HAL
open science

Redistribution zonale et méridienne de masse aux échelles ENSO et décennale dans le Pacifique tropical

Gaël Alory

To cite this version:

Gaël Alory. Redistribution zonale et méridienne de masse aux échelles ENSO et décennale dans le Pacifique tropical. Milieux et Changements globaux. Université Paris 6, 2002. Français. NNT : . tel-01171601

HAL Id: tel-01171601

https://ird.hal.science/tel-01171601v1

Submitted on 6 Jul 2015

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 DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS VI

Spécialité : Océanographie Physique

Présentée par **Gaël ALORY**

Pour obtenir le grade de DOCTEUR de L'UNIVERSITE PARIS VI

Sujet de la thèse :

REDISTRIBUTION ZONALE ET MERIDIENNE DE MASSE AUX ECHELLES ENSO ET DECENNALE DANS LE PACIFIQUE TROPICAL

Soutenue le 18 décembre 2002 devant le jury composé de :

Monsieur Pierre SOLER, Université Paris VI	Président
Monsieur Joël PICAUT, IRD	Rapporteur
Monsieur Jacques VERRON, CNRS	Rapporteur
Madame Pascale DELECLUSE, CNRS	Examinateur
Monsieur Gilles REVERDIN, CNRS	Examinateur
Monsieur Bruno BLANKE, CNRS	Invité
Monsieur Thierry DELCROIX, IRD	Directeur de Thèse

Remerciements

Cette thèse a bénéficié des compétences des équipes de recherche que j'ai côtoyées à Paris, Toulouse, et Nouméa.

Christophe Menkes m'a ouvert les portes du LODYC, avant même que ne débute cette thèse. Gurvan Madec m'a orienté au cœur du labyrinthe OPA. Merci aussi à Jean-Philippe Boulanger, Keith Rodgers, Sebastien Masson et Arnaud Jouzeau pour leur aide scientifique et technique précieuse.

Les derniers mois passés au LEGOS ont été l'occasion d'une collaboration motivante avec Sophie Cravatte et Kenshi Izumo. Le sprint final de la rédaction m'a paru moins long grâce aux collègues thésards en fin de course : Andres Vega, Fabien Durand, François Lacan, Cecile Cabanes, Sylvain Mangiarotti. Merci aussi a Christophe Maes, Yves Dupenhoat et Bruno Buisson.

Je remercie Pierre Soler d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. Grand merci aussi à Joël Picaut et Jacques Verron d'avoir rempli le rôle de rapporteur dans des délais très brefs. Pascale Delecluse et Gilles Reverdin, en plus d'être examinateurs, ont suivi de près l'évolution de mon travail en début de thèse, j'ai apprécié leurs conseils éclairés. Merci à Bruno Blanke d'avoir répondu oui à l'invitation.

L'essentiel de cette thèse a été effectué au centre IRD de Nouméa. J'y ai travaillé au sein d'une équipe dynamique et sympathique. Je remercie Christian Hénin, Mansour Ioualalen et Yves Gouriou pour leurs bons conseils scientifiques et l'intérêt porté à mon travail. Merci à François Masia pour son appui informatique et musical, à Pierre Waigna pour sa disponibilité.

Les couloirs de l'IRD m'auraient paru bien vides s'il n'y avait eu ce flux et reflux continuel de thésards, stagiaires, et autres oiseaux de passage plus ou moins prolongé. J'ai partagé avec eux, outre l'angoisse de la recherche, de nombreuses soirées et week-ends moins angoissants. Merci donc à Yves-Marie, Séverine, Nathalie, Erwan, Raphaëlle, Alexis, Ben, Esther, Guéno, Nicolas (x2), Daouda, Violaine, Jean-Seb, Laetitia, Julie et tous les autres dont je n'ai oublié que le prénom.

Merci à Maryvonne Frostin et Edouard Hnawia de l'UNC de m'avoir donné l'occasion d'enseigner pendant la durée de cette thèse.

Enfin, un grand merci à mon directeur de thèse Thierry Delcroix pour sa disponibilité de chaque instant, sa bonne humeur et la confiance qu'il m'a accordée tout au long de ces quelques années.

Acronymes

AGCM	:	Atmosphere General Circulation Model
CTD	:	Conductivity-Temperature-Depth
ECMWF	:	European Center for Medium range Weather Forecasting
ENSO	:	El Niño-Southern Oscillation
EOF	:	Empirical Orthogonal Function
ERS	:	European Remote Sensing satellite
EUC	:	Equatorial Under Current
FSU	:	Florida State University
GCM	:	General Circulation Model
IRD	:	Institut de Recherche pour le Développement
ITCZ	:	Inter Tropical Convergence Zone
LODYC	:	Laboratoire d'Océanographie DYnamique et de Climatologie
MJO	:	Madden-Julian Oscillation
MVEOF	:	MultiVariate Empirical Orthogonal Function
NCEP	:	National Center for Environmental Prediction
NEC	:	North Equatorial Current
NECC	:	North Equatorial Counter Current
OGCM	:	Ocean General Circulation Model
OPA	:	Océan PArallélisé
PDO	:	Pacific Decadal Oscillation
SEC	:	South Equatorial Current
SOI	:	Southern Oscillation Index
SPCZ	:	South Pacific Convergence Zone
SSS	:	Sea Surface Salinity
SST	:	Sea Surface Temperature
STC	:	shallow SubTropical Cell
TAO	:	Tropical Atmosphere-Ocean array
TOGA	:	Tropical Ocean Global Atmosphere
WWB	:	Westerly Wind Burst
XBT	:	eXpendable BathyThermograph

Résumé

Les deux principaux modes de variabilité interannuelle en niveau de la mer et vent zonal sont mis en évidence à l'aide de données satellitaires sur la période 1993-99 et d'un modèle linéaire forcé par les vents observés sur la période 1964-99. Le premier mode, caractéristique d'ENSO, consiste en un basculement zonal de niveau de la mer autour de la ligne de changement de date, associé à des anomalies de vent équatorial à la même longitude. Le second mode consiste en un basculement méridien de niveau de la mer autour de 5°N, associé à des anomalies de vent de signe opposé dans le nord-ouest et le sud-est du Pacifique tropical. Ce second mode, statistiquement précurseur d'ENSO, semble inclure une composante décennale. Il est particulièrement actif pendant les forts événements El Niño de 1982-83 et 1997-98. Les transports (0-200m) associés à ces deux modes sont calculés à l'aide du modèle. Le premier mode est essentiellement lié à des transports zonaux. Le second mode, qui s'apparente à une version asymétrique et basse fréquence de la théorie de l'oscillateur rechargé, fait intervenir principalement le transport géostrophique à 5°N dans le milieu du bassin.

Un OGCM, dont le forçage atmosphérique est issu de réanalyses, est utilisé ensuite sur la période 1951-99. Il reproduit les modes de variabilité décrits précédemment. Le modèle est validé à l'aide de données de courants de surface, transports, hauteur dynamique et niveau de la mer. La hauteur dynamique simulée montre une tendance linéaire en partie artificielle. L'origine de cette tendance est identifiée dans le forçage en vent. Les cellules méridiennes de circulation subtropicale, qui joueraient un rôle important dans la variabilité décennale du Pacifique tropical, sont simulées. Le modèle montre, en accord avec certaines données, que l'augmentation de la SST équatoriale durant les dernières décennies pourrait être liée à la baisse de la convergence des transports dans la pycnocline.

Mots-Clés : El Niño, variabilité interannuelle, variabilité décennale, Pacifique tropical, transport de masse, modèle, niveau de la mer

Abstract

The main modes of interannual climate variability in the tropical Pacific are identified using satellite data for the 1993-99 period and a linear model forced by observed wind for the 1964-99 period. The first mode is typical of ENSO variability. It consists of a zonal seesaw pattern in sea level around a fulcrum at the dateline, associated with an equatorial patch of zonal wind centered near the dateline. The second mode consists of a meridional seesaw pattern in sea level around a fulcrum at 5°N, associated with opposite zonal wind anomalies in the northwestern and southeastern parts of the tropical Pacific. The second mode, particularly active during the very strong 1982-83 and 1997-98 El Niño events, statistically leads ENSO by several months. Its temporal function seems to include a decadal component. Mass transports (0-200 m) associated with both modes of variability are simulated. The first mode is characterised by predominant zonal transports. The second mode, mainly associated with meridional geostrophic transports across 5°N, can be described as a low-frequency, asymmetric recharge oscillator.

An OGCM forced by atmospheric reanalysis is then used for the 1951-99 period. It proves able to reproduce the modes of variability described above. The model outputs are validated against surface currents, warm water transports, dynamic height and sea level data. The simulated dynamic height includes a partly artificial linear trend. The origin of this trend is identified in the wind forcing. Subtropical cells, which may play an important role in the decadal variability of the tropical Pacific are simulated. The model shows, in agreement with available data, that the increase of the equatorial SST during the last decades could be linked to a decrease of the meridional transports in the pycnocline.

Keywords : El Niño, interannual variability, decadal variability, tropical Pacific, mass transport, model, sea level

Table des matières

Introduction générale **1**

1. L'Océan Pacifique tropical **4**

1.1. Conditions climatiques moyennes 4

1.2. Variabilité saisonnière 7

1.3. Variabilité interannuelle : le phénomène ENSO 9

1.3.1. Description 9

1.3.2. Axes de recherche 12

1.3.3. Théories oscillatoires 14

1.3.3.1. Rappel sur les ondes équatoriales 15

1.3.3.2. L'oscillateur retardé 16

1.3.3.3. L'oscillateur advectif-réflectif 17

1.3.3.4. L'oscillateur du Pacifique ouest 18

1.3.3.5. L'oscillateur rechargé 19

1.3.3.6. Théories unifiées 20

1.3.4. Sources d'irrégularité 21

1.3.4.1. Interaction avec le cycle saisonnier 22

1.3.4.2. Forçage stochastique 24

1.3.4.3. Rôle du sel dans la *warm pool* 25

1.4. Variabilité décennale 27

1.4.1. Observations 27

1.4.2. Influence sur ENSO 28

1.4.3. Mécanismes à l'étude 29

1.4.3.1. Source intratropicale 30

1.4.3.2. Source extratropicale, transmission atmosphérique 31

1.4.3.3. Connexion océanique tropiques-extratropiques 32

2. Variations interannuelles de niveau de la mer et transport de masse par altimétrie et modèle linéaire **35**

2.1. Introduction 35

2.2. Résumé 37

2.3. Article JGR : 38

"Interannual sea level changes and associated mass transports in the tropical Pacific from TOPEX/Poseidon data and linear model results (1964-1999)"

1. Introduction 39

2. Data, Model, and Methods 40

3. Zonal Seesaw Pattern 43

3.1. Observations 43

3.2. Model 45

4. Meridional Seesaw Pattern 49

4.1. Observations 49

4.2. Model 50

5. Mass Transport and Related Sea Level Changes 52

5.1. Model Transport Validation 52

5.2. Total Transport Analysis 54

5.3. Zonal and Meridional Transport Analysis 54

5.3.1. First Mode 54

5.3.2. Second Mode 56

6. Summary and Conclusion 58

2.4. Compléments 61

3. Présentation et validation d'une simulation longue du modèle OPA 64

3.1. Modèle 64

3.1.1. Equations 64

3.1.2. Conditions aux limites 65

3.1.3. Grille 66

3.2. Forçage 66

3.3. Validation 67

3.3.1. Principaux modes de variabilité interannuelle 68

3.3.2. Transports d'eau chaude 72

3.3.3. Courants de surface 74

3.3.4. Hauteur dynamique et profondeur de l'isotherme 20°C 76

3.3.5. Niveau de la mer 79

4. Problème de tendances 89

4.1. Tendance du niveau de la mer simulé 89
4.2. Tendance de la hauteur dynamique simulée 91
4.3. Relation entre les tendances de la hauteur dynamique et du niveau de la mer simulés 92
4.4. Tendance dans les observations 95
4.5. Origine de la tendance dans la hauteur dynamique simulée 97
4.6. Discussion 99

5. Variabilité basse fréquence des transports de masse méridiens associés aux STCs dans la simulation longue 102
5.1. Structure verticale en densité et STCs moyennes 102
5.2. Critère de définition des transports associés aux STCs 106
5.3. Variabilité basse fréquence des STCs 110
5.4. Discussion 113

Conclusions et perspectives 115

Annexe A : Article Oceanologica Acta 118
"Climatic variability in the vicinity of Wallis, Futuna and Samoa islands (13°S-15°S, 180°-170°W)"

Annexe B : Abstract de l'article soumis à JGR 133
"The Impact of isopycnal mixing on the tropical ocean circulation"

Références bibliographiques 134

Introduction générale

L'Océan Pacifique tropical évoque souvent l'image d'îles paradisiaques où l'homme jouit des bienfaits d'une nature généreuse et d'un climat plaisant. Pourtant, cet océan est avant tout un gigantesque désert humain où prend naissance le phénomène climatique naturel sans doute le plus redouté à l'échelle de la planète. Le célèbre El Niño, véritable star médiatique depuis ses apparitions très remarquées de 1982-83 et 1997-98 [McPhaden, 1999], a en effet des conséquences désastreuses (inondations, sécheresses, cyclones…) touchant directement ou indirectement une grande partie du globe [Glantz, 1996]. El Niño et son antithèse La Niña constituent en fait les phases extrêmes de l'oscillation ENSO (*El Niño-Southern Oscillation*), la manifestation climatique dominante, à l'échelle de quelques années, du couplage océan-atmosphère. L'existence de cette oscillation dans le Pacifique équatorial peut s'expliquer par la présence, dans l'ouest de cet océan, du plus grand réservoir d'eaux chaudes de la planète, qui alimente le phénomène en énergie thermique. L'énorme influence d'ENSO sur le climat mondial est liée à des téléconnections atmosphériques qui relient les différents systèmes climatiques du globe [e.g., Palmer et Mansfield, 1984].

La recherche océanographique autour d'ENSO est relativement récente, et la compréhension du phénomène est loin d'être totale. Les connaissances ont évolué de pair avec la mise en place au niveau international d'importants réseaux d'observations in situ dans le Pacifique tropical durant les années 1980-2000, le lancement de satellites dédiés à l'étude des océans, et les progrès de la modélisation. Même si les mécanismes principaux d'interaction entre l'océan et l'atmosphère à l'échelle interannuelle semblent maintenant connus, leur importance relative n'est pas clairement établie, ce qui donne lieu à un certain nombre de théories, toutes potentiellement capables d'expliquer le côté cyclique d'ENSO [Wang, 2001]. Différents facteurs d'irrégularité du phénomène ont aussi été identifiés [e.g., Jin et al., 1994] mais de nombreux progrès restent à faire. Etant donné nos lacunes dans la compréhension d'ENSO, la prévision du phénomène est encore perfectible.

Bien que la variabilité climatique du Pacifique tropical soit avant tout régie par ENSO, des enregistrements longs ont récemment mis en évidence l'existence d'une variabilité naturelle décennale à interdécennale [e.g., Zhang et al., 1997]. Ses structures spatiales caractéristiques, proches de celles d'ENSO dans la zone tropicale, sont de plus grande extension méridienne et touchent aussi les moyennes latitudes du Pacifique Nord. Les mécanismes qui régissent cette variabilité basse fréquence font l'objet de nombreuses

hypothèses, qui restent difficiles à vérifier par insuffisance de données in situ et de mesures *proxy* (e.g., coralliennes). L'une des pistes repose sur des interactions océaniques entre la région tropicale et les plus hautes latitudes [Gu et Philander, 1997 ; McPhaden et Zhang, 2002]. Le signal décennal pourrait aussi résulter d'un couplage océan-atmosphère aux moyennes latitudes et être ensuite transmis par l'atmosphère aux tropiques [Pierce et al., 2000] ou au contraire, comme ENSO, naître dans les tropiques [Hazeleger et al., 2001].

Des changements de régime brusques, pas nécessairement cycliques, peuvent aussi affecter le Pacifique tropical. Le dernier, datant des années 1976-77, est marqué entre autres par un brusque réchauffement des températures de surface [Miller et al., 1994]. Un tel changement des conditions moyennes a une influence directe sur ENSO [Fedorov et Philander, 2000]. Le réchauffement climatique global pourrait aussi influencer l'activité ENSO. L'intensification des événements El Niño pendant les deux dernières décennies, en fréquence et amplitude, pourrait ainsi lui être associée [Trenberth et Hoar, 1996 ; Latif et al., 1997 ; Timmerman et al., 1999].

Historiquement, El Niño a d'abord été perçu comme un phénomène océanique côtier avant que, sous l'appellation d'ENSO, son couplage avec l'atmosphère et sa dynamique de grande échelle ne soient reconnus [voir Philander, 1990]. De même, les recherches se sont d'abord focalisées sur la dimension zonale du phénomène, qui se caractérise, lors d'un événement El Niño, par le déplacement d'une gigantesque masse d'eau chaude vers l'ouest le long de l'équateur. Pourtant, ENSO s'accompagne également d'importants transferts d'eau méridiens. Ainsi, à un événement El Niño est associé une redistribution des eaux chaudes de la région équatoriale vers les plus hautes latitudes [Wyrtki, 1985].

Les processus méridiens impliquant les plus hautes latitudes semblent de plus essentiels pour la variabilité décennale. Ils pourraient véhiculer jusqu'aux tropiques un signal décennal d'origine extratropicale ou générer eux-même, par une dynamique basse fréquence, cette échelle de temps décennale. Aucun consensus n'est actuellement établi quant aux mécanismes de la variabilité décennale qui font pourtant l'objet d'actives recherches. Le débat reste ouvert.

Cette thèse se propose d'étudier la redistribution zonale mais aussi méridienne de masse dans le Pacifique tropical, à la fois aux échelles ENSO et décennale. Les objectifs principaux sont les suivants :

-Mettre en évidence et décrire ces redistributions à travers l'analyse d'observations.

-Analyser les principaux transferts de masse associés ainsi que les mécanismes physiques qui en sont responsables.

-Estimer quantitativement, au moyen de modèles préalablement validés par comparaison aux données, les transports de masse mis en jeu dans les régions identifiées comme caractéristiques.

-Affiner nos résultats par des études de sensibilité avec les modèles.

-Relier les transports, en particulier méridiens, aux différentes théories proposées pour ENSO et confronter nos résultats avec l'état de l'art de notre compréhension de la variabilité décennale du Pacifique tropical (en distinguant bien les deux échelles de temps).

Dans ce but, nous allons dans un premier temps décrire brièvement les conditions moyennes et variations saisonnières de l'Océan Pacifique tropical, et passer en revue les nombreuses théories se proposant d'en expliquer la variabilité climatique interannuelle et décennale (chapitre 1). Les variations interannuelles de niveau de la mer et transport de masse seront alors étudiées au moyen de données altimétriques sur la période 1993-99 et d'un modèle océanique linéaire sur la période 1964-99 (chapitre 2). Un modèle de circulation générale, forcé sur une période de 50 ans, sera ensuite utilisé. Une validation détaillée en sera d'abord faite (chapitre 3). La présence de tendances à long terme dans la simulation conduira à une discussion de leur origine et de leur signification physique (chapitre 4). Ce modèle servira alors à l'étude des cellules méridiennes de circulation qui joueraient un rôle-clé dans la variabilité décennale (chapitre 5). Enfin, les principaux résultats de cette thèse seront discutés et les perspectives qui s'y rattachent exposées en conclusion.

1 L'Océan Pacifique tropical

1.1 Conditions climatiques moyennes

La climatologie de l'Océan Pacifique Est maintenant bien connue et décrite dans des ouvrages généraux [Tchernia, 1978 ; Pickard et Emery, 1990 ; Tomczak et Godfrey, 1994].

Le Pacifique tropical se caractérise par un régime d'alizés de nord-est dans l'hémisphère nord et de sud-est dans l'hémisphère sud (*figure 1.1.a*). Ces vents convergent vers 10°N de l'ouest à l'est du Pacifique dans la Zone de Convergence Intertropicale (*Intertropical Convergence Zone*, ITCZ), et au sud de l'équateur dans la Zone de Convergence du Pacifique Sud (*South Pacific Convergence Zone*, SPCZ) limitée à la partie ouest du bassin. Ces zones de convergence sont des régions de basse pression et forte convection atmosphériques auxquelles sont associées d'importantes précipitations (*figure 1.1.b*). Elles constituent dans l'atmosphère la branche ascendante des cellules méridiennes de Hadley.

A l'est du bassin, par le biais de la force de Coriolis, les alizés entraînent des remontées d'eaux relativement froides par divergence équatoriale et upwelling le long des côtes sud-américaines (*figure 1.1.c*). Au contraire, les eaux chaudes (plus de 28°C sur 100m d'épaisseur) se concentrent dans l'ouest pour former le plus grand réservoir d'eau chaude de la planète : la *warm pool*. Ces conditions créent un gradient zonal de température de surface (*Sea Surface Temperature*, SST), auquel est associé un gradient de pression (basse pression au-dessus des eaux chaudes et haute pression au-dessus des eaux froides), qui à son tour entretient le régime des alizés : le couplage océan-atmosphère est en action.

D'est en ouest, suivant les alizés, l'air s'échauffe et se charge de vapeur d'eau jusqu'à s'élever au-dessus de la *warm pool* en générant de fortes précipitations (*figure 1.1.b*), c'est la circulation de Walker, bouclée par un flux d'ouest dans la haute atmosphère.

Symétriquement, les alizés donnent également naissance dans l'océan aux courant équatoriaux sud (*South Equatorial Current*, SEC) et nord (*North Equatorial Current*, NEC) qui s'écoulent vers l'ouest. Il sont contre-balancés en surface par le contre-courant nord équatorial (*North Equatorial Counter-Current*, NECC), associé à l'ITCZ, qui les sépare, et en subsurface par le sous-courant équatorial (*Equatorial Under-Current*, EUC). Ces grands systèmes de courants sont représentés *figure 1.1.d*. En surface, ils sont liés aux gradients

horizontaux de hauteur dynamique (*figure 1.1.e*). Le EUC, en se déplaçant vers l'est, remonte suivant la pente zonale de la thermocline, zone de fort gradient thermique voisine de l'isotherme 20°C (*figure 1.1.f*), et vient alimenter l'upwelling équatorial.

Cette circulation est complétée par de forts courants de bord ouest, dirigés vers l'équateur dans la bande 20°S-10°N et vers les pôles à plus haute latitude où ils s'inscrivent dans les grandes boucles (*gyres*) anticycloniques subtropicales.

La circulation méridienne se caractérise près de l'équateur par une divergence d'Ekman dans la couche de surface associée aux alizés, et une convergence géostrophique en subsurface liée à la pente zonale des isothermes. Ce système de courants, complété par l'upwelling équatorial [Wyrtki, 1981] et une subduction à plus haute latitude, définit des cellules méridiennes de circulation subtropicales (*shallow SubTropical Cells*, STC) [McCreary et Lu, 1994].

Enfin, la salinité contribue, au même titre que la température, à la circulation thermohaline. La salinité de surface (*Sea Surface Salinity*, SSS) est liée à la différence entre les précipitations et l'évaporation (cette dernière augmentant avec la force du vent) et aux courants de surface. Les eaux les plus douces se trouvent sous les zones de convergence atmosphérique et dans la *warm pool*.

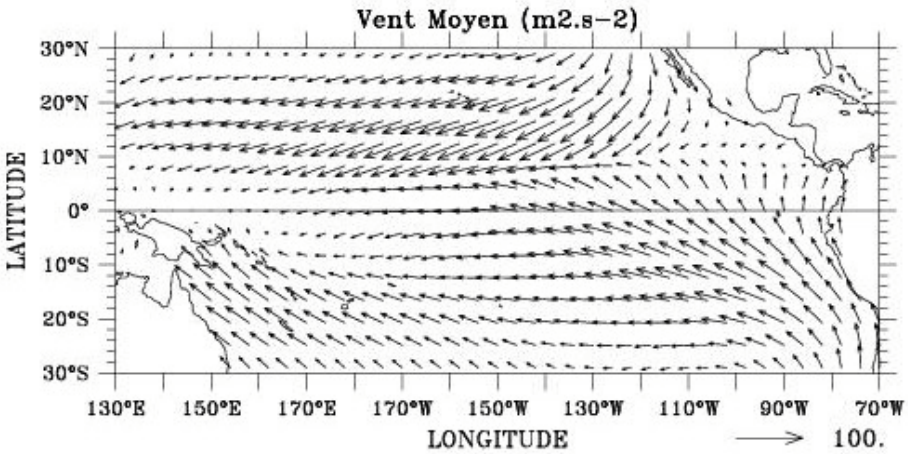


Figure 1.1.a : Tension de vent moyenne en $m^2.s^{-2}$ [Goldenberg et O'Brien, 1981].

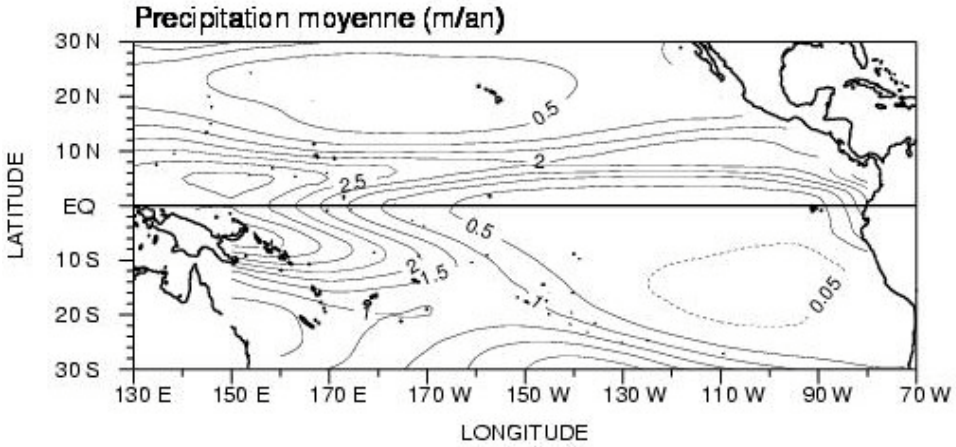


Figure 1.1.b : Précipitation moyenne en m.an^{-1} [Xie et Arkin, 1996].

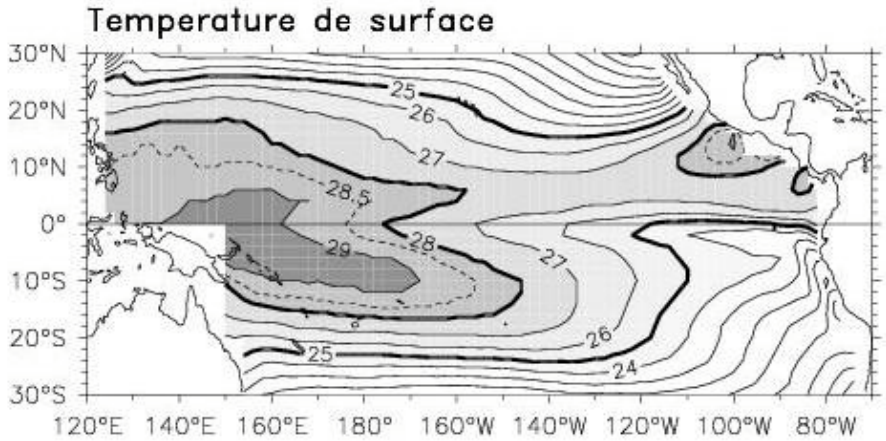


Figure 1.1.c : Température de surface moyenne en °C [Reynolds, 1988].

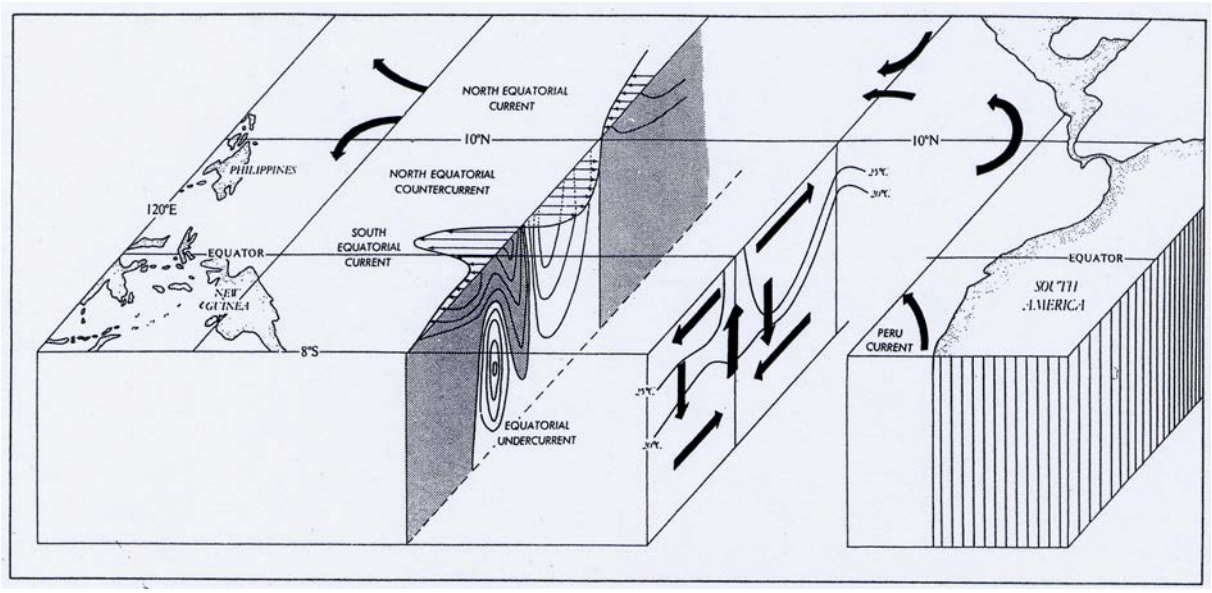


Figure 1.1.d : Carte schématique de la circulation moyenne [Philander, 1990].

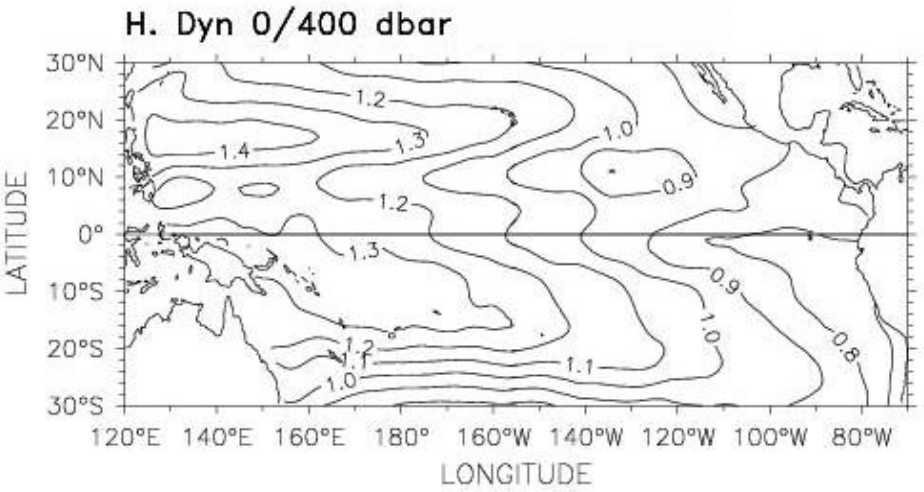


Figure 1.1.e : Hauteur dynamique (référencée à 400dbar) moyenne en m [Levitus, 1982].

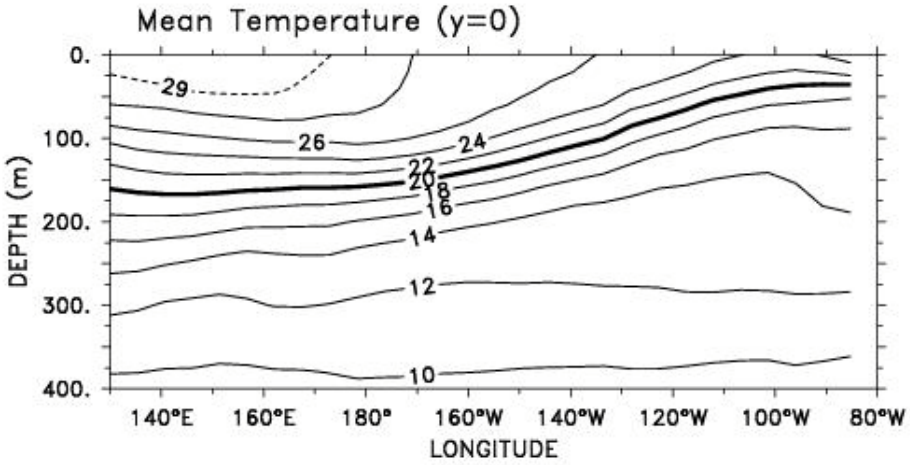


Figure 1.1.f : Coupe équatoriale de la température moyenne en °C (tiré de Durand et Delcroix [2000]).

1.2 Variabilité saisonnière

Le cycle saisonnier atmosphérique dans le Pacifique tropical est dominé par le déplacement méridien des zones de convergence, qui migrent vers les pôles pendant l'été de leur hémisphère [Rasmusson et Carpenter, 1983]. Vers le mois de mars, l'ITCZ est proche de l'équateur où les alizés sont donc plus faibles (*figure 1.2.a*). Inversement, elle atteint sa position la plus au nord vers le mois de septembre (*figure 1.2.a*). Les alizés sont alors renforcés à l'équateur et l'upwelling atteint son maximum ce qui correspond à un minimum de SST. Le cycle saisonnier de la SST dans l'est du bassin (*figure 1.2.b*) est donc étroitement lié à la migration méridienne de l'ITCZ. Dans l'ouest, la SPCZ, proche de l'équateur en septembre, est plus diffuse et proche de 10°S en mars. La *warm pool* l'accompagne dans sa

migration, en phase avec le maximum d'ensoleillement qui se déplace d'un tropique à l'autre (*figure 1.2.b*).

Les fortes précipitations, liées à la convection, suivent le déplacement saisonnier des zones de convergence atmosphérique et des eaux chaudes. La hauteur dynamique, qui reflète la circulation thermohaline, connaît des variations saisonnières faibles devant ses variations interannuelles [Delcroix, 1998]. Son cycle saisonnier est maximum vers 10°N et correspond aux variations d'intensité et de position méridienne du NECC, couplées à celles de l'ITCZ [Wyrtki, 1975 ; Wyrtki et Meyers, 1976]. NECC et SEC atteignent leur maximum d'intensité vers septembre, en phase avec les alizés équatoriaux [Reverdin et al., 1994].

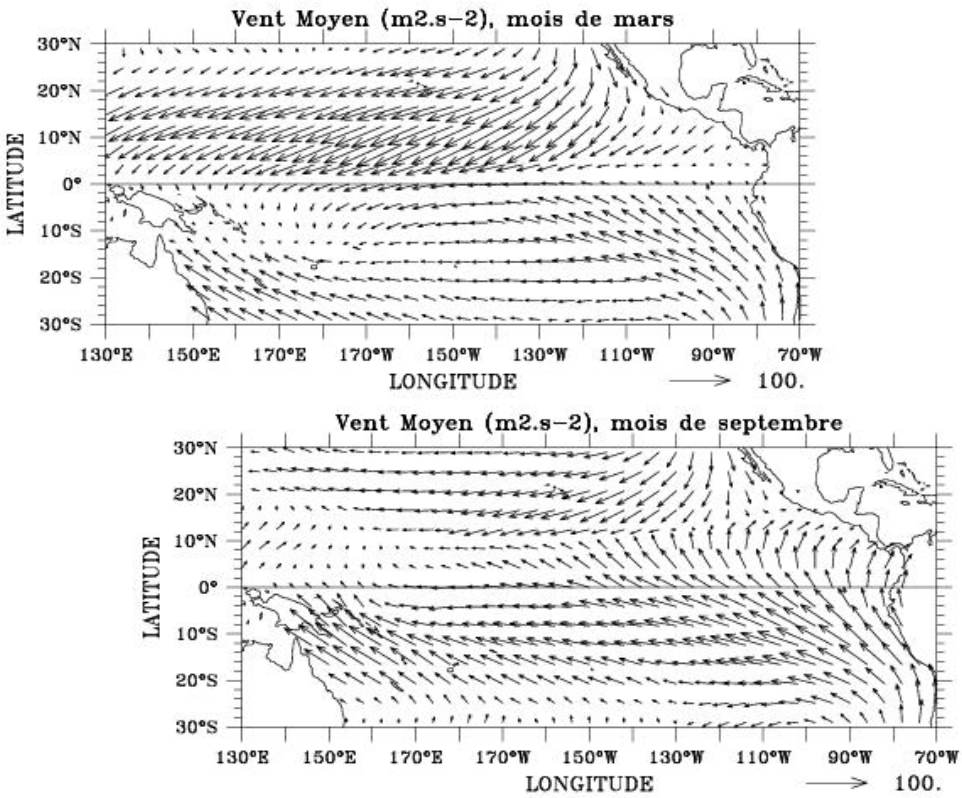


Figure 1.2.a : Tension de vent moyenne ($m^2.s^{-2}$) pour les mois de mars et septembre [Goldenberg et O'Brien, 1981].

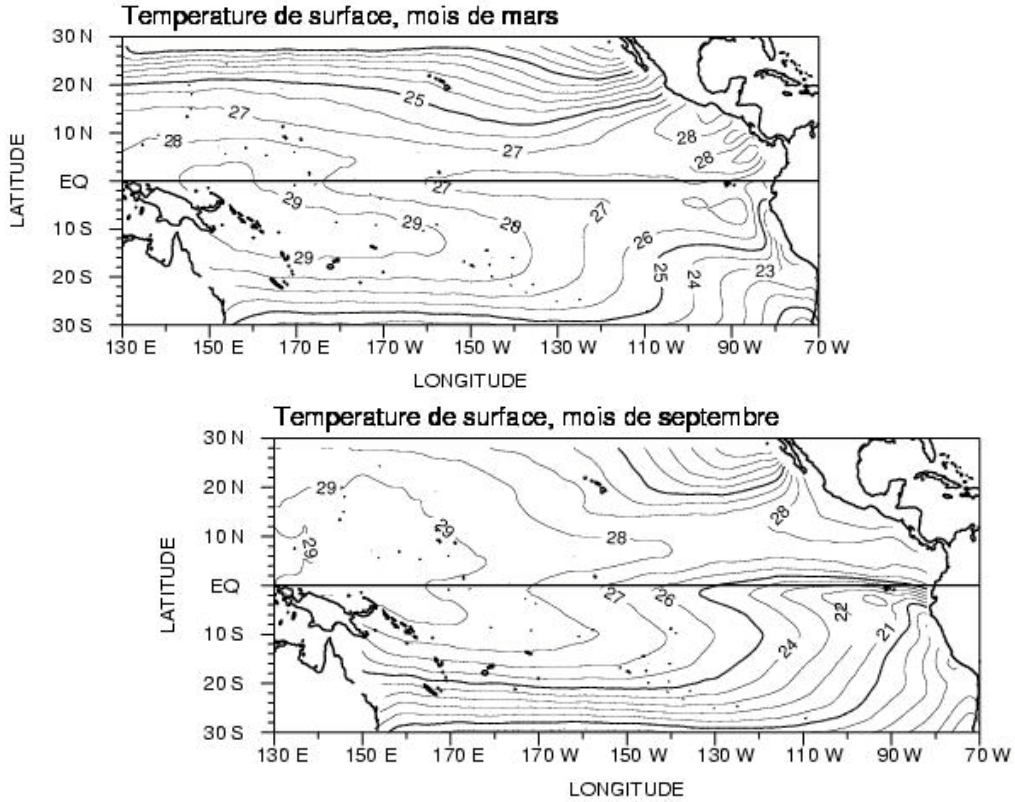


Figure 1.2.b : SST moyenne (°C) pour les mois de mars et septembre [Reynolds, 1988].

