]).

[3] The classical IB approximation formulates the static response of the ocean to atmospheric pressure forcing, and wind effects are totally ignored. The validity of this IB

assumption depends on the time and space scales considered: the ocean response to atmospheric pressure generally differs from the IB at periods <3 days and at high latitudes. Wind effects also prevail particularly around the 10 day period.

[4] Earlier barotropic ocean models have been developed by Ponte [1991], and Mathers [2000], characterised by a finite difference space discretisation on fairly large grids of 1° by 1°. They include very strong dissipation processes, either via a strong linear and uniform bottom friction or a large horizontal eddy viscosity.

[5] The aim of our work is to model the HF oceanic response to meteorological forcing with a new realistic hydrodynamic model, with the best possible accuracy. We have performed a global simulation over the 10 year T/P period (1992–2002). We also estimate the relevance of applying such a numerical model correction to in-situ (TG and BPR) and altimeter (T/P) observations.

2. Methodology-Hydrodynamic Model MOG2D-G

2.1. Description

[6] MOG2D-G (2D Gravity Waves model) is a barotropic, non linear and time stepping model, derived from (Lynch and Gray [1979]; Greenberg and Lyard, *personal communication*). The model governing equations are the classical shallow water continuity and momentum equations. The model can include tides and its main originality is a finite element space discretisation (FE), which allows us to increase the resolution in strong topographic gradient areas or in shallow seas.

[7] The FE mesh is shown in Figure 1. The grid size ranges from 400 km in deep ocean to 20 km in coastal, shallow areas. This medium resolution is a good compromise to resolve the physics and minimise the computational costs. The global simulation domain includes shallow water areas and marginal seas, which are generally neglected by other studies; including continental shelves, the Mediterranean Sea, Hudson Bay, Bering Strait, the Arctic Ocean and the Weddell and the Ross Seas, whose distinctive feature is to be partly covered with a permanent ice field. The ice cover impact is taken into account through the diminution of the water column height, due to the submerged ice thickness [Lyard, 1997]. The bottom friction is parameterised by a quadratic law. A new dissipation process is introduced to take into account the barotropic to baroclinic energy transfer via internal wave (IW) generation over topographic features. This term is well known to dissipate around 1/3rd of the global barotropic energy [Egbert and Ray, 2000]. $-CLN(\nabla H \cdot \vec{u})\nabla H$ is the internal wave gen-

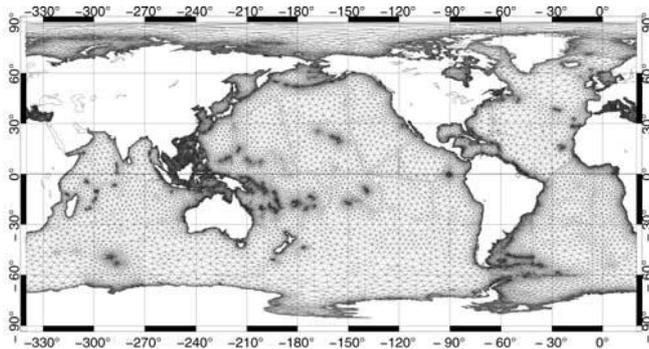


Figure 1. Mid-resolution finite element mesh used.

eration parameterisation. L is a tidal incursion scale; \bar{N} is equivalent to a depth-averaged Brünt-Vässälä frequency [Baines, 1982]; H is the depth; u is the barotropic current; C is a tuning parameter. This parameterisation of the impact of an oscillating current on a sloping topography, has been deduced by analogy with the formulation of the effect of a permanent current flowing over an oscillating bathymetry [Gill, 1982].

[8] This formulation is complementary to those of Jayne and St. Laurent [2001] who dealt with roughness effects. A Smagorinsky viscosity scheme [Smagorinsky, 1963] takes into account the varying FE grid cells size; the mean viscosity coefficient is only $90 \text{ m}^2/\text{s}$.

[9] The semi-implicit numerical scheme combined with a new sub-step time process allows us to maintain a larger time step for most calculations, while preserving model stability. At the present time, the model is running with a 3 min time step.

2.2. Validation

[10] For validation purposes, tides were simulated with MOG2D-G, as an example of HF gravity waves, with similar dynamics to our atmospheric forced ocean waves. Oceanic tides are also well-known on the global ocean through observations (TG) and high precision numerical models (FES 99, GOT). MOG2D-G computed tides are of state of the art quality for non assimilating models. Tide gauge performances are given in Table 1; they are better than the FES 99 hydrodynamic model for the HF (M_2 and K_1); and equivalent to the FES 99 assimilated model performances for the LF waves (Mm , Mf). Note that including the IW generation parameterisation allows us to divide the bias/rms of the high frequency waves, M_2 and K_1 , by a factor of 2.

[11] The ocean response to an idealised forcing by a Rossby-Haurwitz westward propagating pressure wave at a period of 5 days (RH5) was also investigated. Comparing results with those of Ponte [1997] and Mathers [2000], shows very similar 5 days structures, which are far from a purely IB oceanic response. Given these tidal and RH5 computation results, we consider that the MOG2D-G model has been validated for both high and low frequencies.

2.3. Forcing

[12] Pressure and wind speeds (at the altitude of 10 m) are taken from the ECMWF analysis fields [ECMWF, 1991]. These forcing fields have been interpolated onto a regular 1° by 1° grid. The temporal resolution is 6 hours, so

Table 1. Mean Bias/Rms for 95 Tidal Gauges From the WOCE and IAPSO Data Sets, for Mog2d and Fes99 Models, in cm; IW: Internal Wave Generation is Included; Assim.: Assimilated Model

	M_2	K_1	Mm	Mf
Mog2d	4.7/8.4	0.4/2.1	-0.3/0.4	-0.1/0.2
Fes99	4.6/13.1	0.4/2.3	-	-
Mog2d + IW	1.3/6	0/1.4	-	-
Fes99 + assim.	0.1/1.3	0/1.1	-0.3/0.4	-0.1/0.2

frequencies lower than 12 hours are misrepresented. The forcing fields are linearly interpolated to the model time step.

[13] At each time step, the spatial average over the global ocean is removed from the atmospheric pressure, to make it consistent with the IB correction.

[14] The wind stress is deduced from wind speed with the classical formula of Hurrell and Rosenstein [1983]; the heat flux between ocean and the atmosphere is taken equal to zero. In essence, our barotropic model does not include any 3D dissipation; some unrealistically strong deep ocean circulation can appear when the annual mean wind stress is kept in the forcing. An additional dissipation term is thus introduced, giving a local increase in the quadratic friction coefficient, in order to parameterise the baroclinic dissipation between different ocean layers. Only the atmospheric induced currents are taken into account in this formulation.

[15] Initially, the ocean is at rest, then the forcing is established linearly during 3 days to prevent shocks. The simulation was performed over the T/P period November 1992–2002, including both atmospheric pressure and wind forcing. Since the model spin up takes less than 2 months, comparisons with tidal gauges and satellites observations have been performed on the 1993–1999 period. The pressure-only forcing configuration has been tested on the year 1995.

3. Comparison to Tidal Gauges

[16] The MOG2D-G solutions are compared to a data set of 142 TG (Figure 2), from the WOCE and MEDGLOSS databases [Ponchaut et al., 2001], to evaluate the quality of the model in coastal areas. The model correction is applied to the observed signal and, we measure the improvements with respect to a classical IB correction. We quantify the reduction of the residual variance for both the aliased frequency band (0.5 days to 20 days for T/P, referred to

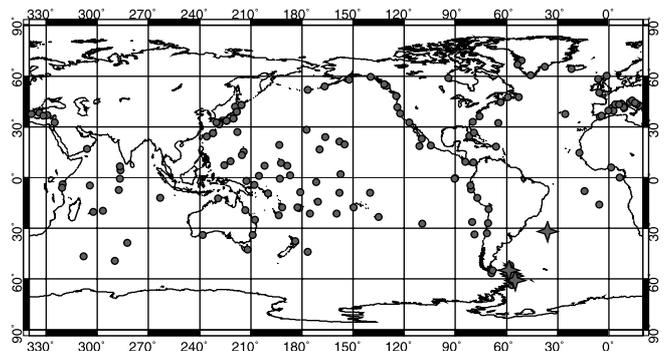


Figure 2. Localisation of all tidal gauges (circles) and bottom pressure gauges (stars) considered in this study.