1.3 Variabilité interannuelle : le phénomène ENSO

1.3.1 Description

A l'origine, El Niño désignait un courant chaud observé par les pêcheurs le long des côtes du Pérou au moment de Noël (d'où son nom : *L'Enfant Jésus* en espagnol), se montrant particulièrement chaud certaines années. On sait aujourd'hui que ce réchauffement interannuel s'étend en fait sur la moitié du Pacifique tropical, et est accompagné d'une profonde modification de la circulation atmosphérique du bassin, c'est le célèbre El Niño, la phase chaude du phénomène ENSO (El Niño-Southern Oscillation).

Bjerknes [1969] a le premier perçu l'aspect global et couplé du phénomène, reliant les anomalies océaniques de grande échelle à l'Oscillation Australe (*Southern Oscillation*), un basculement de pression entre l'est et l'ouest du Pacifique qui influence la mousson indienne [Hildebradsson, 1897 ; Walker et Bliss, 1932]. Pendant El Niño (*figure 1.3.a*), la warm pool s'étend vers l'est et les alizés faiblissent, les deux actions se favorisant mutuellement par le

biais du gradient zonal de SST. Côté océan, l'upwelling équatorial disparaît, la pente est-ouest de la thermocline diminue, le sous-courant équatorial faiblit et la circulation de surface peut-même s'inverser. Côté atmosphère, la branche convective de la cellule de Walker se déplace avec la warm pool, modifiant les conditions climatiques du Pacifique du tropical. L'ITCZ et la SPCZ se rapprochent de l'équateur. A l'opposé, pendant La Niña, la phase froide d'ENSO, la warm pool et la convection se concentrent à l'ouest tandis que les alizés et l'upwelling équatorial se renforcent.

Des indicateurs tels que l'indice d'Oscillation Australe (*Southern Oscillation Index*, SOI) qui est une différence de pression atmosphérique normalisée entre Darwin (Australie) et Tahiti (Polynésie Française), ou la SST dans une région délimitée de l'est du Pacifique équatorial sont classiquement utilisés pour quantifier l'évolution d'ENSO (*figure 1.3.b*). Ils montrent un cycle irrégulier de période 2 à 7 ans. Les épisodes El Niño et La Niña se suivent et ne se ressemblent pas, en terme d'amplitude et de durée. Les tentatives de définition d'un El Niño type se heurtent à cette réalité [Rasmusson et Carpenter, 1982 ; Deser et Wallace, 1990]. Les plus forts événements El Niño du dernier siècle ont eu lieu en 1982-83 et 1997-98.

ENSO a des effets climatiques à l'échelle de la planète et ses répercussions socio-économiques sont énormes [Philander, 1990 ; Glantz, 1996]. Le climat est modifié non seulement dans et autour du Pacifique tropical mais aussi, par téléconnection atmosphérique, dans des régions beaucoup plus éloignées de l'épicentre du phénomène comme l'Océan Atlantique [Delecluse et al., 1994] ou l'Europe [Fraedrich, 1994]. A El Niño sont souvent associées de fortes pluies sur les côtes sud-américaines, une sécheresse dans l'Ouest du Pacifique (Australie, Papouasie-Nouvelle-Guinée, Nouvelle-Calédonie), un déplacement des zones cycloniques de l'ouest vers la Polynésie, mais aussi un affaiblissement de la mousson indienne, une sécheresse en Afrique de l'est, un réchauffement en Amérique du Nord (*figure 1.3.c*).

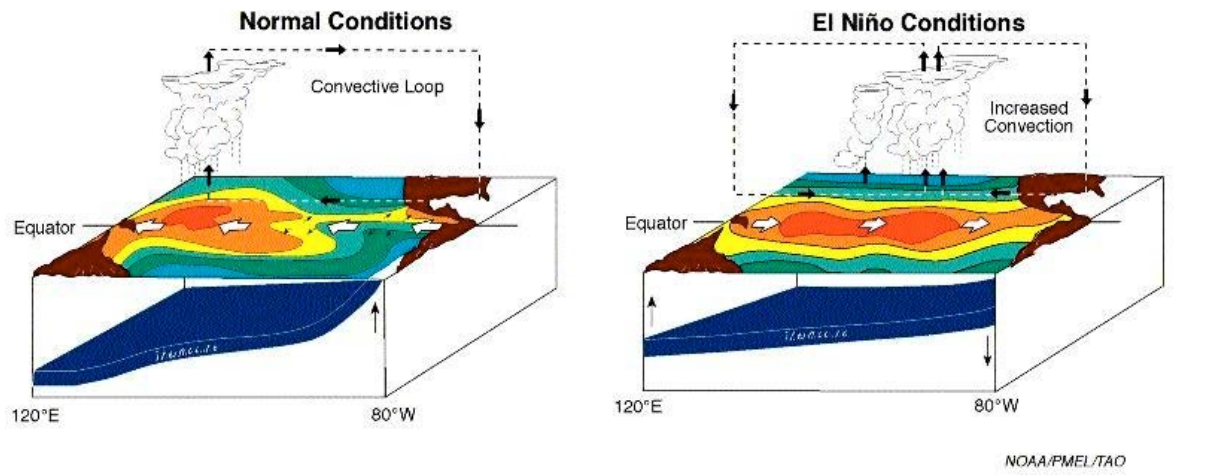


Figure 1.3.a : Représentation schématique du Pacifique tropical en situation moyenne et en situation El Niño.

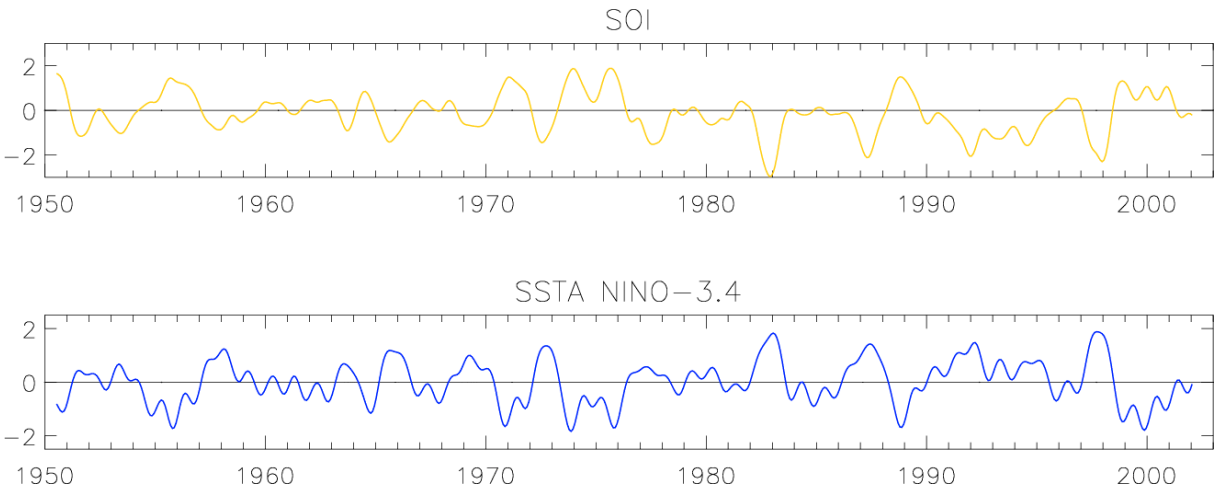


Figure 1.3.b : Indice d'Oscillation Australe (en haut, unités normalisées) et anomalie de SST (en bas, °C) dans la boîte Niño-3.4 (5°S-5°N, 120°W-170°W). Pendant El Niño : SOI<0, SSTA>0 ; pendant La Niña : SOI>0, SSTA<0.

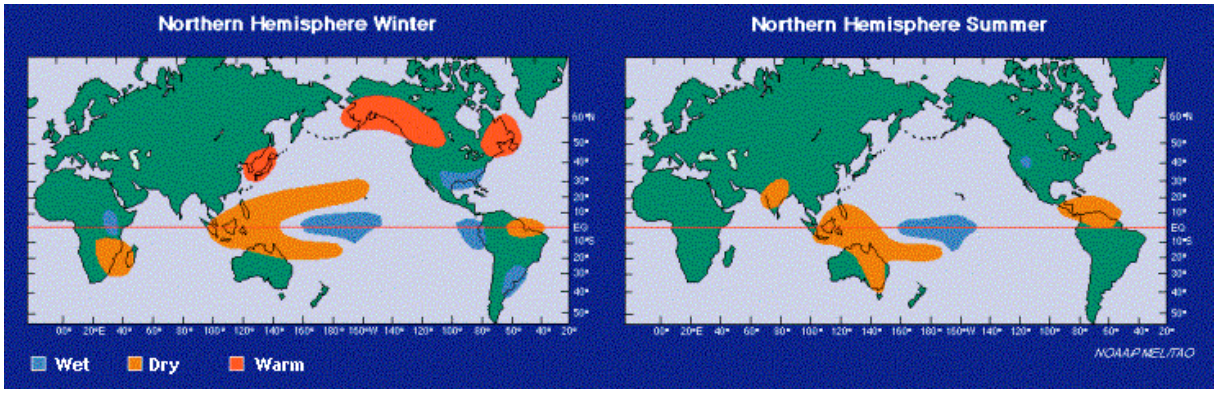


Figure 1.3.c : Anomalies climatiques humides, sèches et chaudes associées aux événements El Niño pendant l'hiver et l'été de l'hémisphère nord.

1.3.2 Axes de recherche

La recherche scientifique autour d'ENSO s'articule autour de plusieurs axes : l'observation du phénomène, et en particulier ses impacts régionaux, la compréhension de ses mécanismes physiques, sa modélisation et enfin sa prévision.

L'évolution de l'activité ENSO peut être maintenant suivie en temps réel grâce à d'importants réseaux d'observation de l'Océan Pacifique tropical (*figure 1.3.d*) mis en place pendant la durée du programme TOGA (*Tropical Ocean–Global Atmosphere*) [McPhaden et al., 1998]. Des navires marchands sont équipés, principalement par l'IRD (Institut de Recherche pour le Développement), de sondes XBT (*eXpendable BathyThermographs*) mesurant à intervalles réguliers la température de la surface jusqu'à 700 mètres de profondeur et de thermosalinographes mesurant température et salinité de surface en continu tout au long de leur voyage. Le suivi par satellite de bouées dérivantes, lancées depuis ces mêmes bateaux, permet de recueillir des informations sur les courants de surface. Les marégraphes installés sur les îles du Pacifique mesurent le niveau de la mer. Les mouillages TAO/TRITON situés entre 8°N et 8°S permettent d'observer la température, la salinité et les courants de la surface jusqu'à 500 mètres de profondeur ainsi que divers paramètres de surface. Les satellites fournissent une observation régulière de la topographie dynamique de l'océan par altimétrie (TOPEX/POSEIDON et son successeur JASON-I) et des vents de surface. Enfin, les campagnes océanographiques permettrent d'étudier plus finement les caractéristiques de régions-clés pour ENSO telles que le bord est de la *warm pool*.

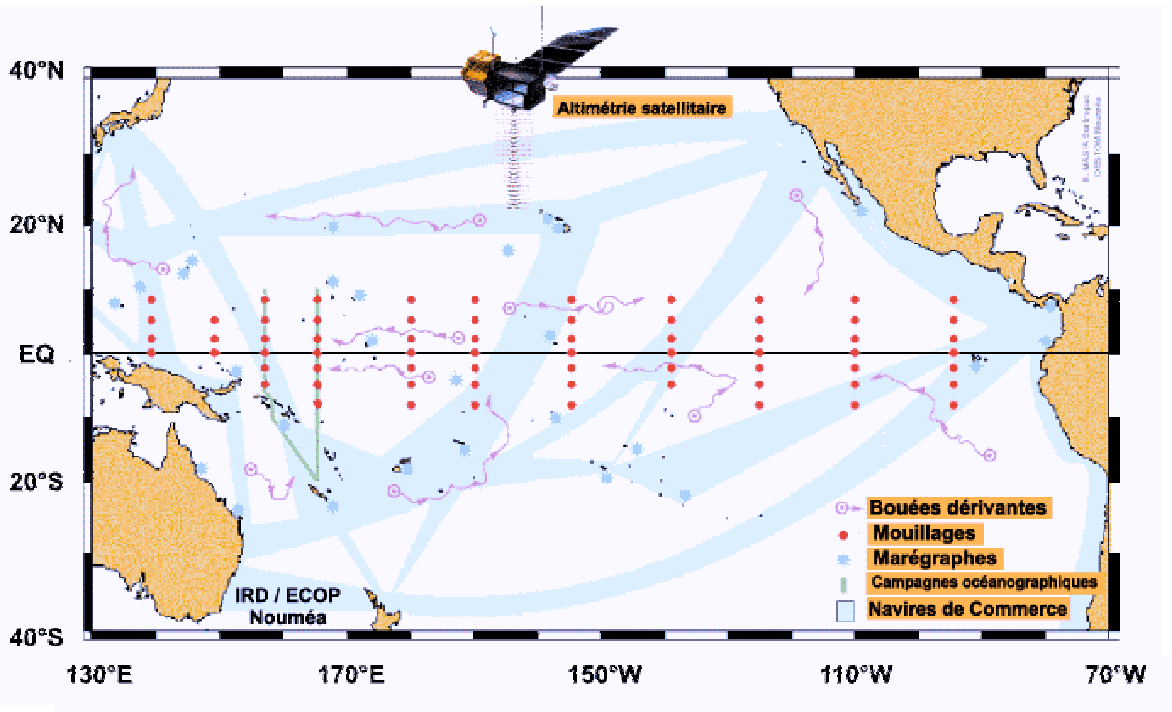


Figure 1.3.d : Réseaux d'observation de l'Océan Pacifique tropical.

Les observations océaniques issues de ces réseaux et les observations atmosphériques permettent d'estimer l'impact climatique d'ENSO sur une région donnée. Une telle étude a été réalisée sur la région des îles Wallis, Futuna et Samoa et est présentée en annexe [Alory et Delcroix, 1999]. Elle s'attache à quantifier pour un certain nombre de paramètres océaniques et atmosphériques la variabilité interannuelle et à la relier statistiquement à ENSO, avant de la relier physiquement aux mécanismes de grande échelle du phénomène. Cette étude s'inscrit dans la politique de développement de l'IRD. Des études d'impact sur la Nouvelle-Calédonie ont été faites dans ce même cadre [Delcroix et Lenormand, 1997 ; Nicet et Delcroix, 2000]. ENSO représente dans le Pacifique tropical une part importante du signal climatique et océanique total, du même ordre que le signal saisonnier ou plus pour certains paramètres [Delcroix, 1998]. Les habitants des îles sont en particulier sensibles au déplacement de l'activité cyclonique souvent dévastatrice, aux variations de niveau de la mer (liées à la topographie dynamique de l'océan) qui peuvent menacer les atolls bas, aux changements de température de la mer qui peuvent affecter la pêche, aux fluctuations du régime des pluies et à son impact sur l'agriculture et la santé (épidémies de dengue).

Les données issues des réseaux d'observation représentent la matière première nécessaire à la compréhension de la physique grande échelle du phénomène ENSO. Construite sur la base des connaissances déjà accumulées, l'interprétation de l'évolution des variables océaniques et atmosphériques liée à ENSO, notamment en terme de couplage océan-

atmosphère, conduit à l'élaboration de théories se proposant d'expliquer la dynamique du phénomène.

La modélisation du Pacifique tropical est également un outil précieux pour la compréhension d'ENSO. Une hiérarchie de modèles a été développée dans ce sens [Neelin et al., 1998]. Les plus simples sont les modèles linéaires basés sur la théorie des ondes équatoriales décrite plus loin. Les modèles couplés intermédiaires (*Intermediate Coupled Model*, ICM) introduisent de la non-linéarité dans un système couplé océan-atmosphère fortement paramétré. Les modèles de circulation générale (*General Circulation Model*, GCM), atmosphériques (AGCM), océaniques (OGCM) ou couplés, sont les plus complexes. Les observations restent indispensables au forçage et à la validation de tous ces modèles. L'assimilation de données dans les modèles est une technique qui permet de les contraindre au mieux à la réalité [e.g., Durand et al., 2002]. L'analyse des mécanismes dominants dans les modèles simulant une variabilité de type ENSO permet d'identifier les processus potentiellement importants pour le phénomène. Les expériences numériques permettent de tester différentes théories ou d'en proposer de nouvelles, qui doivent si possible être validées par les observations.

La prévision consiste, sur la base de conditions initiales observées dans le Pacifique tropical, à extrapoler l'évolution du système océan-atmosphère au moyen de modèles. La prévision du phénomène ENSO est aujourd'hui possible plusieurs mois à l'avance mais n'a pas encore atteint le degré de précision espéré [Latif et al., 1998]. Ainsi, l'ampleur de l'épisode El Niño 1997-98 a été largement sous-estimée par la plupart des modèles de prévision, dont certains avaient anticipé avec succès le développement des épisodes El Niño de 1982-83, 1986-87, 1991-92 [McPhaden, 1999].

1.3.3 Théories oscillatoires

Les efforts de la communauté scientifique pour tenter d'expliquer ENSO ont donné naissance à diverses théories. Elles font appel à des mécanismes de couplage océan-atmosphère grande échelle pour rendre compte en particulier de la nature pseudo-oscillatoire d'ENSO.

1.3.3.1 Rappel sur les ondes équatoriales

Les bases de la dynamique océanique linéaire équatoriale sont exposées en détail dans la littérature [Cane et Sarachik, 1976, 1977, 1979, 1981 ; Philander, 1978] et ne sont rappelées ici que dans leurs grandes lignes, afin d'introduire le concept d'ondes équatoriales utilisé dans les théories qui suivent.

Les ondes équatoriales sont la solution mathématique des équations de la dynamique des fluides appliquées à un océan pour lequel on fait les hypothèses suivantes : le fluide est incompressible, les termes non-linéaires sont négligeables, le coefficient de Coriolis varie linéairement avec la latitude (approximation du plan β), la stratification moyenne de l'océan n'est fonction que de la profondeur. Elles correspondent à une décomposition du mouvement du fluide selon des modes baroclines (liés à la stratification verticale de l'océan) et méridiens. Parmi celles-ci, les ondes équatoriales longues de Kelvin et Rossby jouent un rôle prédominant dans le Pacifique équatorial.

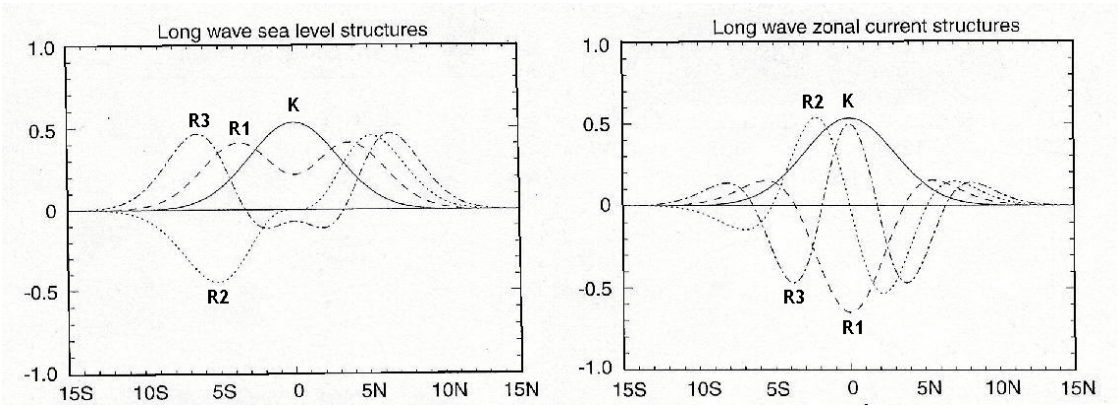


Figure 1.3.e : Profil méridien, en niveau de la mer et courant zonal, de l'onde de Kelvin (K) et des ondes de Rossby de premier (R1), deuxième (R2) et troisième (R 3) mode méridien, pour une vitesse de phase de 3 m.s^{-1} (d'après Boulanger et Menkes [1999]).

Pour un mode barocline donné, les mouvements océaniques équatoriaux sont la somme d'une onde de Kelvin et d'une infinité d'ondes de Rossby. L'onde de Kelvin se propage vers l'est à la vitesse du mode barocline (3 m.s^{-1} pour le premier dans le Pacifique). Les ondes de Rossby se propagent vers l'ouest ; leur vitesse décroît avec leur mode méridien et est du tiers de celle de l'onde de Kelvin pour le premier. La structure méridienne de ces ondes en niveau de la mer et courant zonal est représentée *figure 1.3.e*. A la rencontre d'un bord continental est, les ondes de Kelvin se réfléchissent en une infinité d'ondes de Rossby longues. Inversement, les ondes de Rossby longues se réfléchissent sur un bord continental

ouest en ondes de Kelvin et ondes de Rossby courtes. Le signal océanique est alors la somme d'ondes localement forcées par le vent et d'ondes se propageant librement qui sont issues soit d'une réflexion sur les côtes, soit d'un forçage par le vent en un point éloigné du bassin.

1.3.3.2 L'oscillateur retardé

La théorie de l'oscillateur retardé [Schopf et Suarez, 1988 ; Battisti et Hirst, 1989] est basée sur les ondes équatoriales. Dans ce mécanisme, une anomalie de vent d'ouest située vers 180° de longitude génère dans l'océan des ondes de Kelvin de downwelling (entraînant un approfondissement de la thermocline et une élévation du niveau de la mer) et des ondes de Rossby d'upwelling (entraînant une remontée de la thermocline et une baisse du niveau de la mer), comme illustré sur la *figure 1.3.f*. En se propageant vers l'est, les ondes de Kelvin diminuent l'effet de l'upwelling ce qui entraîne un réchauffement des eaux de surface, c'est le début d'un événement El Niño. Cette anomalie chaude de SST renforce l'anomalie de vent d'ouest située plus à l'ouest [Gill, 1980].

Pendant ce temps, les ondes de Rossby se propagent dans le Pacifique Ouest sans affecter la température de surface du fait de la grande profondeur de la thermocline. Arrivées à la côte ouest, elles se réfléchissent en ondes de Kelvin d'upwelling. Celles-ci, en se propageant vers l'est, réduisent les anomalies chaudes dans le Pacifique Est et les anomalies de vent. Ainsi, la succession d'arrivées d'ondes de Kelvin réfléchies fait revenir le système vers son état moyen et peut le faire basculer vers un événement La Niña. Le temps de trajet de ces ondes, de leur forçage par le vent jusqu'à leur arrivée dans l'est du bassin via la réflexion au bord ouest, constitue la mémoire océanique du système.

Cette théorie repose sur une réflexion suffisamment bonne des ondes à la frontière ouest [Battisti et Hirst, 1989] qui, compte tenu du découpage de la côte et des connections avec l'Océan Indien, n'est pas évidente. Selon des études théoriques, la géométrie du bord ouest permettrait une réflexion suffisante [Clarke, 1991 ; duPenhoat et Cane, 1991]. Cependant, les estimations de cette réflexion à partir de données altimétriques donnent des résultats contradictoires selon les périodes, les auteurs et les méthodes utilisées [White et Tai, 1992 ; Delcroix et al., 1994, 2000 ; Mantua et Battisti, 1994 ; Boulanger et Menkes, 1995, 1999 ; Boulanger et Fu, 1996 ; Zang et al., 2002].

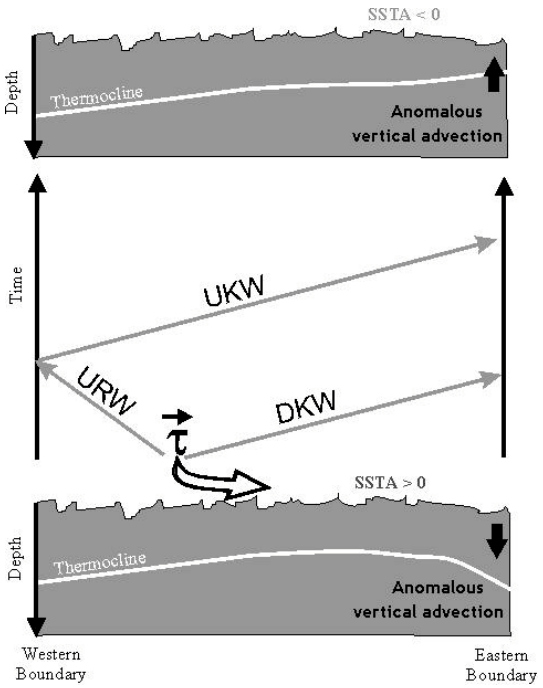


Figure 1.3.f : Représentation schématique de l'oscillateur retardé (adapté de Delcroix et al. [2000])

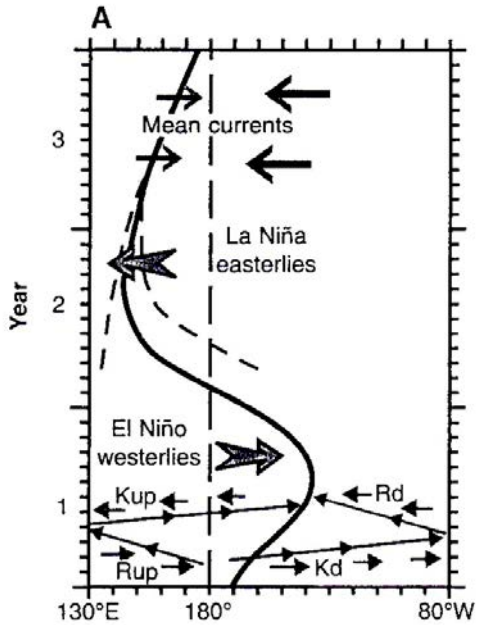


Figure 1.3.g : Représentation schématique du concept advectif-réflectif (tiré de Picaut et al. [1997]).

1.3.3.3 L'oscillateur advectif-réflectif

A l'échelle interannuelle, les anomalies de courant zonal dans la bande équatoriale, liées aux ondes équatoriales, peuvent expliquer le déplacement du bord est de la warm pool qui se produit en phase avec ENSO [Gill, 1983 ; Picaut et Delcroix, 1995 ; Picaut et al., 1996].

Construit sur ces bases, l'oscillateur advectif-réflectif [Picaut et al., 1997] prend en compte la réflexion des ondes aux bords ouest et est, et souligne surtout l'importance de l'advection horizontale. Dans cette théorie, à la suite d'anomalies de vent d'ouest, le bord est de la warm pool est déplacé vers l'est par les courants associés aux ondes de Kelvin de downwelling et de Rossby d'upwelling, entraînant ainsi le réchauffement caractéristique d'El Niño (*figure 1.3.g*). Les ondes de Rossby se réfléchissent sur le bord ouest en ondes de Kelvin d'upwelling et celles de Kelvin sur le bord est en ondes de Rossby de downwelling. Les courants associés à ces nouvelles ondes, aidés des courants moyens, déplacent le bord est de la warm pool vers l'ouest. Si celui-ci se retrouve plus à l'ouest que sa position moyenne, les anomalies de température de surface associées peuvent générer des anomalies de vent d'est et faire alors basculer le système vers un épisode La Niña.

Le modèle basé sur ce concept montre que le système, pour osciller, nécessite une forte réflexion au bord est mais qu'une faible réflexion au bord ouest est suffisante. L'analyse des données altimétriques confirme le fort pouvoir réflecteur du bord est mais l'évolution de l'événement El Niño 1997-1998 ne semble pouvoir s'expliquer qu'en combinant les mécanismes décrits dans cette théorie avec ceux de l'oscillateur retardé [Boulanger et Menkes, 1999].

1.3.3.4 L'oscillateur du Pacifique Ouest

L'oscillateur du Pacifique Ouest [Weisberg et Wang, 1997] est une variante de l'oscillateur retardé dont il diffère par sa rétroaction négative. Les ondes de Kelvin d'upwelling qui mettent fin à un épisode El Niño ne sont cette fois pas issues de la réflexion au bord ouest mais d'un forçage par des anomalies de vent d'est dans l'extrême ouest du bassin. Le processus de génération de ces anomalies de vent d'est est le suivant : aux anomalies de vent d'ouest initiales sont associées deux structures de vents cycloniques de part et d'autre de l'équateur, sous lesquelles apparaissent (par pompage d'Ekman et remontée de la thermocline) des anomalies négatives de SST ; ces anomalies se propagent vers l'ouest où elles créent, par réponse atmosphérique [Gill, 1980], un dipôle de vents anticycloniques, qui génère à son tour les anomalies de vent d'est équatoriales (*figure 1.3.h*).

L'analyse de données montre en effet que sur la période 1986-1993, les ondes de Kelvin à l'ouest semblent davantage liées au forçage local qu'à la réflexion au bord ouest [Delcroix et al., 1994 ; Kessler et McPhaden, 1995 ; Boulanger et Menkes ; 1995].

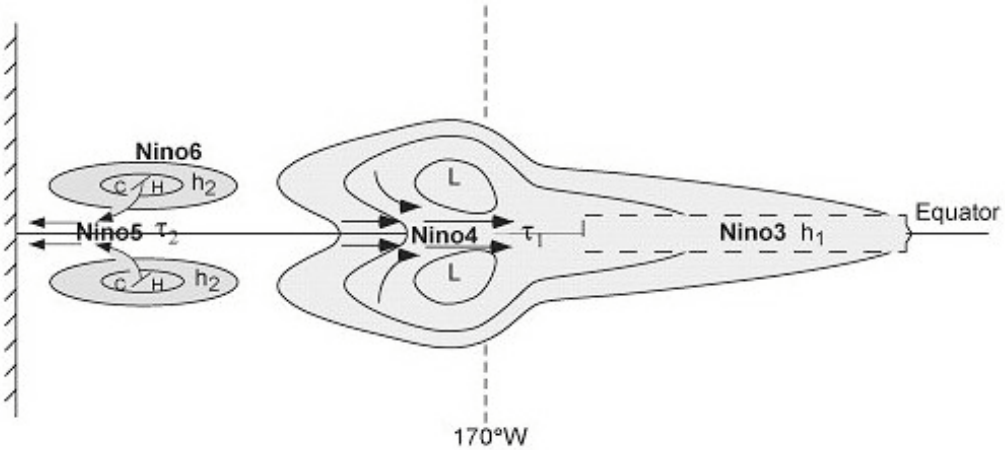


Figure 1.3.h : Représentation schématique de l'oscillateur du Pacifique Ouest (tiré de Weisberg et Wang [1997].

1.3.3.5 L'oscillateur rechargé

L'oscillateur rechargé [Jin, 1997a, 1997b] s'inspire des travaux de Wyrtki [1975, 1985] basés sur les données des marégraphes. Selon Wyrtki, l'apparition d'un épisode El Niño nécessite d'abord une lente phase d'accumulation d'eau chaude dans l'ouest du Pacifique équatorial sous l'effet des alizés. Une relaxation de ces vents peut alors entraîner le déplacement des eaux chaudes vers l'est, c'est le déclenchement d'El Niño. Lorsqu'elles atteignent le bord est, ces eaux chaudes sont alors redistribuées vers les plus hautes latitudes et quittent la bande équatoriale.

La théorie de l'oscillateur rechargé met elle aussi en avant le rôle dynamique des variations de contenu thermique (liées à la profondeur de la thermocline) dans la bande équatoriale. Elle peut se décomposer en quatre phases (*figure 1.3.i)*. La phase El Niño (*figure 1.3.i, phase I*) se caractérise par une anomalie de vent d'ouest dans le Pacifique central associée à un réchauffement de la SST et un approfondissement de la thermocline dans l'est du bassin. Le vent et la pente de la thermocline entraînent alors une vidange du contenu thermique par transport de Sverdrup méridien. La remontée de la thermocline à l'est finit par annuler l'anomalie de SST et l'anomalie de vent (et donc le transport) qui lui est associée (*figure 1.3.i, phase II*). Par upwelling climatologique peut alors apparaître une anomalie froide de SST qui entraîne une anomalie de vent d'est. Ces deux anomalies se renforcent mutuellement par le biais de la remontée de la thermocline à l'est induite par le vent, c'est le développement d'un événement La Niña (*figure 1.3.i, phase III*). Dans cette phase, le transport méridien converge dans la bande équatoriale, rechargeant le contenu thermique jusqu'à ce que l'approfondissement de la thermocline à l'est annule finalement l'anomalie froide de SST (*figure 1.3.i, phase IV*). Le système peut alors basculer vers un nouvel épisode El Niño. Les anomalies d'advection zonale, en phase avec la pente de la thermocline, peuvent aussi renforcer les anomalies de SST à l'est pendant les phases I et II [Jin et An, 1999].

Les variations en vent, contenu thermique et SST observées dans la bande équatoriale sont cohérentes avec cette théorie sur la période 1980-1999 [Meinen et McPhaden, 2000]. Les transports méridiens issus de données sur la période 1993-1999 le sont aussi mais montrent une dissymétrie nord-sud [Meinen et McPhaden, 2001]. Les échanges méridiens tropiques-subtropiques peuvent aussi jouer à l'échelle décennale [Alory et Delcroix, 2002 ; McPhaden et Zhang, 2002].

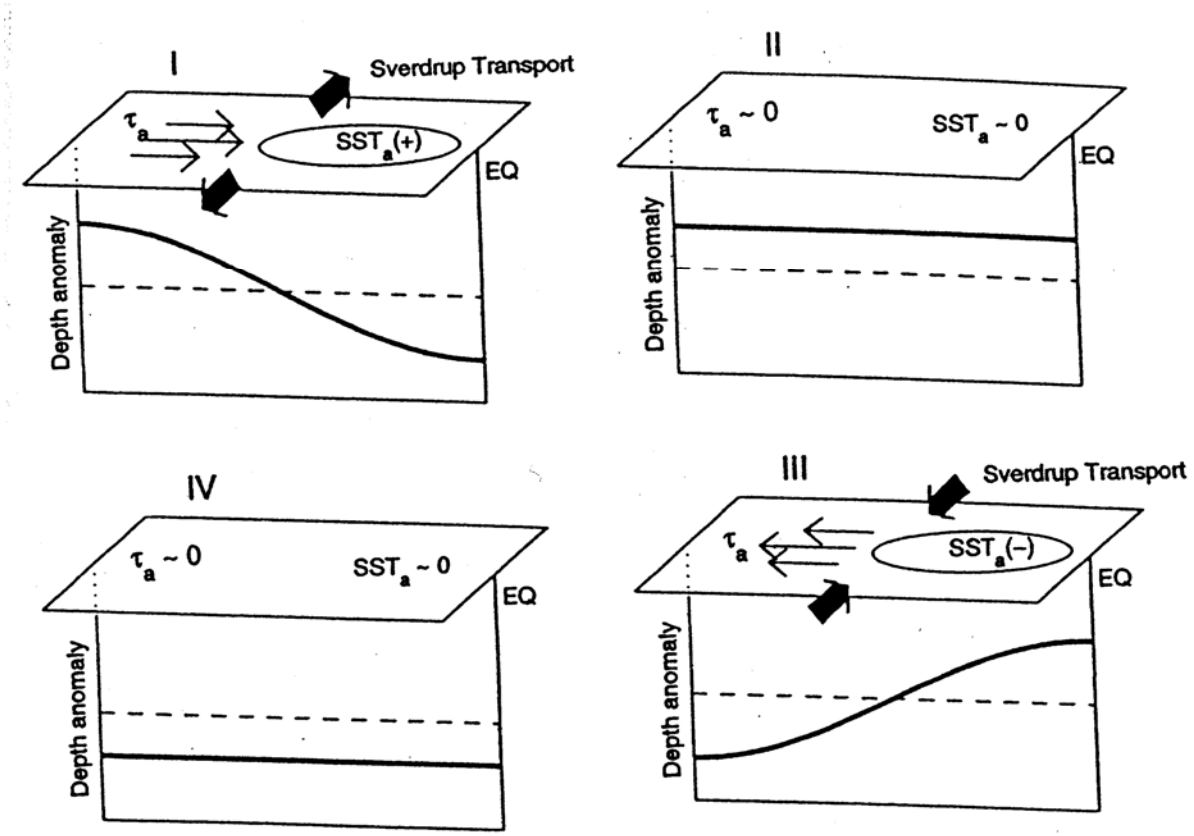


Figure 1.3.i : Représentation schématique de l'oscillateur rechargé (tiré de Meinen et McPhaden [2001]).

1.3.3.6 Théories unifiées

Les quatre théories précédentes ont des caractéristiques communes et d'autres qui leur sont propres. Ainsi, la croissance d'une anomalie repose toujours sur un couplage océan-atmosphère entre l'ouest et l'est du bassin. Par contre, la rétroaction négative qui annule l'anomalie et permet au système d'osciller diffère selon les théories. Pour l'oscillateur retardé, c'est l'advection verticale associée aux ondes réfléchies au bord ouest qui joue ce rôle. Dans le cas de l'oscillateur advectif-réflectif, c'est l'advection horizontale associée aux ondes réfléchies aux deux bords et aux courants moyens. Dans le cas de l'oscillateur du Pacifique Ouest, c'est l'advection verticale associée aux ondes forcées dans l'ouest du bassin. Enfin, dans le cas de l'oscillateur rechargé, c'est le déplacement verticale de la thermocline par transport méridien d'eaux chaudes.

Partant de ces constatations, Wang [2001] a établi un système d'équations différentielles prenant en compte tous les processus décrits ci-dessus, et reliant les anomalies de vent dans le Pacifique ouest et central, de profondeur de thermocline dans le centre-ouest

hors-équateur, et de SST dans l'est du bassin (*figure 1.3.j*). Il a ainsi montré que les théories oscillatoires dérivaient toutes de ce même système d'équations, chacune mettant l'accent sur un processus particulier.

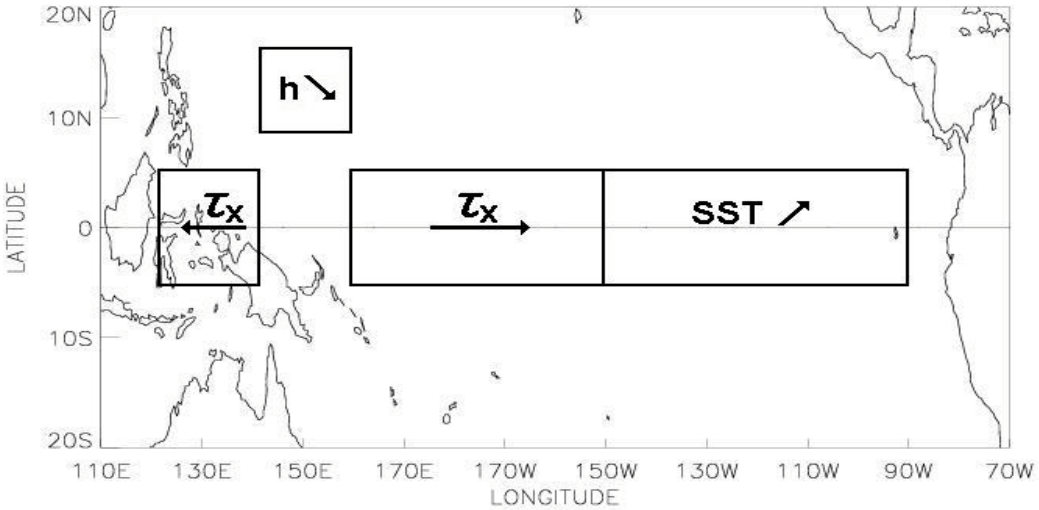


Figure 1.3.j : Variables utilisées dans la théorie de l'oscillateur unifié [Wang, 2001] et sens de leurs variations pendant un épisode EL Niño.

Une autre approche théorique unificatrice envisage ENSO comme une instabilité oscillatoire couplée du système océan-atmosphère [Neelin, 1991 ; Jin et Neelin, 1993 ; Neelin et Jin, 1993]. Elle est basée sur des modèles couplés intermédiaires fortement paramétrés, reproduisant une variabilité de type ENSO sur laquelle l'influence des différents processus physiques peut être quantifiée en jouant sur les paramètres. Ces études mettent en évidence deux cas limites pour ENSO. Dans l'un, les ondes équatoriales ont une vitesse considérée infinie et l'océan est en équilibre avec le vent. Dans l'autre, l'évolution de la SST est liée à la propagation des ondes équatoriales et la période du phénomène est plus grande. La représentation la plus réaliste d'ENSO se trouverait entre ces deux extrêmes.