Table 2. Ratio of the Variance Reduction at Tide Gauges [Var(TG-IB)-Var(TG-model)]/Var(TG-IB), as a Percentage, for HF

	1993	1994	1995	1995	1996	1997	1998	1999	93-99
	P + W	P + W	P + W	P only	P + W	P + W	P + W	P + W	P + W
GO	45.1	43.2	43.9	6.9	45.6	43.2	44.8	51.8	45.4
HL	53.6	51	50.4	7.3	52.8	52.3	53.8	56.7	52.9
LL	17.2	20.2	22.6	5.7	22.1	17.4	16.3	26.5	20.3
Co	54.1	50.7	51.2	7.5	53.4	51.8	53.3	56.7	53
Is	28.8	26.7	31.5	5.8	31.5	28.8	31.3	40.9	31.4
HLCo	59.9	55.6	55.2	8.9	57.1	57.6	57.4	58.8	57.4
HLIs	37.7	35.9	39.3	3.5	41.3	40	45.5	50.6	41.5
LLCo	20.7	25.1	29.2	0.1	29.6	24.4	27.5	37.5	27.7
LLIs	14.9	14.4	17.7	9.9	17.8	12.3	10.2	18.5	15.1
Atl	60.4	62.6	61.2	7.2	61.6	60.7	62	68	62.4
Pac	21	20.8	25.4	2.9	23.6	19.9	19.4	29.9	22.9
Ind	35	30.4	37.5	4.8	38.2	34.8	37.3	34.6	35.4

The values are averaged over each year named in the column, and over all TG in the spatial region named in each row, for all frequencies. Var(x) is the variance of x. P + W: simulation forced by pressure and wind; P only: simulation forced only by atmospheric pressure. GO: Global Ocean; HL: High Latitudes; LL: low latitudes; Co: Coastal TG; Is: Island TG; Atl: Atlantic Ocean; Pac: Pacific Ocean; Ind: Indian Ocean.

as HF). Table 2 shows the percentage of variance reduction after the MOG2D-G correction has been applied. The model allows us to reduce the variance of the corrected signal by a significantly higher percentage than the IB correction alone, although the results depend strongly on location and frequency band.

[17] The pressure-only simulation allows to reduce the TG variance by 7.3% when compared with the IB correction alone, while the variance reduction reaches more than 50% when wind stress is included in the forcing. The dynamical character of the ocean response to atmospheric pressure and, the importance of the wind forcing are clearly illustrated.

[18] As expected, the model correction is the most effective at high latitudes : the variance reduction reaches 50.4% to 56.7% poleward of 30°S and 30°N, over the period studied. For the equatorial band (between 30°S and 30°N), the reduction remains around 17.2%–26.5%. Indeed, the high latitudes are very energetic areas where the ocean dynamics have smaller space and time scales, and thus the ocean response to atmospheric forcing is farther from a classical IB response.

[19] Model performances are also better for coastal tide gauges rather than island gauges, which underscores the efficiency of MOG2D-G in shallow water, due to small scales processes and our smaller FE spacing. The effect of the model correction varies depending on the oceanic basin considered, the Atlantic Ocean being the best improved with more than 60% variance reduction.

[20] Another striking result is the obvious temporal stability of these results (Table 2), during the period 1993–1999. We also notice a clear improvement of the MOG2D-G statistics over time, which is probably explained by improvements in the ECMWF model over the same period. Note that 1996–1999 gives better variance reduction than 1993–1995.

4. Comparison to Bottom Pressure Records

[21] The MOG2D-G solutions are also compared to 5 bottom pressure records from the GLOUP database (cf. Figure 2), in order to evaluate the model in the deeper ocean. The observed time series of bottom pressure are

Table 3. Residual Signal Variance at BPR Sites for HF (cm²)

longitude	latitude	Obs.	Obs-IB	Obs-model P only	Obs-model P + W
-57.502	-56.837	108.44	6.55	6.43	4.02
-36.012	-31.998	27.54	6.57	6.5	5.52
-54.715	-60.85	86.1	3.97	3.13	1.73
-56.355	-58.363	90.63	6.35	6	4.64
-58.392	-54.943	93.34	3.93	4.06	3.63
Variance reduction compared to IB correction:				5.25%	29.11%

Obs: total variance; Obs-IB: residual variance after IB correction; Obs-model P only: residual variance after pressure-alone forced model correction; Obs-model P + W: residual variance after pressure and wind forced model correction.

compared with the model sea level minus IB. Table 3 gives the MOG2D-G performances at these sites for the year 1995. For the HF, the pressure forced model induces a 5.2% reduction of the residual variance compared to the non corrected signal, while the model forced by pressure and wind induces a greater reduction of 29.1%. The model efficiency as well as the strong wind effects are thus highlighted here for the open ocean.

5. Comparison to Altimetry

[22] MOG2D-G elevations are used to correct the altimetric sea level data. This approach allows us to evaluate the interest of such a correction for altimetry. The T/P cross-overs (CO) were used, with the classical geophysical and instrumental corrections. We removed tides from the CO time series, by simple harmonic analysis of the 19 main tidal frequencies (M2, S2, N2, K2, K1, O1, P1, 2N2, MU2, NU2, L2, T2, M4, MS4, S1, Q1, OO1, J1, N4). The map given in Figure 3 shows the global variance reduction, obtained when applying the model to correct CO data, compared to the simple IB correction. As expected, the greater variance reductions (yellow and red colours) are mainly located in some high latitudes deep ocean areas (south-east and north of Pacific, south-west of Australia, south Atlantic) and on continental shelves. The deep ocean red spots on Figure 3 correspond to the areas where the ocean dynamic response to atmospheric forcing has a strong variability, which is induced by a resonant phenomena due

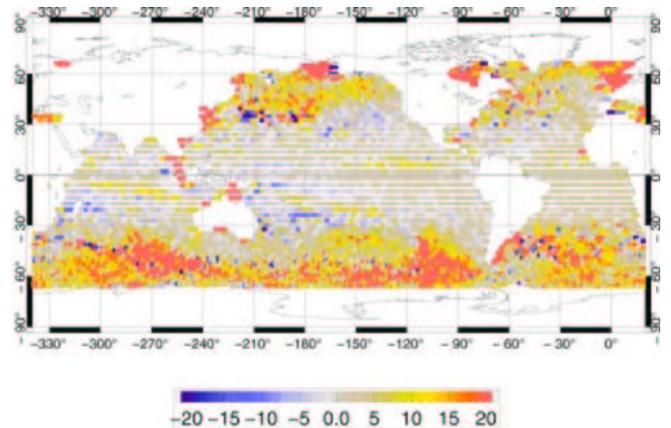


Figure 3. Var(CO-IB)-Var(CO-model) for the year 1999 in cm², with the model MOG2D-G forced by atmospheric pressure and wind.

Table 4. Ratio of the Variance Reduction at CO [$\text{Var}(\text{CO-IB}) - \text{Var}(\text{CO-model}) / \text{Var}(\text{CO-IB})$], as a Percentage

	1993	1994	1995	1995	1996	1997	1998	1999	93–99
	P + W	P + W	P + W	P only	P + W	P + W	P + W	P + W	P + W
GO	9.5	11.2	12.1	1.5	14.8	13.9	14.5	13.5	12.8
HL	10.9	12.4	13.7	1.7	16.6	16	16.9	15.1	15.5
LL	2.2	3.2	2.3	0.2	3.4	3.1	1.5	3.6	2.8
Sh.	35.1	38.3	34.4	4.6	39	38.3	39.7	34.9	37.1
D	5.9	7.3	8.8	1	11	10.4	10.7	10.7	9.3
HLSh	36.3	39.6	35.2	4.9	40.6	39.9	41.7	35.9	38.5
HLD	7	8.3	10.3	1.1	12.7	12.3	12.8	12.2	10.8
LLSh	22.9	26.2	27.5	1.2	23.3	24.3	20	26.1	24.3
LLD	0.5	1	-0.1	0.2	1.4	1.1	-0.1	1.3	0.7
Atl	9.9	12.4	13.6	2.2	14.2	15.3	15.5	14.5	13.6
Pac	10.4	10.8	10.8	0.6	16.2	13.1	17.5	15.1	13.4
Ind	7	8	11.8	1.4	13.6	12.3	9	11.1	10.4

The values are averaged over all years named in the column, and over all CO in the spatial region named in each row. $\text{Var}(x)$ is the variance of x . P + W: simulation forced by pressure and wind; P only: simulation forced only by atmospheric pressure. GO: Global Ocean; HL: High Latitudes; LL: low latitudes; Sh: shallow waters, depth less than 1000 m; D: Deep ocean, deeper than 1000 m.

to closed contours of f/h in the southern ocean [Fukumori et al., 1998].

[23] Table 4 summarises the means of these variance reduction over the period 1993 to 1999 and for different geographic areas. The striking pattern is again the difference between the high and low latitude response: the low latitudes band (between 30°S and 30°N) has a lower energy level and the model correction remains very closed to the IB one. At high latitudes (poleward of 30°N and 30°S), the signal is more energetic and has smaller characteristic scales; here the model correction is the most relevant. In this last area, the pressure only forcing simulation induces a global variance reduction of only 1.7% for the year 1995, while the pressure plus wind forcing reduces the variance by 15–16% over the 1993–1999 period. The dominant effects of wind forcing are thus corroborated here.

[24] Once again, the model performs extremely well in shallow waters (depths less than 1000 m), with a variance reduction of 34–39% compared with 6–11% in the deep ocean. This result points out the efficiency of the refined finite element grid in shallow seas. Note that the MOG2D-G performances at T/P CO remain very stable over the 7 years studied, with a clear improvement after 1995.

6. Conclusion

[25] The relevance of our model is to predict the HF global barotropic response to fast and large scale atmospheric forcing, and thus to correct this aliased signal in both the altimetric data and the in situ measurements.

[26] Our results are coherent with earlier studies ([Stammer et al., 2000], [Tierney et al., 2000] and [Hirose et al., 2002]); MOG2D-G induces large variance reductions when

applied to observations (TG, BPR, T/P CO). The model correction allows to reduce the variance of the corrected signal by 52.9% at tidal gauges and nearly 16% at high latitudes for T/P CO. This variance reduction depends strongly on the frequency band and the locations: high latitudes, continental shelf areas and shallow waters are the best improved. As expected, the low energy equatorial band remains weakly affected by the barotropic model correction. The dominant influence of the wind forcing appears clearly in this study (year 1995 in Tables 2, 3, and 4).

[27] For altimetric purposes, we suggest that only the aliased HF model correction be used (to preserve the wind forced barotropic motions with periods longer than a few days). Various model parameters (including better dissipation processes, and a higher resolution mesh) are still being developed to improve the model.

References

- ECMWF, European Centre for Medium-Range Forecasts Model, *ECMWF research manual*, 1991.
- Egbert, G. D., and R. D. Ray, Significant dissipation of tidal energy in the deep ocean inferred from satellite altimeter data, *Nature*, 405, 2000.
- Fukumori, I., et al., Nature of global large-scale sea level variability in relation to atmospheric forcing: A modeling study, *JGR*, 103, 5493–5512, 1998.
- Gill, A. E., *Atmosphere-Ocean Dynamics*, vol. 30, 1982.
- Hellereman, S., and Rosenstein, Normal wind stress over the world ocean with error estimates, *JPO*, 13, 1093–1105, 1983.
- Hirose, N., et al., High frequency barotropic response to atmospheric disturbances: Sensitivity to forcing, topography, and friction, *JGR*, 106(C12), 2002.
- Jayne, S. R., and L. C. St. Laurent, Parameterizing Tidal Dissipation over Rough Topography, *GRL*, 28(5), 811, 2001.
- Lefèvre, F., et al., FES99: A Global Tide Finite Element Solution Assimilating Tide Gauge and Altimetric Information, *JAO Tech.*, 19, 2002.
- Lyard, F., The Tides in the Arctic Ocean from a Finite Element Model, *JGR*, 102(C7), 15,611–15,638, 1997.
- Lynch, D. R., and W. G. Gray, A wave equation model for finite element tidal computations, *Computers and fluids*, 7, 207–228, 1979.
- Mathers, E. L., Sea level response to atmospheric pressure and wind forcing in the global deep ocean, *PhD Thesis*, University of Liverpool, 2000.
- Ponchaut, F., et al., An analysis of the tidal signal in the WOCE sea level dataset, *JAOT*, 18, 2001.
- Ponte, R. M., et al., Sea level response to pressure forcing in a barotropic numerical model, *JPO*, 1043–1057, 1991.
- Ponte, R. M., Non equilibrium response of the global ocean to the 5-day Rossby-Haurwitz wave in atmospheric surface pressure, 1997.
- Ray, R. D., A global ocean tide model from Topex/Poseidon altimetry: GOT99.2, *NASA Technical Memo. 209478*, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, 58 pp., 1999.
- Smagorinsky, J., General circulation experiments with the primitive equations, *Monthly Weather Review*, 1963.
- Stammer, D., et al., De-aliasing of global high frequency barotropic motions in altimeter observations, *GRL*, 27(8), 1175, 2000.
- Tierney, C., et al., Short-period oceanic circulation: implications for satellite altimetry, *GRL*, 27(9), 1255–1258, 2000.
- Wunsch, C., and D. Stammer, Atmospheric loading and the oceanic inverted barometer effect, *Reviews of Geophysics*, 35, 1997.

L. Carrère and F. Lyard, LEGOS, 18 av. Ed. Belin 31401, Toulouse, France. (carrere@notos.cst.cnes.fr; florent.lyard@cnes.fr)

Annexe E

On the statistical stability of the M2
barotropic and baroclinic tidal
characteristics from along-track
TOPEX/Poseidon satellite altimetry
analysis (*Carrère, Le Provost et Lyard; in
press JGR*)