Ces visions synthétiques permettent aux différentes théories de coexister mais ne rendent pas compte convenablement de l'irrégularité en amplitude et fréquence du phénomène ENSO qui existe dans la réalité.

1.3.4 Sources d'irrégularité

Une analyse fréquentielle des variations de pression atmosphérique et température de surface du Pacifique montre que sa variabilité climatique pluriannuelle a une signature

complexe (*figure 1.3.k*) dans laquelle le signal ENSO, couvrant une gamme de périodes comprises entre 2 et 7 ans, joue un rôle prépondérant. A cette dispersion fréquentielle d'ENSO s'ajoutent des variations considérables dans l'amplitude des événements El Niño et La Niña successifs (voir *figure 1.3.b*). Ces irrégularités pourraient s'expliquer par une interaction entre ENSO et le cycle saisonnier, un forçage stochastique de l'atmosphère ou encore par le rôle du sel dans la *warm pool*.

A plus basse fréquence, le signal ENSO peut aussi être modulé par la variabilité décennale (et interdécennale, dans une moindre mesure) dont la signature apparaît *figure1.3.k.*

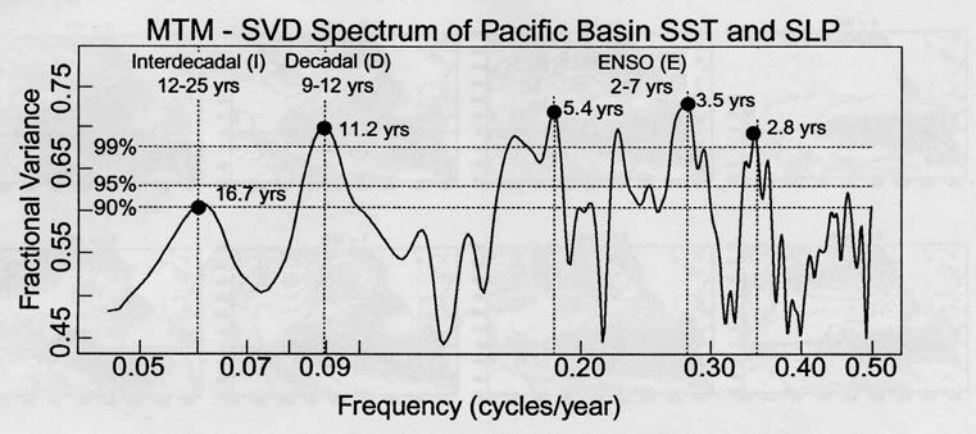


Figure 1.3.k : Spectre des variations de température et pression de surface du Pacifique (30°S-60°N) issues de données sur la période 1900-1991 (adapté de Tourre et al. [2001]).

1.3.4.1 Interaction avec le cycle saisonnier

L'une des caractéristiques principales des événements El Niño est d'atteindre leur pic, défini par un maximum d'anomalies de SST dans l'est du Pacifique, aux environs du mois de décembre [Rasmusson et Carpenter, 1982], ce qui suggère un lien avec le cycle saisonnier. Pourtant, aucun rôle explicite n'est attribué au cycle saisonnier dans les principales théories oscillatoires proposées pour ENSO.

Certaines conditions saisonnières contribueraient à placer le Pacifique tropical dans un état instable, favorisant ainsi le déclenchement d'un événement ENSO [Philander, 1983 ; Philander et al., 1984 ; Hirst, 1986]. Des variations saisonnières de la position de l'ITCZ, de la SST ou de l'upwelling équatorial pourraient ainsi favoriser la naissance d'un événement, ou jouer sur son amplitude [Philander, 1983 ; Battisti, 1988 ; Tziperman et al., 1997]. Ces mécanismes peuvent être vus comme une modulation saisonnière du couplage océan-atmosphère influant sur le développement d'ENSO [Zebiak et Cane, 1987 ; Cane et al., 1990 ;

Munnich et al., 1991 ; Galanti et Tziperman, 2000]. Des mécanismes reliant la terminaison des événements El Niño récents au cycle saisonnier ont également été identifiés [Harrison et Vecchi, 1999]. La synchronisation d'ENSO avec le rythme saisonnier pourrait de plus varier d'une décennie à l'autre [Mitchell et Wallace, 1996] .

D'autres études montrent que le forçage saisonnier pourrait aussi expliquer les irrégularités de fréquence d'ENSO [Tziperman et al., 1994 ; Jin et al., 1994 ; Chang et al., 1994 ; Tziperman et al., 1995 ; Chang et al., 1995]. Ces études utilisent des modèles dans lesquels une interaction non-linéaire entre ENSO et le cycle saisonnier est paramétrée. Selon la valeur de ce paramètre, deux types de variabilité principaux du système sont mis en évidence. Dans le cas le moins non-linéaire, le mode ENSO entre en résonance avec le cycle annuel, et sa période est alors multiple d'un an (*figure 1.3.l.A*), c'est un régime de blocage de fréquence. Dans l'autre, le système évolue vers le chaos, le spectre de fréquence est beaucoup plus continu (*figure 1.3.l.B*). Dans les deux cas, les caractéristiques de base d'ENSO restent identiques.

Le régime chaotique montre une irrégularité d'ENSO plus conforme à la réalité. Cependant, des tests de sensibilité dans un modèle couplé intermédiaire montrent que son domaine d'occurrence, dans l'espace des paramètres de couplage physiquement réalistes, reste faible comparé au régime de blocage de fréquence, qui serait donc plus susceptible d'exister dans la réalité [Jin et al., 1996, Neelin et al., 1998]. L'irrégularité d'ENSO requerrait alors l'introduction de bruit dans le système.

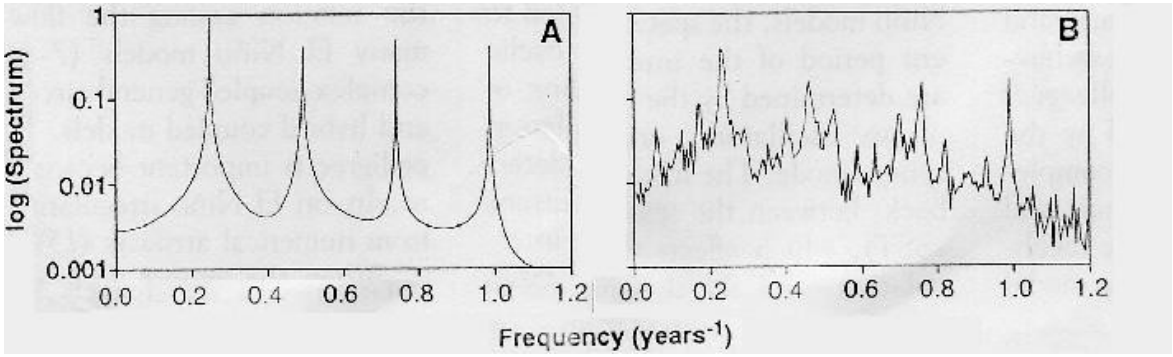


Figure 1.3.l : Spectre de la SST du Pacifique est-équatorial issue de deux simulations de 500 ans montrant : (A) un régime de blocage de fréquence, (B) un régime chaotique correspondant à un couplage saisonnier/ENSO plus fort (tiré de Jin et al. [1994]).

1.3.4.2 Forçage stochastique

La variabilité à haute fréquence de l'atmosphère peut interagir avec la variabilité interannuelle du système couplé océan-atmosphère [Lau et Shen, 1988 ; Hirst et Lau, 1990]. Son effet sur ENSO a été testé en introduisant, dans des modèles couplés, du bruit estimé à partir de données atmosphériques [Jin et al., 1996 ; Chang et al., 1996 ; Kleeman et Moore, 1997 ; Blanke et al., 1997]. Ces études montrent qu'un tel forçage stochastique peut expliquer les irrégularités d'ENSO.

Selon les modèles utilisés et leur paramétrage, le forçage stochastique joue un rôle plus ou moins grand dans la dynamique d'ENSO, donnant ainsi naissance à trois scénarios différents. Dans le premier, ENSO serait un mode stable, très amorti, excité par le forçage stochastique. Il ne serait alors plus un cycle régulier mais une suite d'événements individuels dont le déclenchement et le développement seraient fortement influencés par la variabilité intra-saisonnière [Penland et Sardeshmukh, 1995 ; Thomson et Battisti, 2000, 2001]. Dans le deuxième, ENSO serait un mode stable, faiblement amorti, ayant une période propre. Le forçage stochastique contribuerait à l'entretenir et à moduler sa fréquence et son amplitude [Blanke et al., 1997 ; Moore et Kleeman, 1999]. Dans le troisième, ENSO serait un mode instable, auto-entretenu. Le forçage stochastique, tout comme l'interaction avec le cycle saisonnier, serait une simple source d'irrégularité [Grieger et Latif, 1994 ; Jin et al., 1996 ; Blanke et al., 1997]. Les trois scénarios peuvent être simulés dans un même modèle en jouant sur certains paramètres (*figure 1.3.m*).

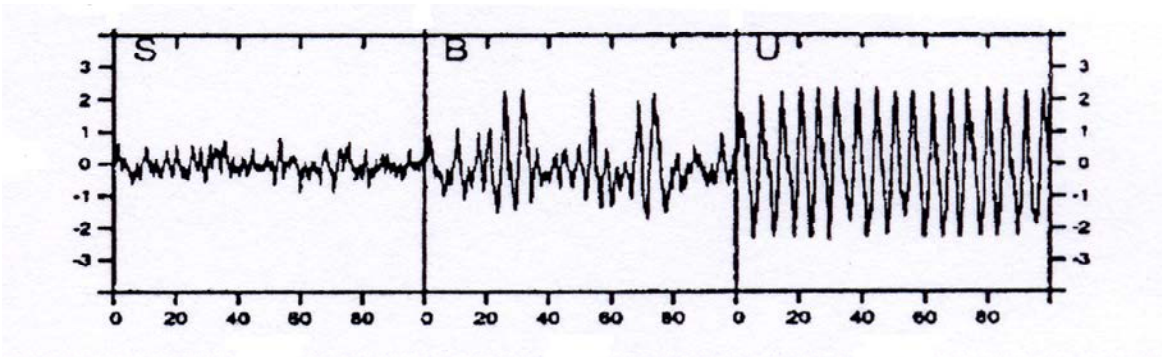


Figure 1.3.m : Evolution temporelle de la SST (°C) dans la boîte Niño3 (5°S-5°N, 150°W-90°W) issue d'une simulation couplée de 100 ans forcée stochastiquement, dans le cas d'un mode ENSO : (S) stable très amorti, (B) stable peu amorti, (U) instable (tiré de Moore et Kleeman [1999]).

Dans la réalité, la transition entre mode stable et instable pourrait se faire par une variation des conditions moyennes du Pacifique tropical, notamment à l'échelle décennale [Fedorov et Philander, 2000, 2001].

La variabilité haute fréquence de l'atmosphère est composée de structures intra-saisonnières relativement organisées comme les coups de vent d'ouest (*Westerly Wind Bursts*, WWB) ou l'oscillation de Madden-Julian (*Madden-Julian Oscillation*, MJO) dont le rôle sur ENSO est à l'étude [WWB : Delcroix et al., 1994 ; McPhaden, 1999 ; Lengaigne et al., 2002 ; MJO : Hendon et al., 1999 ; Slingo et al., 1999 ; Kessler, 2001; Cravatte et al., 2002], et d'autres signaux difficilement discernables des erreurs d' observation.

L'interaction des échelles intra-saisonnières et saisonnières avec ENSO ne facilite pas la prévision du phénomène [Kleeman et Moore, 1997 ; Blanke et al., 1997 ; Latif et al., 1998].

1.3.4.3 Rôle du sel dans la *warm pool*

La salinité joue un rôle essentiel sur la stratification verticale dans le Pacifique tropical ouest. Cette région se caractérise par la présence d'une couche d'eau chaude et salée, appelée barrière de sel, située entre les eaux de surface chaudes et peu salées de la *warm pool* et celles plus froides et salées situées sous la thermocline [Lukas et Lindstrom, 1991 ; Vialard et Delecluse, 1998a]. Sa formation est due pour l'essentiel à la subduction d'eau du Pacifique central sous la *warm pool*, liée à la convergence des courants au niveau du front de salinité de surface associé au bord est de la *warm pool* [Vialard et Delecluse, 1998b]. L'épaisseur de la barrière de sel a pu être calculée à partir de mesures in situ de profils de température et salinité et montre une variabilité interannuelle liée à ENSO [Sprintall et Tomczak, 1992 ; Sprintall et McPhaden, 1994 ; Ando et McPhaden, 1997 ; Delcroix et McPhaden, 2002].

La barrière de sel peut jouer un rôle important pendant la phase de déclenchement d'un événement El Niño en jouant sur le couplage océan-atmosphère, associé aux SST élevées. Elle limite les échanges de chaleur entre la *warm pool* et les eaux plus profondes, en bloquant l'entraînement vertical à la base de la couche de mélange [Lukas et Lindstrom, 1991 ; Godfrey et al., 1991]. Elle contribue ainsi à maintenir dans la *warm pool* les températures élevées nécessaires au déclenchement d'El Niño. Elle piège également la quantité de mouvement induite par le vent dans une couche de mélange peu profonde, et facilite donc le déplacement vers l'est de la *warm pool* sous l'effet d'un WWB, ce qui augmente la zone d'action du vent et favorise le démarrage d'un événement El Niño [Vialard et Delecluse,

1998b ; Picaut et al., 2001]. Les WWBs peuvent eux-mêmes favoriser la formation de la barrière de sel avant d'éroder cette stratification haline dans un second temps [Cronin et McPhaden, 2002].

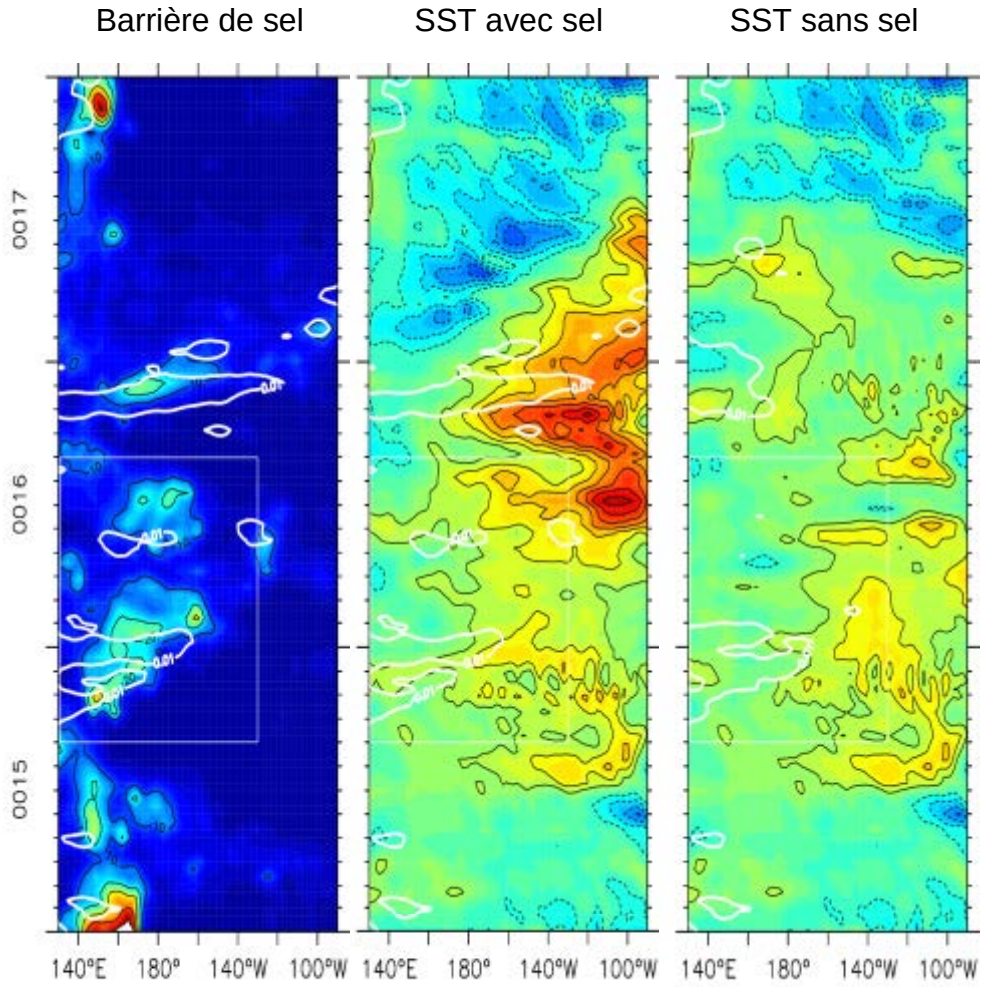


Figure 1.3.n : Evolution, au cours de 3 ans de simulation couplée, de la profondeur de la barrière de sel (à gauche) et de la SST (au milieu) dans la configuration standard du modèle, et de la SST dans le cas où la stratification haline n'est pas prise en compte dans le modèle (à droite). Les isolignes blanches indiquent les principaux WWBs. D'après Maes et al. [2002].

L'impact de la stratification haline sur le déclenchement d'El Niño a pu être testé dans un modèle couplé de circulation générale [Maes et al., 2002]. Les résultats montrent que la non-prise en compte de celle-ci dans le modèle peut empêcher, malgré la présence de WWBs, le développement de certains épisodes El Niño simulés dans le cas contraire (*figure 1.3.n*).

L'irrégularité d'ENSO, en termes de fréquence et d'amplitude, est donc susceptible d'être liée à la fois aux conditions saisonnières, à la variabilité haute fréquence de l'atmosphère et à la stratification haline de l'océan.

1.4 Variabilité décennale

1.4.1 Observations

La variabilité du Pacifique, fortement liée à ENSO dans les tropiques, se caractérise également par de plus grandes échelles de temps, couvrant des périodes d'une à quelques décennies (*figure 1.3.i*). Aux moyennes latitudes du Pacifique Nord, l'amplitude de cette variabilité décennale à interdécennale semble plus forte que celle de la variabilité interannuelle [Zhang et al., 1997]. Elle peut être extraite à partir des données climatiques par une analyse en composante principale. Ainsi définie, elle a été baptisée du nom d'Oscillation Décennale du Pacifique (*Pacific Decadal Oscillation*, PDO) [Mantua et al., 1997 ; Mantua et Hare, 2002]. La structure spatiale de la PDO, proche de celle d'ENSO dans la bande équatoriale, s'en distingue par les fortes anomalies de vent et SST présentes dans le Pacifique Nord (*figure 1.4.a*). Sa fonction temporelle (*figure 1.4.b*) sur le dernier siècle montre notamment un changement de régime climatique dans les années 1943-44, un autre en 1976-77 [Nitta et Yamada, 1989 ; Trenberth, 1990 ; Graham, 1994 ; Miller et al., 1994], ce dernier correspondant, dans le Pacifique tropical, au passage d'une phase froide à une phase chaude. Le changement de régime de 1976-77 a eu un impact sur de nombreux écosystèmes du Pacifique Nord [Francis et Hare, 1994 ; Miller et Schneider, 2000 ; Mantua et Hare, 2002]. D'autres études suggèrent une symétrie de la signature de la PDO dans l'hémisphère sud [White et Cayan, 1998 ; Garreaud et Battisti, 1999].

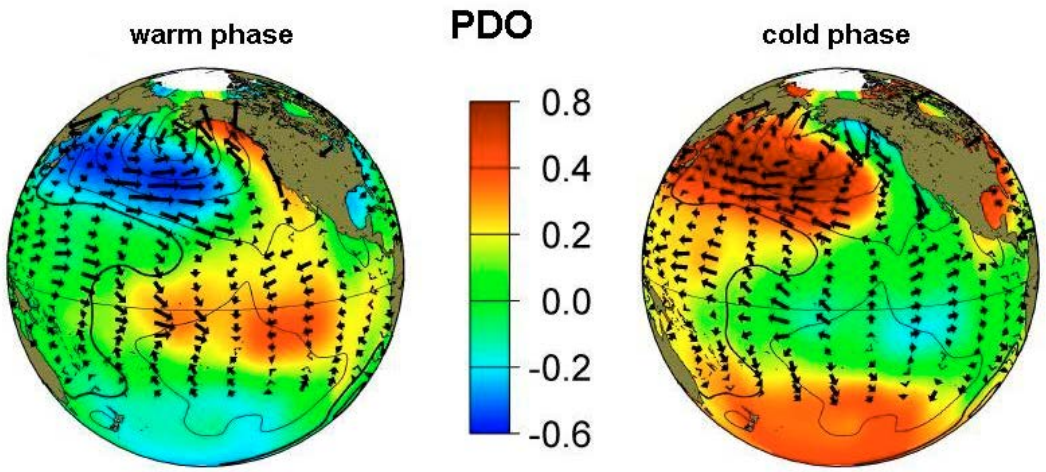


Figure 1.4.a : Anomalies de SST (couleurs, en °C) et de vent (flèches) associées aux phases chaudes et froides de la PDO (source : JISAO).

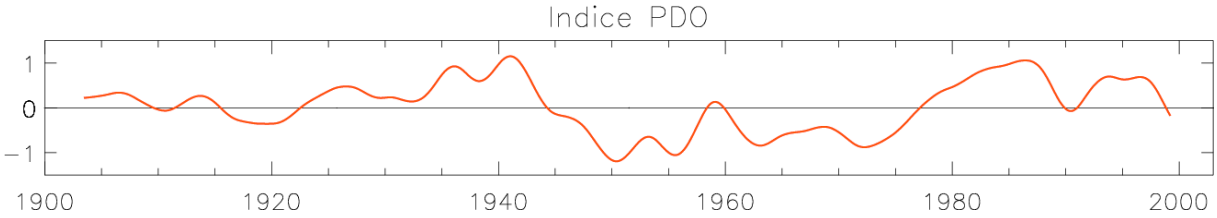


Figure 1.4.b : Fonction temporelle de la PDO (unités normalisées).

1.4.2 Influence sur ENSO

L'activité ENSO varie à l'échelle de quelques décennies. Ainsi, les décennies 80 et 90, ont vu naître quatre événements El Niño dont les deux plus forts du siècle (1982-83, 1997-98) et un autre d'une durée exceptionnellement longue (1990-95 si on le considère d'un seul bloc) [Trenberth et Hoar, 1996]. Par contre, les trois décennies précédentes se caractérisaient par des événements El Niño plus rares et modestes. Ce contraste est cohérent avec le changement de régime climatique de 1976-77 décrit dans le Pacifique. De plus, un filtrage basse fréquence de la SST du Pacifique est-équatorial (*figure 1.4.c*, voir aussi la figure 1A de Fedorov et Philander [2000]), indicateur d'ENSO, fait apparaître une variabilité décennale du phénomène rappelant la signature temporelle de la PDO (*figure 1.4.b*).

Cette variabilité décennale correspond à une évolution des conditions moyennes du Pacifique tropical, sur laquelle se superpose l'activité ENSO. Dans cette optique, la ligne de référence pour ENSO dans la *figure 1.4.c* ne devrait plus être la moyenne à long terme de la SST mais sa fluctuation décennale. Ce choix peut expliquer en partie la grande occurrence d'événements El Niño depuis le début des années 80 et leur forte amplitude [Fedorov et Philander, 2000].

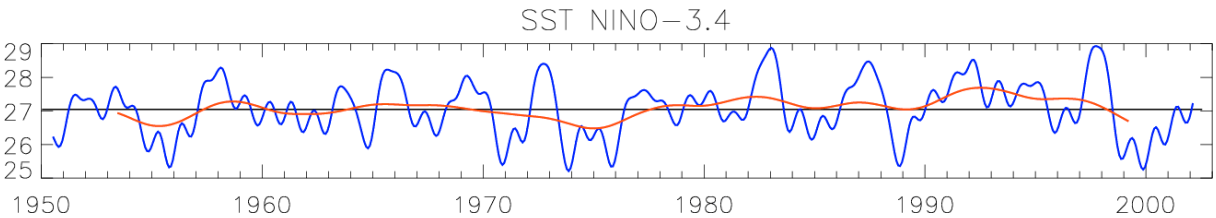


Figure 1.4.c : Variations de SST (°C) dans la boîte Niño-3.4 (courbe bleue) superposées sur leur valeur moyenne (ligne noire) et leurs fluctuations décennales (périodes > 7 ans, courbe rouge).

Cependant, le changement de régime est suivi d'une modification plus profonde des caractéristiques d'ENSO : sa phase de développement est affectée [Wang, 1995], sa période

est allongée (*figure 1.4.d*), les structures d'anomalies qui lui sont associées sont légèrement déplacées vers l'est (*figure 1.4.d*). Un lien entre ces deux derniers changements de structure d'ENSO a pu être établi [An et Wang, 2000]. Plus généralement, l'étude de modèles couplés intermédiaires montre qu'un changement de l'état moyen du Pacifique tropical peut, en jouant sur l'importance relative des différents couplages océan-atmosphère, modifier les caractéristiques d'ENSO [Jin et Neelin, 1993 ; Neelin et al., 1998 ; Fedorov et Philander, 2000]. Ainsi, An et Jin [2000], après avoir ajusté les paramètres de leur modèle aux conditions climatiques moyennes observées sur chacune des deux périodes contrastées, montrent que celui-ci simule des changements de structures d'ENSO réalistes entre ces deux périodes, qui reflètent le passage à la fin des années 70, d'un mode ENSO stable peu amorti, à un mode légèrement instable de plus grande période. Un tel changement de régime a un impact certain sur la prédictibilité du phénomène [Kirtman et Schopf, 1998].

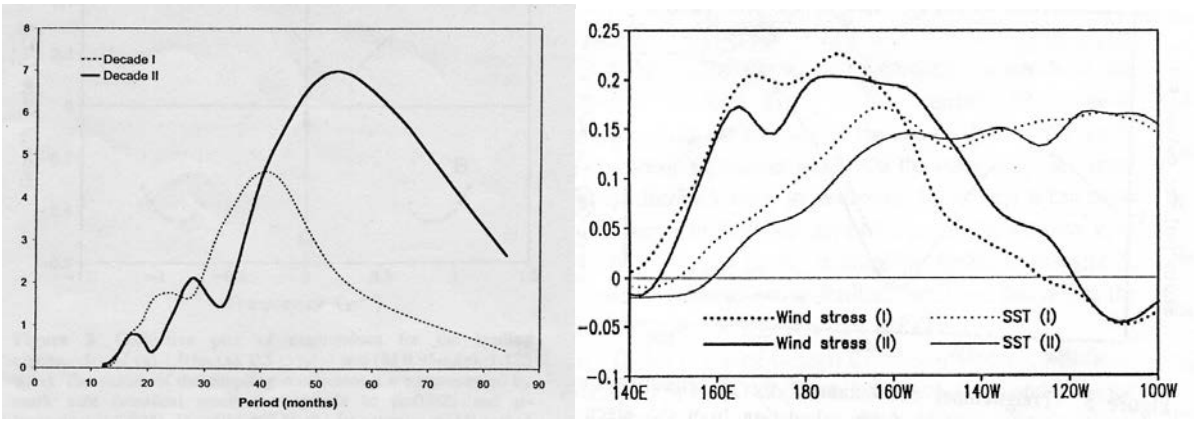


Figure 1.4.d : Composite des événements ENSO observés sur les périodes 1961-75 (traits pointillés) et 1981-1995 (traits pleins) : évolution temporelle des anomalies de SST dans la boîte (5°N-5°S, 150°W-90°W) (à gauche), distribution zonale des anomalies équatoriales de vent zonal (à droite, traits forts) et de SST (à droite, traits fins). Les unités sont normalisées. Tiré de An et Jin [2000].

1.4.3 Mécanismes à l'étude

Les mécanismes de la variabilité décennale constituent un domaine de recherche relativement récent dans lequel aucun consensus n'est clairement établi. Le changement de régime climatique de 1976-77 pourrait avoir une origine anthropique, en relation avec le réchauffement global de la planète [Timmermann et al., 1999 ; Collins, 2000 ; Timmermann, 2001]. Les études paléoclimatiques montrent cependant que la variabilité décennale, tout comme ENSO, est de longue date une composante naturelle du climat [Evans et al., 1999 ;

Evans et al., 2001]. On se limitera donc ici à décrire les mécanismes qui, dans ce cadre, peuvent expliquer son existence dans le Pacifique tropical.

1.4.3.1 Source intratropicale

La variabilité décennale pourrait être une composante intrinsèque du Pacifique tropical, au même titre qu'ENSO dont elle ne se distinguerait alors plus nettement. Des téléconnections atmosphériques similaires à celles associées à ENSO expliqueraient dans ce cas la variabilité décennale observée dans le Pacifique Nord [Bjerknes, 1966 ; Alexander, 1992 ; Lau et Nath, 1996].

Statistiquement, les variations aléatoires d'une série stationnaire bruitée peuvent avoir une composante décennale [Harrison et Larkin, 1997]. Un modèle couplé intermédiaire du Pacifique tropical, forcé stochastiquement, peut ainsi faire apparaître une modulation décennale de l'activité ENSO [Kirtman et Schopf, 1998 ; Moore et Kleeman, 1999].

La similarité des structures spatiales de surface associées à ENSO et à la PDO dans le Pacifique tropical suggère qu'un mécanisme proposé pour ENSO pourrait également agir à l'échelle décennale. Des études basées sur des modèles couplés de circulation générale montrent qu'une version modifiée de l'oscillateur retardé, faisant intervenir des ondes de Rossby d'ordre méridien plus élevé, donc se propageant plus lentement et à plus haute latitude, pourrait postuler à ce rôle [Knutson et Manabe, 1998 ; Yukimoto et al., 2000]. De même, la dynamique de l'oscillateur rechargé pourrait agir à plus basse fréquence qu'ENSO [Jin, 2001].

Le mécanisme proposé par Luo et Yamagata [2001], à partir d'observations, confère un rôle important au Pacifique tropical sud. Selon ce scénario (*figure 1.4.e*), un réchauffement anormal du Pacifique tropical induirait, par le biais d'une téléconnection atmosphérique, une anomalie négative de rotationnel de vent dans le Pacifique sud-ouest. Cette dernière provoquerait la remontée de la thermocline et donc des anomalies négatives de température en subsurface. Ces anomalies froides se propageraient alors vers le nord-ouest par ondes de Rossby et/ou advection par les courants moyens; arrivées à l'équateur, elles repartiraient vers l'est le long de la thermocline équatoriale pour finalement renverser la perturbation initiale, après environ 15 ans. Jin et al. [2001] proposent un mécanisme voisin, mais cette fois-ci dans le Pacifique tropical nord, enrichi d'une interaction entre *gyres* tropicale et subtropicale.

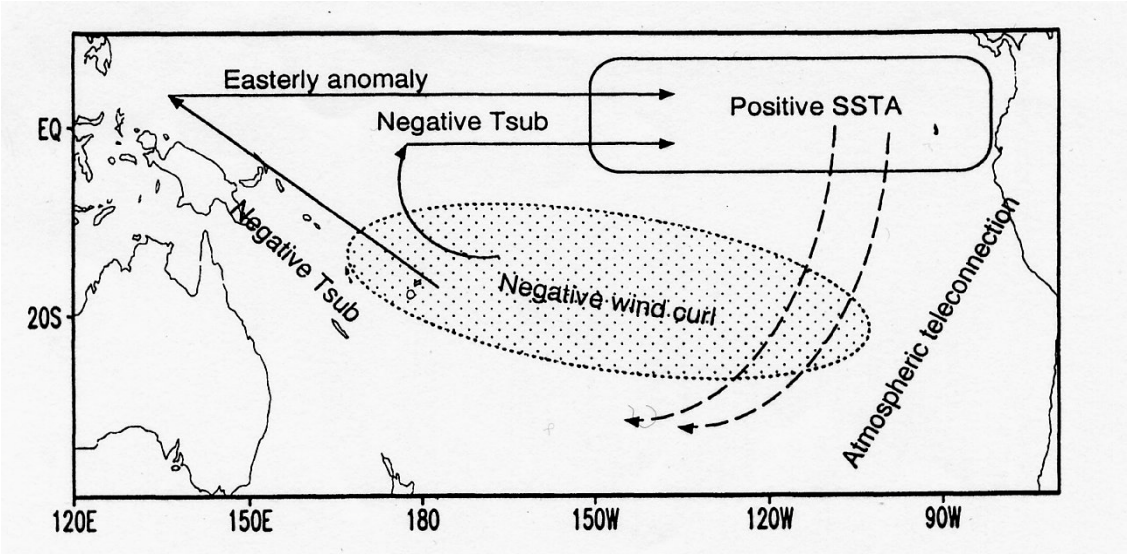


Figure 1.4.e : Représentation schématique du mode décennal décrit par Luo et Yamagata [2001].

D'autres auteurs [Hazeleger et al., 2001 ; Karspeck et Cane, 2002] montrent que, dans les tropiques, le forçage de vent local suffit à générer l'essentiel de la variabilité décennale. En particulier, un simple modèle linéaire forcé par des observations de vent dans la partie équatoriale ouest du bassin est capable de simuler un brusque changement de la pente zonale de la thermocline en 1976-77 [Karspeck et Cane, 2002]. Cependant, il reste dans ce cas à identifier l'origine de la variabilité décennale présente dans le vent, qui peut être externe aux tropiques.

1.4.3.2 Source extratropicale, transmission atmosphérique

La variabilité décennale pourrait aussi trouver son origine aux moyennes latitudes [Barnett et al., 1999a ; Miller et Schneider, 2000]. En effet, dans ces régions, un forçage stochastique par le flux de chaleur peut générer des variations décennales dans la SST [Hasselmann, 1976 ; Frankignoul, 1985], de même qu'un forçage stochastique par le vent peut générer des variations décennales dans les courants [Frankignoul et al., 1997]. La variabilité basse fréquence peut y être également due à un mode couplé océan-atmosphère du Pacifique Nord, d'une période proche de 20 ans [Latif et Barnett, 1994, 1996 ; Jin, 1997c].

La transmission de cette variabilité décennale des régions extratropicales aux régions tropicales pourrait alors se faire par l'atmosphère. Divers mécanismes ont été proposés. La circulation atmosphérique associée aux cellules méridiennes de Hadley pourrait jouer un rôle

essentiel, expliquant notamment l'opposition de phase entre les variations de SST tropicales et extratropicales [Wang et Weisberg, 1998].

Pierce et al. [2000] ont constaté, dans une simulation longue d'un modèle de circulation générale couplé, une bonne corrélation à basse fréquence entre les variations de la SST des latitudes moyennes du Pacifique et celles de la pente équatoriale de la thermocline. L'atmosphère pourrait faire le lien entre les deux : les variations décennales du vent zonal aux moyennes latitudes, couplées à celles de la SST, influencent les alizés qui sont en équilibre avec la pente de la thermocline [Barnett et al, 1999b ; Pierce et al., 2000].

Une connexion tropiques-extratropiques via l'atmosphère entraîne une transmission quasi-instantanée de la variabilité décennale entre ces deux régions.

1.4.3.3 Connexion océanique tropiques-extratropiques

La variabilité décennale pourrait de plus résulter d'une interaction entre les régions tropicales et extratropicales, dans laquelle la transmission lente d'un signal océanique générerait la basse fréquence.

Tropiques et extratropiques sont reliés, dans l'océan, par des cellules de circulation méridiennes peu profondes, les STCs (*Shallow subTropical Cells*) : l'eau est subductée dans les subtropiques en hiver (vers 20-30° de latitude) et transportée lentement le long de surfaces de densité constante (isopycnes) jusqu'à la thermocline équatoriale [Luyten et al., 1983], rejoignant ainsi le sous-courant ; entraînée par l'upwelling, elle regagne alors la surface où la divergence d'Ekman la redirige vers les pôles (*figure 1.4.f*). Cette circulation, simulée par les modèles [McCreary et Lu, 1994 ; Liu et al., 1994 ; Rothstein et al., 1998], a été mise en évidence par des études de traceurs [Fine et al., 1987] et de données de subsurface [Johnson et McPhaden, 1999]. Sa branche inférieure rejoint l'équateur par des chemins différents selon l'hémisphère, plus directs au sud qu'au nord (*figure 1.4.g*).

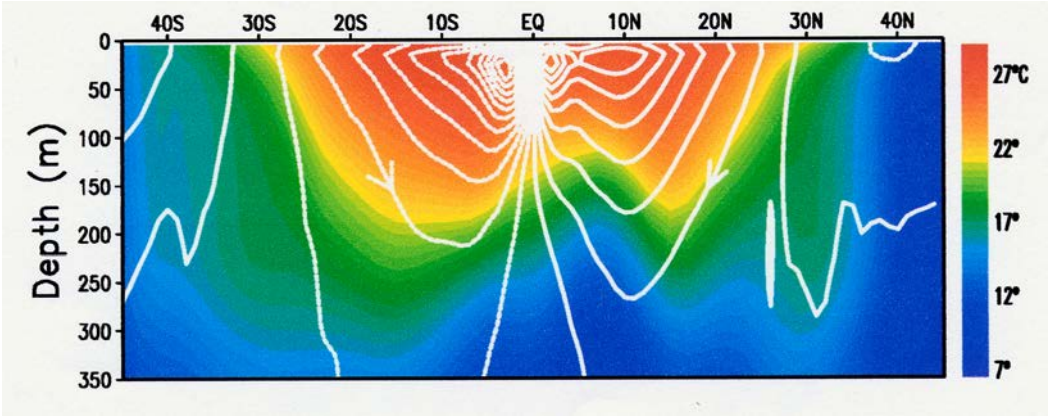


Figure 1.4.f : Coupe latitudinale de la température moyenne à 170°W (couleur) et de la circulation méridienne représentée par sa fonction de courant (contour). Tiré de Nonaka et al. [2002].

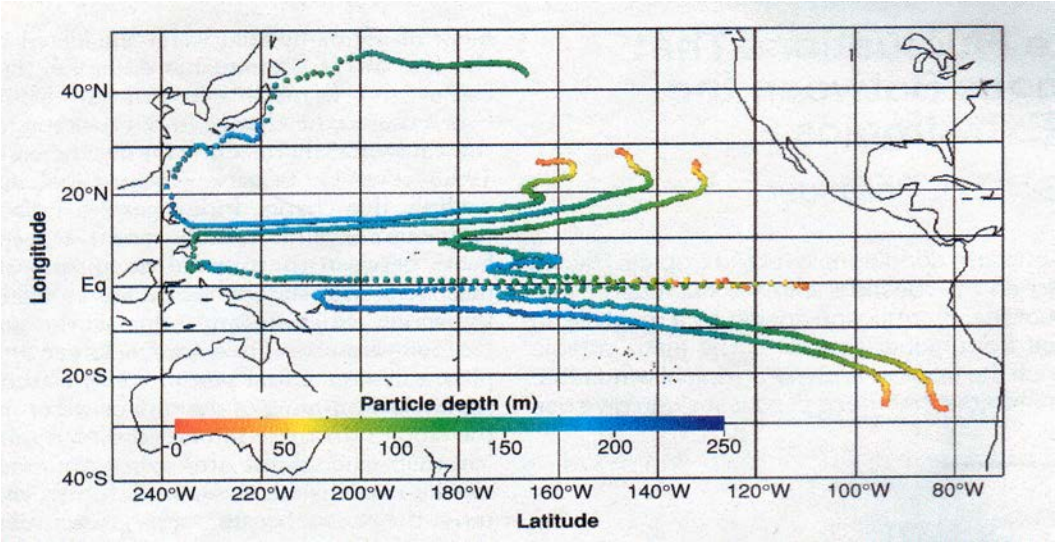


Figure 1.4.g : Déplacements tridimensionnels de particules d'eau subductées dans les subtropiques couvrant une période 16 ans, issus d'un OGCM. Tiré de Gu et Philander [1997].

Selon le scénario de Gu et Philander [1997], une anomalie chaude de température née dans les subtropiques et advectée par ces STCs jusqu'à l'équateur entraîne un réchauffement de la SST équatoriale. Par couplage océan-atmosphère, les vents d'ouest extratropicaux s'intensifient alors et entraînent, par évaporation, un refroidissement de la SST dans la zone de subduction. Cette anomalie froide, en se transmettrant aux tropiques, va inverser le cycle. Un tel processus est capable de générer des oscillations dont la période est liée au temps de trajet des anomalies océaniques des subtropiques à l'équateur, qui est de l'ordre de la décennie. La subduction d'anomalies de température dans le Pacifique Nord et leur lente propagation vers le sud a en effet été observée [Deser et al., 1996 ; Tourre et al., 1999 ; Schneider et al., 1999a], mais leur passage dans la thermocline équatoriale, en particulier celui d'anomalies chaudes en 1976-77, n'est visible que sur certains jeux de données [Zhang et al.,

1998]. Des études de modèles suggèrent également que ces anomalies se propagent difficilement en-dessous de 10°N [Schneider et al., 1999b ; Nonaka et Xie, 2000].

Un autre scénario, dans lequel les anomalies de température se propagent par des ondes de Rossby lentes à moyenne latitude jusqu'au bord ouest puis jusqu'à l'équateur par des ondes de Kelvin côtières, a été proposé par Lysne et al. [1997] mais n'a pas été observé dans les données.

En moyenne, les STCs contribuent, par apport d'eau froide en subsurface, upwelling et évacuation de l'eau chaude de surface, au refroidissement de la bande équatoriale. Un changement d'intensité des STCs peut donc affecter la SST équatoriale. Or, leur intensité est intimement liée à celle des alizés subtropicaux, qui gouvernent la divergence d'Ekman et la convergence géostrophique via la pente de la thermocline. Des modèles montrent ainsi que les alizés subtropicaux, qui sont soumis à des variations décennales, peuvent transmettrent ces oscillations à la SST équatoriale via un changement d'intensité des STCs [Kleeman et al., 1999 ; Nonaka et al., 2002]. Dans ce mécanisme, la variation du flux de chaleur méridien associé aux STCs est essentiellement liée à l'advection de la température moyenne par les anomalies de courant, alors que celui de Gu et Philander [1997] repose sur l'advection d'anomalies de température par le courant moyen. L'analyse de données montre effectivement que le brusque réchauffement observé dans les tropiques en 1976-77 est associé à une baisse de la convergence géostrophique dans la pycnocline (*figure 1.4.h*) symétrique au nord et au sud, une augmentation de la divergence d'Ekman, et une baisse de l'upwelling équatorial [McPhaden et Zhang, 2002]. De plus, le transport de Sverdrup calculé à partir des vents observés montre une tendance cohérente avec cet affaiblissement des STCs. L'origine de la variabilité décennale des vents subtropicaux, extra-tropicale ou liée à une lente rétroaction négative des tropiques vers les subtropiques, reste cependant à éclaircir.

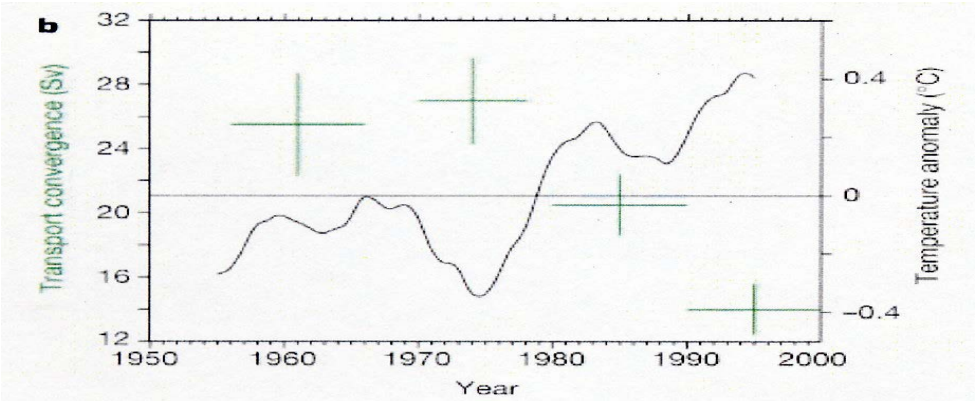


Figure 1.4.h : Convergence des transports dans la pycnocline entre 9°N et 9°S sur les périodes 1956-65, 1970-77, 1980-89, 1990-99 (traits verts horizontaux, avec barre d'erreur) et variations décennales de la SST dans la boîte (9°N-9°S, 90°W-180°W). Tiré de McPhaden et Zhang [2002].

2 Variations interannuelles de niveau de la mer et transport de masse par altimétrie et modèle linéaire

2.1 Introduction

La théorie de l'oscillateur retardé propose une vision essentiellement zonale d'ENSO dans un cadre strictement équatorial. L'oscillateur rechargé, lui, repose sur des échanges méridiens entre la bande équatoriale et les tropiques extra-équatoriaux, ce qui malgré tout n'est pas incompatible avec la théorie précédente [Jin, 1997a]. Dans la réalité, les aspects zonaux et méridiens du phénomène ENSO coexistent. Ainsi, les données in situ montrent qu'à l'échelle de 3-4 ans, les anomalies de profondeur de la thermocline (associées, dans les tropiques, aux anomalies de contenu thermique, de hauteur dynamique, et de température le long de la thermocline moyenne) semblent décrire un circuit (*figure 2.1*) continu d'ouest en est le long de l'équateur, de l'équateur à environ 15°N le long du bord est, d'est en ouest le long de 15°N environ, et de 15°N à l'équateur le long du bord ouest [Kessler, 1990 ; Zhang et Levitus, 1996, 1997 ; Delcroix, 1998 ; Durand et Delcroix, 2000].

Ce circuit pourrait être associé à la propagation zonale d'ondes de Kelvin équatoriales et d'ondes de Rossby extra-équatoriales et à leur réflexion (respectivement au bord est et au bord ouest) dans laquelle interviendrait en outre des ondes de Kelvin côtières de propagation méridienne [Godfrey, 1975]. Il n'est pas encore clairement établi que ce transfert d'anomalies joue un rôle actif pour ENSO ou au contraire qu'il n'en est qu'un effet secondaire, voire une simple conséquence. Les ondes de Rossby extra-équatoriales peuvent être générées par réflexion d'ondes de Kelvin au bord est mais aussi forcées localement par le rotationnel du vent [McCreary, 1983 ; Battisti, 1989]. Le lien entre les ondes de Rossby extra-équatoriales et les ondes de Kelvin équatoriales au bord ouest, potentiellement initiatrices d'ENSO, est sujet à controverse [Graham et White, 1988 , 1991 ; Battisti, 1989 ; Kessler, 1991]. Les anomalies de température extra-équatoriales pourraient aussi rejoindre l'équateur par l'intérieur du bassin en transitant par le NECC, comme il semble avoir été le cas au début des épisodes El Niño 1991-1992 et 1997-1998 [Zhang et al., 1999 ; Zhang et Busalacchi, 1999].

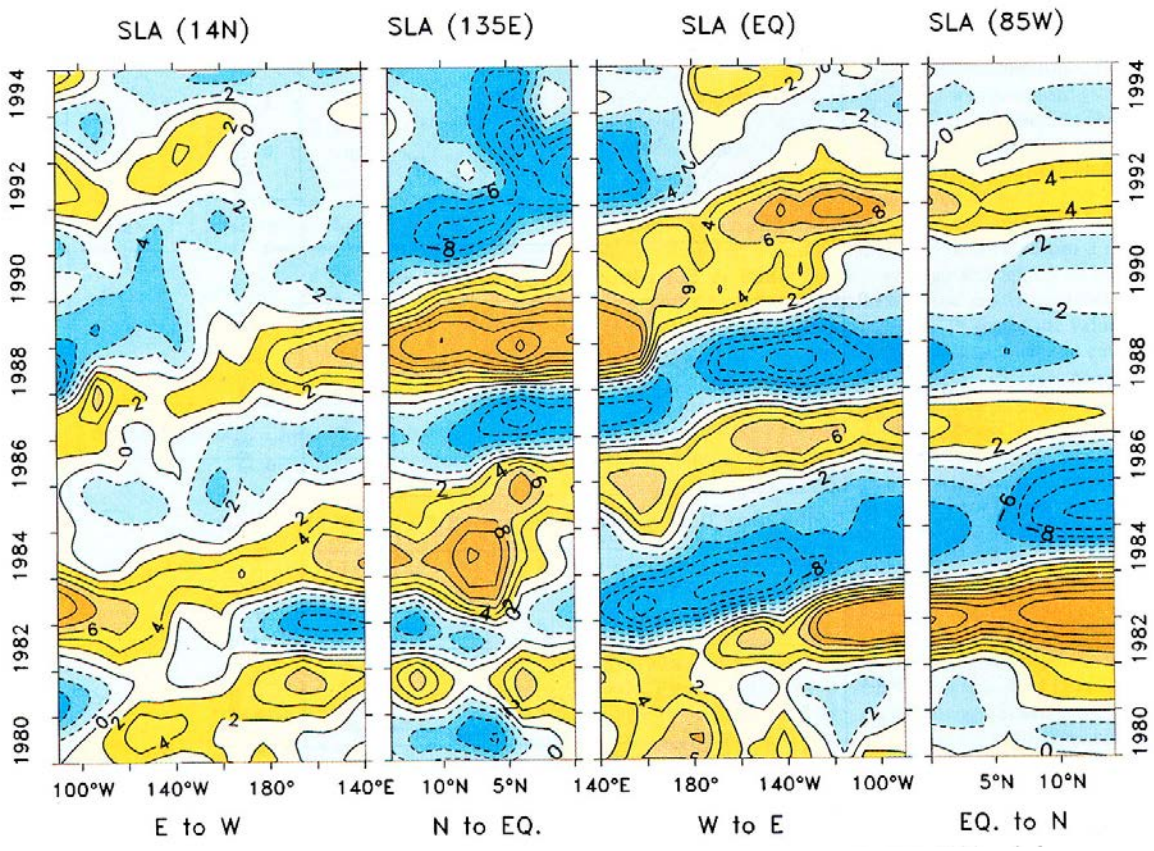


Figure 2.1 : Variations interannuelles des anomalies de hauteur dynamique sur la période 1980-1994 ; de gauche à droite : section zonale le long de 14°N du bord est au bord ouest, section méridienne le long du bord ouest de 14°N à l'équateur, section zonale le long de l'équateur du bord ouest au bord est, section méridienne le long du bord est de l'équateur à 14°N. Tiré de Delcroix [1998].

On se propose dans ce chapitre, à partir de données de vent et de niveau de la mer, d'isoler les aspects zonaux et méridiens du phénomène ENSO. Un modèle linéaire, qui devra d'abord être validé, sera ensuite utilisé pour analyser, en termes d'ondes équatoriales, le lien entre les structures de vent et de niveau de la mer mises en évidence. Le modèle permettra également d'identifier les transports de masse mis en jeu, et d'en séparer la composante géostrophique et d'Ekman. Les résultats devront être interprétés en regard des théories existantes pour ENSO. L'essentiel de ce travail est présenté sous la forme d'un article qui vient juste d'être publié dans le *Journal of Geophysical Research*. Cet article sera précédé d'un résumé en français, et suivi de quelques compléments.

2.2 Résumé

Les deux principaux modes de variabilité interannuelle du Pacifique tropical sont extraits par une analyse multivariée des variations de vent zonal et niveau de la mer. On utilise les données satellitaires de vent ERS et de niveau de la mer TOPEX/Poséidon sur la période 1993-1999, de vent FSU sur la période 1961-1999, et le niveau de la mer simulé par un modèle linéaire forcé par les données de vent.

Le mode dominant issu des données ERS et TOPEX/Poséidon sur la période 1993-1999 a une signature temporelle caractéristique d'ENSO. Il consiste en un basculement zonal de niveau de la mer autour de la ligne de changement de date, d'amplitude maximale sur l'équateur à l'est et vers 5°N et 5°S à l'ouest, auquel est associée une structure équatoriale de vent zonal proche de la ligne de changement de date. Ce mode est décrit en termes d'ondes équatoriales forcées et réfléchies aux deux bords. Il est bien reproduit, sur la même période, quand le niveau de la mer est simulé par le modèle forcé par les vents ERS. Ce même mode est aussi mis en évidence, sur la période 1964-1999, à partir des données de vent FSU et du niveau de la mer simulé par le modèle forcé par ces vents. Une structure simple de vent zonal est identifiée comme responsable de ce basculement zonal en niveau de la mer à l'aide du modèle.

Un second mode de variabilité, déphasé par rapport à ENSO, est identifié à partir des données ERS et TOPEX/Poséidon sur la période 1993-1999. Il consiste essentiellement en un basculement méridien de niveau de la mer autour de 5°N, auquel sont associées deux structures d'anomalies de vent zonal de signe opposé, l'une dans le nord-ouest du Pacifique tropical, l'autre à l'est légèrement au sud de l'équateur. Ce deuxième mode est bien reproduit, sur la même période, quand le niveau de la mer est simulé par le modèle forcé par les vents ERS. Il est aussi mis en évidence, sur la période 1964-1999, à partir des données de vent FSU et du niveau de la mer simulé par le modèle forcé par ces vents. Une structure simple de vent zonal est une fois de plus identifiée comme responsable de ce basculement méridien en niveau de la mer à l'aide du modèle. Ce second mode de variabilité, particulièrement marqué durant les forts épisodes El Niño de 1982-83 et 1997-98, rappelle la théorie de l'oscillateur rechargé bien qu'il ne présente pas de symétrie équatoriale. De plus, sa fonction temporelle semble inclure une composante décennale.

Le rôle des transports horizontaux entre 0 et 200 mètres, simulés par le modèle forcé par les vents FSU et validés sur la période 1993-99, dans les basculements zonaux et méridiens de

niveau de la mer mis en évidence, est ensuite quantifié dans trois boîtes : une boîte sud (15°S-5°S, 156°E-80°W), une boîte équatoriale (5°S-5°N, 136°E-80°W) et une boîte nord (5°N-15°N, 136°E-80°W). Pour les deux modes de variabilité, l'advection de masse à travers les latitudes 15°S et 15°N est faible. Dans le cas du premier mode, caractéristique d'ENSO, la boîte équatoriale se remplit et se vide essentiellement par un transport géostrophique zonal à travers sa frontière ouest, en partie compensé par des transports méridiens à 5°N et 5°S d'amplitude maximale à l'ouest et à l'est du bassin. Le second mode joue un rôle prépondérant dans le remplissage et la vidange des boîte nord et équatoriale en opposition de phase, principalement par transport méridien géostrophique à 5°N vers le milieu du bassin. Ses modulations à l'échelle décennale pourraient expliquer le passage d'un régime El Niño-La Niña équilibré avant l'événement El Niño de 1982-83 à un régime favorisant les conditions El Niño après.

2.3 Article JGR

JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL. 107, NO. C10, 3153, doi:10.1029/2001JC001067, 2002

Interannual sea level changes and associated mass transports in the tropical Pacific from TOPEX/Poseidon data and linear model results (1964–1999)

Gaël Alory[1] and Thierry Delcroix[1]
Institut de Recherche pour le Développement (IRD), Nouméa, New Caledonia, France

Received 25 July 2001; revised 14 March 2002; accepted 29 March 2002; published 16 October 2002.

[1] The main modes of interannual climate variability in the tropical Pacific are identified using satellite-derived wind (ERS) and sea level (TOPEX/Poseidon) data for the 1993–1999 period and output from a linear model forced by observed Florida State University (FSU) wind for the 1964–1999 period. During the 1993–1999 period a dominant El Niño-Southern Oscillation (ENSO) signal showed up in the equatorial band as a zonal seesaw pattern in sea level around a fulcrum at the dateline, associated with an equatorial patch of zonal wind centered near the dateline. This oscillation is described in terms of long equatorial waves. A secondary ocean-atmosphere coupled mode of variability, mainly linked to the strong 1997–1998 El Niño event, is identified, consisting of a meridional seesaw pattern in sea level with its fulcrum at 5°N, associated with opposite zonal wind anomalies in the northwestern and southeastern parts of the tropical Pacific. Both modes of variability are well reproduced in the linear model forced by either the ERS wind during the 1993–1999 period or the FSU wind during the 1964–1999 period. The second mode of interannual variability, particularly active during the very strong 1982–1983 and 1997–1998 El Niño events, is reminiscent of the recharge oscillator theory. However, it shows no equatorial symmetry, and its temporal function seems to include a decadal component. Sensitivity studies enabled us to identify idealized zonal wind patterns as being responsible for the observed and modeled sea level zonal and meridional seesaw patterns. The role of horizontal (geostrophic and Ekman) mass advection on the sea level variations is then quantified in three selected boxes based on the sea level zonal and meridional seesaw patterns (the 15°–5°S, 156°E–80°W southern box, the 5°S–5°N, 136°E–80°W equatorial box, and the 5°–15°N, 136°E–80°W northern box). For both modes of variability, there is little mass advection across 15°N and 15°S. At the ENSO timescale (first mode of variability) the equatorial box fills or empties mainly through zonal geostrophic transport across its western boundary, while meridional transport partially counterbalances this mass budget. The second mode of variability accounts in large part for the buildup and depletion of the equatorial band, mainly through changes in the 5°N meridional geostrophic transport. Its modulation at decadal timescale could explain the shift from balanced El Niño/La Niña conditions before the 1982–1983 major El Niño event to prevailing El Niño conditions after. *INDEX TERMS:* 4215 Oceanography: General: Climate and interannual variability (3309); 4231 Oceanography: General: Equatorial oceanography; 4255 Oceanography: General: Numerical modeling; 4522 Oceanography: Physical: El Niño; 4556 Oceanography: Physical: Sea level variations; *KEYWORDS:* El Niño, sea level, mass transport, decadal variability, tropical Pacific

Citation: Alory, G., and T. Delcroix, Interannual sea level changes and associated mass transports in the tropical Pacific from TOPEX/Poseidon data and linear model results (1964–1999), *J. Geophys. Res.*, *107*(C10), 3153, doi:10.1029/2001JC001067, 2002.

1. Introduction

[2] *Bjerknes* [1969] first established the strong link between ocean and atmosphere involved in the phenomenon known today as El Niño-Southern Oscillation (ENSO), which is the main interannual climatic signal in the tropical Pacific. He explained the positive feedback responsible for the growing of a warm temperature anomaly in the eastern equatorial Pacific, but not the transition between El Niño and La Niña during the ENSO cycle. The theory of equatorial waves [*Matsuno*, 1966; *Moore*, 1968] improved our understanding of ENSO events. Evidence of equatorial Kelvin waves in interannual sea level changes was first

[1]Now at Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiales, Toulouse, France.

Copyright 2002 by the American Geophysical Union.
0148-0227/02/2001JC001067$09.00

glimpsed in tide gauge data [*Wyrtki*, 1975a]; linear models subsequently documented the influence of both equatorial Kelvin and Rossby waves [*McCreary*, 1976]. Later on, the use of coupled models proved that these waves could generate ENSO-like oscillations [*Zebiak*, 1984; *Cane and Zebiak*, 1985].

[3] The delayed oscillator theory [*Battisti*, 1989; *Schopf and Suarez*, 1988] was constructed upon these results. In this theory, westerly winds in the western equatorial Pacific generate eastward propagating downwelling Kelvin waves and westward propagating upwelling Rossby waves at the beginning of a warm event. The vertical displacement of the thermocline associated with Kelvin waves induces a warming of sea surface temperature (SST) and a sea level rise in the eastern equatorial Pacific. The upwelling Rossby waves then reflect at the western boundary into upwelling Kelvin waves, entailing a cooling of SST and sea level drop, which creates a negative feedback and enables the system to oscillate. A revised version of this theory [*Picaut et al.*, 1997] has been proposed. It also involves those waves but further emphasizes the role of horizontal advection in the displacement of the western Pacific warm pool (where SST > 28°C), and the reflection of Kelvin waves at the eastern boundary. The wave reflections at both sides of the ocean were observed in satellite altimetric sea level data [*Delcroix et al.*, 1991; *Boulanger and Menkes*, 1995, 1999] and can be reproduced as well in simple linear ocean models [*duPenhoat et al.*, 1992; *Delcroix et al.*, 2000]. Through zonal advection of the warm pool and vertical displacement of the thermocline, these equatorial waves engender a zonal heat content redistribution on the interannual timescale, which is manifested at the ocean surface as a sea level "seesaw" between the western and eastern equatorial Pacific.

[4] Apart from these zonal features which are mainly restricted to the equatorial band, a meridional heat content seesaw around 5°N, linked to ENSO, has also been detected in observations [*Kessler*, 1990; *Zhang and Levitus*, 1997; *Delcroix*, 1998; *Durand and Delcroix*, 2000] and in linear models [*Zebiak*, 1989]. Positive heat content anomalies, after crossing the equatorial Pacific from west to east during El Niño, seem to move northward along the eastern boundary, then travel westward along roughly 15°N until they reach the western boundary. Thereafter, the anomalies seem to move southward from 15°N to the equator along the western boundary. It is not yet clear whether or not this continuous circuit, happening on an ENSO-like 3–4 years timescale, has an active or passive role in the phenomenon. Moreover, the question remains open as to whether or not this displacement of anomalies is linked to a heat or mass transfer between the equatorial band and extraequatorial latitudes.

[5] Several previous studies have focused on the transfer of heat content (or related variables) between the equatorial band and higher latitudes, using either satellite altimetry [*Miller and Cheney*, 1990], island-based sea level stations [*Wyrtki*, 1985], or upper layer temperature measurements [*Meinen and McPhaden*, 2001]. They indicated that variability in the equatorial band heat content is related to ENSO, in particular a "buildup" [*Wyrtki*, 1985] of the equatorial band which frequently appears before an El Niño event. This was theorized in the recharge oscillator model proposed by *Jin* [1997]. Moreover, linear models helped to quantify mass transfers between the equatorial band and higher latitudes [*Pares-Sierra et al.*, 1985; *Springer et al.*, 1990], revealing that anomalous mass transport is mostly due to dephasing between the generally opposed geostrophic and Ekman components. *Wang* [2001] recently proposed a unified theory including the zonal and meridional features of ENSO.

[6] Figure 1a shows that the 1996–1998 TOPEX/Poseidon sea level anomaly clearly follows the continuous circuit described earlier. Namely, in relation to the zonal/meridional seesaw patterns, positive sea level anomalies crossed the equatorial Pacific from west to east between March and June 1997, concentrated on the eastern border in December 1997, seemed to move toward 10°N along the eastern border and then westward along 10°N, reaching the western border in June 1998. During the same period, negative sea level anomalies moved from the northeastern tropical to the western equatorial Pacific along 10°N and then equatorward along the western border. While the circuit can still be seen on interannual anomalies (Figure 1b), the seasonal signal clearly modulates the meridional seesaw in sea level anomaly.

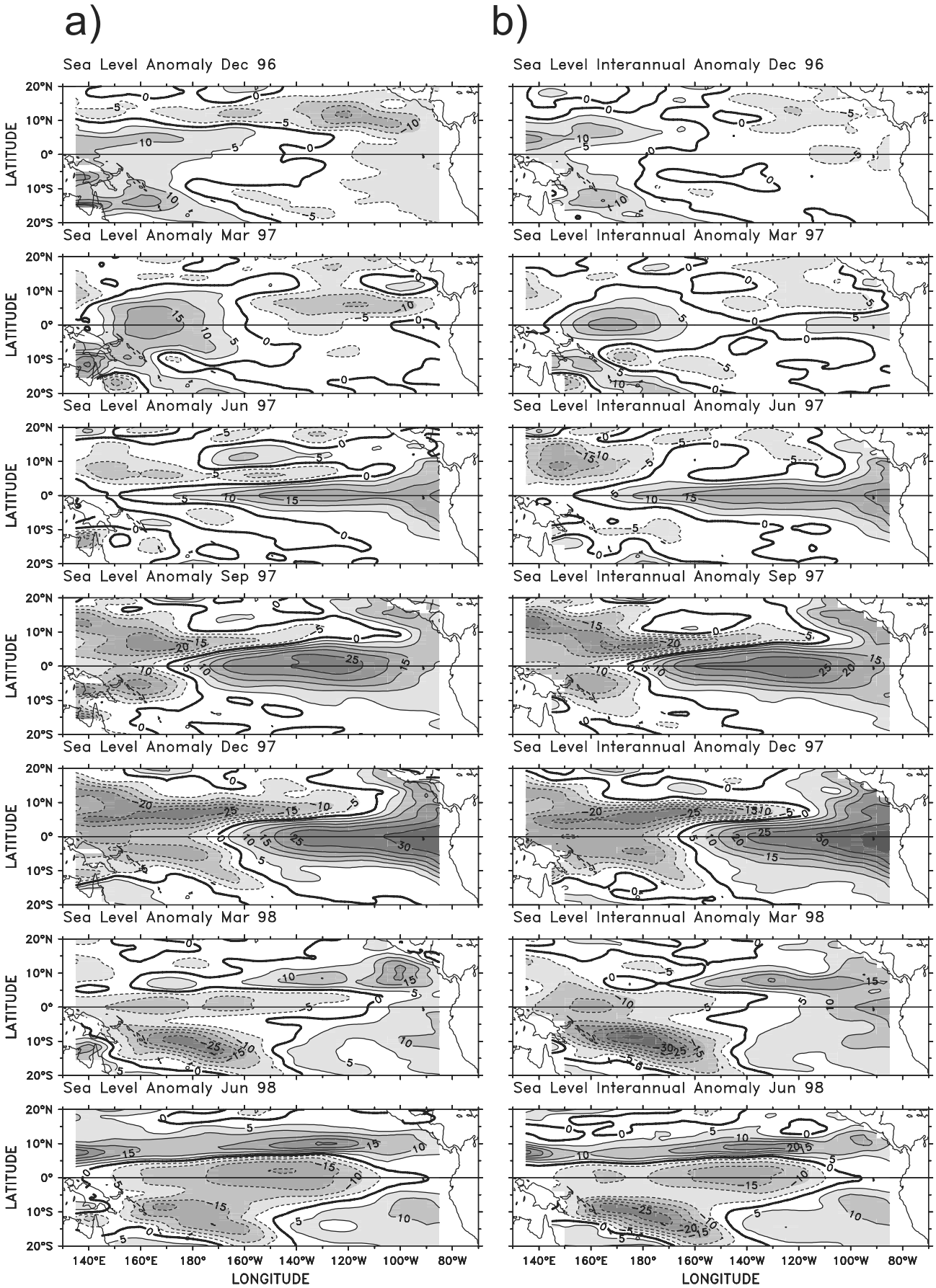
[7] In order to improve further the understanding of sea level changes associated with ENSO, we chose to investigate these associated zonal and meridional modes of variability looking at altimetric data as well as the output of a linear model. The altimetric data were obtained from TOPEX/Poseidon measurements during 1993–1999. To study a longer period covering several El Niño and La Niña events and analyze the mass fluxes involved in these zonal and meridional oscillations, we also used a multimode wind-forced linear model [*Cane and Patton*, 1984] for the period 1964–1999. One advantage of using this simple model, once validated, is that different idealized wind-forcing conditions based on the observed wind field are easily evaluated. Comparison with island and coastal stations demonstrate that this simple linear model can adequately reproduce sea level anomalies in the tropical Pacific, even with fewer baroclinic modes than we have used here [e.g., *Busalacchi and Cane*, 1985].

[8] The paper is organized as follows: section 2 describes the data, the model and the methods used. Sections 3 and 4 focus, respectively, on the zonal and meridional seesaw in sea level, both as observed and as modeled. An analysis of the different mass fluxes involved is done in section 5, and the last section draws conclusions.

2. Data, Model, and Methods

[9] The original along-track TOPEX/Poseidon [*Fu et al.*, 1994] sea level data was taken from CD ROMs generated

Figure 1. (opposite) TOPEX/Poseidon sea level anomalies averaged monthly (shown here every 3 months) from December 1996 to June 1998: (a) anomalies are relative to the mean October 1992 to September 1998 reference period and (b) anomalies are relative to a monthly mean year calculated over the October 1992 to September 1996 period. Contour intervals are 5 cm; dashed lines denote negative values.


a)
b)
Sea Level Anomaly Dec 96
Sea Level Interannual Anomaly Dec 96
Sea Level Anomaly Mar 97
Sea Level Interannual Anomaly Mar 97
Sea Level Anomaly Jun 97
Sea Level Interannual Anomaly Jun 97
Sea Level Anomaly Sep 97
Sea Level Interannual Anomaly Sep 97
Sea Level Anomaly Dec 97
Sea Level Interannual Anomaly Dec 97
Sea Level Anomaly Mar 98
Sea Level Interannual Anomaly Mar 98
Sea Level Anomaly Jun 98
Sea Level Interannual Anomaly Jun 98
LATITUDE
20°N
10°N
0°
10°S
20°S
140°E
160°E
180°
160°W
140°W
120°W
100°W
80°W
LONGITUDE

by CLS (Collecte Localisation Satellite) and its AVISO/ Altimetry department. Following the method presented in *Delcroix et al.* [1994], the processing resulted in gridded fields of sea level anomalies (relative to the October 1992 to September 1996 period) available on a 5 day basis on a 5° longitude by 0.5° latitude grid. At each spatial grid point, the time series was filtered with a 35 day Hanning filter [*Blackman and Tukey*, 1958] to reduce noise and high frequency variability. Validations against in situ measurements gave confidence in the product [*Delcroix et al.*, 2000] which covered the period October 1992 to October 1999 at the time of our study.

[10] Two sets of wind data have been used: a) the European Remote Sensing (ERS) surface wind stress data [*Bentamy et al.*, 1996] available on a 1° by 1° grid with a 7 day temporal resolution from April 1992 to January 2000, and b) the Florida State University (FSU) pseudo wind stress product [*Goldenberg and O'Brien*, 1981] available on a monthly 2° longitude by 2° latitude grid for the 1961–2000 period. Our analysis of the 1993–1999 period was based on the ERS wind product; that for the longer 1964–1999 period used the FSU wind product.

[11] The Southern Oscillation Index (SOI) used here to compare the timing of interannual variations to ENSO activity is the Climate Analysis Center (CAC) version (as presented in the March 1986 issue of the Climate Diagnostic Bulletin), filtered the same way as our other time series.

[12] The geostrophic warm water (>20°C) transports used here for validation purposes have been computed by *Meinen and McPhaden* [2001] across the 156°E, 155°W, 95°W, 8°N and 8°S sections for the 1993–1999 period. These last authors used a gridded subsurface temperature data set from the Australian Bureau of Meteorology Research Centre (BMRC) [*Smith*, 1995], mainly based on data from the Tropical Atmosphere and Ocean (TAO) moorings [*McPhaden et al.*, 1998], in combination with historical hydrographic data. More details about the calculation are given by *Meinen and McPhaden* [2001].

[13] The linear model described by *Cane and Patton* [1984] yielded estimates of the wind-driven sea level and currents in the tropical Pacific. It is based on the linear shallow water equations adopting the low frequency, long wave approximation. The solution is expressed as a sum of equatorial Kelvin and long Rossby waves, with each wave contributing to the sea level and horizontal current anomalies. Our implementation of the model takes into account the first 10 baroclinic modes. The modal decomposition is based on stratification data between 1.5°N and 1.5°S at 179°W as presented by *Eriksen et al.* [1983]. For the first vertical mode, the internal wave speed is $c_1 = 2.76$ m.s^{-1} with an adopted decay time $t_1 = 24$ months. The model grid is 2° longitude by 0.5° latitude, and extends from 130°E to 80°W, and 19.5°S to 19.5°N. The Mexican coast and the Australasian area are both crudely approximated by rectangles in the northeast and southwest corners of the domain respectively. The Indonesian throughflow is not simulated in the model. A monthly mean year is used to spin up the model over 10 years.

[14] To compute mass transport, the modeled currents were computed at every 20 m depth level and integrated from the surface down to various selected depths or, for validation purposes, down to the 20°C isotherm. As temperature is not directly simulated, the 20°C isotherm depth was estimated as the sum of a mean depth derived from observations and a depth anomaly produced by the model. The mean value was derived from the 1979–1996 mean 20°C isotherm depth estimated from expendable bathythermograph (XBT) data [*Durand and Delcroix*, 2000]; the anomalous value was based on the modeled sea level changes and statistical relationships between observed sea level and 20°C isotherm depth anomalies. As suggested by *Rebert et al.* [1985], a rise of 10 cm in modeled sea level was considered here as equivalent to a 20 m deepening of the 20°C isotherm.

[15] An independent calculation of the Ekman current components averaged in the surface layer [*Lagerloef et al.*, 1999] was also performed in the model in order to discriminate between the geostrophic and Ekman contributions to the total mass transport. While 10 baroclinic modes are enough for the total geostrophic component to be included in the modeled transport, only the Ekman component due to the part of the wind stress that projects on the 10 baroclinic modes (62%, in our case) is included in the modeled transport [*duPenhoat and Treguier*, 1985]. The geostrophic transport was thus calculated by subtracting 62% of the Ekman transport from the total transport. A last horizontal integration was then necessary to calculate transports across zonal or meridional sections.

[16] To analyze the interannual variations in the FSU data and FSU wind-forced model outputs spanning more than 30 years, time series were filtered with a 25 month Hanning filter. Records were thus shortened by one year at the end of the period, and we further excluded the first 3 years at the beginning of the time series to discard the spin-up effect on the model run. As the TOPEX/Poseidon and ERS observations were available over a much shorter period, and the use of the same filter would have again shortened the available period by one year at the beginning and end of the time series, a mean annual cycle calculated on the October 1992 to September 1996 period (common to the two data sets and excluding the 1997–1999 period where the interannual signal is very strong) was subtracted from these time series, which were then filtered with a 13 month Hanning filter. This latter filtering eliminated the remaining intraseasonal signal. The interannual changes could then be investigated for the April 1993 to April 1999 period covering the full 1997–1998 El Niño episode.

[17] A Multivariate Empirical Orthogonal Function (MVEOF) analysis was performed on the interannual changes in sea level and wind fields in order to extract the main modes of common variability. Individual Empirical Orthogonal Function (EOF) decompositions on sea level and wind fields (not shown here) showed small differences with the MVEOF analysis. Using the original FSU wind product, a clear trend appeared in the 1964–1999 time function of the second MVEOF, corresponding to a strengthening of the easterly winds in the eastern equatorial Pacific. This trend in the FSU winds is probably not real but rather an artifact introduced by changes in the measurement technique [*Posmentier et al.*, 1989]. A linear trend in time was thus removed before performing the MVEOF analysis presented below. All the MVEOF modes

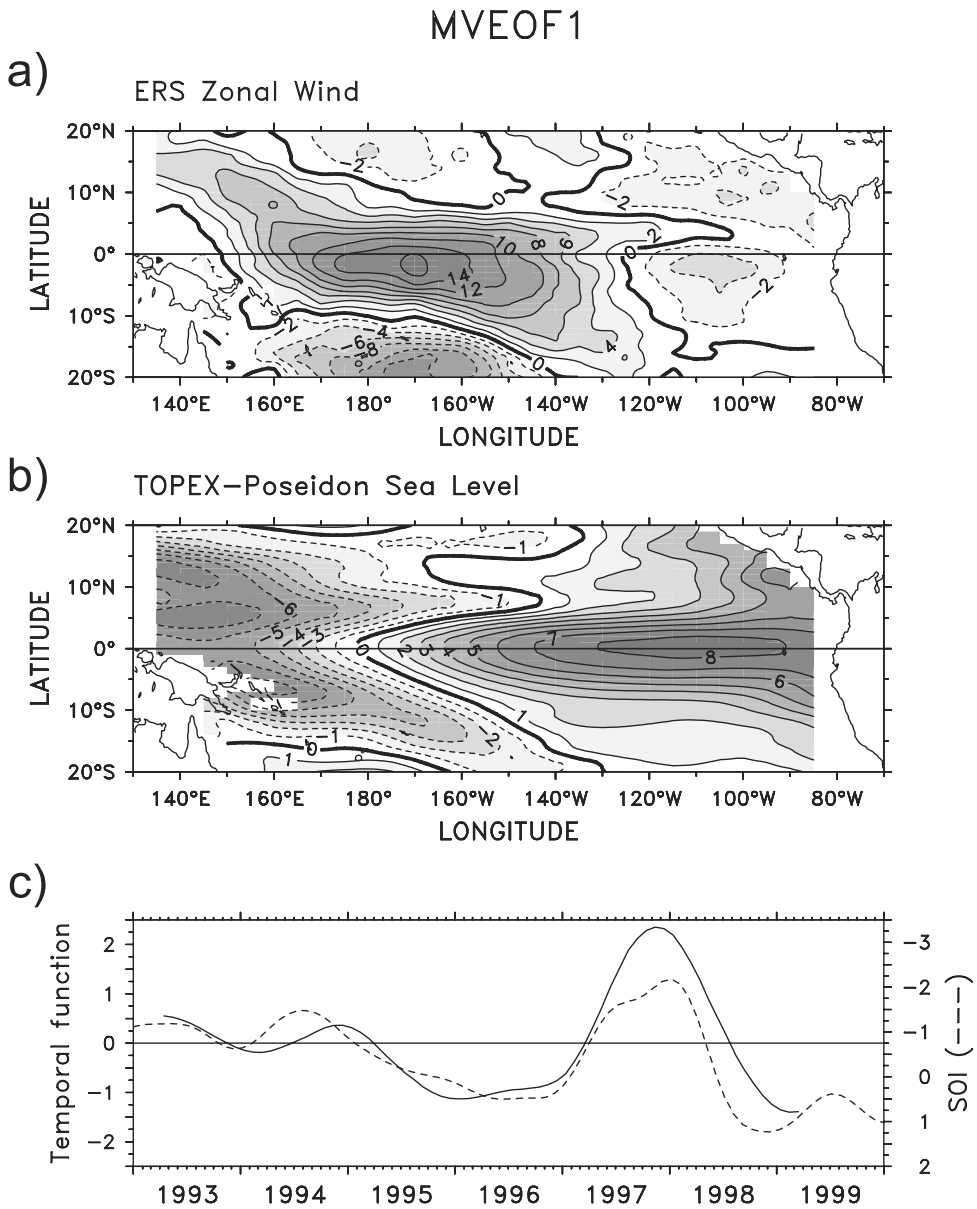


Figure 2. First mode of the interannual multivariate empirical orthogonal function (MVEOF1) for ERS zonal wind stress and TOPEX/Poseidon sea level. (a) and (b) Spatial functions in 10^{-3}N.m^{-2} and cm, respectively; dashed lines denote negative values. (c) The normalized time function (solid line) compared with the SOI (dashed line); the *y* axis for the SOI is reversed. The correlation coefficient between the two time series is given in Table 1.

presented here are significant according to the *North et al.* [1982] criteria.

3. Zonal Seesaw Pattern

3.1. Observations

[18] The well-documented zonal displacements of the warm pool [*Fu et al.*, 1986], associated with a migration of "fresh" water [*Delcroix and Picaut*, 1998], have a strong sea level anomaly signature in the tropical Pacific. We tried to identify this zonal variability in our data and relate it to equatorial waves. Instead of searching for individual wave propagation and reflection in the TOPEX/Poseidon data, which has already been documented [*Boulanger and Menkes*, 1999; *Delcroix et al.*, 2000], we looked instead for the overall signature of these waves in sea level variability.