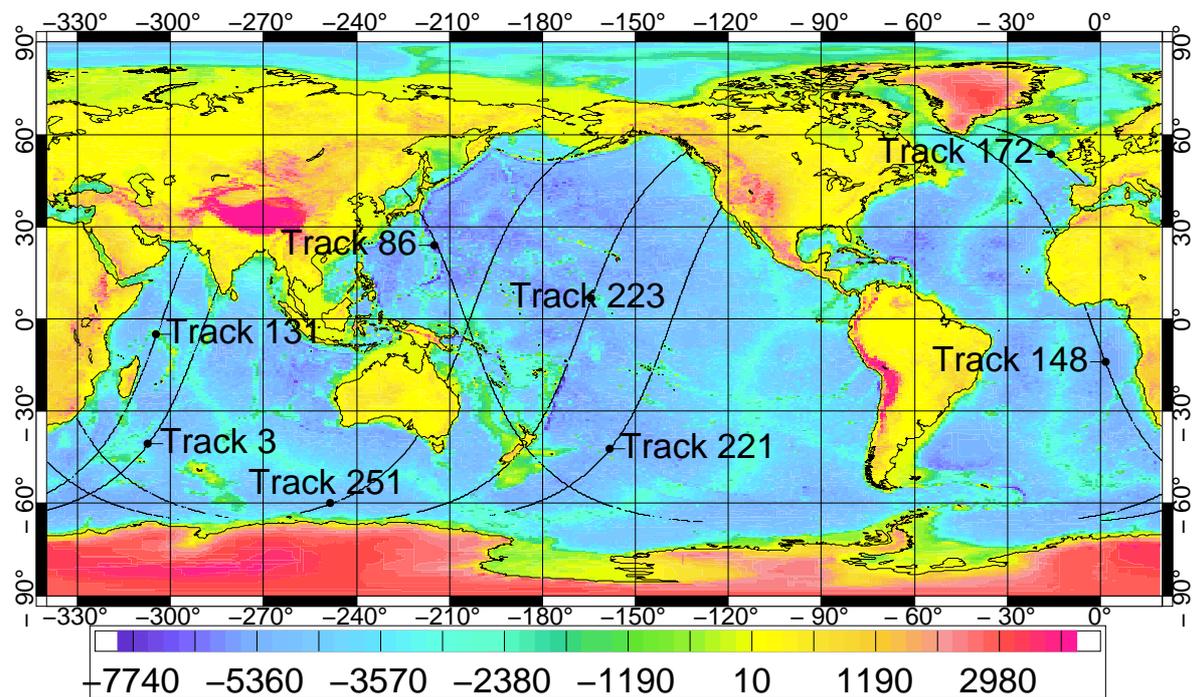


FIG. E.1 – Figure 1 - papier soumis JGR

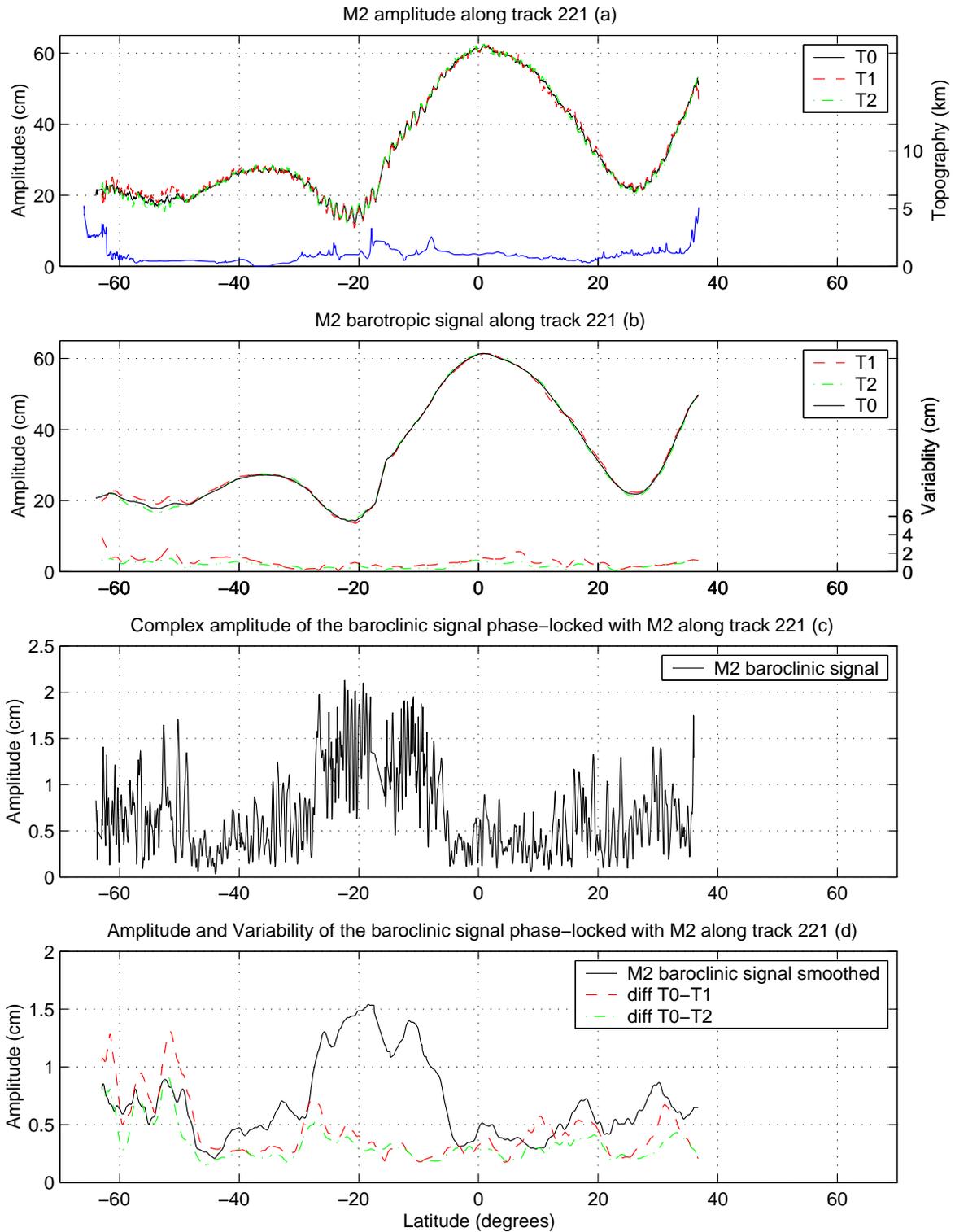


FIG. E.2 – Figure 2 - papier soumis JGR

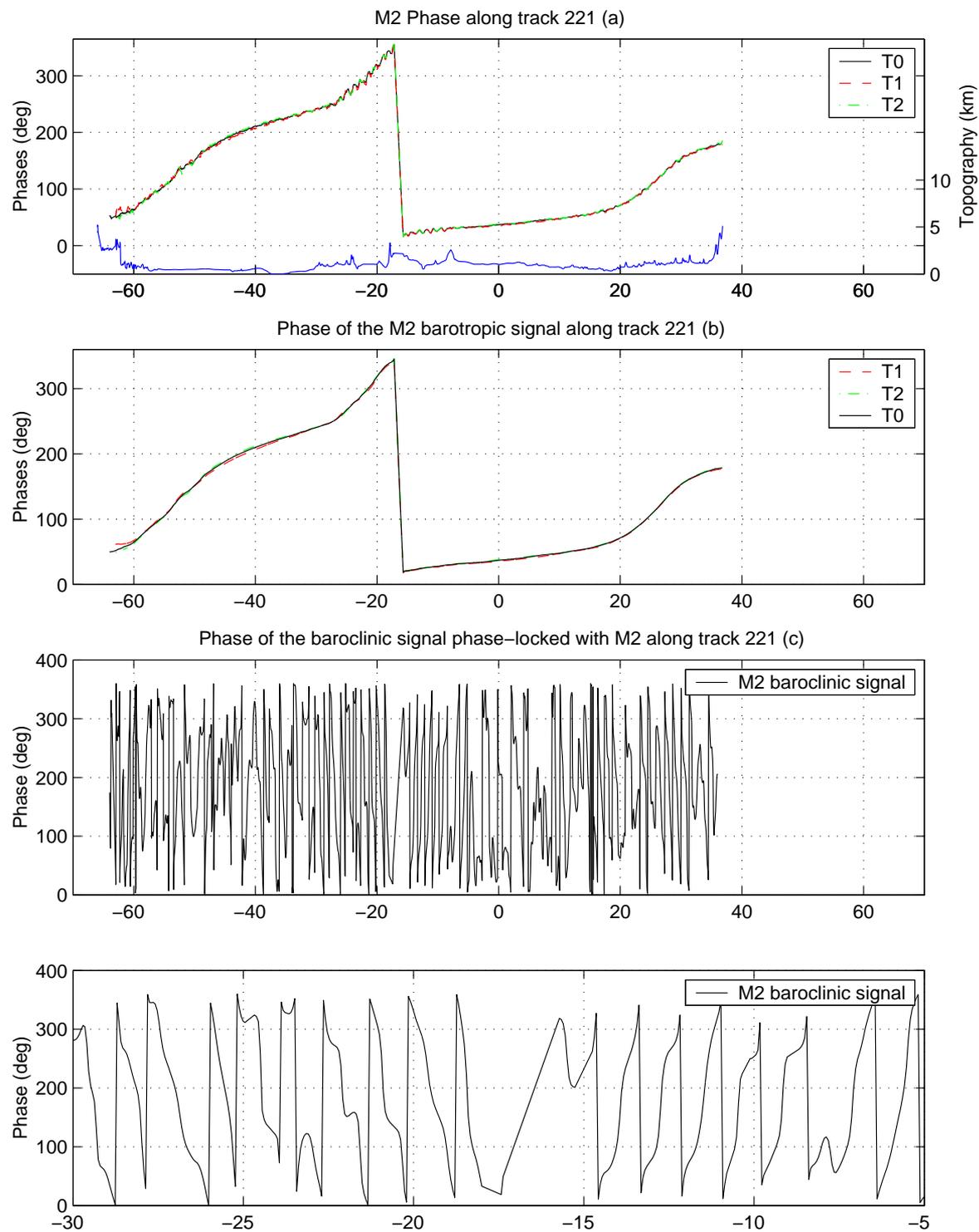


FIG. E.3 – Figure 3 - papier soumis JGR

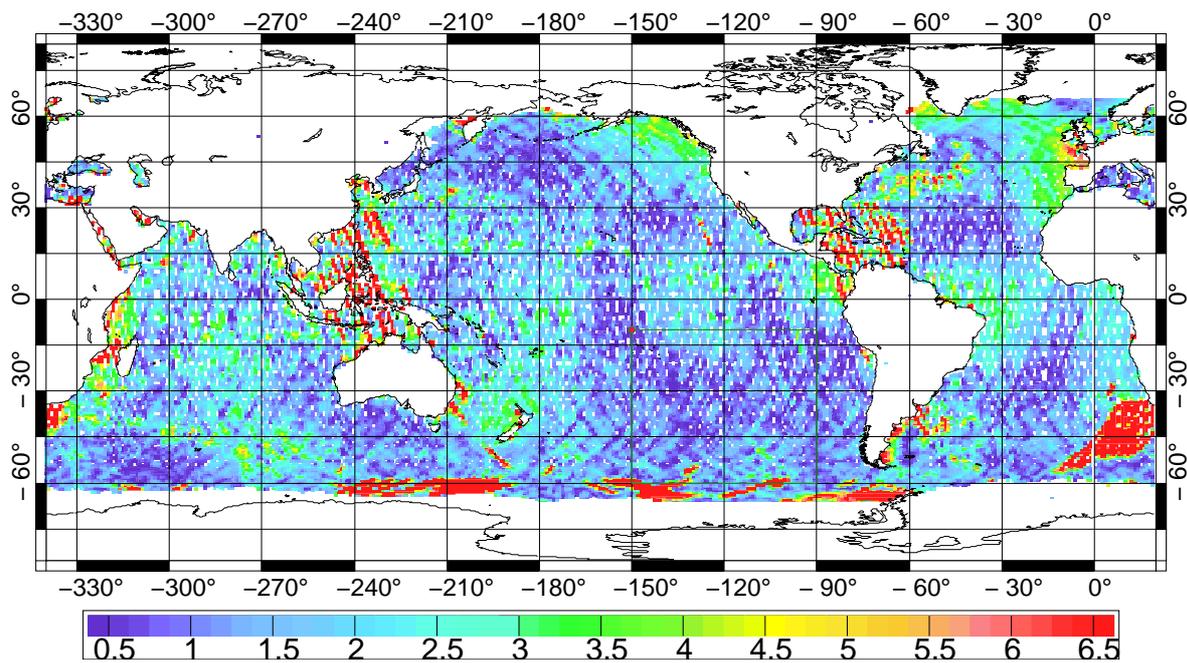


FIG. E.4 – Figure 4a - papier soumis JGR

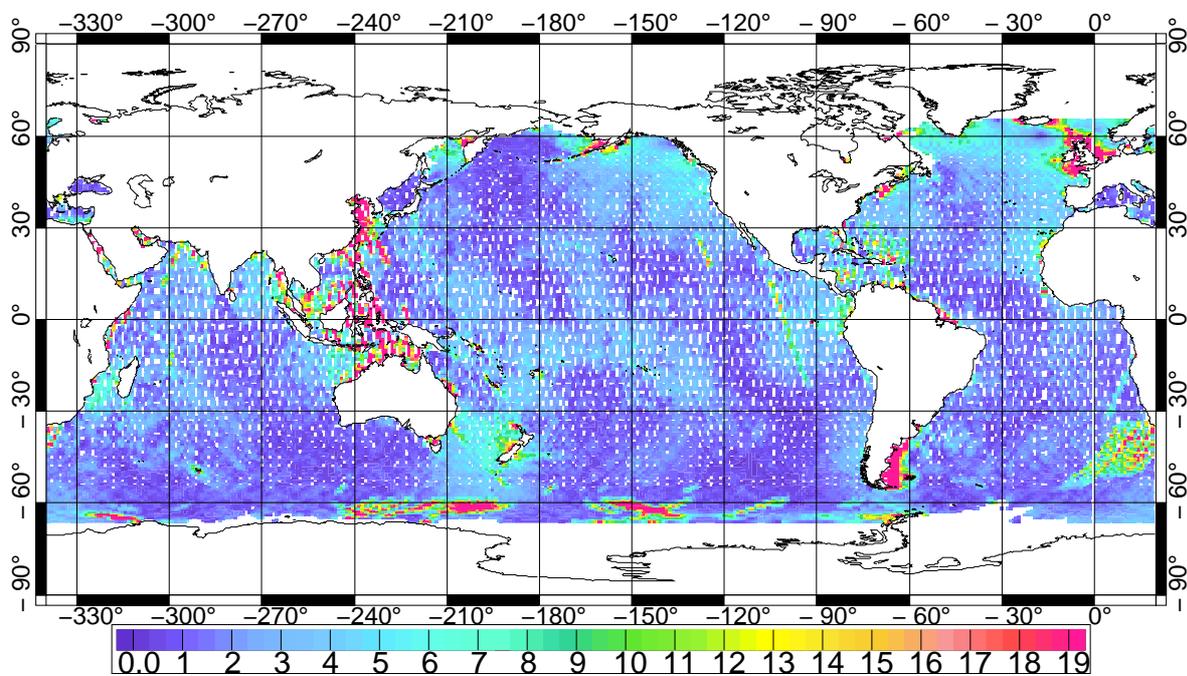


FIG. E.5 – Figure 4b - papier soumis JGR

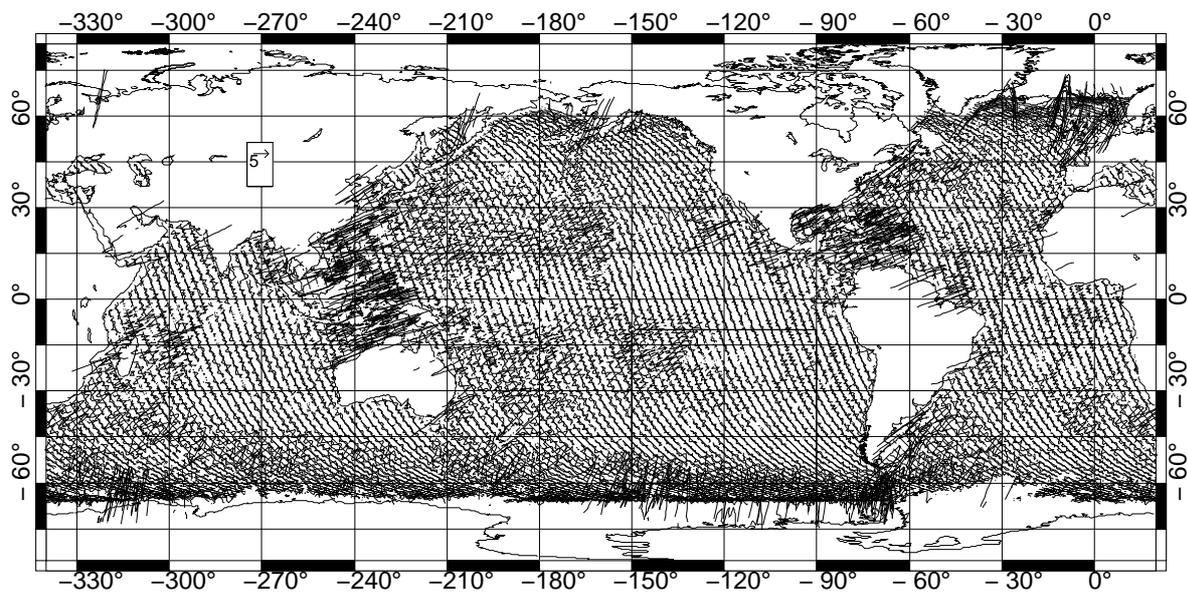


FIG. E.6 – Figure 5a - papier soumis JGR

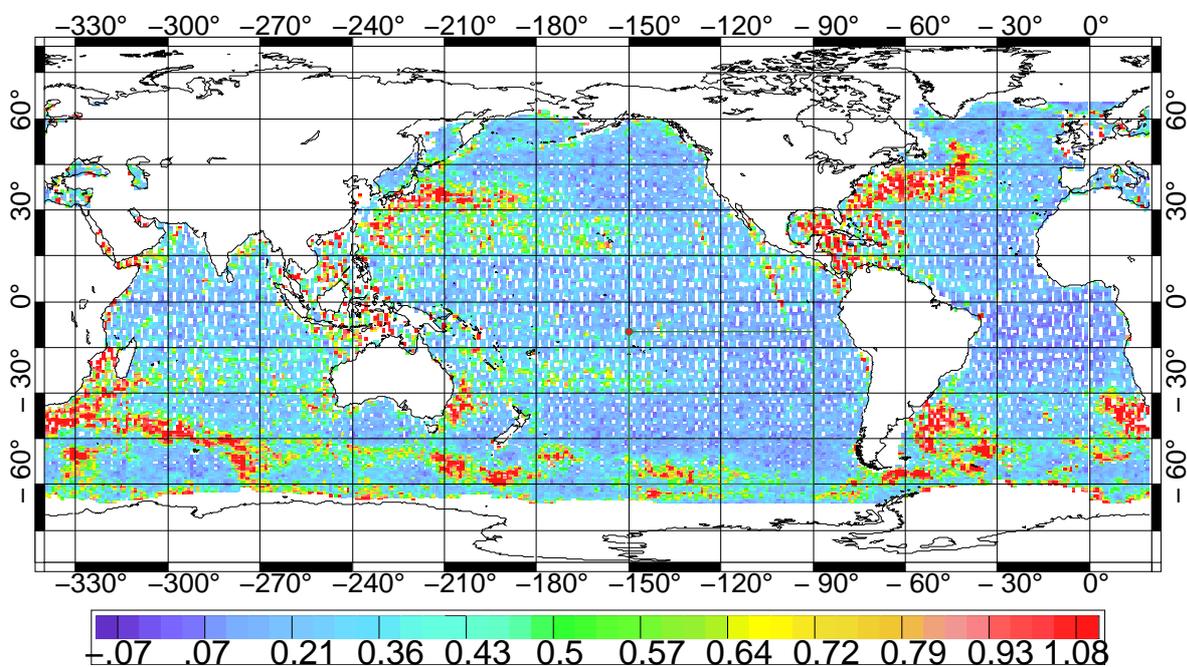


FIG. E.7 – Figure 5b - papier soumis JGR

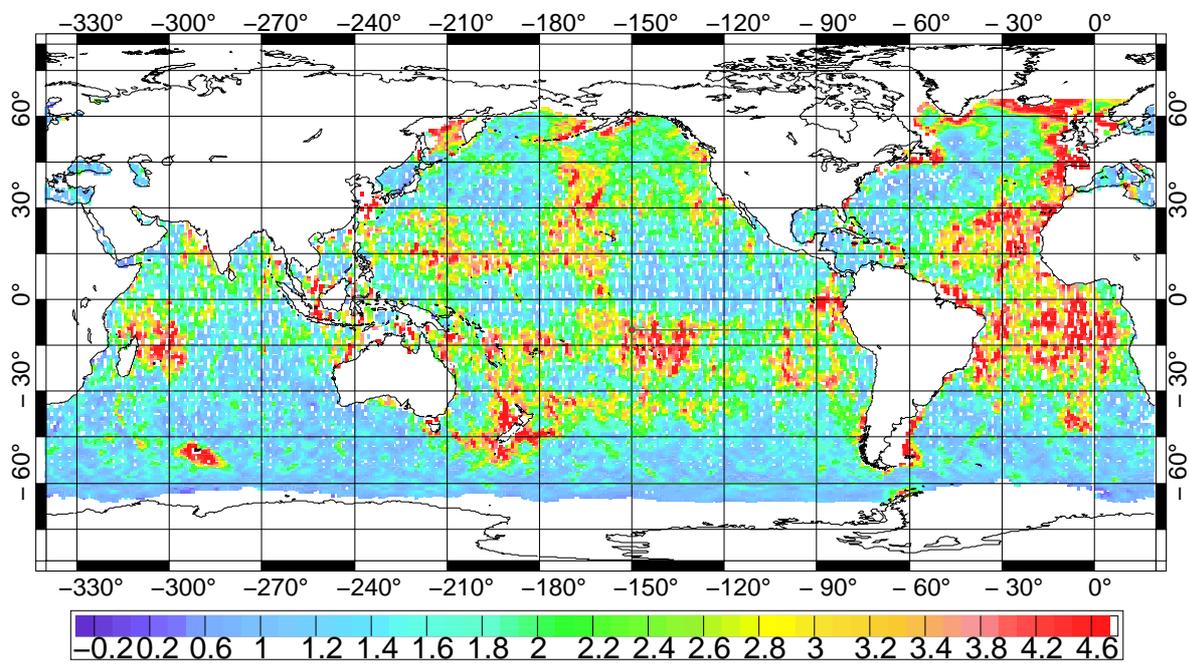


FIG. E.8 – Figure 5c - papier soumis JGR

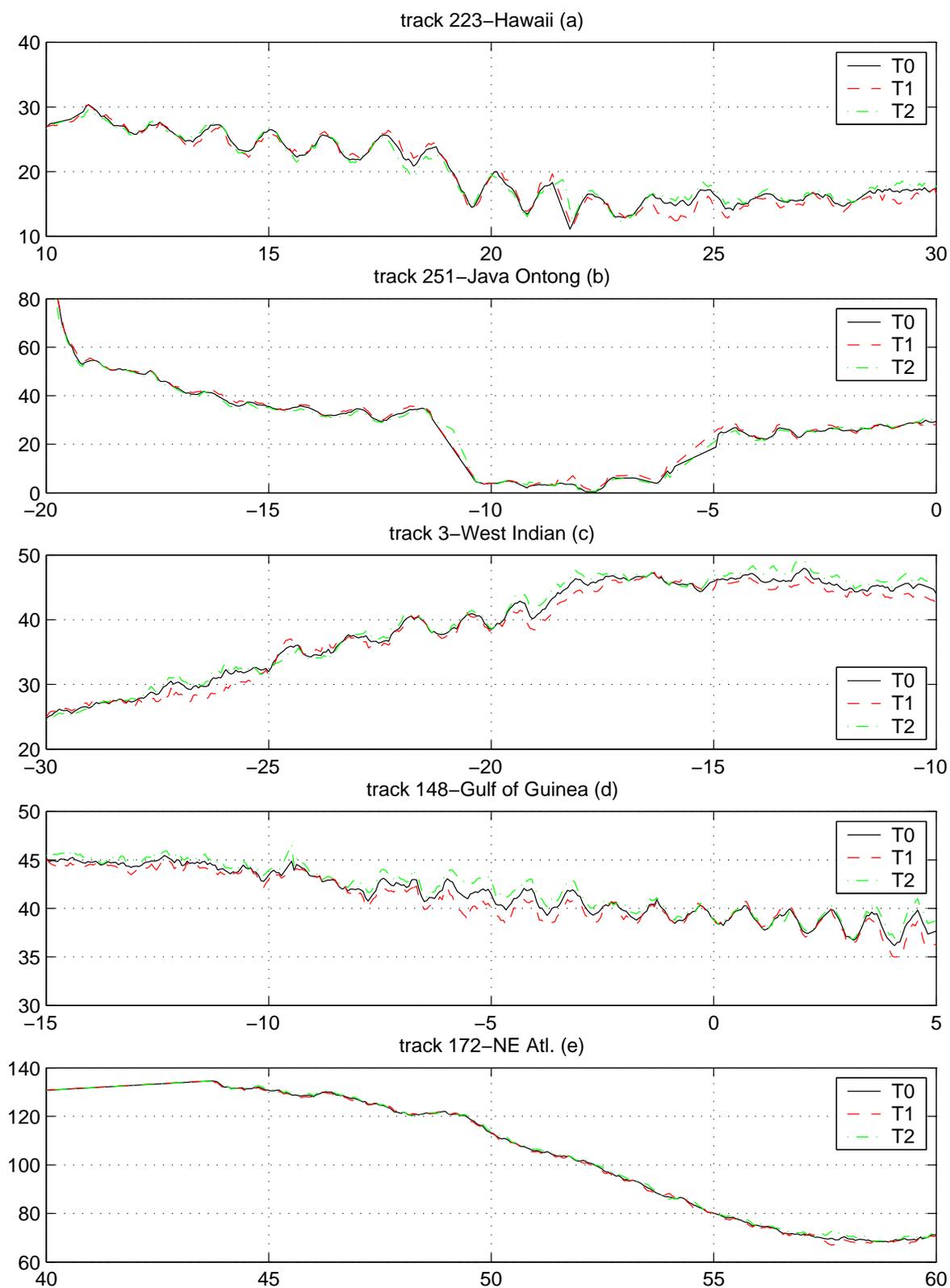


FIG. E.9 – Figure 6 - papier soumis JGR

Annexe F

Utilisation du modèle global MOG2D-G pour forcer le modèle régional Méditerranée

Les sorties du modèle MOG2D-G sont ici utilisées pour forcer la frontière ouverte du modèle régional Méditerranée (Roblou, 2003). La frontière ouverte est localisée 330 