[19] The first interannual MVEOF combining ERS zonal wind stress and TOPEX/Poseidon sea level (Figure 2, see Table 1 for statistics), representing 33% of interannual variability, contains the main ENSO signal (R = −0.86 between the MVEOF time function and the SOI). The main feature in zonal wind stress (Figure 2a) is the appearance of well-documented westerly wind anomalies during El Niño in a patch extending chiefly from 150°E to 130°W in longitude and 10°S to 10°N in latitude. A secondary zonal

Table 1. Percentage of Variability, Instantaneous (R_0) and Lagged (R_{lag}) Correlation Coefficients of the First and Second MVEOF Time Functions With the SOI[a]

	ERS/TOP 1993–1999	ERS/MOD 1993–1999	FSU/MOD 1964–1999
MVEOF1, %	33	30	31
R_0	−0.86	−0.91	−0.89
R_{lag}		−0.92	
Lag, month	0	+1	0
Corresponding figures	Figure 2	Figure 4	Figure 5
MVEOF2, %	26	25	13
R_0	−0.32[b]	−0.26[b]	−0.04[b]
R_{lag}	−0.67; 0.57[b]	−0.69; 0.46[b]	−0.46
Lag, month	−5; +9	−6; +9	−9
Corresponding figures	Figure 7	Figure 8	Figure 9

[a] The MVEOF analyses combine either the ERS or FSU wind product with either the TOPEX/Poseidon (TOP) or modeled (MOD) sea level. A positive lag indicates that the MVEOF time function lags behind the SOI.
[b] Not significant at the 95% confidence level.

wind patch of opposite sign is located between 160°E and 150°W south of 10°S. The meridional gradient of zonal wind creates areas of strong wind curl anomaly between these two patches. Last, a small patch of easterly (westerly) wind anomalies during El Niño (La Niña) is located around 110°W, slightly south of the equator.

[20] Figure 2b presents the TOPEX/Poseidon sea level changes associated with this wind pattern. The main feature in the sea level pattern is the contrast between negative values in the western part of the tropical Pacific and positive values in the central and eastern part, with the zero isoline crossing the equator near the dateline. While the positive values are mostly trapped around the equator, the maximum negative values are present in two patches centered near 140°–160°E, 5°N and 5°S and extending as far eastward as 140°W following the location of the Inter Tropical and South Pacific Convergence Zones (ITCZ and SPCZ, respectively). This pattern indicates that during El Niño, sea level rises in the east while it drops in the west (with the opposite occurring during La Niña), giving birth to a zonal seesaw. Along the equator, this zonal seesaw is consistent with the linear theory [*Sverdrup*, 1947] describing the equilibrium between zonal slope in sea level and zonal wind stress. Moreover, the pattern is reminiscent of the thermocline depth anomaly (inversely related to the sea level anomaly) shown by *McCreary* [1977, Figure 2] as the theoretical response of the ocean to an equatorial patch of zonal wind.

[21] To identify the overall signature of interannual equatorial Kelvin and Rossby waves in the TOPEX/Poseidon data, we zonally averaged the sea level MVEOF spatial pattern within 15° longitude bins, and used the least squares method to fit the resulting meridional sections to the theoretical sea level profile described by linear theory. A similar analysis had been performed by *Delcroix et al.* [1991], who focused on individual wave propagation (Kelvin and first meridional mode Rossby wave), and by *Susanto et al.* [1998], who used up to the seventh Rossby meridional mode. We took into account Kelvin and first, second and third mode Rossby waves (hereafter K, R1, R2, and R3, respectively) to fit the data. The theoretical sea level meridional profile $\eta(y)$ was then defined as the sum of the sea level anomalies induced by each wave:

$$\eta(y) = \eta_K(y) + \eta_{R1}(y) + \eta_{R2}(y) + \eta_{R3}(y)$$

We chose to place emphasis on K and R1, as they are the most prominent waves close to the equator, explaining more than 80% of the sea level variance in the TOPEX/Poseidon data set in the 3°N–3°S zonal band [see *Boulanger and Fu*, 1996, Plate 1d]. The K and R1 contributions to sea level are defined as

$$\eta_K(y) = \eta_{0(K)} 2^{-1/2} \pi^{-1/4} e^{-\beta y^2/2c}$$

$$\eta_{R1}(y) = \eta_{0(R1)} 2^{-3/2} \pi^{-1/4} e^{-\beta y^2/2c} (\beta y^2/2c + 1/2),$$

where $\eta_{0(K)}$ and $\eta_{0(R1)}$ are respectively the amplitude of K and R1. The β plane approximation was used. The phase speed c was chosen as 2.8m/s, which is the mean value for the first baroclinic mode in the western equatorial Pacific [*Picaut and Sombardier*, 1993] where the main interannual ocean-atmosphere interaction occurs. The meridional least squares fits were done between 5°S and 5°N. That is up to twice the Rossby radius of deformation $a_e = (c/2\beta)^{1/2}$ on each side of the equator [*Gill*, 1982]. The results, shown in Figure 3, can be divided into three regions with regard to the dominant wind stress (see Figure 2a). The first one extends between 165°E and 165°W, the second from 165°W to the eastern boundary, and the third from 165°E to the western boundary.

[22] In the first region, i.e., in the two boxes located between 165°E and 165°W, the equatorial wind forcing reaches its maximum and the K and R1 sea level anomalies are of opposite sign. This is consistent with the fact that westerly winds generate downwelling Kelvin waves and upwelling Rossby waves. Within this region, equatorial waves are mainly forced rather than free propagating.

[23] In the second region (from 165°W to the South American coast), east of the dominant wind-forcing area, K-induced sea level anomalies dominate while R1 waves introduce height anomalies with the same sign with relative amplitude decreasing westward. This feature is typical of K waves that are generated west of 165°W and propagate eastward while being amplified by favorable wind stress, then reflect at the eastern boundary into R1 waves of the same sign (an upwelling Kelvin wave reflects into upwelling Rossby waves), that propagate westward and lose energy (hence amplitude) possibly through vertical propagation [*Dewitte and Reverdin*, 2000] and/or unfavorable wind stress.

[24] Theoretically, a K wave of amplitude 1 would reflect into a R1 wave of amplitude 1.22 on the eastern boundary [*Boulanger and Menkes*, 1995], thus our 0.92 (12/13) R1/K amplitude ratio in the 105°–90°W box suggests a 75% reflection efficiency. The same value was estimated in *Boulanger and Menkes* [1999] on a time period almost identical to ours but using a different equatorial wave projection scheme. The high reflection efficiency we found is typical of the 1997–1998 El Niño episode [*Delcroix et al.*, 2000] that strongly controls our MVEOF decomposition.

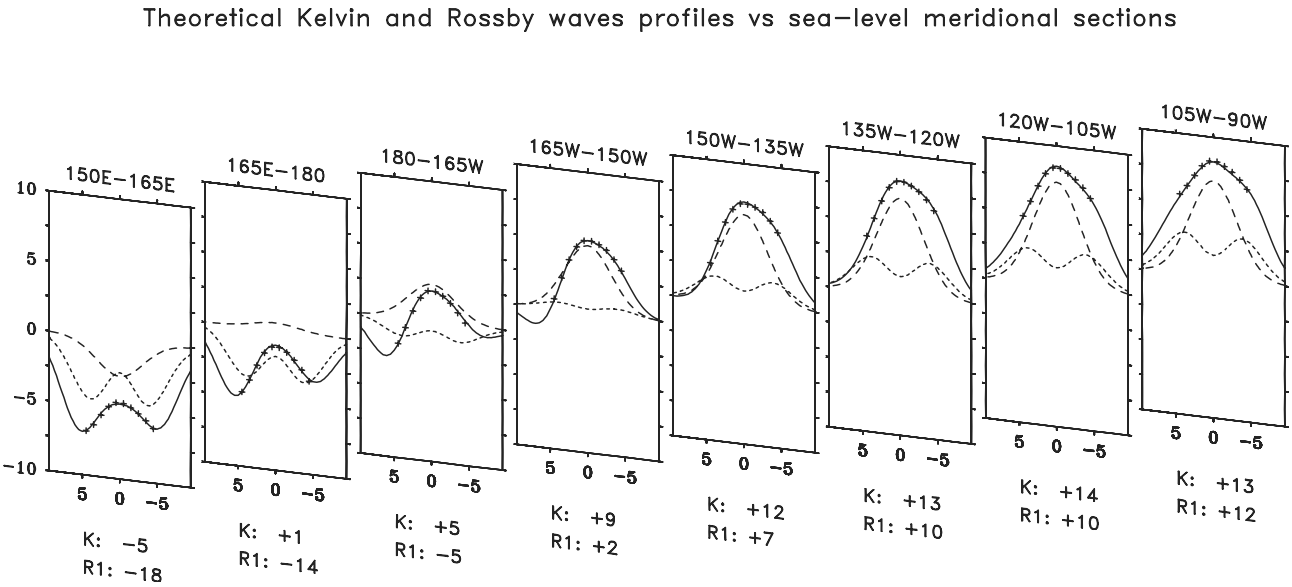


Figure 3. Least squares fits of the 15° longitude averaged meridional pattern of the interannual MVEOF1 in TOPEX/Poseidon sea level (crosses) to the theoretical meridional structure (solid line) defined as the sum of a first baroclinic Kelvin wave (long dashed line), a first (short dashed line), a second, and a third (not shown) meridional mode Rossby wave. Corresponding Kelvin (K) and first meridional mode Rossby (R1) wave coefficients are indicated below the figures. A positive (negative) coefficient indicates the presence of a downwelling (upwelling) wave in a typical El Niño pattern.

[25] In our westernmost region, west of the dominant wind-forcing region, our derived K and R1 amplitudes are both negative. This feature is characteristic of an area where R1 waves are generated to the east, propagate westward and then reflect at the western boundary into K waves. *Boulanger and Menkes* [1995] derived that an R1 wave of amplitude 1 should theoretically reflect into a K wave of amplitude 0.41 at the western boundary. Hence our 0.28 (5/18) K/R1 amplitude ratio corresponds to a 68% reflection efficiency, which is lower than the close-to-100% value found by *Boulanger and Menkes* [1999] based on the same data set. Our reflection efficiency is also lower than the 80% value found from theoretical approaches [*Clarke*, 1991; *duPenhoat and Cane*, 1991], and it is higher than the 55% value found by *Battisti and Hirst* [1989] for the delayed action oscillator mechanism to be at work in their coupled model.

[26] We also note a tendency for each observed meridional sea level profile to be asymmetric about the equator, with the sea level anomaly decreasing faster northward than southward from the equator. This behavior reflects the presence of antisymmetric second meridional mode Rossby waves, which have also been detected in previous studies using the same data set [*Boulanger and Menkes*, 1999].

[27] Outside of the equatorial band (5°S–5°N) taken for fitting of K, R1, R2, and R3 waves, these waves have a rapidly decreasing effect on sea level anomaly. Although higher order meridional Rossby modes could also participate, local wind forcing at higher latitude has been shown to play a key role in changing sea level through Ekman pumping [*Kessler*, 1990]. As hinted by the first MVEOF wind mode (Figure 2a), strong meridional gradients of zonal wind create wind curl patches (not shown here): one extending from 5°S, 160°E to 15°S, 160°W associated with the SPCZ, another around 5°N following the ITCZ from 170°E to 150°W, and a third around 15°N, 160°E. These tend to cause sea level to drop (rise) during El Niño (La Niña) and might be responsible for the asymmetric extension of sea level patches eastward, and toward higher latitudes.

[28] In summary, our approach portrays the overall contribution of equatorial waves to the zonal seesaw pattern in three distinct areas: within the main wind-forcing area (165°E–165°W) where K and R1 waves are generated, east of the wind-forcing area (165°W–90°W) where K waves propagate then reflect into R1 waves, and west of the wind-forcing area (150°–165°E) where R1 waves propagate then reflect into K waves. Our estimated reflection coefficients are overall consistent with previous studies. However, they could be underestimated as they are based on sea level profiles averaged in 15° longitude wide boxes, in which reflected waves decrease in amplitude as they propagate. Besides, while the least squares fitting method for estimating the contribution of equatorial waves has been used extensively in previous refereed articles, we wish to report that a recent paper by *Zang et al.* [2002] raised doubt about its scientific relevance.

3.2. Model

[29] The 1961–2000 FSU wind product was used to force the model, in order to study wind-related sea level changes over a longer period than could be done with the altimeter observations. The model was truncated to 10 baroclinic modes and intrinsically included all the meridional Rossby modes, which provides a more complete view of equatorial wave dynamics than the preceding analysis. The model was also used for process-oriented studies to highlight the role of the main zonal wind patches.

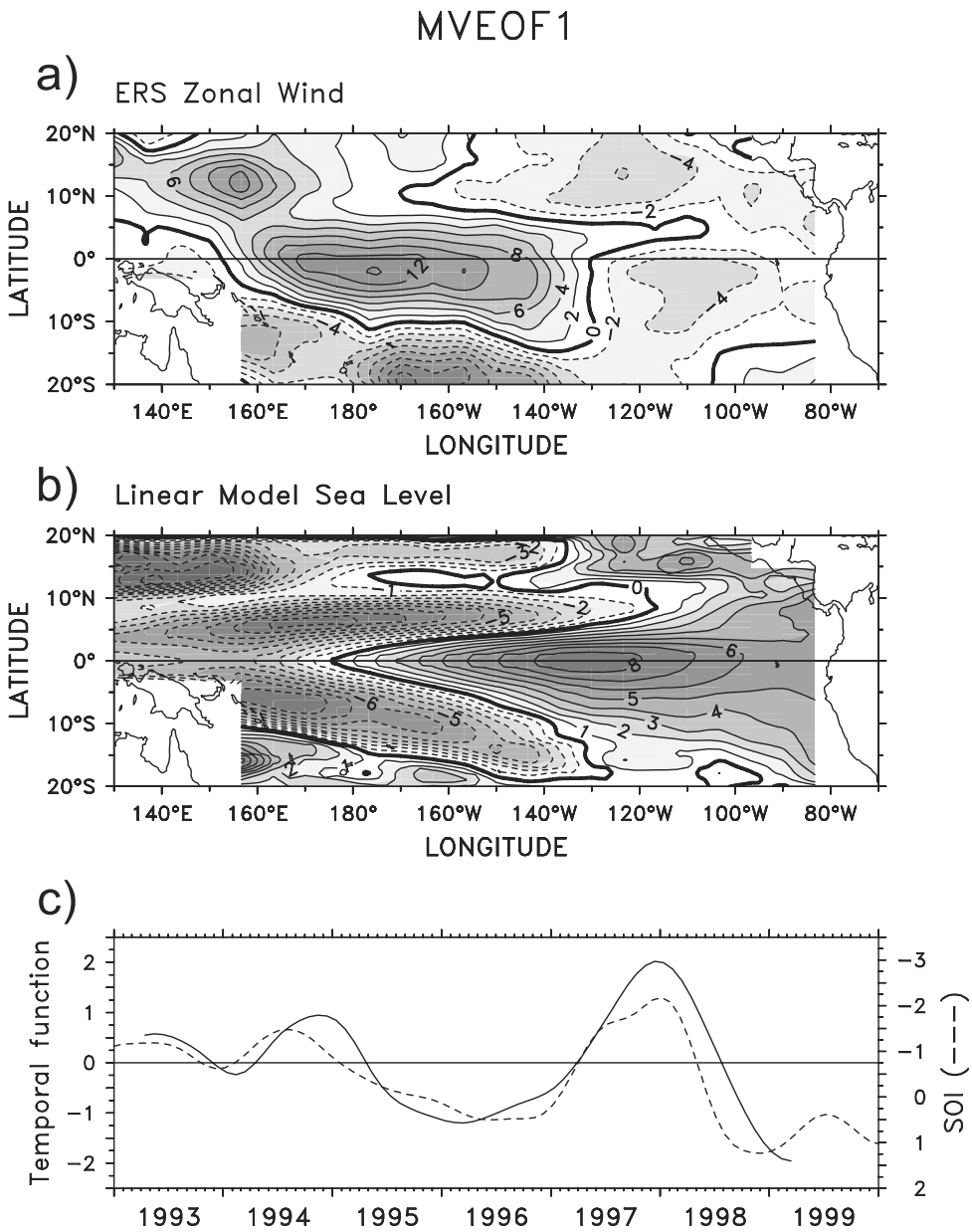


Figure 4. First mode of the interannual multivariate empirical orthogonal function (MVEOF1) for ERS zonal wind stress and sea level produced by the ERS-forced linear model. (a) and (b) Spatial functions in 10^{-3}N.m^{-2} and cm, respectively; dashed lines denote negative values. (c) The normalized time function (solid line) compared with the SOI (dashed line); the *y* axis for the SOI is reversed. The correlation coefficient between the two time series is given in Table 1.

[30] To validate the model, we first forced it with the 1993-1999 ERS winds, and compared the modeled sea level with the altimeter observations. To that end, we processed the resulting modeled sea level variations in a similar way to the TOPEX/Poseidon data. The first MVEOF combining ERS wind and modeled sea level (Figure 4, see Table 1 for statistics) is very similar to the first MVEOF for ERS wind and TOPEX/Poseidon sea level (Figure 2). The temporal function in Figure 4 is very well correlated to the SOI (R = −0.91). Minor differences in the wind spatial pattern of Figures 2 and 4 are likely due to the interdependency between variables within the multivariate analysis. The model simulates the observed zonal seesaw in sea level reasonably well, although the eastern equatorial patch of positive anomalies extends too far west, the patch of negative anomalies in the western Pacific along the ITCZ is slightly too strong and extends too far east, and there are overly strong negative anomalies in the far northwest. This latter bias has already been identified as insufficiently damped Rossby waves propagating too far to the west [*Boulanger*, 2001]. Thus, we need to be careful in our interpretations of the model outputs in that area and more generally at latitudes higher than about 15° where equatorial dynamics by themselves become less trustworthy.

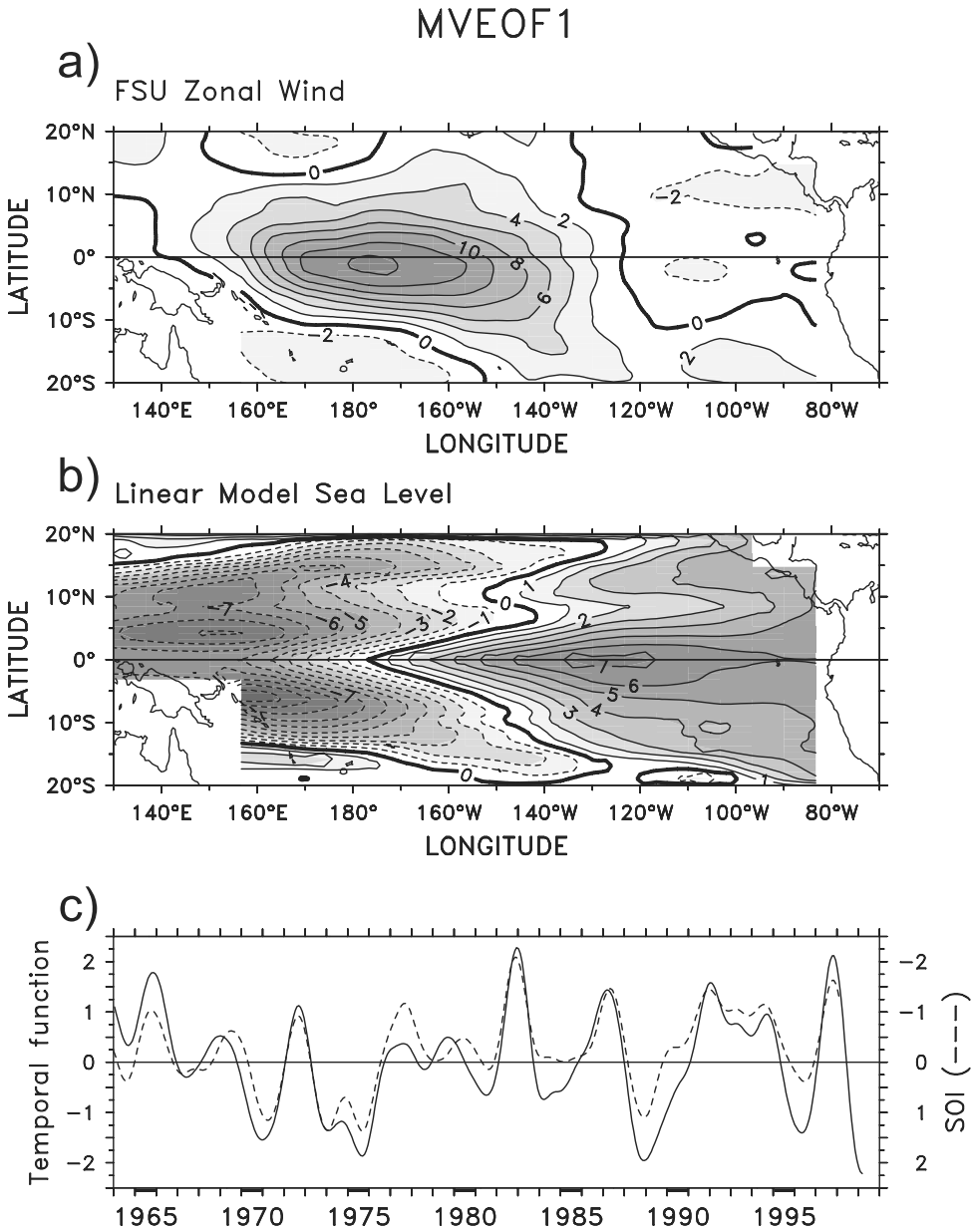


Figure 5. First mode of the interannual multivariate empirical orthogonal function (MVEOF1) for FSU zonal wind stress and sea level produced by the FSU-forced linear model, on the 1964–1999 period. (a) and (b) Spatial functions in 10^{-3}N.m^{-2} and cm, respectively; dashed lines denote negative values. (c) The normalized time function (solid line) compared with the SOI (dashed line); the *y* axis for the SOI is reversed. The correlation coefficient between the two time series is given in Table 1.

[31] Due to its longer coverage, the 1961–2000 FSU wind field was then used to force the model; this will be referred to as the standard run. Because of the discontinuity in forcing at the end of the model spin up period and the use of a 25 month Hanning filter, the interannual signal in sea level was only considered for the 1964–1999 period. The first MVEOF mode combining FSU wind and the modeled sea level from this long run is shown in Figure 5 (see Table 1 for statistics). The mode's time function is very closely correlated with the SOI (R = −0.89 without lag) and the spatial patterns are very close to those obtained for the ERS/TOPEX/Poseidon data (Figure 2). However, some minor differences can be noticed. First, the main patch of anomalous zonal wind is slightly weaker and farther to the west in the standard run, and there is no pronounced patch of negative anomalies (Figure 5a). Second, the modeled sea level spatial pattern (Figure 5b) has weaker amplitude in the east and stronger amplitude in the west. These differences are likely due to the different time periods. Overall, the simple mechanisms at work in the model can explain fairly well the zonal seesaw in sea level anomaly, which constitutes the main oceanic ENSO signal.

[32] In order to assess further which part of the wind forcing was responsible for the modeled zonal seesaw, we

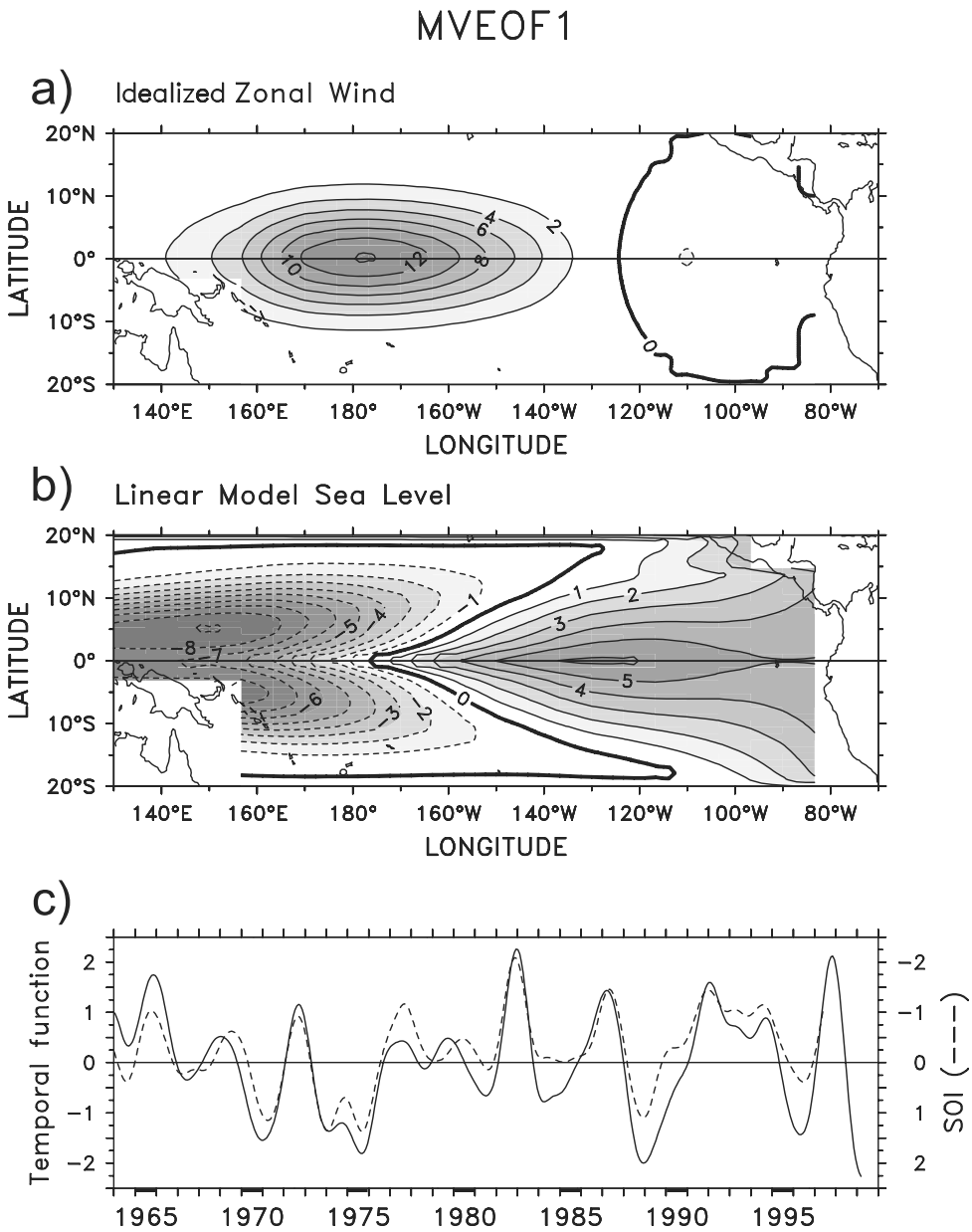


Figure 6. First mode of the interannual multivariate empirical orthogonal function (MVEOF1) for the idealized zonal wind stress based on Figure 5a and the associated simulated sea level. (a) and (b) Spatial functions in 10^{-3}N.m^{-2} and cm, respectively; dashed lines denote negative values. (c) The normalized time function (solid line) compared with the SOI (dashed line); the *y* axis for the SOI is reversed.

tested different idealized wind forcing in the model, as was done by *McCreary* [1985]. As the main forcing term seemed to be encompassed by the first MVEOF mode of zonal wind, the meridional wind was set to zero, and an idealized zonal wind was defined as the product the time function of the first MVEOF mode (Figure 5c) and an idealized spatial pattern based on its space function (Figure 5a). To construct the idealized spatial pattern, we first represented the main western equatorial wind patch (Figure 5a) with an x-y bidimensional Gaussian shape centered on 0°,176°W that was fit to the mode using a least squares method (positive pattern in Figure 6a). The linear model response in sea level anomaly (not shown) broadly reproduced the main characteristics of the standard run, except in the east where the negative equatorial patch extended too far eastward, reaching the South American coast. To reproduce the real sea level response more faithfully, the above idealized wind forcing was augmented with a Gaussian model of the secondary equatorial patch centered on 0°,110°W (small negative pattern in Figure 6a). When forced with this more complete wind field, the resulting sea level pattern (Figure 6b) was very close to the standard run. During El Niño, the western patch of westerly wind anomalies generates eastward propagating downwelling Kelvin waves and westward propagating upwelling Rossby waves, both responsible for the greater part of the sea level

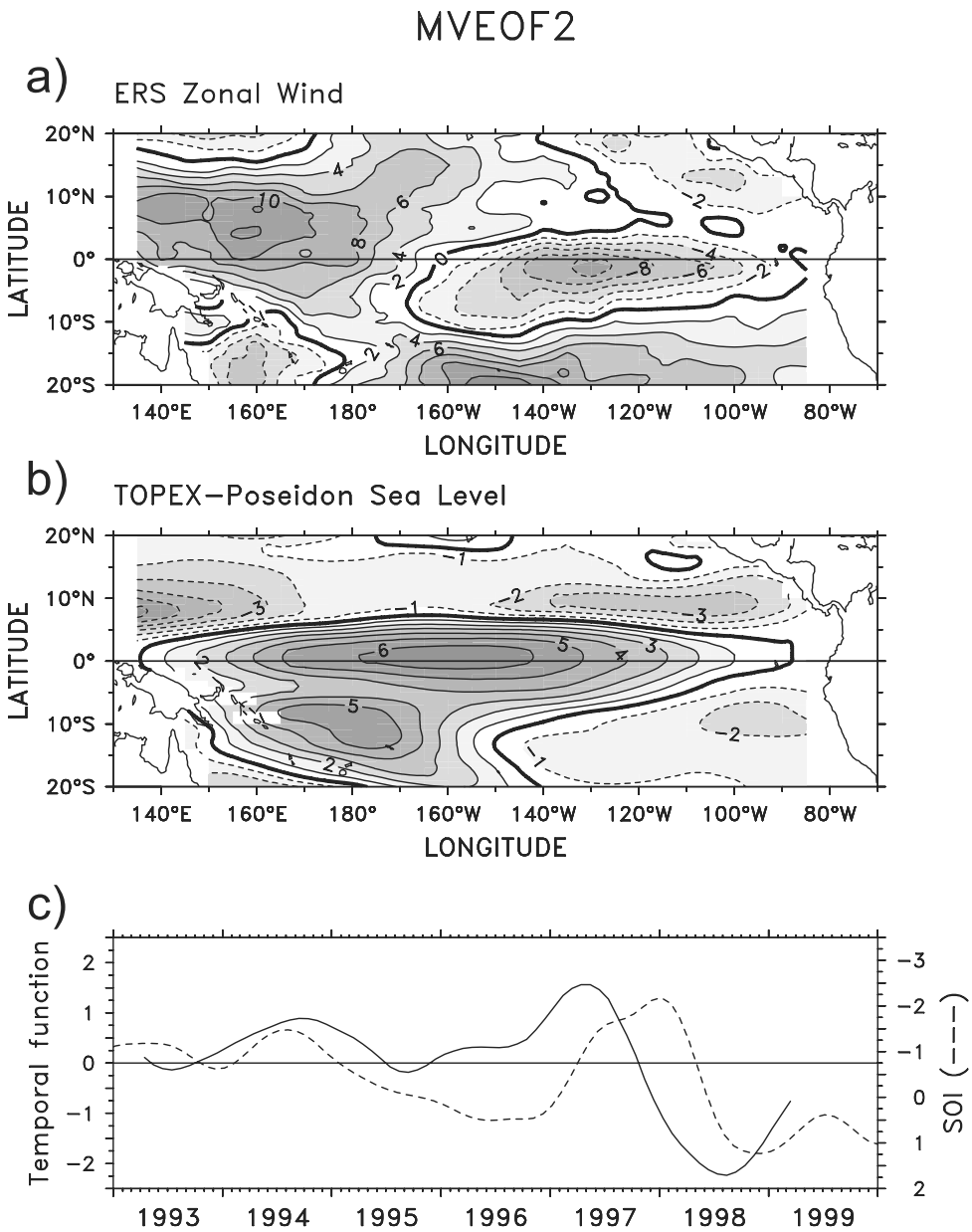


Figure 7. Second mode of the interannual multivariate empirical orthogonal function (MVEOF2) for ERS zonal wind stress and TOPEX/Poseidon sea level. (a) and (b) Spatial functions in 10^{-3}N.m^{-2} and cm, respectively; dashed lines denote negative values. (c) The normalized time function (solid line) compared with the SOI (dashed line); the *y* axis for the SOI is reversed. The correlation coefficient between the two time series is given in Table 1.

zonal seesaw pattern. Similarly, the eastern patch of easterly wind anomalies generates upwelling Kelvin waves and downwelling Rossby waves which chiefly affect the far eastern equatorial Pacific sea level variations.

[33] The model was able to reproduce the zonal seesaw in sea level observed in the altimetric data. The 3 decade long simulation revealed this ENSO-associated pattern to be the dominant feature of interannual variability. The wind patterns responsible for the zonal seesaw were clearly identified as a western equatorial patch of zonal wind, complemented, to a lesser extent, by an eastern equatorial patch of weaker and opposite direction zonal wind anomalies. This wind pattern is consistent with the wind response to a SST anomaly in the central equatorial Pacific given by *Gill*'s [1980] simple atmospheric circulation model.

4. Meridional Seesaw Pattern

4.1. Observations

[34] The second MVEOF mode combining TOPEX/Poseidon sea level and ERS zonal wind (Figure 7, see Table 1 for statistics), accounts for 26% of the interannual variability. The sea level spatial pattern (Figure 7b) chiefly depicts a meridional seesaw pattern, with a boundary near 5°N extend-

ing almost across the basin. South of 5°N, positive anomalies are concentrated in two patches: one roughly following the SPCZ average position, and the other between 5°N and 5°S extending mainly from 150°E to 90°W. North of 5°N, negative anomalies are maximum between 5°N and 10°N, particularly in a patch extending from 150°W to 90°W and another in the far western Pacific. Note that this spatial pattern is very similar to the sea level interannual anomaly of June 1998 (see Figure 1b), which suggests the predominant role of the 1997–1998 El Niño in the decomposition since the time function reached its maximum amplitude during that period. Prior to mid-1997, the meridional seesaw induced a sea level rise south of 5°N and a sea level drop north of 5°N with a maximum buildup in the equatorial band at the beginning of 1997, when the SOI became negative. The seesaw then quickly reversed during the El Niño event, so that the equatorial band was strongly depleted by mid-1998. As the tropical Pacific evolved toward La Niña conditions in the second half of 1998, the meridional seesaw rapidly weakened. Over the April 1993 to April 1999 period, the meridional seesaw time function led the SOI by 5 months with a −0.67 correlation; however, it also lagged the SOI by 9 month with a weaker (and less than 95% significant) 0.57 correlation. This meridional seesaw can then be primarily seen from two points of view: either as a recharge of the equatorial band before the major 1997–1998 El Niño, or as a discharge of the equatorial band following El Niño. The same kind of meridional seesaw pattern was found in an analysis of 1980–1994 XBT-derived 0/450 dbar dynamic height anomalies by *Delcroix* [1998, see Plate 3d], who showed a 0.53 correlation with the SOI albeit with a longer 13-month lag. *Latif and Flügel* [1991, see Figure 1a] also showed a 1975–1988 sea level anomalies map issued from a POP (Principal Oscillation Patterns) analysis that is similar to ours, although based on a much more spatially coarse set of islands-based sea level data, whose 8 month lag correlation with the SOI was 0.52. Considering ENSO as a quasi-cyclic sequence, the latter authors interpreted this pattern as an intermediate state between the El Niño and La Niña zonal seesaw pattern, which gives credence to the two points of view discussed above. Our results however give more weight to a precursor role of the meridional seesaw, which is corroborated by its successful use in ENSO prediction models [*Xue et al.*, 2000].

[35] The MVEOF2 spatial pattern of zonal wind (Figure 7a), akin to the results of *Latif and Flügel* [1991, see Figure 2a], is directly related to the meridional seesaw in sea level. Concurrent with the sea level rise north of 5°N preceding El Niño, westerly wind anomalies appear in a patch centered around 5°N, 160°E, extending from 15°N to 5°S and from the western boundary to 140°W, while a slightly weaker patch of easterly anomalies appear around 130°W slightly south of the equator, extending from 5°N to 10°S and from 160°W to 90°W. Such a wind pattern was already noted in compositing studies as a typical feature preceding El Niño [*Rasmusson and Carpenter*, 1982, Figure 20b; *Deser and Wallace*, 1990, Figure 5b]. As noticed earlier, our mode's temporal function indicates that the opposite wind patterns are likely to occur after an El Niño.

4.2. Model

[36] When forced with the ERS winds, the model simulates reasonably well the sea level meridional seesaw (Figure 8, see Table 1 for statistics) found in the TOPEX/Poseidon data for the same period (Figure 7b). Some differences however appear in the model: the southern positive patch is divided in two and shows too strong values; around 10°N, the negative patch in the east is too weak while the western one is too strong (due to the already noted bias of the model); and there are some spurious patches probably due to boundary effects north of 15°N. The correlation between the mode's temporal function and the SOI (R = −0.69 with a 6 month lead) gives even more weight to the predictive role of this sea level pattern. Minor differences in the ERS wind spatial pattern between Figures 7a and 8a are due to the interdependence between variables induced by the MVEOF.

[37] For the longer 1964–1999 period, the FSU-forced model also manifests the meridional seesaw in sea level. The MVEOF2 in zonal wind and sea level (Figure 9, see Table 1 for statistics) is qualitatively close to the one obtained from the data on the shorter period, although it represents only half as much variability, suggesting the meridional seesaw was a particularly active process in the 1997–1998 El Niño. Compared to the 1993–1999 ERS wind pattern, the FSU wind pattern (Figure 9a) looks smoother. The anomalies are still concentrated in two well-defined patches: a positive one between 5°S and 20°N, 130°E and 140°W, a negative one centered at 135°W slightly south of the equator, extending between 10°S and 5°N, 170°W and 100°W. The 1964–1999 modeled sea level spatial pattern (Figure 9b) presents some small differences with the 1993–1999 observed TOPEX/Poseidon sea level spatial pattern (Figure 7b). The 5°N boundary extends from the western boundary to 110°W; it delimits negative anomalies between 5°N and 15°N mainly concentrated in the western half, and positive anomalies located in a main 5°S–5°N, 160°E–120°W patch and smaller zonally oriented patches centered around 8°S, 175°W and 17°S, 150°W. The same kind of meridional seesaw pattern was previously found in an ocean general circulation model [e.g., *Latif and Villwock*, 1990, Figure 4a], and finding it here suggests it can largely be explained using simple linear ocean dynamics. The temporal function (Figure 9c) is best correlated (R = −0.46) with the SOI when it leads by 9 months, and is not significantly correlated when it lags the SOI, which again indicates the meridional seesaw is likely to appear before El Niño events and contributes to a sea level buildup in the 5°S–5°N equatorial band. Albeit significant, the rather weak correlation with the SOI suggests the meridional seesaw could act at a different frequency than ENSO. Indeed, the MVEOF2 temporal function is characterized by two main negative peaks during the very strong 1982–1983 and the 1997–1998 El Niño events, and a smaller peak coinciding with the strong 1972 El Niño event. Between 1983 and 1997, the time function was mostly positive which suggests a tendency for a buildup in the equatorial band; conversely, before 1980 the signal was mostly negative except for the 1967–1969 period. These features are reminiscent of the recently evidenced Pacific Decadal Oscillation [*Mantua et al.*, 1997] for which the end of the 1970s is a transitional period from balanced El Niño/La Niña conditions to prevailing El Niño conditions.

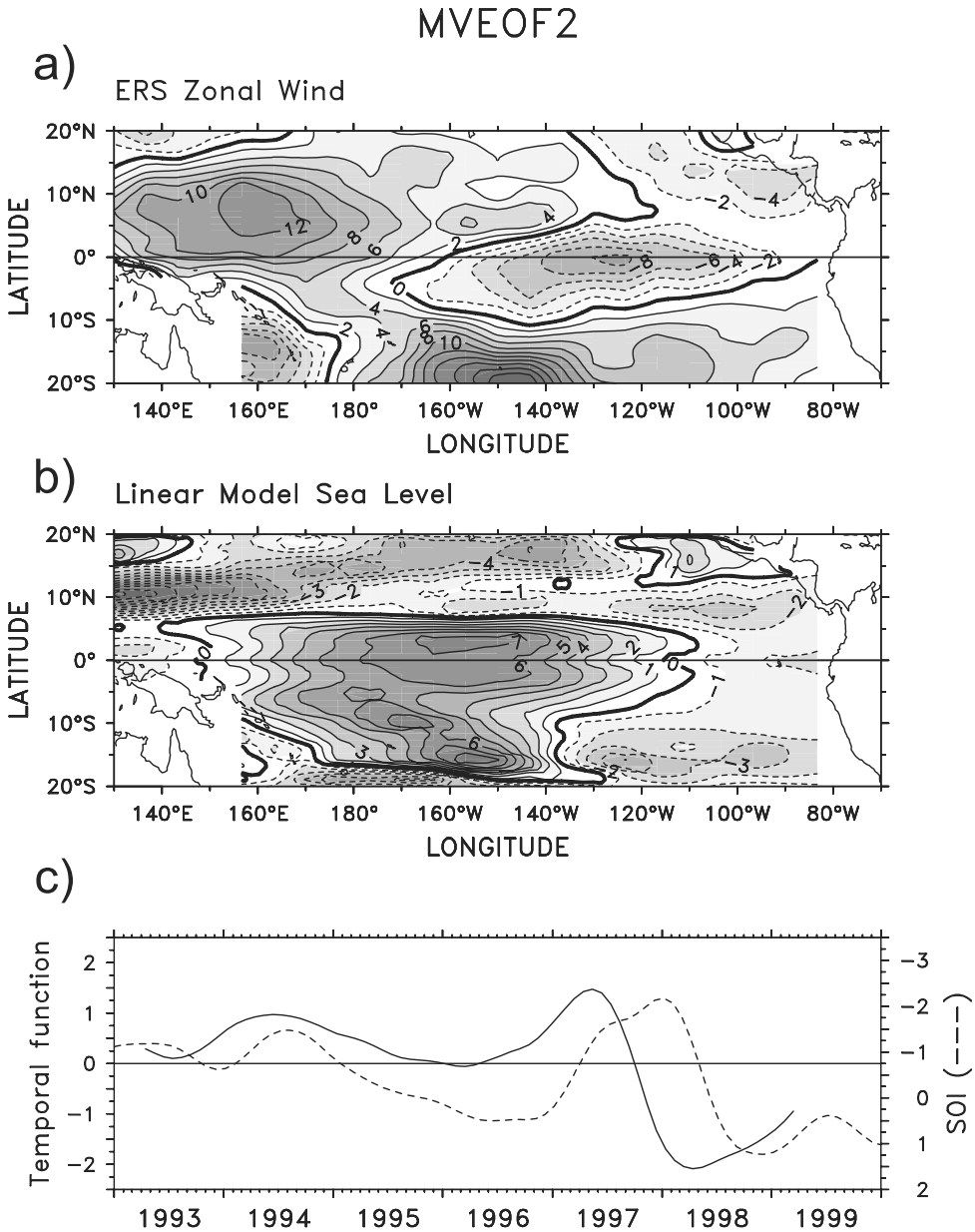


Figure 8. Second mode of the interannual multivariate empirical orthogonal function (MVEOF2) for ERS zonal wind stress and sea level produced by the ERS-forced linear model. (a) and (b) Spatial functions in 10^{-3}N.m^{-2} and cm respectively; dashed lines denote negative values. (c) The normalized time function (solid line) compared with the SOI (dashed line); the *y* axis for the SOI is reversed. The correlation coefficient between the two time series is given in Table 1.

[38] In order to examine more closely the processes involved in this meridional seesaw, we devised idealized wind forcing (Figure 10a) as was done in section 3.2. The main spatial patches of wind anomalies were modeled by two Gaussian-shaped functions in the x and y directions, centered on 7°N, 178°E and 1°S, 134°W. The simulated sea level pattern (Figure 10b) reproduced fairly well the main characteristics of Figure 9b. The relative effects of the two wind patches were discriminated with two additional runs, each conducted with either the positive or negative idealized wind patch only. As expected, it appears that the northwestern wind patch is responsible for the northwestern patch of negative sea level anomalies, while the eastern wind patch contributes to the other sea level anomalies. More precisely, the eastern patch of wind generates Kelvin waves in the far east (as suggested by the Gaussian profile centered on the equator in the sea level pattern), and Rossby waves whose surface signature results in the two patches of positive sea level anomalies; the asymmetry of these two patches reflects both the slightly southern position of the negative wind patch and the effect of the northwestern positive wind patch. Similarly, the northwestern patch of wind generates asymmetric Rossby waves responsible for the northwestern negative sea level anomalies. South of 15°S, the two patches of opposite-signed sea level anomalies present in Figure 9b are likely associated with the

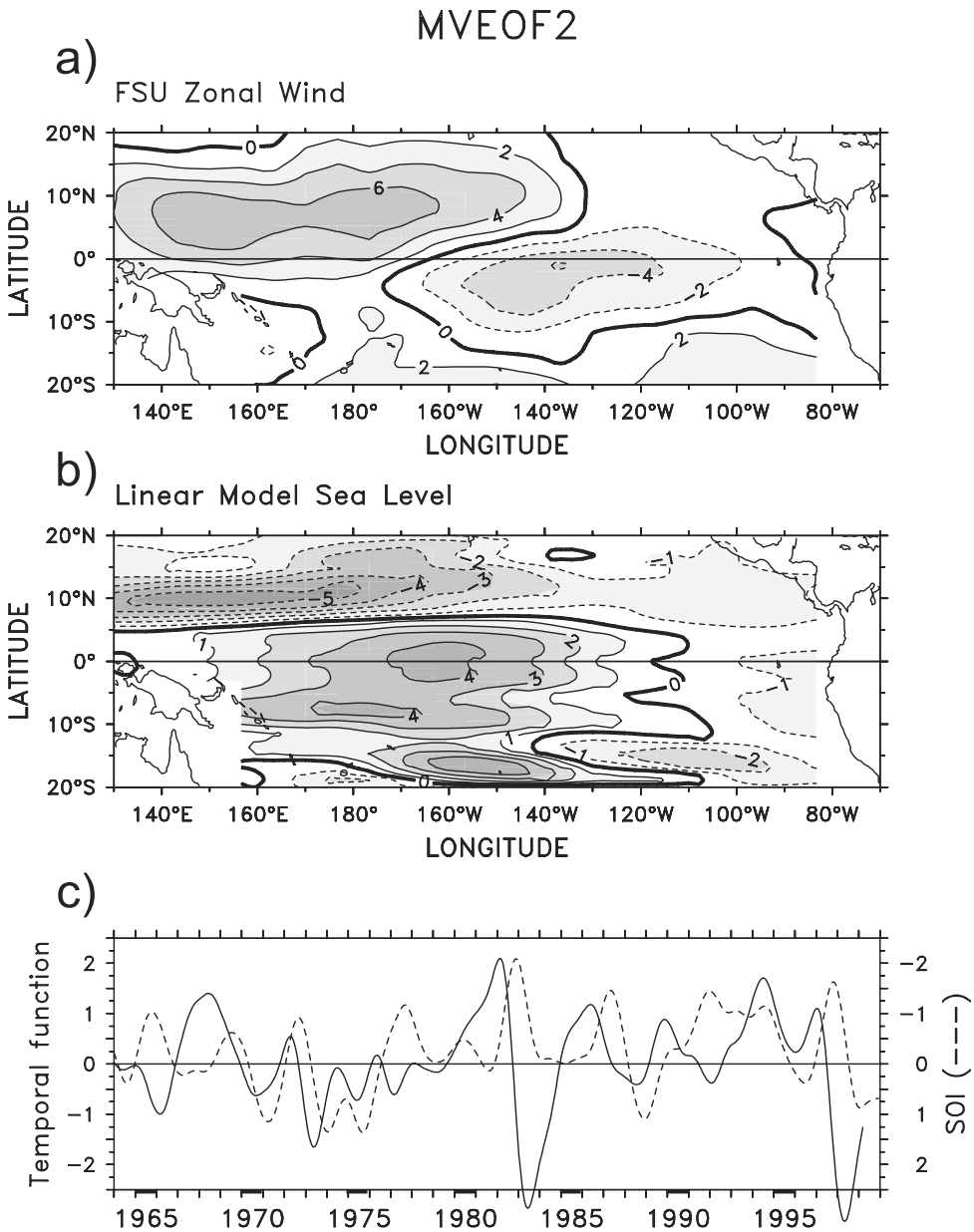


Figure 9. Second mode of the interannual multivariate empirical orthogonal function (MVEOF2) for FSU zonal wind stress and sea level produced by the FSU-forced linear model. (a) and (b) Spatial functions in 10^{-3}N.m^{-2} and cm, respectively; dashed lines denote negative values. (c) The normalized time function (solid line) compared with the SOI (dashed line); the *y* axis for the SOI is reversed. The correlation coefficient between the two time series is given in Table 1.

positive wind anomalies at the same latitudes not reproduced in our idealized wind forcing.

5. Mass Transport and Related Sea Level Changes

[39] In the tropical Pacific, interannual sea level changes are mainly governed by warm water displacements in the upper layer. Hence, we now investigate the role of horizontal mass transports (see section 2 for calculation details) in the upper layer in the previously analyzed modes of sea level changes.

[40] In section 5.1, we validate the simulated transports against transports deduced from TAO data. In section 5.2, we assess the link between the simulated sea level and the horizontal mass budget in an equatorial, a northern and a southern box. Then, in section 5.3, we quantify the relative contributions of zonal and meridional, geostrophic and Ekman mass transports for each mode and in each box.

5.1. Model Transport Validation

[41] The modeled interannual warm (>20°C, see section 2) water transports were compared with similar transports

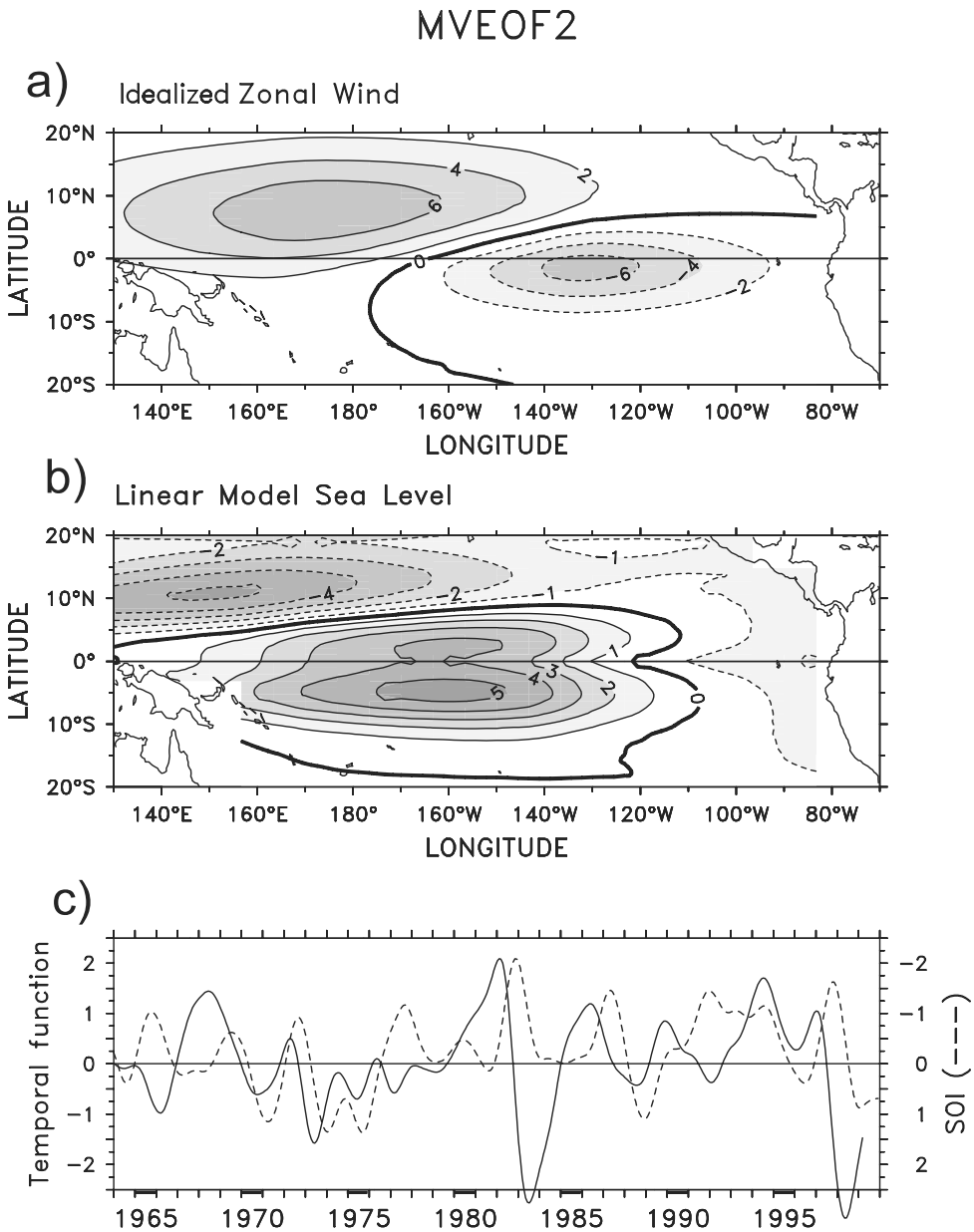


Figure 10. Second mode of the interannual multivariate empirical orthogonal function (MVEOF2) for the idealized zonal wind stress based on Figure 9a and the associated simulated sea level. (a) and (b) Spatial functions in 10^{-3}N.m^{-2} and cm respectively; dashed lines denote negative values. (c) The normalized time function (solid line) compared with the SOI (dashed line); the *y* axis for the SOI is reversed.

estimated by *Meinen and McPhaden* [2001] from TAO observed subsurface temperature and wind data across 156°E, 155°W, 95°W, 8°N and 8°S TAO-based sections for the January 1993 to May 1999 period. The Ekman transports estimated by *Meinen and McPhaden* [2001] were very similar to ours, having been computed with comparable methods, using the same wind products. Thus, we report only the geostrophic transport comparison as statistics in Table 2. It appears that the modeled transports are everywhere better correlated to the TAO-derived transports when the FSU rather than the ERS winds are used to force the model. For the FSU winds, which are used hereafter to investigate transports, the mean correlation coefficient and standard deviation ratio of the modeled versus the TAO-derived transports are 0.71 and 1.3, respectively. This improves to 0.81 and 1.08 when considering the meridional transports only, possibly reflecting that, according to *Meinen and McPhaden* [2001], the TAO-derived transports error is four times larger for the zonal than for the meridional component. Overall, although our type of model poorly reproduces the mean zonal current changes right at the equator [*Bou-*

Table 2. Comparison Between the January 1993 to May 1999 Modeled Interannual Warm (>20°C; See Text for Calculation Details) Water Geostrophic Transports Using Either the ERS or FSU Wind Product and the Same Transports as Estimated by *Meinen and McPhaden* [2001] (MM) From Observed Subsurface Temperature[a]

	Wind Forcing									
	ERS					FSU				
Section	156°E	155°W	95°W	8°N	8°S	156°E	155°W	95°W	8°N	8°S
R_0	0.03[b]	0.74	0.18[b]	0.57[b]	0.72	0.58	0.93	0.41[b]	0.78	0.84
R_{lag}	0.62	0.88	0.40[b]	0.71		0.64		0.44[b]	0.82	0.86
Lag, month	+9	+3	+19	+4	0	+4	0	−2	+2	−1
σ(MOD)/σ(MM)	1.60	1.16	0.31	1.65	0.64	1.95	1.67	0.81	1.42	0.74

[a] Zonal transports across 156°E, 155°W, 95°W are integrated between 8°N and 8°S. Meridional transports across 8°N and 8°S are integrated between 156°E and 95°W. R_0 and R_{lag} are the instantaneous and lagged correlation coefficients, respectively, at the given lag relative to (positive when lags) the MM time series.

[b] Not significant at the 95% confidence level. The last line shows the standard deviation ratio of the modeled over the MM time series.

langer, 2001], it proved able to simulate realistic interannual geostrophic transports across some distinctive sections of the tropical Pacific.

5.2. Total Transport Analysis

[42] Three specific boxes were selected, based on the main features of the MVEOF analysis: a "southern box" from 15°S to 5°S, 156°E to 80°W, an "equatorial box" from 5°S to 5°N, 136°E to 80°W, and a "northern box" from 5°N to 15°N, 136°E to 80°W. Note that there can be no transport through the eastern sides of these boxes and through the western side of the southern box due to boundary conditions along the continents. Mass transports across 136°E are linked to western boundary currents rather than to the Indonesian throughflow that does not exist in the model.

[43] In order to extract the transports related to each mode of variability, two model runs were conducted. In each run, the model was forced by either the first or the second EOF mode of the zonal wind over the 1964–1999 period (not shown here but very similar to the MVEOF shown in Figures 5 and 9). For each of these runs and for each box, the net total transport (T_{TOT}) across the boundaries of a box, counted positive when it increased mass in the box, was compared with the temporal derivative of the spatially averaged sea level anomaly ($\partial H/\partial t$) in the box. Sensitivity studies indicated that the best comparison between T_{TOT} and $\partial H/\partial t$ was obtained when currents were integrated from the surface to 200 m rather than to other depths. The correlation coefficient between T_{TOT} and $\partial H/\partial t$ for each wind forcing in each box (Table 3) is everywhere reasonably high (R_{mean} = 0.87). Hence, sea level changes in these boxes are mainly due to horizontal mass transport variations between the surface and 200 m. The similarity between the modeled and TOPEX/Poseidon-derived sea level changes (compare Figures 2b and 4b and Figures 7b and 8b) suggests that a similar conclusion would hold in the real world. The following discussion therefore focuses on these variations.

5.3. Zonal and Meridional Transport Analysis

[44] Mass transport into and out of the equatorial and northern boxes can occur in both the zonal and meridional directions, but only in the meridional direction in the southern box. The respective contributions of zonal and meridional transports for both modes of variability are presented in Figure 11, with the associated correlation coefficients and standard deviation ratios given in Table 3. The total transport is generally one order of magnitude smaller than the zonal and meridional transports because the latter usually oppose each other.

[45] Calculation of the relative contribution of the geostrophic and Ekman components indicates that the zonal transport is almost entirely geostrophic, while the meridional transport combines both the geostrophic and Ekman components. This is presented below for both modes of variability.

5.3.1. First Mode

[46] For the first mode of variability, the zonal transport has a larger standard deviation than the meridional transport, and is also positively and better correlated with the total transport as illustrated in Figures 11a and 11b and the associated statistics in Table 3. The zonal transport across 136°E is thus dominant in the equatorial and northern boxes. The direction of the transport is consistent with westward propagating Rossby waves generated east of this longitude. In particular, during the onset phase of El Niño, westerly wind anomalies generate upwelling Rossby waves associated (at least for the first meridional mode) with eastward transport in the equatorial band and westward transport at higher latitudes. This is consistent with the fact

Table 3. Instantaneous (R_0) and Lagged (R_{lag}) Correlation Between the Rate of Sea Level Changes ($\partial H/\partial t$), the Total (T_{TOT}), the Meridional (T_V), and the Zonal (T_U) Mass Transports in the Northern (N), Equatorial (EQ), and Southern (S) Boxes, When the Model is Forced by Either the First or Second EOF of the FSU Zonal Wind (see Figure 11)[a]

	FSU forcing					
	EOF1			EOF2		
Box	N	EQ	S	N	EQ	S
$R_0(\partial H/\partial t, T_{TOT})$	0.65	0.72	0.89	0.85	0.86	0.69
$R_{lag}(\partial H/\partial t, T_{TOT})$	0.83	0.82		0.94	0.94	0.83
Lag, month	−4	−3	0	−3	−3	+3
$R_0(T_V, T_{TOT})$	0.48	−0.36		0.83	0.96	
$R_{lag}(T_V, T_{TOT})$	0.56	−0.94		0.93	0.97	
Lag, month	−3	+7		+3	+1	
$R_0(T_U, T_{TOT})$	0.93	0.73		−0.68	−0.87	
$R_{lag}(T_U, T_{TOT})$		0.96		−0.89	−0.93	
Lag, month	0	+5		+5	+3	
$\sigma(T_V)/\sigma(T_U)$	0.41	0.73		1.32	1.71	

[a] A positive lag indicates that T_{TOT} leads the other time series. All correlation coefficients are significant at the 95% confidence level. The last line shows the standard deviation ratio of the meridional over the zonal mass transports.

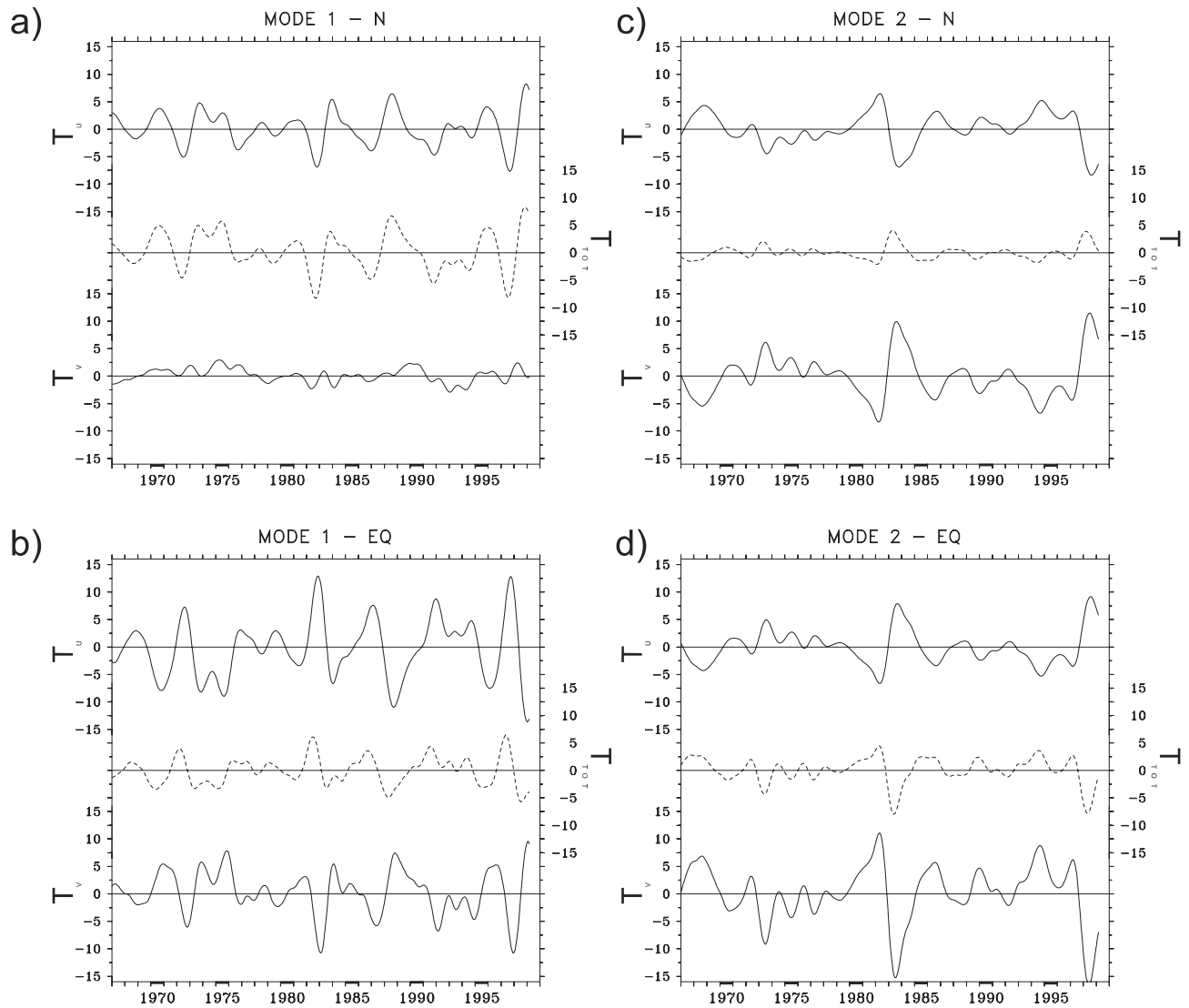


Figure 11. Comparison between the interannual changes in zonal (solid line, top of each panel), meridional (solid line, bottom of each panel), and total (dashed line, middle of each panel) 0–200 m mass transport into: (a) the northern box (5°–15°N, 136°E–80°W) when the model is forced by the zonal wind EOF1, (b) the equatorial box (5°S–5°N, 136°E–80°W) when the model is forced by the zonal wind EOF1, (c) the northern box when the model is forced by the zonal wind EOF2, and (d) the equatorial box when the model is forced by the zonal wind EOF2. A positive transport indicates an incoming mass flux in the box. All transports are in Sverdrups.

that the zonal transport in the equatorial box is opposed to and greater than that in the northern box. These zonal transports are linked through the equatorward western boundary currents.

[47] As the equatorial box fills up (empties) through its western boundary, its buildup (depletion) is partially compensated by outflows (inflows) across the northern and southern boundaries (Figure 11b). In the buildup case, these meridional outflows consist of a dominant outward geostrophic term, resulting from a decrease in the geostrophic convergence associated with the flattening of the thermocline during El Niño, and a weaker inward Ekman term related to a decrease in the Ekman convergence associated with the weakening of the trade winds (Figure 12a). The opposite mechanisms take place in the depletion case.

[48] While the geostrophic flows through 5°S and 5°N are quite symmetrical, the Ekman flows through the two latitudes differ significantly (Figure 12a). Indeed, the anomalous Ekman flow at 5°S is only about half as strong as the one at 5°N due both to the shorter length of the zonal boundary through which it is integrated (144 degrees in longitude at 5°N versus 124 degrees at 5°S) and to the asymmetry of the wind forcing around the equator. This results in greater variability of total (geostrophic + Ekman) meridional transport in the south. Along the 5°N and 5°S boundaries (Figures 13a and 13b), the meridional transport appears dominant west of 160°W and east of 100°W. Across 5°N, this is consistent with the north-south migration of sea level anomalies mentioned in section 1 and Figure 1 between the equator and 10°N along the western and eastern

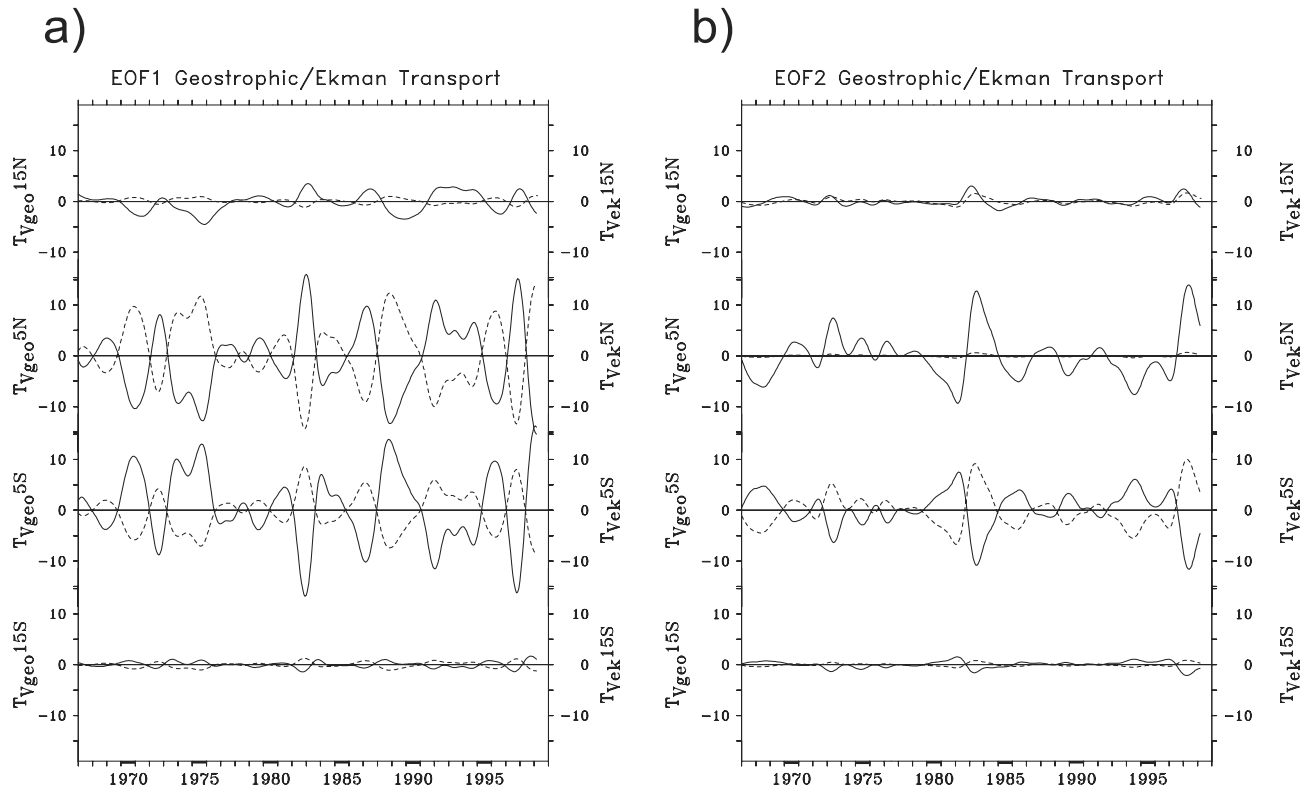


Figure 12. Interannual changes in the zonally averaged geostrophic (solid line) and Ekman (dashed line) meridional 0–200 m mass transports across (from top to bottom) the 15°N, 5°N, 5°S, and 15°S boundaries delimiting the predefined boxes (see Figure 11) when the model is forced by: (a) the zonal wind EOF1 and (b) the zonal wind EOF2. A positive value denotes a northward transport. All transports are in Sverdrups.

boundaries. Furthermore, the time/longitude slope of the transport anomalies in Figure 13 could explain the apparent westward displacement of the sea level anomalies north of 5°N in the previously observed circuit.

5.3.2. Second Mode

[49] For the second mode of variability, the meridional transports have a larger standard deviation than the zonal transports, and they are also positively and better correlated with the total transport as illustrated in Figures 11c and 11d and the associated statistics in Table 3. Although zonal currents are much larger than meridional currents, this indicates that the meridional transport is the main factor influencing the equatorial and northern box mass budget.

[50] Focusing on the geostrophic and Ekman contributions to the meridional transport, Figure 12b reveals that this second mode of variability consists basically of a meridional geostrophic mass exchange between the northern and the equatorial boxes. Indeed: a) the geostrophic and Ekman transports across 15°S and 15°N are negligible, as the wind forcing and the inverse of the Coriolis parameter (1/f) are relatively weak at these latitudes; b) the geostrophic and Ekman transports across 5°S compensate each other; and c) the net Ekman transport across 5°N is very weak because the winds are of opposite sign in the west and in the east, and so contribute little to the zonal average. The geostrophic mass transport across 5°N and the time function of the MVEOF2 combining zonal wind and sea level exhibit a similar (but inverse) temporal function (compare Figure 9c with Figure 12b, solid line at 5°N), which shows this mass transport to be the driving term for the buildup of the equatorial band at that timescale, and more generally for the sea level oscillation between the northern and equatorial boxes. The decadal contribution to strong (1972) and very strong (1982–1983 and 1997–1998) El Niño phenomena noted earlier thus corresponds, in our analysis, to reinforced southward geostrophic transport across 5°N.

[51] The east-west distribution of the meridional transport (Figures 13c and 13d) indicates that, across 5°S, the transports in the west and in the east tend to compensate while, across 5°N, the transports are mainly concentrated between 160°E and 150°W. This latter fact suggests that in the northern hemisphere, different circulation pathways are associated with each mode of variability. On the ENSO timescale, water masses migrate equatorward west of 160°E and possibly within western boundary currents. In the second mode of variability, water flows directly from about 10°N to the equator in the interior ocean, which contributes to a sea level rise in the middle of the basin (Figure 9b). Anomalous equatorward transport at the ITCZ latitude could be linked to the "equatorial draining" process discussed by *Vintzileos et al.* [1999a, 1999b] in a coupled GCM simulation of the Pacific ocean, i.e. a coupled NECC strengthening and ITCZ poleward displacement [*Wyrtki*, 1975b]. Lagrangian studies of model simulations present both kinds of trajectories [see *Gu and Philander*, 1997, Figure 2]. Interestingly, the meridional transport contribu-

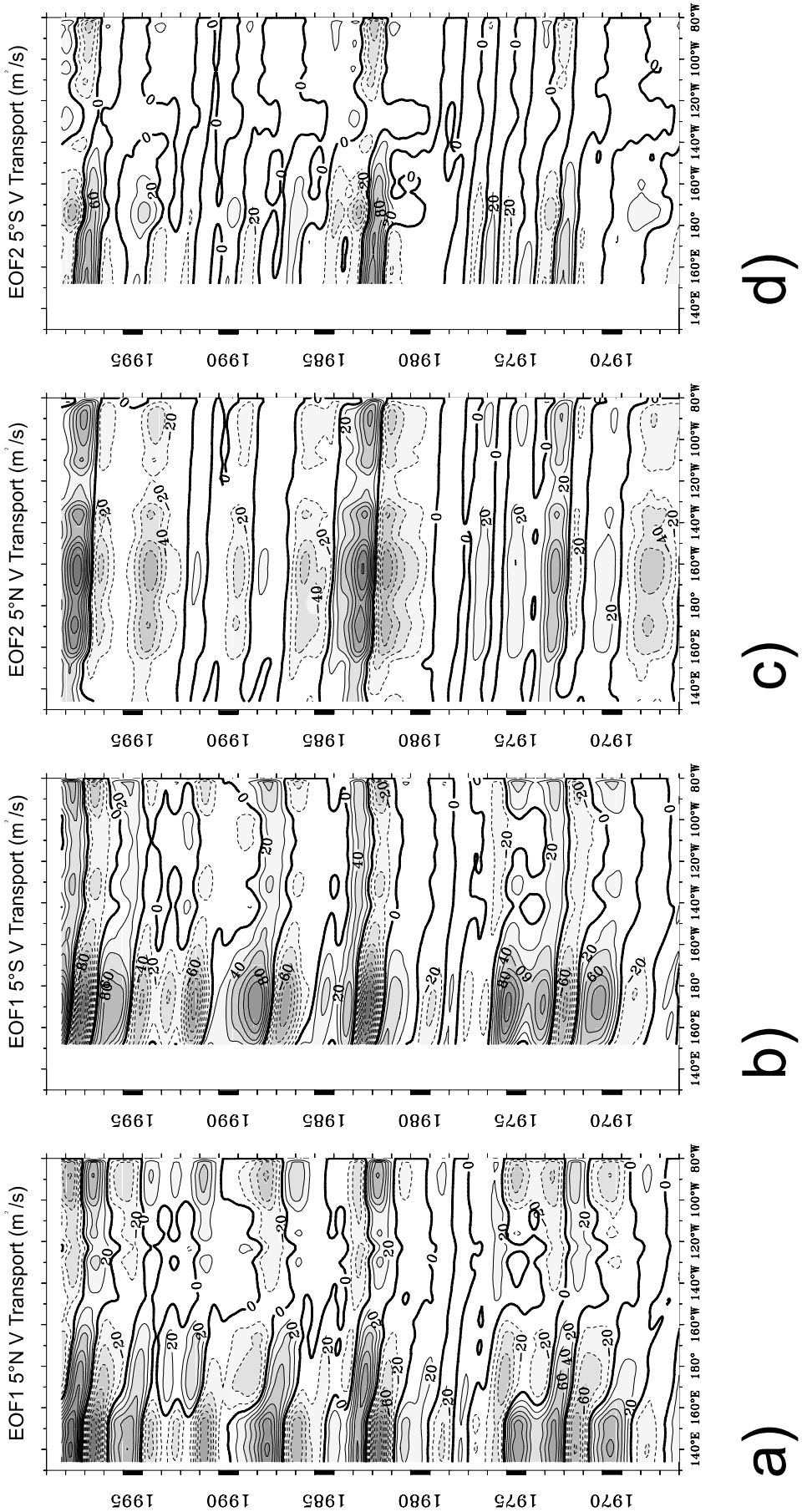


Figure 13. Longitude-time plot of the interannual changes in total meridional 0–200 m mass transports across (a) 5°N when the model is forced by the zonal wind EOF1, (b) 5°S when the model is forced by the zonal wind EOF1, (c) 5°N when the model is forced by the zonal wind EOF2, and (d) 5°S when the model is forced by the zonal wind EOF2. Positive value denotes northward transports. All transports (or vertically integrated currents) are in m^2/s.

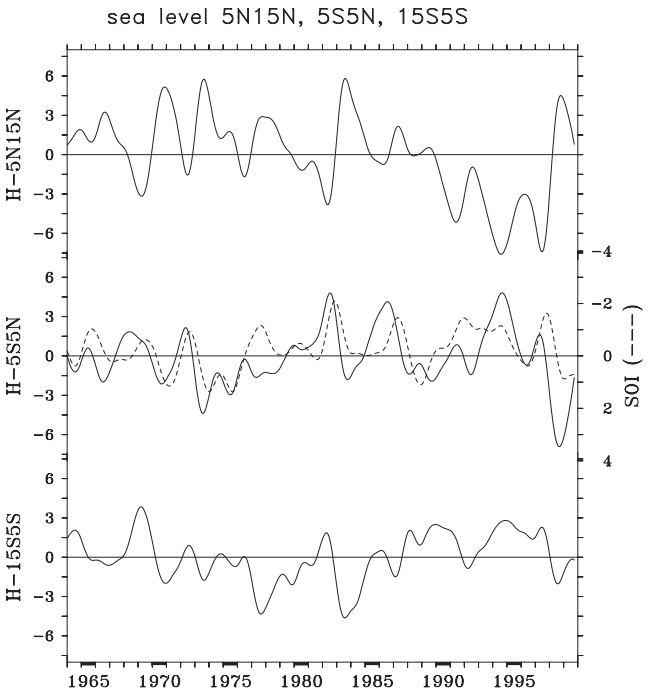


Figure 14. Interannual changes in the modeled sea level variations (solid line, left scale, in centimeters), averaged in (from top to bottom) the northern, the equatorial, and the southern boxes (see Figure 11), compared to the SOI (middle panel, dashed line, right scale). The *y* axis for the SOI is reversed.

tion to the buildup of the equatorial box is of the same order for both modes of variability, except during the 1982–1983 and 1997–1998 major El Niño events where the second mode is the main factor.

6. Summary and Conclusion

[52] Satellite observations were used to identify the main modes of interannual climate variability in zonal wind (ERS) and sea level (TOPEX/Poseidon) in the tropical Pacific during the 1993–1999 period. A dominant ENSO signal showed up in sea level as a zonal seesaw-like pattern with its fulcrum at the dateline associated with an equatorial patch of zonal wind at the same longitude. The oscillation was described in terms of equatorial waves: Kelvin waves propagating east of the wind forcing and reflecting on the eastern boundary into Rossby waves, Rossby waves propagating west of the wind forcing and reflecting into Kelvin waves. Reflection coefficients were estimated and compared to previous studies. A secondary ocean-atmosphere coupled mode was identified, consisting of a meridional seesaw-like pattern in sea level with 5°N as its fulcrum, associated with opposite zonal wind anomalies in the northwestern and southeastern parts of the tropical Pacific.

[53] A wind-forced multimode linear model proved able to reproduce both modes of variability in sea level during the 1993–1999 period (when forced by ERS winds) and the 1964–1999 period (when forced by FSU winds). Simple idealized wind patterns were identified as responsible for the sea level zonal and meridional seesaws.