km à l'ouest du détroit de Gibraltar. Le tableau F.1 rassemble les statistiques aux marégraphes (SONEL¹, SIMN²) obtenues dans les différentes configurations de modélisation. Les résultats de cette étude préliminaire sont très intéressants : tout d'abord, le modèle global moyenne résolution décrit dans ce manuscrit donne des performances tout à fait comparables, voire meilleures que les simulations régionales haute résolution (cf. colonnes 4 et 7).

On note que le fait d'inclure une condition aux limites ouvertes dynamique au lieu du simple BI, permet d'améliorer significativement les simulations régionales : le gain aux marégraphes est de 12 % en gardant le forçage ECMWF classique dans le modèle Méditerranée (colonne 5), et de 20 % en considérant le forçage ARPEGE sur la Méditerranée (colonne 6). Le forçage ARPEGE correspond à un forçage météorologique optimisé, avec des données sur une grille à $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ toutes les 6 heures.

Notons que pour cette étude, seule l'élévation du modèle MOG2D-G a été prescrite au niveau de la frontière ouverte à Gibraltar. En effet, la grande différence entre les grilles du modèle global et régional au niveau de la frontière ouverte, pose encore quelques problèmes d'interpolation et de transmission de l'information dynamique (cf. figure F.1).

¹Système d'observation du niveau des eaux littorales

²Servizio idrografico e mareografico nazionale

nom	Obs.	Obs-BI	Obs-modèle régional			Obs-MOG2D-G
			OBC BI ECMWF	OBC MOG2D-G ECMWF	OBC MOG2D-G ARPEGE	
Ajaccio	22.25	13.85	9.71	8.26	4.67	7.42
Ancona-1	42.9	25.95	11.66	10.85	9.77	11.22
Bari	26.43	18.4	7.56	6.72	6.46	7.2
Cagliari	22.49	13.89	7.82	6.54	4.79	6.45
Carloforte	27.24	14.62	8.12	6.99	4.67	6.45
Catania-1	18.59	12.92	4.53	3.93	4.24	3.69
Civitavecchia	24.23	12.56	7.49	6.63	4.43	5.99
Crotone	20.78	14.5	5.25	4.58	4.54	4.11
Genova	26.79	13.21	7.22	6.45	3.57	5.69
Imperia-1	23.64	12.72	7.1	6.17	3.7	5.58
Lampedusa	17.24	14.69	8.17	7.36	7.33	6.63
Livorno	29.41	14.72	8.57	7.71	4.08	6.71
Marseille	33.18	14.89	8.94	8.03	5.92	7.75
Monaco	25.31	13.01	7.48	6.56	4.1	6.11
Messina-1	16.28	12.14	5.17	4.5	4.39	3.29
Nice	26	8.67	3.32	2.93	3.02	2.81
Napoli-1	16.63	10.29	5.61	4.78	4.01	4.03
Ortona	32.46	19.09	8.89	8.09	6.92	8.14
Otranto	21.8	17.25	7.81	6.8	7.08	6.84
Palermo	17.76	10.29	4.6	4.02	3.49	3.36
Palinuro	15.34	10.18	5.3	4.37	4.09	3.85
Porto-Empedocle	17.61	13.57	8.22	6.92	6.83	6.33
Porto-Torres	24.26	12.92	9.79	8.82	6.18	6.98
Ravenna	57.85	34.2	13.56	12.87	11.65	14.61
Reggio-Calabria	17.49	12.3	4.52	3.97	4.03	3.21
Salerno	17.3	13.05	8.3	7.02	6.19	6.18
Toulon	28.33	14.48	7.73	6.73	4.74	6.78
Taranto	21.61	12.78	5.11	4.51	4.41	3.73
Trieste	63.28	36.39	14.87	14.21	13.19	16
Venezia	63.35	36.96	15.4	14.63	12.83	16.86
San-Antonio	31.1	10.63	6.12	5.18	3.74	4.47
Senetosa-M3	22.85	8.2	4.89	4.67	4.7	4.96
Senetosa-MX	22.8	8.19	4.85	4.62	4.65	4.91
Taranto-blend	22.76	14.82	6.45	5.5	5.21	4.54

TAB. F.1 – Variance résiduelle aux marégraphes méditerranéens (SONEL, SIMN), en cm^2 . OBC=Open Boundary Conditions.