[54] To assess the role of the upper ocean mass transport in these sea level changes, geostrophic and Ekman transports were computed in the upper 200 m for each mode of interannual variability. The role of horizontal mass advection in the sea level variations was then quantified for three boxes selected with regards to the sea level seesaw patterns: an equatorial box (5°S–5°N, 136°E–80°W), a northern box (5°–15°N, 136°E–80°W) and a southern box (15°–5°S, 156°E–80°W). For the first mode of variability, at the ENSO timescale, we found the equatorial box sea level to be mainly affected by zonal geostrophic transport across its western boundary, partially compensated by smaller and opposite meridional transports across the meridional boundaries. For the second mode of variability, we found the dominant term to be the meridional geostrophic transport across 5°N, which generates most of the sea level seesaw between the equatorial and northern boxes.

[55] The second mode of variability in sea level, characterized by a strong equatorial asymmetry, has been previously related to ENSO in the literature, but never clearly identified as a secondary effect, an intermediate phase or a driving process in the phenomenon [*Latif and Villwock*, 1990; *Delcroix*, 1998]. Figure 14 depicts the sea level variations in the 3 selected boxes resulting from the standard FSU run; the associated statistics are presented in Table 4. The meridional seesaw between the northern and equatorial boxes is clearly visible, and is illustrated by a high negative correlation (R = −0.63 at zero lag) between the two time series. Furthermore, the sea level variations for the three boxes are better correlated with the second mode of variability than with the first mode (see Table 4). This second mode of variability is reminiscent of the *Jin* [1997] recharge oscillator. However, its pattern is not symmetric around the equator, and varies at a somewhat longer timescale than ENSO. Indeed, while the MVEOF2 time function (Figure 9c) shows a significant but not strong correlation with the SOI (preceding it by 5 to 9 months as seen in the observations and model) it also hints at decadal variability, notably a tendency for positive values (i.e. a recharge of the equatorial band) between the high peaks associated with the 1982–1983 and 1997–1998 very strong El Niño episodes, and the opposite tendency (i.e. a discharge of the equatorial

Table 4. Statistics Associated with Figure 14: Instantaneous (R_0) and Lagged (R_{lag}) Correlation Between the Time Function of the First or Second EOF of Zonal Wind and the Sea Level Changes (H) in the Northern (N), Equatorial (EQ), and Southern (S) Boxes[a]

	Box		
	N	EQ	S
$R_0(H, \tau^x_{EOF1})$	−0.33[b]	0.47	0.04[b]
$R_{lag}(H, \tau^x_{EOF1})$	−0.43	0.59	0.15[b]
Lag, month	−5	−4	−6
$R_0(H, \tau^x_{EOF2})$	−0.57	0.72	0.56
$R_{lag}(H, \tau^x_{EOF2})$	−0.69	0.81	0.64
Lag, month	+4	+4	+4
$R_0(H, H_{EQ})$	−0.63	1.00	0.39
$\sigma(H)/\sigma(H_{EQ})$	1.42	1.00	0.84

[a] A positive lag indicates that the EOF time function leads the sea level changes. The last two lines show the instantaneous correlation and the standard deviation ratio of the sea level changes in the northern or southern box with the sea level changes in the equatorial box (H_{EQ}).

[b] Not significant at the 95% confidence level.

band) in the preceding decade. This strengthening of the recharge of the equatorial band is consistent with the occurrence of more El Niño events in between the above mentioned episodes. Recognizing the shortness of our analyzed time series, the hint for a "regime shift" in the beginning of the 1980s is consistent with the decadal signals recently observed in the Pacific basin [*Wang*, 1995; *Zhang et al.*, 1997; *Mantua et al.*, 1997; *Tourre et al.*, 2001] which still need to be more clearly identified.

[56] The linear model proved useful for performing sensitivity studies, for estimating Ekman and geostrophic components of the mass transports in relation to sea level changes, and for underlining the predominance of the geostrophic transport in zonally averaged meridional mass exchange. However, it doesn't simulate diabatic effects, salinity effects, turbulent processes, and becomes less trustworthy as latitude increases. A complementary and more detailed study with an OGCM, validated with relevant observations, is thus necessary to confirm and further expand our results. The OGCM would be the appropriate tool for checking the zonal phasing of the meridional seesaw, and would serve to investigate heat transports more directly involved in the ENSO phenomenon. A several decade long simulation would be required, to analyze interannual variability at longer-than-ENSO timescale. This is currently under investigation.

[57] **Acknowledgments.** The preprocessed TOPEX/Poseidon data were obtained from CLS and its AVISO/Altimetry department. They were further processed by F. Masia at IRD Nouméa. The FSU wind field was produced by J. O'Brien and colleagues and made available by COAPS at the Florida State University. The ERS wind field, produced by CERSAT/IFREMER, was extracted from the CERSAT database with the help of B. Dewitte. C. Meinen and M. McPhaden kindly provided their transport data derived from TAO moorings for validation. We are very thankful for having had the possibility to use all of these data. Help from M. Ioualalen on the linear model and complementary advice by Y. duPenhoat was greatly appreciated. We had useful discussions with G. Reverdin (whom we also thank for reviewing an earlier version), J. Picaut, C. Menkes, Y. Tourre, P. Delecluse, J.-P. Boulanger. Constructive comments and criticisms by J. Toole and two anonymous reviewers were very helpful. This research was supported by IRD and ZoNéCo.

References

Battisti, D. S., On the role of off-equatorial oceanic Rossby waves during ENSO, *J. Phys. Oceanogr.*, *19*, 552–559, 1989.

Battisti, D. S., and A. C. Hirst, Interannual variability in a tropical atmosphere-ocean model: Influence of the basic state, ocean geometry and non-linearity, *J. Atmos. Sci.*, *46*, 1687–1712, 1989.

Bentamy, A., Y. Quilfen, F. Gohin, N. Grima, M. Lenaour, and J. Servain, Determination and validation of average wind fields from ERS-1 scatterometer measurements, *Global Atmos. Ocean Syst.*, *4*, 1–29, 1996.

Bjerknes, J., Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific, *Mon. Weather Rev.*, *97*, 163–172, 1969.

Blackman, R. B., and J. W. Tukey, *The Measurement of Power Spectra*, 190 pp., Dover, Mineola, N. Y., 1958.

Boulanger, J.-P., The Trident Pacific model, part 1, Simulating surface ocean currents with a linear model during the 1993–1998 TOPEX/Poseidon period, *Clim. Dyn.*, *17*, 159–173, 2001.

Boulanger, J.-P., and L.-L. Fu, Evidence of boundary reflection of Kelvin wave and first-mode Rossby waves from TOPEX/Poseidon sea level data, *J. Geophys. Res.*, *101*, 16,361–16,371, 1996.

Boulanger, J.-P., and C. Menkes, Propagation and reflection of long equatorial waves in the Pacific Ocean during the 1992–1993 El Niño, *J. Geophys. Res.*, *100*, 25,041–25,059, 1995.

Boulanger, J.-P., and C. Menkes, Long equatorial wave reflection in the Pacific Ocean from TOPEX/Poseidon data during the 1992–1998 period, *Clim. Dyn.*, *15*, 205–225, 1999.

Busalacchi, A., and M. Cane, Hindcasts of sea level variations during the 1982–83 El Niño, *J. Phys. Oceanogr.*, *15*, 213–221, 1985.

Cane, M. A., and R. J. Patton, A numerical model for low-frequency equatorial dynamics, *J. Phys. Oceanogr.*, *14*, 1853–1864, 1984.

Cane, M. A., and S. E. Zebiak, A theory for El Niño and the Southern Oscillation, *Science*, *228*, 1084–1087, 1985.

Clarke, A. J., On the reflection and transmission of low-frequency energy at the irregular western Pacific Ocean boundary, *J. Geophys. Res.*, *96*, 3289–3305, 1991.

Delcroix, T., Observed surface oceanic and atmospheric variability in the tropical Pacific at seasonal and ENSO timescales: A tentative overview, *J. Geophys. Res.*, *103*, 18,611–18,633, 1998.

Delcroix, T., and J. Picaut, Zonal displacement of the western equatorial Pacific "fresh pool", *J. Geophys. Res.*, *103*, 1087–1098, 1998.

Delcroix, T., J. Picaut, and G. Eldin, Equatorial Kelvin and Rossby waves evidenced in the Pacific Ocean through Geosat sea level and surface current anomalies, *J. Geophys. Res.*, *96*, 3249–3262, 1991.

Delcroix, T., J.-P. Boulanger, F. Masia, and C. Menkes, GEOSAT-derived sea-level and surface-current anomalies in the equatorial Pacific, during the 1986–89 El Niño and La Niña, *J. Geophys. Res.*, *99*, 25,093–25,107, 1994.

Delcroix, T., B. Dewitte, Y. duPenhoat, F. Masia, and J. Picaut, Equatorial waves and warm pool displacements during the 1992–1998 ENSO events: Observations and modelling, *J. Geophys. Res.*, *105*, 26,045–26,062, 2000.

Deser, C., and J. M. Wallace, Large-scale atmospheric circulation features of warm and cold episodes in the tropical Pacific, *J. Clim.*, *3*, 1254–1281, 1990.

Dewitte, B., and G. Reverdin, Vertically propagating annual and interannual variability in an OGCM simulation of the tropical Pacific in 1985–94, *J. Phys. Oceanogr.*, *30*, 1562–1581, 2000.

duPenhoat, Y., and M. A. Cane, Effect of low-latitude western boundary gaps on the reflection of equatorial motions, *J. Geophys. Res.*, *96*, 3307–3322, 1991.

duPenhoat, Y., and A. M. Treguier, The seasonal linear response of the tropical Atlantic Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *15*, 316–329, 1985.

duPenhoat, Y., et al., Interpretation of Kelvin/Rossby waves in the equatorial Pacific from model-data intercomparaison during the 1986–87 El Niño, *Oceanol. Acta*, *15*, 545–554, 1992.

Durand, F., and T. Delcroix, A note on the variability of the tropical Pacific thermal structure during the 1979–1996 period, as deduced from XBT sections, *J. Phys. Oceanogr.*, *30*, 3261–3269, 2000.

Eriksen, C. C., M. B. Blumenthal, S. P. Hayes, and P. Ripa, Wind-generated equatorial Kelvin waves observed across the Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *13*, 1622–1640, 1983.

Fu, C., H. Diaz, and J. Fletcher, Characteristics of the response of sea-surface temperature in the central Pacific associated with warm episodes of the Southern Oscillation, *Mon. Weather Rev.*, *114*, 1716–1738, 1986.

Fu, L.-L., E. J. Christensen, C. Yamarone, M. Lefebvre, Y. Menard, M. Dorrer, and P. Escudier, TOPEX/Poseidon mission overview, *J. Geophys. Res.*, *99*, 24,369–24,381, 1994.

Gill, A. E., Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *106*, 447–462, 1980.

Gill, A. E., *Atmosphere-Ocean Dynamics*, 662 pp., Academic, San Diego, Calif., 1982.

Goldenberg, S., and J. J. O'Brien, Time and space variability of tropical wind stress, *Mon. Weather Rev.*, *109*, 1190–1207, 1981.

Gu, D., and S. G. H. Philander, Interdecadal climate fluctuations that depend on exchanges between the tropics and extratropics, *Science*, *275*, 805–807, 1997.

Jin, F.-F., An equatorial ocean recharge paradigm for ENSO, part I, Conceptual model, *J. Atmos. Sci.*, *54*, 811–829, 1997.

Kessler, W., Observations of long Rossby waves in the northern tropical Pacific, *J. Geophys. Res.*, *95*, 5183–5217, 1990.

Lagerloef, G. S. E., G. T. Mitchum, R. B. Lukas, and P. P. Niiler, Tropical Pacific near-surface currents estimated from altimeter, wind, and drifter data, *J. Geophys. Res.*, *104*, 23,313–23,326, 1999.

Latif, M., and M. Flügel, An investigation of short-range climate predictability in the tropical Pacific, *J. Geophys. Res.*, *96*, 2661–2673, 1991.

Latif, M., and A. Villwock, Interannual variability in the tropical Pacific as simulated in coupled ocean-atmosphere models, *J. Mar. Syst.*, *1*, 51–60, 1990.

Mantua, N. J., S. R. Hare, Y. Zhang, J. M. Wallace, and R. C. Francis, A Pacific interdecadal climate oscillation with impacts on salmon production, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *78*, 1069–1079, 1997.

Matsuno, T., Quasi-geostrophic motions in the equatorial area, *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, *44*, 25–42, 1966.

McCreary, J. P., Eastern tropical response to changing wind systems: with application to El Niño, *J. Phys. Oceanogr.*, *6*, 632–645, 1976.

McCreary, J. P., Eastern ocean response to changing wind systems, paper presented at Equatorial Oceanography FINE Workshop, Scripps Inst. of Oceanogr., La Jolla, Calif., 1977.

McCreary, J. P., Modeling equatorial ocean circulation, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, *17*, 359–409, 1985.

McPhaden, M. J., et al., The Tropical Ocean Global Atmosphere (TOGA) observing system: A decade of progress, *J. Geophys. Res.*, *103*, 14,169–14,240, 1998.

Meinen, C. S., and M. J. McPhaden, Interannual variability in warm water volume transports in the equatorial Pacific during the 1993–99, *J. Phys. Oceanogr*, *31*, 1324–1345, 2001.

Miller, L., and R. Cheney, Large-scale meridional transport in the tropical Pacific Ocean during the 1986–1987 El Niño from Geosat, *J. Geophys. Res.*, *95*, 17,905–17,919, 1990.

Moore, D., Planetary-gravity waves in an equatorial ocean, Ph. D. thesis, 207 pp., Harvard Univ., Cambridge, Mass., 1968.

North, G. R., T. L. Bell, R. F. Cahalan, and F. J. Moeng, Sampling errors in the estimations of empirical orthogonal functions, *Mon. Weather Rev.*, *110*, 699–706, 1982.

Pares-Sierra, A. F., M. Inoue, and J. J. O'Brien, Estimates of oceanic horizontal heat transport in the tropical Pacific, *J. Geophys. Res.*, *90*, 3293–3303, 1985.

Picaut, J., and L. Sombardier, Influence of density stratification and bottom depth on vertical mode structure functions in the tropical Pacific, *J. Geophys. Res.*, *98*, 14,727–14,737, 1993.

Picaut, J., F. Masia, and Y. duPenhoat, An advective-reflective conceptual model for the oscillatory nature of ENSO, *Science*, *277*, 663–666, 1997.

Posmentier, E. S., M. A. Cane, and S. E. Zebiak, Tropical Pacific climate trends since 1960, *J. Clim.*, *2*, 731–736, 1989.

Rasmusson, E., and T. Carpenter, Variations in tropical sea-surface temperature and surface wind fields associated with the Southern Oscillation/El Niño, *Mon. Weather Rev.*, *110*, 354–384, 1982.

Rebert, J. P., J. R. Donguy, G. Eldin, and K. Wyrtki, Relations between sea level, thermocline depth, heat content, and dynamic height in the tropical Pacific Ocean, *J. Geophys. Res.*, *90*, 11,719–11,725, 1985.

Schopf, P. S., and M. J. Suarez, Vacillations in a coupled ocean-atmosphere model, *J. Atmos. Sci.*, *45*, 549–566, 1988.

Smith, N. R., An improved system for tropical ocean sub-surface temperature analyses, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *12*, 850–870, 1995.

Springer, S. R., M. J. McPhaden, and A. J. Busalacchi, Oceanic heat content variability in the tropical Pacific during the 1982–1983 El Niño, *J. Geophys. Res.*, *95*, 22,089–22,101, 1990.

Susanto, R. D., Q. Zheng, and X.-H. Yan, Complex singular value decomposition analysis of equatorial waves in the Pacific observed by TOPEX/Poseidon altimeter, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *15*, 764–774, 1998.

Sverdrup, S., Wind-driven currents in a baroclinic ocean with application to the equatorial currents of the eastern Pacific, *Proc. Natl. Acad. Sci.U. S. A.*, *33*, 318–326, 1947.

Tourre, Y. M., B. Rajagopalan, Y. Kushnir, and M. Barlow, Patterns of coherent decadal and interdecadal climate signals in the Pacific basin during the 20th century, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 2069–2072, 2001.

Vintzileos, A., P. Delecluse, and R. Sadourny, On the mechanisms in a tropical ocean-global atmosphere coupled general circulation model, part I, Mean state and the seasonal cycle, *Clim. Dyn.*, *15*, 43–62, 1999a.

Vintzileos, A., P. Delecluse, and R. Sadourny, On the mechanisms in a tropical ocean-global atmosphere coupled general circulation model, part II, Interannual variability and its relation to the seasonal cycle, *Clim. Dyn.*, *15*, 63–80, 1999b.

Wang, B., Interdecadal changes in El Niño onset in the last four decades, *J. Clim.*, *8*, 267–285, 1995.

Wang, C., A unified oscillator model for the El Niño-Southern Oscillation, *J. Clim.*, *14*, 98–115, 2001.

Wyrtki, K., El Niño—The dynamic response of the equatorial Pacific Ocean to atmospheric forcing, *J. Phys. Oceanogr.*, *5*, 572–584, 1975a.

Wyrtki, K., Fluctuations of the dynamic topography in the Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *5*, 450–459, 1975b.

Wyrtki, K., Water displacements in the Pacific and the genesis of El Niño cycles, *J. Geophys. Res.*, *90*, 7129–7132, 1985.

Xue, Y., A. Leetmaa, and M. Ji, ENSO prediction with Markov models: The impact of sea level, *J. Clim.*, *13*, 849–871, 2000.

Zang, X., L.-L. Fu, and C. Wunsch, Observed reflectivity of the western boundary of the equatorial Pacific Ocean, *J. Geophys. Res.*, 10.1029/2000JC000719, in press, 2002.

Zebiak, S. E., Tropical atmosphere-ocean interaction and the El Niño/Southern Oscillation phenomenon, Ph. D. thesis, 261 pp., Mass. Inst. of Technol., Cambridge, 1984.

Zebiak, S. E., Oceanic heat content variability and El Niño cycles, *J. Phys. Oceanogr.*, *19*, 475–486, 1989.

Zhang, R. H., and S. Levitus, Interannual variability of the coupled tropical Pacific ocean-atmosphere system associated with the El Niño-Southern Oscillation, *J. Clim.*, *10*, 1312–1330, 1997.

Zhang, Y., J. M. Wallace, and D. S. Battisti, ENSO-like interdecadal variability: 1900–93, *J. Clim.*, *10*, 1004–1020, 1997.

G. Alory and T. Delcroix, LEGOS 18 Avenue Edouard Belin, 31401 Toulouse Cedex 4, France. (alory@notos.cst.cnes.fr)

2.4 Compléments

Le premier mode de variabilité interannuelle en vent zonal et niveau de la mer mis en évidence est caractéristique d'ENSO : sa fonction temporelle est bien corrélée à la SOI et sa structure spatiale correspond à une représentation schématique des événements El Niño et La Niña [Chao et Philander, 1993 ; voir *figure 2.4.a*]. L'analyse des sections méridiennes de niveau de la mer permet à partir des données TOPEX/Poséidon d'identifier la trace d'ondes équatoriales responsables de ce basculement. Les ondes de Kelvin et de Rossby générées principalement autour de 180° se propagent respectivement vers l'est et l'ouest jusqu'à rencontrer les bordures continentales où elles se réfléchissent. Le fort pourcentage de réflexion au bord est et la présence des ondes de Rossby qui en sont issues dans toute la moitié est du bassin suggère que cette réflexion joue, sur la période 1993-1999, un rôle important pour ENSO, en accord avec la théorie de l'oscillateur advectif-réflectif [Picaut et al., 1997].

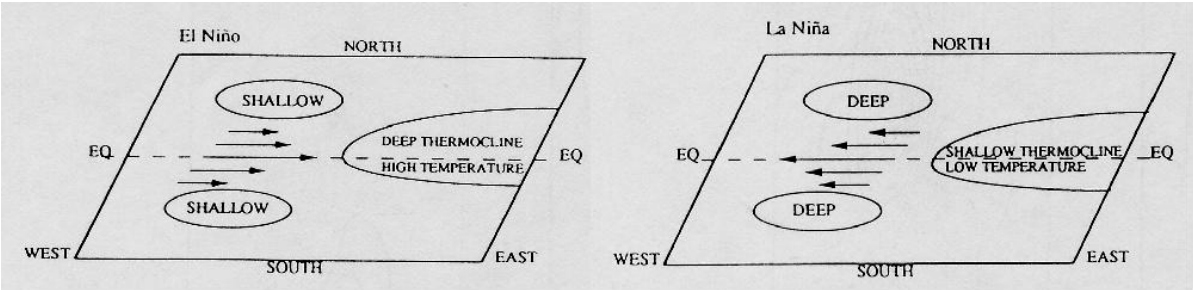


Figure 2.4.a : Représentation schématique des anomalies de vent, profondeur de thermocline et SST caractéristiques des phases El Niño et La Niña. Tiré de Chao et Philander [1993].

Le deuxième mode de variabilité consiste en un basculement de niveau de la mer autour de 5°N. Il correspond à une oscillation de la bande équatoriale entre un état rechargé (niveau de la mer haut, thermocline profonde) et un état déchargé (niveau de la mer bas, thermocline peu profonde). Statistiquement, l'état rechargé précède de 5 à 9 mois un pic d'événement El Niño et l'état déchargé suit le pic d'environ 9 mois, ce qui est cohérent avec la théorie de l'oscillateur rechargé [Jin, 1997a]. La variabilité décennale qui transparaît dans sa fonction temporelle est aussi cohérente avec une variante de l'oscillateur rechargé, qui agirait à des fréquences plus basses qu'ENSO [Jin, 2001]. Par contre, ce basculement méridien n'est pas symétrique par rapport à l'équateur, il se fait essentiellement par transport géostrophique à 5°N. Ce résultat semble contradictoire avec celui de Meinen et McPhaden

[2001] qui trouvent un transport méridien plus important au sud pendant l'épisode El Niño 1997-98. C'est aussi le cas dans notre premier mode de variabilité, qui contribue partiellement à la recharge de la bande équatoriale, où le transport méridien total est deux fois plus fort a 5°S qu'à 5°N.

La combinaison des deux modes peut fournir quelques éléments de réponse quant à un éventuel circuit d'anomalies de contenu thermique autour du Pacifique tropical nord. Dans le premier mode, les transports méridiens à 5°N (*figure 13a*), potentiellement vecteurs d'anomalies, sont essentiellement localisés à l'est et à l'ouest où ils sont en opposition de phase, en accord avec ce concept de circuit. Dans le second mode, des ondes de Rossby extra-équatoriales sont visibles vers 10°N mais seulement dans l'ouest du bassin (*figure 9b*). Elles ne seraient donc pas issues d'une réflexion à l'est mais d'un forçage par la structure de vent identifiée dans le nord-ouest du bassin ou par son rotationnel plus précisément. Le rotationnel de vent dans cette région pourrait être induit par les anomalies de SST associées à ENSO dans l'est du bassin, via une modification de la cellule de Walker, et générer à son tour des anomalies de contenu thermique [Guilyardi et al., 2002 ; voir *figure 2.4.b*]. Ces anomalies rejoindraient ensuite l'équateur soit par les courants de bord ouest, soit un peu plus à l'est (maximum relatif de transport méridien vers 175°E dans la *figure 13a*) via le NECC [Zhang et al., 1999 ; Zhang et Busalacchi, 1999].

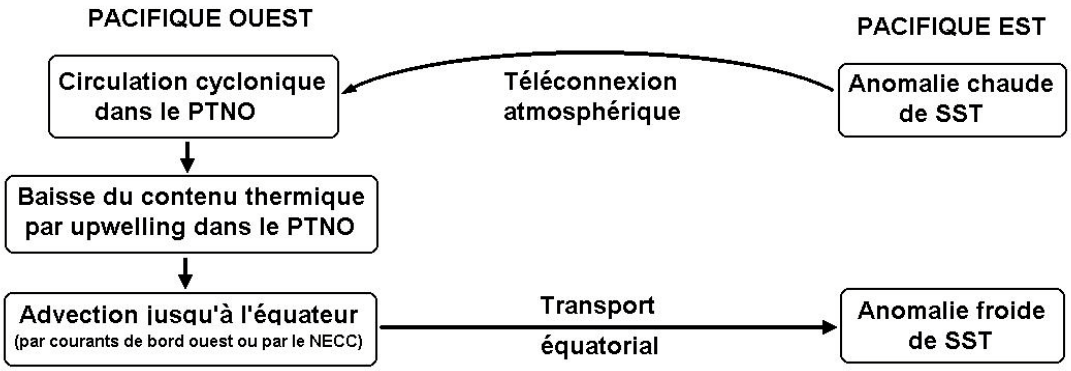


Figure 2.4.b : Représentation schématique du mécanisme de Guilyardi et al. [2002] faisant intervenir le rotationnel du vent dans le Pacifique Tropical Nord-Ouest (PTNO).

Le second mode de variabilité fait apparaître un transport méridien géostrophique à 5°N par l'intérieur du bassin, maximum vers 165°W. De plus, sa fonction temporelle semble montrer une variabilité décennale plus marquée que celle du premier mode, avec des pics correspondant aux forts événements El Niño. Ce transport de masse par l'intérieur du bassin, à cette échelle de temps, pourrait être lié à une STC. Des études lagrangiennes montrent en

effet qu'un transfert de particules d'eau vers l'équateur en subsurface (donc essentiellement par géostrophie), est possible dans cette région [Gu et Philander, 1997 ; voir *figure 1.4.f* du chapitre 1].

Pour étudier un tel transfert des subtropiques à la bande équatoriale, le modèle linéaire utilisé, qui est basé sur la théorie équatoriale et ne simule pas la structure thermique de l'océan, est un outil très limité. La période d'étude (1964-1999) est de plus un peu courte pour rendre pleinement compte de la variabilité décennale. Dans la suite de cette thèse, qui portera essentiellement sur la variabilité décennale, un modèle de circulation générale, capable de simuler la variabilité extratropicale, sera donc utilisé. Il permettra de connaître la structure thermique de l'océan et les échanges de masse et chaleur dont il est le siège. Ce modèle sera forcé par des données issues de réanalyses, dans le but de disposer d'une période d'étude de près de 50 ans.

3 Présentation et validation d'une simulation longue du modèle OPA

3.1 Modèle

L'étude qui va suivre a été réalisée avec le modèle de circulation générale OPA [Madec et al., 1998], développé au LODYC (Laboratoire d'Océanographie DYnamique et de Climatologie). Sa formulation repose sur les équations dites "primitives" traduisant l'évolution temporelle de la vitesse, de la température et de la salinité de l'océan dans ses trois dimensions horizontales et verticale.

3.1.1 Equations

Les équations du modèle sont dérivées des équations de Navier-Stokes dans les approximations :

- de sphéricité de la terre (gravité locale dirigée vers le centre de la terre),
- d'eau peu profonde (profondeur de l'océan faible devant le rayon de la terre),
- de répartition hydrostatique des pressions sur la verticale (l'équation verticale du moment se réduit à l'équilibre entre le gradient de pression vertical et la flottabilité, ce qui oblige à paramétrer les processus convectifs),
- de Boussinesq (les variations de densité sont négligées, sauf leur contribution à la flottabilité),
- d'incompressibilité (la divergence tridimensionnelle du champ de vitesse est considérée nulle).

Compte tenu des approximations énoncées ci-dessus, les équations s'écrivent :

$$\frac{\partial \mathbf{U}_h}{\partial t} = -\left[(\nabla.\mathbf{U})\mathbf{U} + \tfrac{1}{2}\nabla\left(\mathbf{U}^2\right)\right]_h - f\mathbf{k}.\mathbf{U}_h - \frac{1}{\rho_0}\nabla_h p + \mathbf{D}^{\mathbf{U}} \tag{3.1}$$

$$\frac{\partial p}{\partial z}=-\rho g \tag{3.2}$$

$$\nabla.\mathbf{U}=0 \tag{3.3}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}=-\nabla.(T\mathbf{U})+D^T \tag{3.4}$$

$$\frac{\partial S}{\partial t}=-\nabla.(S\mathbf{U})+D^S \tag{3.5}$$

$$\rho=\rho(T,S,p) \tag{3.6}$$

Ces équations traduisent respectivement : l'équilibre du moment cinétique (3.1), l'équilibre hydrostatique (3.2), l'incompressibilité (3.3), la conservation de la chaleur (3.4) et du sel (3.5), et une équation d'état non linéaire (3.6). Elles relient les variables fonctions de l'espace (**i**, **j**, **k**) et du temps t : la vitesse **U**, la pression p, la densité in situ ρ, la température potentielle T, et la salinité S. ρ_0 est la densité de référence, f le paramètre de Coriolis ($f = 2\Omega.\mathbf{k}$, où Ω est la vitesse angulaire de rotation de la terre) et g l'accélération de la pesanteur.

$\mathbf{D}^{\mathbf{U}}$, D^T et D^S correspondent au paramétrage de la physique de petite échelle (inférieure au pas de grille du modèle) pour la dynamique et les traceurs actifs (température et salinité). En particulier, la diffusion latérale est paramétrée par un opérateur qui peut être appliqué suivant la direction horizontale ou suivant la direction des isopycnes. Une étude de sensibilité du modèle à ces deux types de diffusion [Lengaigne et al., 2002] montre que la diffusion isopycnale, appliquée aux traceurs et à la dynamique, améliore la simulation de la circulation dans le Pacifique tropical. Une diffusion verticale des traceurs et de la dynamique a donc été choisie pour notre étude.

3.1.2 Conditions aux limites

Les frontières sont définies en deux surfaces : z = -H(i, j) et z = η(i, j), où H définit de façon réaliste la bathymétrie de l'océan et η est la hauteur de la surface océanique. H et η sont référencées à la surface z = 0, définie comme la surface océanique moyenne. A travers ces surfaces, l'océan interagit avec l'atmosphère, la terre solide et les continents.

A l'interface océan-atmosphère, les deux composantes échangent de la quantité de mouvement par le vent de surface, des flux de chaleur et d'eau douce. La condition limite dynamique impose la continuité de la pression à la surface z = η. L'interface terre-océan se

caractérise par une condition de non-glissement, aucun flux d'eau ni de sel. L'apport des continents correspond au flux d'eau douce des fleuves et rivières (*run-off*), climatologique dans le modèle.

La condition de surface libre [Roullet et Madec, 2000] se traduit par l'équation :

$$\partial_t \eta = w\big|_{z=0} + P + R - E \tag{3.7}$$

dans laquelle P+R-E est le bilan d'eau douce incluant précipitation (P), *run-off* (R) et évaporation (E), et *w* la vitesse verticale sur la surface océanique de référence.

3.1.3 Grille

Le modèle est utilisé dans sa version globale ORCA [Madec et Imbard, 1996]. La grille horizontale a une résolution de 2° en longitude. En latitude (φ), la résolution est de 2°cosφ en dehors des tropiques. Elle est plus fine dans les tropiques où elle passe de 2° à 20° de latitude à 0.5° à l'équateur, afin de permettre une représentation correcte de la dynamique équatoriale. Sur la verticale, la grille comprend 31 niveaux de profondeur ; son pas est de 10 m de la surface à 150 m de profondeur, puis augmente pour atteindre 500 m dans l'océan profond.

3.2 Forçage

Les réanalyses NCEP/NCAR (*National Center for Environmental Prediction/National Center for Atmospheric Research*) constituent sans doute le plus large ensemble de « données » atmosphériques disponibles à ce jour. Elles sont issues d'un AGCM dans lequel est assimilé un très grand nombre d'observations de toutes origines [Kalnay et al., 1996 ; Kistler et al., 2001]. Elles proposent ainsi une reconstruction cohérente des conditions atmosphériques de 1948 à nos jours, sur une grille de résolution horizontale 2.5° x 2.5°. Bien que la procédure d'assimilation soit invariante dans le temps, la qualité de ces réanalyses reste fortement liée à la densité des observations, faible il y a 50 ans et qui n'a cessé de croître depuis. Les tensions de vent, les flux de chaleur et d'eau douce issues des réanalyses mensuelles ont servi, après interpolation sur la grille ORCA, à forcer notre modèle.

Une correction a été appliquée sur les flux d'eau douce NCEP, afin d'éviter une dérive du niveau de la mer dans la simulation longue. Cette correction consiste à faire en sorte que le bilan d'eau douce sur l'océan global, à long terme et en particulier sur la période de forçage 1948-1999, soit nul (ce qui n'est pas forcément réaliste). Pour cela, un coefficient α vérifiant l'équation :

$$\int_{1948}^{1999}\iint_{océan}(P+R-\alpha.E)dxdydt=0$$

a été appliqué sur le champ d'évaporation fourni par les réanalyses. La valeur de α (0.94) a conduit a diminuer légèrement l'évaporation. La correction affecte peu la bande équatoriale où la précipitation est supérieure à l'évaporation (sauf dans l'est). Le modèle est également rappelé à la SST NCEP par un flux de chaleur correctif avec un coefficient de 40 $W.m^2.K^{-1}$. Ces corrections, si elles limitent les risques de dérive du modèle, contraignent artificiellement sa variabilité, ce qui peut poser un problème pour l'étude de la variabilité océanique à basse fréquence.

Le modèle part d'un état initial au repos où les champs de température et de salinité prescrits sont ceux de la climatologie annuelle Levitus [1998]. A titre de *spin-up*, le forçage correspondant à l'année 1948 est appliqué pendant 3 ans, puis le forçage interannuel 1948-1999 est appliqué. Afin de minimiser les effets potentiels du *spin-up*, la simulation interannuelle ne sera considérée que sur la période 1951-1999. Les sorties du modèle utilisées par la suite ont un pas de temps mensuel, suffisant eut égard aux échelles de temps qui nous intéressent.

3.3 Validation

La simulation longue décrite précédemment est destinée à étudier la variabilité interannuelle et décennale de la circulation du Pacifique tropical, notamment celle associée aux STCs. La validation présentée ici met donc l'accent sur ces échelles de temps et sur quelques variables caractéristiques de la circulation thermohaline. La hauteur dynamique est comparée à des jeux de données différents provenant de mesures altimétriques, de mouillages et de marégraphes. Les transports dans la couche supérieure de l'océan sont comparés à des produits dérivés de données de subsurface.

3.3.1 Principaux modes de variabilité interannuelle

Dans un premier temps, une analyse en EOF bivariée combinant la tension de vent zonale NCEP et la hauteur dynamique (0/1000 m) simulée par l'OGCM est réalisée. Des analyses similaires ont été faites dans le chapitre précédent à partir de données satellitaires sur la période 1993-1999 (*figures 2 et 7*), et de sorties de modèle linéaire sur la période 1964-1999 (*figures 5 et 9*) ; elles nous serviront de référence.

Le premier mode (*figure 3.3.a*) est très comparable à celui mis en évidence dans les données (*figure 2*) sur la période 1993-1999. La corrélation de sa fonction temporelle avec celle des données est de 0.99, valeur très forte qui est à relativiser compte tenu du filtrage Hanning qui réduit fortement les degrés de liberté (une valeur indépendante par an). Les structures spatiales sont proches. On retrouve en hauteur dynamique toutes les caractéristiques du basculement zonal : amplitude maximale dans l'est équatorial, lobes d'anomalies négatives dans l'ouest vers 5°S et 5°N à 10°N, point de basculement à l'équateur sur la ligne de changement de date. La structure principale de vent est équatoriale, maximale vers 180° et s'étendant entre 10°S et 10°N, 150°E et 120°W. Des anomalies négatives de vent apparaissent au sud vers 170°W, comme dans les données ERS. L'amplitude des anomalies est partout légèrement plus faible que dans les données, mais ce mode représente par contre dans le modèle une part plus importante de la variance totale (41% contre 33% dans les données).

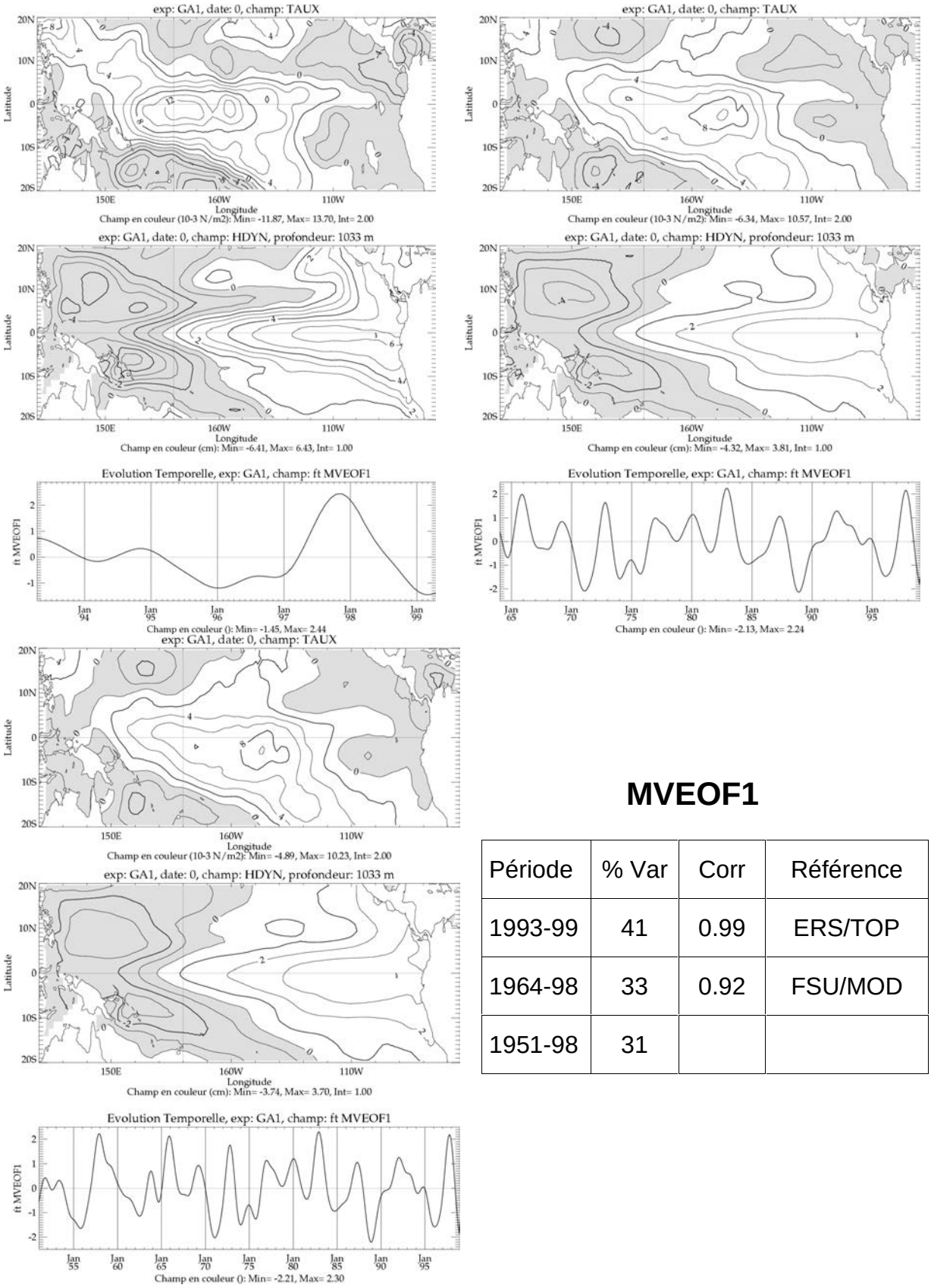
Sur la période 1964-1998, l'analyse par EOF est à rapprocher de celle faite avec le modèle linéaire forcé par les vents FSU (*figure 5*). La variance expliquée est presque identique (33% et 31 %) et la corrélation temporelle très bonne (0.92). Des différences existent dans la structure spatiale (*figure 3.3.a* et *figure 5*). Elles s'expliquent de par la nature des deux modèles. Par définition, le modèle linéaire prend en compte une structure modale moyenne identique dans tout le Pacifique tropical, alors que celle-ci, liée à la stratification verticale de l'océan, est en réalité spatialement variable. L'OGCM a une physique beaucoup plus réaliste. Les différences semblent aussi liées aux structures de vent. Le basculement zonal en hauteur dynamique est décalé 20° plus à l'ouest dans l'OGCM et les lobes extra-équatoriaux à l'ouest sont situés à un peu plus haute latitude (*figure 3.3.a* et *figure 5*). Ces lobes extra-équatoriaux sont associés à des ondes de Rossby générées dans les zones de fort rotationnel de vent. Ces zones, qui correspondent aux fort gradients latitudinaux de vent zonal, se trouvent en effet vers 8°S, 175°W et 5°N,180° dans les données FSU, mais plutôt 10°S, 180° et 10°N, 165°E dans les réanalyses NCEP, donc décalées vers l'ouest et à plus

haute latitude. La relativement faible amplitude des structures spatiales de l'OGCM par rapport à celles du modèle linéaire va également de pair entre vent et hauteur dynamique. L'extension de l'analyse en EOF à la période 1951-1998 n'apporte pas de différence notable.