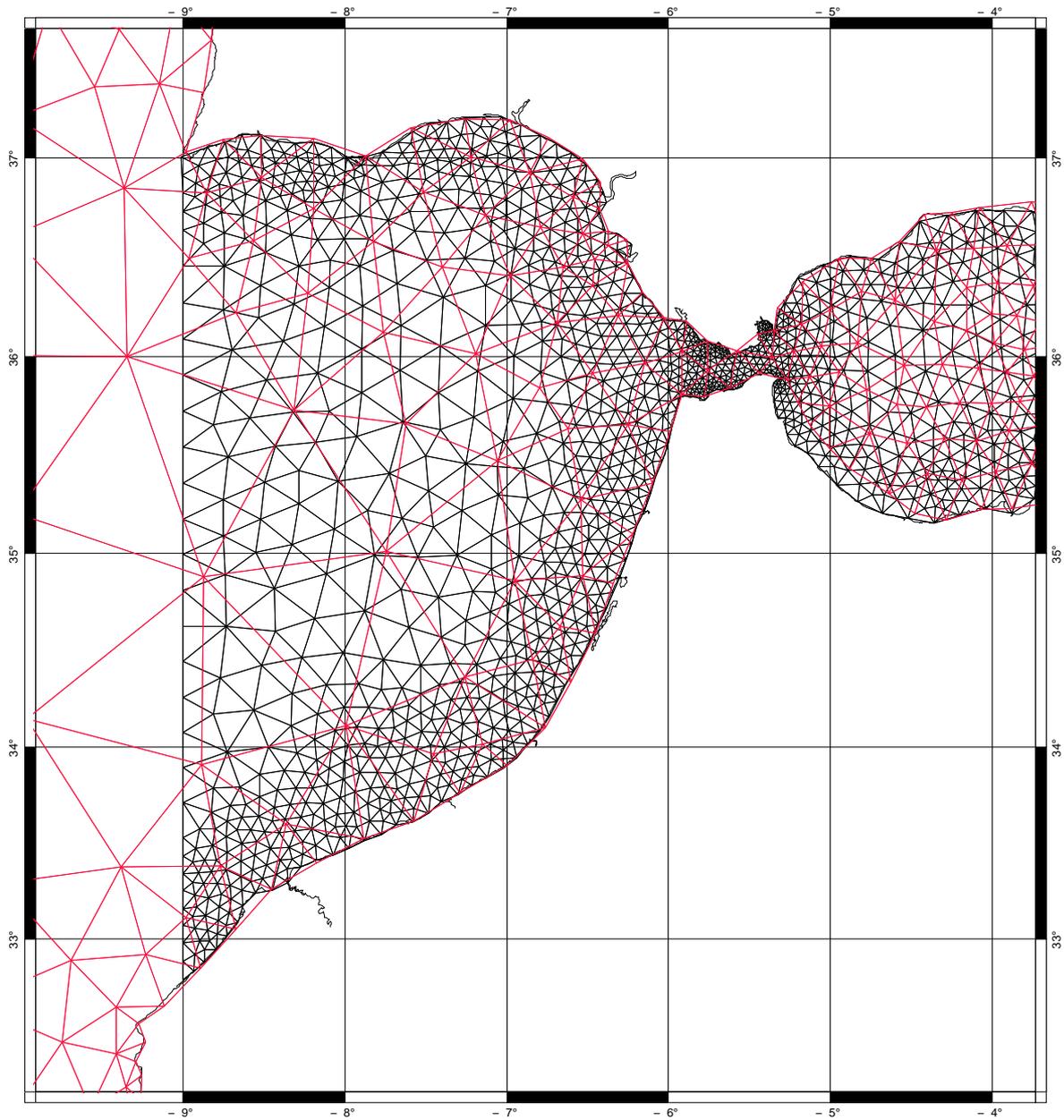


FIG. F.1 – Maillages imbriqués des deux modèles : MOG2D-G global en rouge et Méditerranée régional en noir

Modelling the high frequency global ocean response to meteorological forcing

The sea level changes continually under various processes influence : gravitationnal attraction, pressure and wind meteorological forcing. Altimetry (T/P and Jason) delivers nowadays very accurate sea level data sets. For mesoscale applications and satellite calibration campaigns, the high frequency ocean signal, aliased into the low frequency band, needs to be corrected from independent models with centimetric accuracy. The present tidal correction has reached this requirement whereas the ocean response to meteorological forcing is still poorly taken into account by using the inverted barometer correction (IB). Our primary objective was to propose a new high precision meteorology forced global ocean model, allowing to give an alternative high frequency correction to the IB parameterization.

MOG2D-G, a hydrodynamic, time stepping, 2 dimensional shallow-water global model, is developed at the LEGOS to model the high frequency sea level variations. It is forced by the ECMWF wind and pressure fields and also includes tides if desired. Its main characteristic is a finite elements space discretization, which allows to raise the model resolution in zones of interest like high topographic gradient areas favorable to internal waves generation or shallow waters. The model stability is mainly controlled by a sub-step time process.

A global simulation of the ocean response to atmospheric wind and pressure forcing has been run during the T/P period (1992-2002), using this new medium resolution Global Ocean model. Model outputs have been compared to in situ observations with tidal gauges data and bottom pressure gauges data, and also with T/P altimetric measurements (cross overs, along track data). Intercomparisons have been made on the 1993-2001 period. The model correction reduces the sea level variance by more than 50 % at tidal gauges locations, and by more than 15 % at T/P cross overs, when compared to the classical inverse barometer correction. The model impact differs between high and low latitudes : in the very energetic high latitudes areas, MOG2D-G is efficient in reducing the variance, while at low latitudes, the results are similar to the IB static response. The preponderant effects of wind forcing appear clearly in these results. In conclusion, MOG2D-G models the high frequency atmospheric forced variability of the global ocean with unprecedented accuracy.

We have illustrated the skills of the model for other geophysical applications, namely the impact of the barotropic ocean to the Earth's rotation variations, and radiational tides estimates of S1, S2 and Sa.

Keywords : Hydrodynamic modelling, Barotropic, Finite Elements, Meteorological forcing, High frequencies, Global ocean, Altimetry, Tidal gauges, Oceanic tides.

Etude et modélisation de la réponse haute fréquence de l'océan global aux forçages météorologiques

Le niveau de la mer change continuellement sous l'effet de processus très variés et complexes, comme les marées océaniques résultant de l'attraction gravitationnelle de la Lune et du Soleil ou les forçages météorologiques de la pression et du vent. L'altimétrie (T/P et Jason) fournit aujourd'hui une information sur la hauteur de la colonne d'eau à l'échelle globale et de haute précision. Pour l'étude des circulations mésoéchelles, le signal océanique hautes fréquences aliasé dans les basses fréquences doit être corrigé avec des modèles indépendants et précis. La correction de marée océanique a atteint la précision requise, tandis que la réponse de l'océan au forçage atmosphérique est approximée grossièrement par le baromètre inverse (IB). Notre objectif premier est de proposer un nouveau modèle global haute précision forcé par des champs météorologiques réalistes, le deuxième objectif étant de proposer une correction du signal haute fréquence plus performante que l'approximation de IB.

Nous utilisons le modèle hydrodynamique, barotrope, time-stepping, MOG2D-G forcé par les champs de pression et vent ECMWF. Sa principale caractéristique est une discrétisation spatiale en éléments finis, qui permet d'augmenter la résolution dans les zones peu profondes ou de fortes pentes de la bathymétrie propices à la génération d'ondes internes. La stabilité du modèle est essentiellement contrôlée par un processus de sous pas de temps.

Une simulation globale de la réponse de l'océan aux forçages atmosphériques de la pression et du vent a été réalisée sur la période 1992-2002. Les sorties du modèle sont comparées aux observations in situ (marégraphes et données de pression de fond) et aux données altimétriques (points de croisement et données along-track), sur la période 1993-2001. La correction donnée par le modèle permet de réduire la variance de plus de 50 % aux marégraphes, et de 15 % aux points de croisement T/P, par rapport à la correction statique de IB. L'impact du modèle diffère suivant la localisation : MOG2D-G permet de réduire très efficacement la variance dans les hautes latitudes qui sont très énergétiques, tandis qu'aux basses latitudes les résultats sont proches de la réponse statique. L'effet prépondérant du forçage du vent apparaît clairement dans ces résultats. En conclusion, MOG2D-G permet de modéliser la variabilité de l'océan global forcée par la météorologie avec une précision sans précédent.

Nous montrons enfin l'intérêt des simulations globales MOG2D-G pour des applications concernant l'impact de l'océan barotrope sur la rotation de la Terre ou encore le calcul des marées radiationnelles S1, S2 et Sa.

Mots-clé : Modélisation hydrodynamique barotrope, Eléments finis, Forçages météorologique, Hautes fréquences, Océan global, Altimétrie, Marégraphes, Marées océaniques.