Le second mode de variabilité interannuelle simulé par l'OGCM (*figure 3.3.b*) présente quelques différences avec celui mis en évidence dans les données (*figure 7*) sur la période 1993-1999. La corrélation temporelle entre les deux est bonne (0.82) et la variance expliquée est identique (26%). Les lobes sud et équatoriaux d'anomalies positives en hauteur dynamique sont bien reproduits. Cependant, l'isoligne qui définissait le basculement méridien à 5°N dans les données est nettement plus dispersée dans l'OGCM. Elle se situe bien à 5°N dans l'est du bassin, mais vers 10°N à l'ouest et disparaît dans le milieu du bassin. A l'ouest, le déplacement des anomalies négatives de hauteur dynamique de 8°N dans les données à 15°N dans l'OGCM est probablement lié à un déplacement des anomalies positives de vent vers le nord. Dans le nord, entre 140°W et 160°W, les anomalies de hauteur dynamique faiblement négatives dans les données deviennent faiblement positives dans l'OGCM. Ce déplacement du zéro des anomalies est à mettre en rapport avec le décalage qui existe entre les fonctions temporelles sur la période 1996-1998 où les anomalies sont maximales. La structure des anomalies négatives de vent est similaire dans les deux analyses. Comme pour le premier mode, les anomalies manquent un peu d'amplitude par rapport aux données.

Sur la période 1964-1998, le second mode montre une bonne corrélation temporelle avec celui du modèle linéaire forcé par les vents FSU (*figure 9*), mais un comportement différent en 1982. La variance expliquée est supérieure pour celui de l'OGCM (17% contre 13%). La structure positive de vent dans le nord-ouest est divisée en deux maxima relatifs, les anomalies négatives de vent sont renforcées par rapport aux données FSU. Le basculement méridien en hauteur dynamique dans l'OGCM a une amplitude deux fois moindre que dans le modèle linéaire. L'extension de l'analyse à la période 1951-1998 introduit des différences notables, toutefois la probable faible densité de données intégrées dans les réanalyses NCEP sur la période 1951-1963 rajoutée ne permet pas d'y accorder beaucoup de crédit.

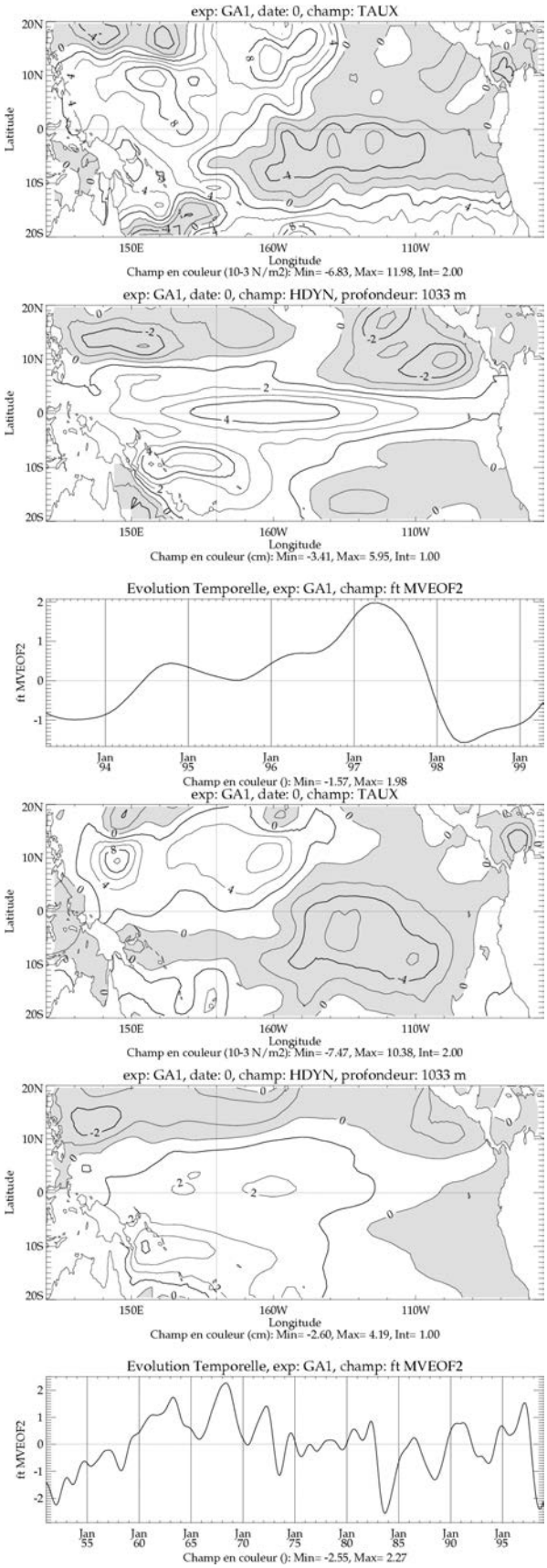
Dans l'ensemble, les résultats de l'analyse en EOF pour cette simulation longue se comparent relativement bien aux résultats obtenus à partir des données satellitaires sur la période 1993-1999 où celles-ci sont disponibles. La comparaison aux résultats issus du modèle linéaire sur la période 1964-1998 est moins bonne mais reste cohérente. Il est difficile de distinguer les différences dues à la nature du modèle utilisé et celles dues au forçage en vent.

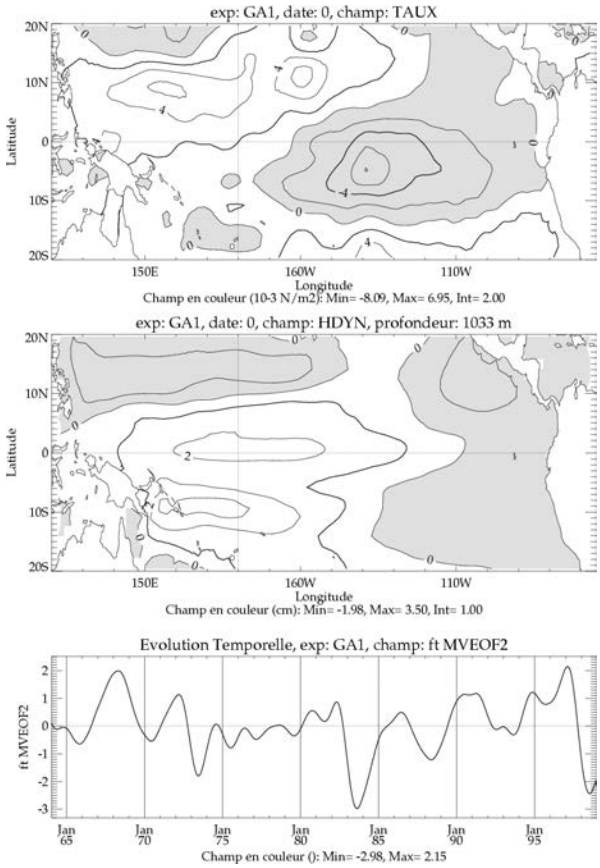


MVEOF1

Période	% Var	Corr	Référence
1993-99	41	0.99	ERS/TOP
1964-98	33	0.92	FSU/MOD
1951-98	31		

Figure 3.3.a : Premier mode interannuel issu de l'analyse en EOF combinant vent zonal NCEP et hauteur dynamique (0/1000 m) simulée par OPA sur différentes périodes, pourcentages de variance expliqués et corrélation temporelle avec l'analyse de référence (données ERS et TOPEX/Poséidon sur la période 1993-1999, données FSU et simulation par modèle linéaire sur la période 1964-1998).





MVEOF2

Période	% Var	Corr	Référence
1993-99	26	0.82	ERS/TOP
1964-98	17	0.82	FSU/MOD
1951-98	17		

Figure 3.3.b : Second mode interannuel issu de l'analyse en EOF combinant vent zonal NCEP et hauteur dynamique (0/1000 m) simulée par OPA sur différentes périodes, pourcentages de variance expliqués et corrélation temporelle avec l'analyse de référence (données ERS et TOPEX/Poséidon sur la période 1993-1999, données FSU et simulation par modèle linéaire sur la période 1964-1998).

3.3.2 Transports d'eau chaude

La simulation OPA longue a été réalisée pour nous permettre d'étudier le rôle des transports de masse et de chaleur dans les couches supérieures de l'océan aux échelles de temps ENSO et décennale. Une validation préliminaire des transports simulés est donc souhaitable. Nous utilisons pour cela les transports d'eau chaude calculés par Meinen et McPhaden [2001] (notés MM par la suite). Ils concernent uniquement la couche située au-dessus de l'isotherme 20°C et sont définis comme la somme d'un transport géostrophique et d'un transport d'Ekman. Dans MM, la composante géostrophique est calculée à partir des grilles de données de température de subsurface du BMRC (*australian Bureau of Meteorology Research Centre*), qui combinent des données issues des mouillages TAO et des sondes XBT [Smith, 1995a, 1995b]. La composante d'Ekman est calculée, dans la version utilisée ici, à partir des réanalyses de vent ECMWF (*European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*). Les transports sont calculés mensuellement aux longitudes 156°E de 5°S à 8°N, 155°W de 8°S à 8°N, 95°W de 8°S à 8°N, et aux latitudes 8°S de 165°E à 95°W, 8°N de 156°E à 95°W. Le filtrage interannuel consiste à retirer le cycle saisonnier et à appliquer une moyenne glissante sur 5 mois.

A partir de notre modèle, les transports d'eau chaude sont calculés par intégration verticale des courants de la surface à la profondeur de l'isotherme 20°C puis intégration horizontale le long des frontières où sont définis les transports MM. Un filtrage interannuel identique à celui décrit plus haut est appliqué.

Les comparaisons des transports sont présentés *figure 3.3.c* et les statistiques associées dans la *table 3.3.a*. Les écarts de moyenne sont toujours un ordre de grandeur en-dessous de la variabilité du signal. La corrélation à 156°E n'est pas très bonne, en particulier pour le signal interannuel. A 8°S, le transport interannuel simulé par l'OGCM manque d'amplitude par rapport au transport MM, ce qui était le cas aussi pour le transport simulé par le modèle linéaire (voir *table 3* du chapitre précédent). En moyenne, pour les signaux bruts et interannuels, les corrélations sont respectivement de 0.81 et 0.75, et les rapports d'écarts-types respectivement de 1.02 et 0.95 (*table 3.3.a*). Le modèle simule donc raisonnablement bien les transports dans la couche supérieure de l'océan.

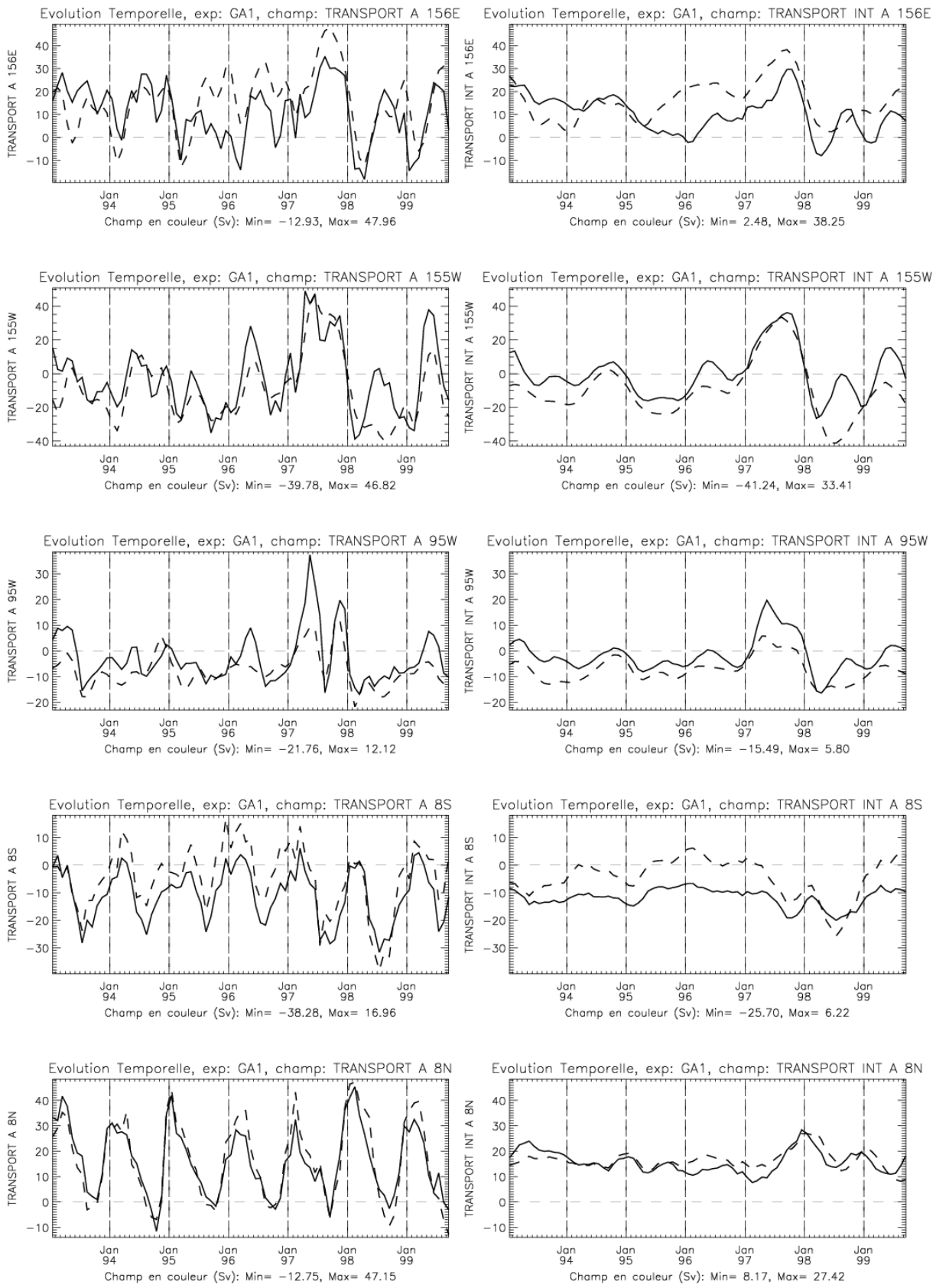


Figure 3.3.c : Comparaison des transports d'eau chaude (T > 20°C) simulés par OPA (traits pleins) aux transports MM (traits pointillés) en signal brut (à gauche) et interannuel (à droite), à travers des sections (de haut en bas) à 156°E, 155°W, 95°W, 8°S et 8°N.

section	156°E		155°W		95°W		8°S		8°N		moyenne	
moy(MOD)-moy(MM)	-4.5		+6.4		+4.7		-6.3		-0.69		-0.08	
signal	brut	int	brut	int	brut	int	brut	int	brut	int	brut	int
corr(MOD,MM)	0.59	0.44	0.81	0.85	0.78	0.88	0.90	0.91	0.95	0.65	0.81	0.75
σ(MOD)/σ(MM)	0.92	0.93	1.05	0.86	1.48	1.34	0.84	0.47	0.83	1.16	1.02	0.95

Table 3.3.a : Statistiques associées à la *figure 3.3.c* comparant les transports d'eau chaude (T > 20°C) simulés (MOD) aux transports MM : écart des moyennes (en Sv), corrélation et rapport des écarts-types σ pour le signal brut et filtré interannuellement (int).

3.3.3 Courants de surface

Pour valider la circulation de surface moyenne simulée par le modèle, la climatologie de Reverdin et al. [1994] est utilisée. Elle consiste en un produit grillé (5°x1°) de courants à la profondeur de 15 m, intégrant des mesures par bouées dérivantes et par les courantomètres TAO à l'équateur sur la période 1987-1992. Les courants à 15 m issus du modèles, moyennés sur la même période, sont comparés à ces données *figure 3.3*.

Les structures principales de la circulation équatoriale sont reproduites par le modèle : branche nord du SEC entre l'équateur et 5°N, branche sud du SEC au sud de l'équateur, NECC entre 5°N et 8°N environ, courant équatorial nord (*North Equatorial Current*, NEC) plus au nord. Les courants méridiens sont, en dehors des bords, orientés vers le nord dans l'hémisphère nord et vers le sud dans l'hémisphère sud. Quelques défauts du modèle sont toutefois à noter par rapport aux données. Ainsi, le NECC, dont le départ à l'ouest est bien représenté, manque nettement d'intensité dans le milieu du bassin. De plus, le minimum équatorial de courant zonal entre les branches sud et nord du SEC, lié au cisaillement vertical entre le courant de surface et l'EUC moins profond dans l'est du bassin, n'apparaît pas dans le modèle. Toutefois, il est à noter que la densité de données est relativement faible à l'équateur dans l'est [Reverdin et al., 1994]; celle-ci repose essentiellement sur deux courantomètres à 140°W et 110°W car les bouées dérivantes, soumises à la divergence équatoriale, ont un temps de résidence court dans cette zone.

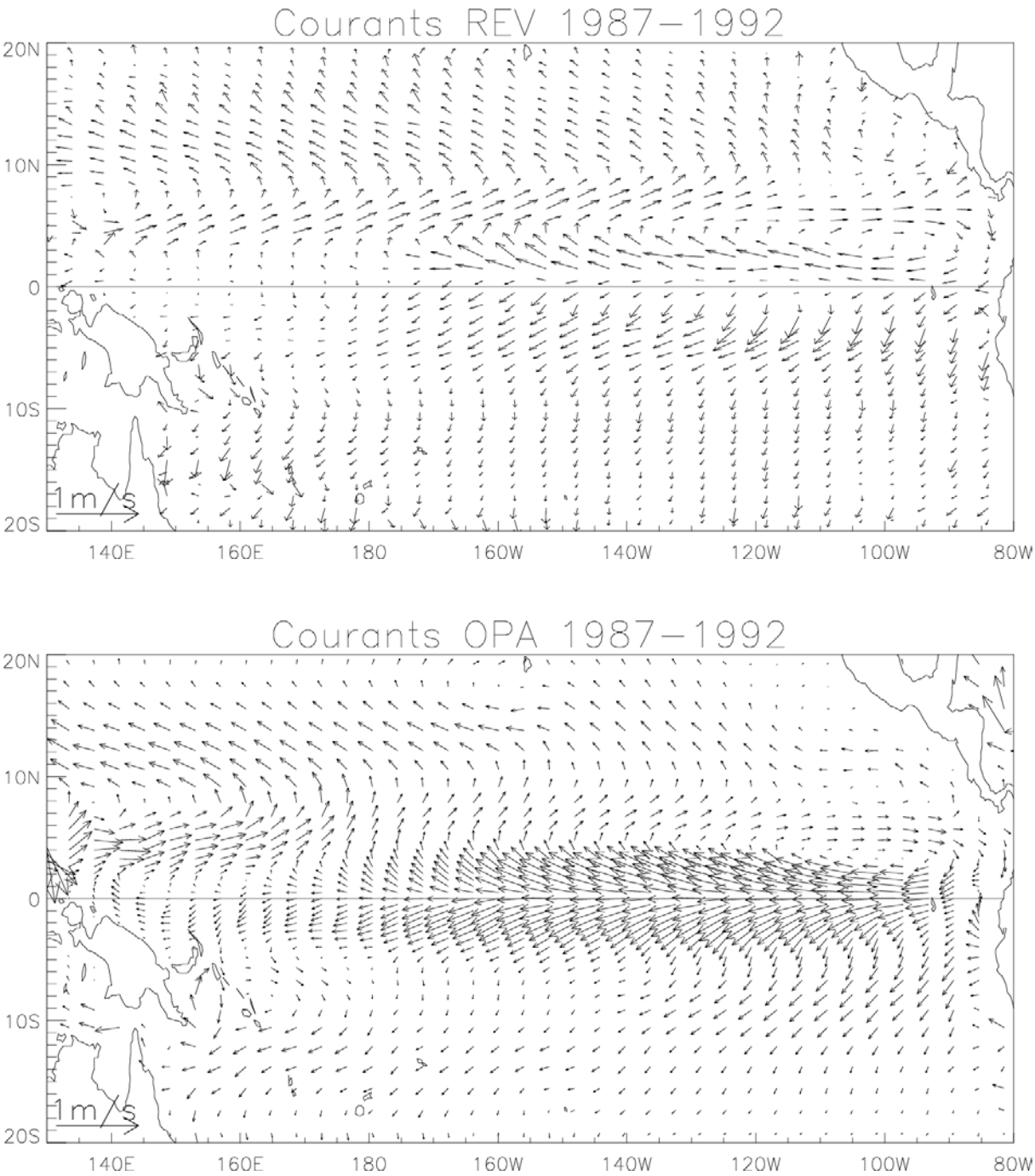


Figure 3.3.d : Courants moyens à 15 m de profondeur sur la période 1987-1992 dans la climatologie Reverdin et al. [1994] (en haut) et dans le modèle OPA (en bas). Noter que la grille des données est de 5°x1° alors que celle du modèle, ramenée à 4° en longitude, a une résolution latitudinale variant de 0.5° à l'équateur à 2° à 20° de latitude.

3.3.4 Hauteur dynamique et profondeur de l'isotherme 20°C

Les mouillages TAO, mis en œuvre pendant le programme TOGA [McPhaden et al., 1998], constituent aujourd'hui un réseau fixe d'observation du Pacifique tropical en temps réel. Ils permettent notamment, grâce à des mesures en subsurface, de connaître la structure thermique de l'océan, et d'en déduire des variables caractéristiques telles que la profondeur de l'isotherme 20°C, voisine de la thermocline, et la hauteur dynamique dont la pente reflète la circulation géostrophique. Pour ces deux paramètres, la variabilité temporelle simulée par le modèle est comparée à celle observée par les mouillages TAO. La période commune disponible pour les comparaisons est pour chaque mouillage fonction de sa date d'installation et des éventuels « trous » dans les données (*figure 3.3.e*). Les premières mesures datent du milieu des années 80. La durée moyenne des séries, jusqu'à la fin de l'année 1999, est de 8 ans. Les comparaisons pour la hauteur dynamique référencée à 500 m et la profondeur de l'isotherme 20°C sont présentées respectivement *figures 3.3.f* et *3.3.g*. Les outils statistiques utilisés sont la corrélation et le rapport des écarts-types.

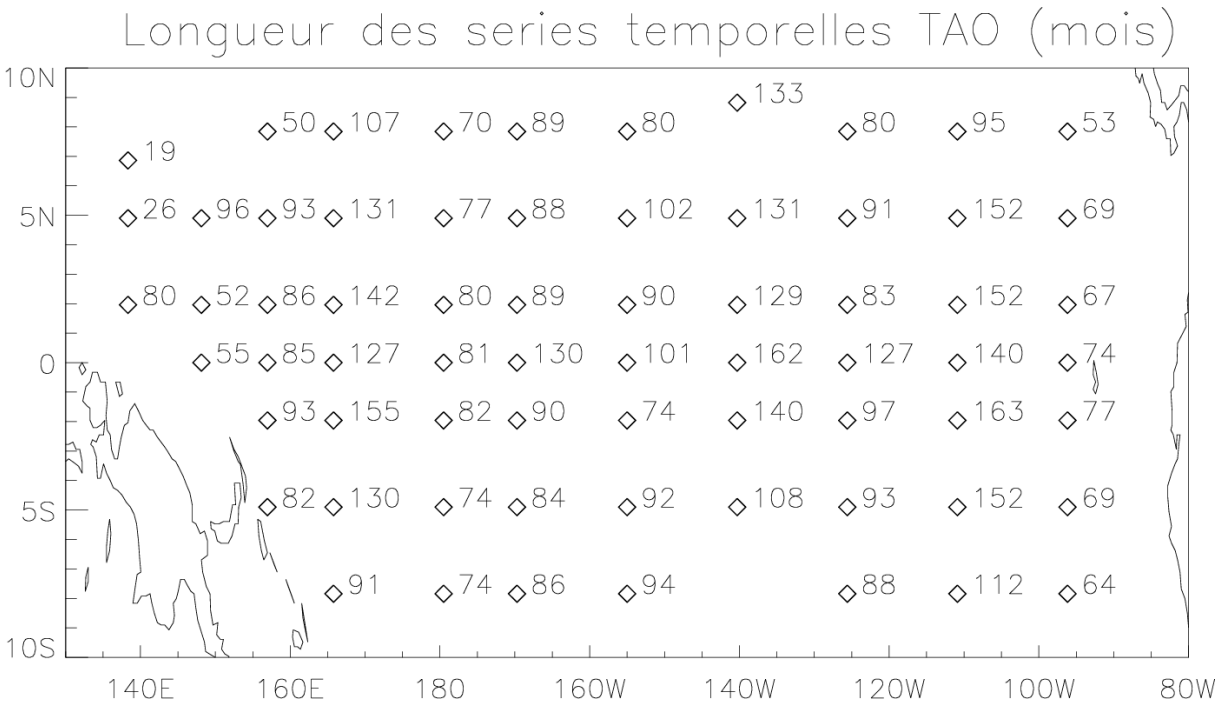


Figure 3.3.e : Longueur de la période commune entre les données TAO et les sorties du modèle, en mois. Les losanges indiquent la position des mouillages.

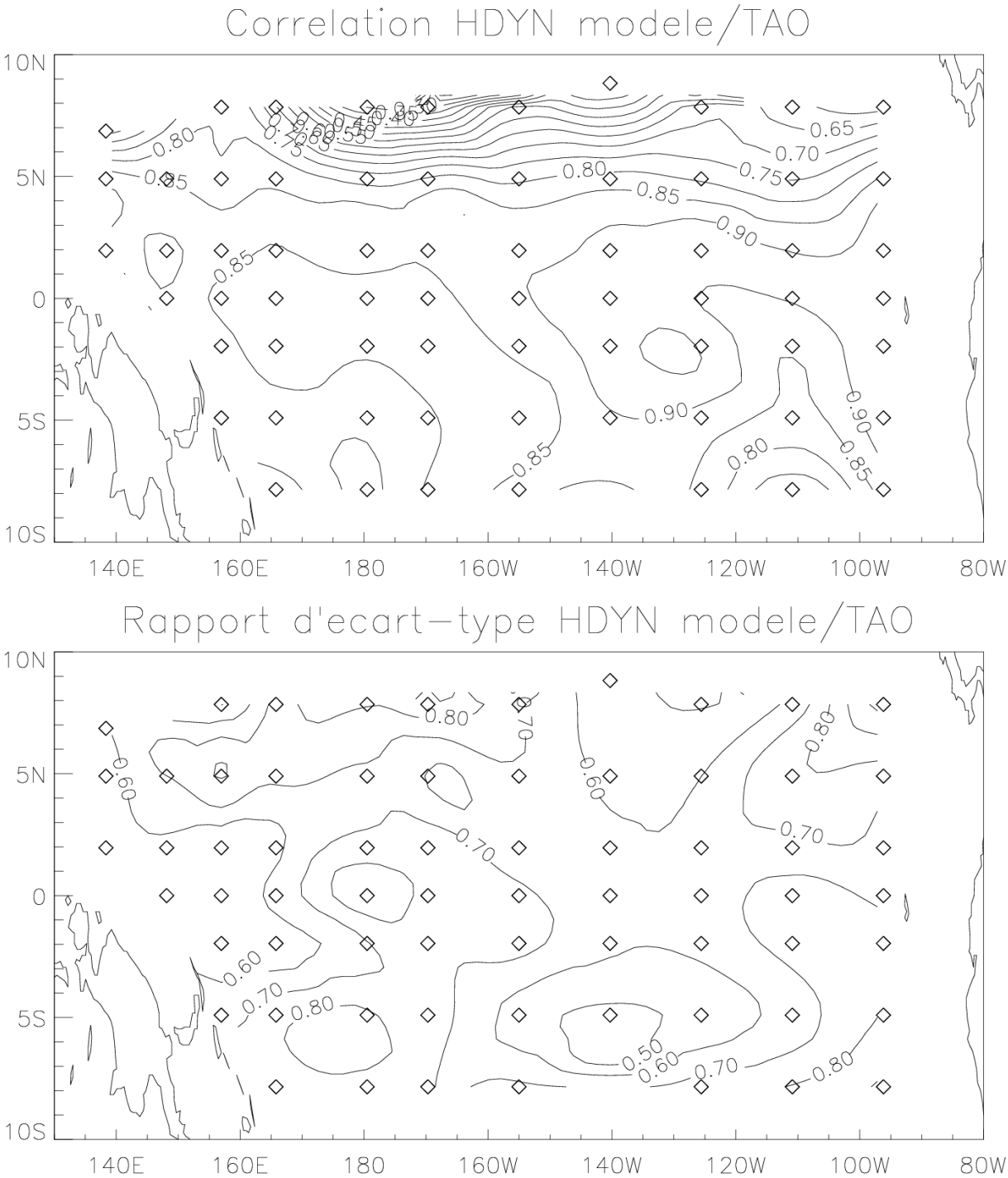


Figure 3.3.f : Corrélation (en haut) et rapport des écart-types (en bas) entre la hauteur dynamique (0/500 m) simulée par le modèle OPA et les données TAO. Les statistiques ont été obtenues à partir de données mensuelles sur des périodes variables (voir *figure 3.3.e*). Les losanges indiquent la position des mouillages.

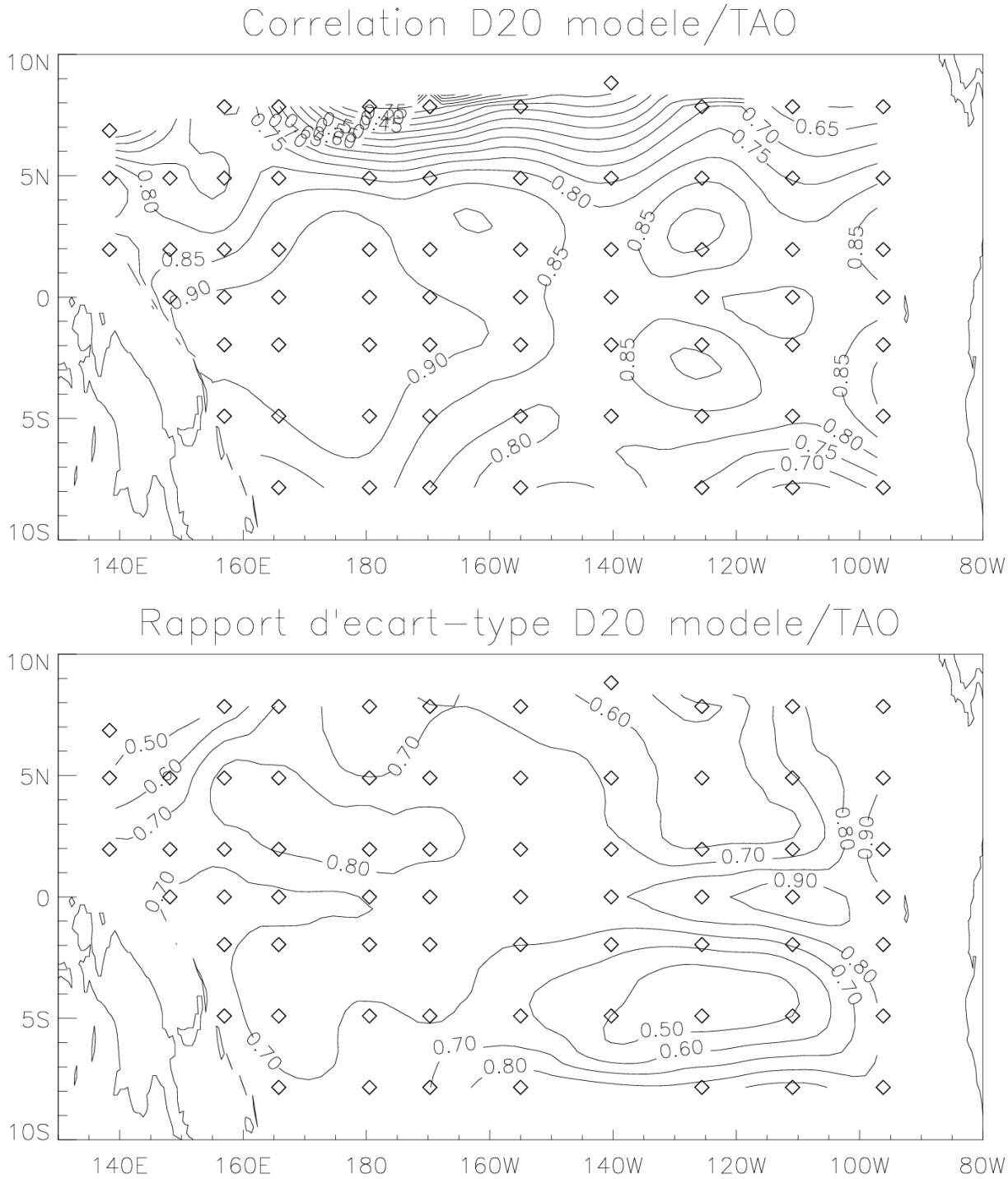


Figure 3.3.g : Corrélation (en haut) et rapport des écarts-types (en bas) entre la profondeur de l'isotherme 20°C simulée par le modèle OPA et les données TAO. Les statistiques ont été obtenues à partir de données mensuelles sur des périodes variables (voir *figure 3.3.e*). Les losanges indiquent la position des mouillages.

Dans le modèle, les variations de hauteur dynamique sont partout trop faibles par rapport aux données, localement deux fois moindre. Ce résultat est probablement dû à la trop faible amplitude de la variabilité interannuelle tropicale dans les forçages NCEP utilisés [Auad et al., 2001].

Au sud de 5°N, la corrélation entre la hauteur dynamique simulée par OPA et observée par TAO est partout supérieure à 0.75, ce qui illustre un bon phasage temporel. La corrélation est plus faible au nord et chute à 0.30 aux mouillages 8°N, 180° et 8°N, 170°W. Vers 8°N, les variations de l'ITCZ, et donc de l'apport d'eau douce par précipitation, ont une influence forte sur la salinité qui n'est pas prise en compte dans la hauteur dynamique TAO. En effet, cette dernière est calculée à partir des données de température de subsurface et d'une profil température-salinité moyen. Les variations de salinité sont par contre intégrés dans la hauteur dynamique du modèle. Ceci pourrait en partie expliquer la faible corrélation. Toutefois, la validation des courants de surface a montré que le modèle présentait des faiblesses dans cette région.

Les variations de profondeur de l'isotherme 20°C sont, comme la hauteur dynamique, sous-estimées dans le modèle, et les deux cartes représentant les rapports d'écarts-types, assez similaires. Hauteur dynamique et profondeur de la thermocline sont en effet, au premier ordre, proportionnelles dans le Pacifique tropical [Rebert et al., 1985]. Une même similitude apparaît dans les cartes de corrélation, avec encore de faibles valeurs à 8°N dans le centre et l'est du bassin. Ce problème en hauteur dynamique est donc directement lié à la structure thermique et non à la variabilité haline. Ceci est cohérent avec le fait qu'à 8°N, les anomalies de hauteur dynamique TAO sont bien corrélées aux anomalies de niveau de la mer, qui incluent les effets de salinité [Menkes et al., 1996]. Ce biais du modèle à 8°N est donc sans doute à mettre en relation avec la mauvaise représentation du NECC dans cette région.

3.3.5 Niveau de la mer

Les validations présentées jusque-là n'ont permis de comparaison directe aux données que sur les deux dernières décennies. Les seules séries longues de mesures océanographiques in situ, hormis celles de la SST (qui est contrainte dans le modèle par un terme de rappel), sont les observations de niveau de la mer issues du réseau de marégraphes des îles du Pacifique. Elles ont donc été utilisées pour valider le modèle. 12 marégraphes différents (*table 3.3.b*, voir *figure 4.1.b* pour les situer sur la carte) dont les données sont distribuées par l'UHLSC (*University of Hawaii Sea Level Center*), ont été sélectionnés. Leurs séries d'observations sont parmi les plus longues et leur répartition géographique permet une bonne couverture du Pacifique tropical ouest. Les seules observations longues dans l'est du bassin, où les îles sont très rares, proviennent de deux marégraphes voisins situés dans l'archipel des

Galapagos (Baltra et Santa Cruz), dont les données, très comparables sur la période commune (corrélation = 0.986, rapport des écarts-type = 0.998), ont été fusionnées pour former une série continue.

Les marégraphes mesurent le niveau de la mer, qui intègre les variations barotropes (constantes sur la verticale) et baroclines (variant selon la verticale) de la colonne d'eau. Pour des raisons qui seront évoquées plus loin (chapitre 4), le niveau de la mer simulé par le modèle n'est pas utilisable pour la comparaison, et sera remplacé par la hauteur dynamique simulée, qui représente les variations baroclines de la colonne d'eau. Dans les tropiques, les effets barotropes (dus à la marée principalement) sont plus énergétiques à des échelles de temps de l'ordre de l'heure ou de la journée, tandis que les effets baroclines agissent à plus basse fréquence. Il en résulte que dans les données, les variations mensuelles de niveau de la mer et de hauteur dynamique sont bien corrélées dans le Pacifique tropical, du moins entre 15°N et 15°S [Rebert et al., 1985]. Dans cette région et à l'échelle du mois, le niveau de la mer et les fluctuations de pression atmosphérique étant peu corrélées [Luther, 1982], aucune correction barométrique des données marégraphiques n'a été effectuée. Le niveau de la mer observé et la hauteur dynamique simulée ayant des périodes de référence différentes, ils ont été anomalisés sur la période qui leur est commune avant comparaison. Dans le cas des stations Christmas et Kanton, où les données se composent de deux séries distinctes sans recoupement, correspondant à deux marégraphes différents sans référence commune, les deux séries sont anomalisées et recalées par rapport au modèle indépendamment.

Les séries mensuelles du niveau de la mer issu des marégraphes et de la hauteur dynamique (référencée à 1000 m pour intégrer l'essentiel des variations de la colonne d'eau) simulée par le modèle sont comparées *figure 3.3.h*, leurs variations interannuelles (obtenues par un filtrage de Hanning de longueur 25 mois) sont comparées *figure 3.3.i*. Les statistiques associées à ces courbes sont regroupées dans la *table 3.3.b*.

Pour les séries mensuelles non filtrées, la corrélation entre la hauteur dynamique simulée et le niveau de la mer observé est, en moyenne, relativement faible (0.48), et présente de grandes disparités. Elle est bonne (> 0.75) pour les stations Galapagos, Nauru, Christmas et Kanton qui sont les plus équatoriales, mais n'est pas significative pour les stations Johnston, Pago Pago et Hilo et relativement faible pour les autres (*table 3.3.b*). Les faibles corrélations semblent liées à une baisse régulière de la hauteur dynamique dans le modèle pendant les 50 ans de simulation, qui n'apparaît pas dans les données (*figure 3.3.h*). De fait, quand la hauteur dynamique simulée est corrigée d'une tendance linéaire calculée localement (par une méthode des moindres carrés), la corrélation moyenne monte à 0.62. Le rapport d'écart-type, non-

biaisé par la tendance, est alors de 0.71 en moyenne, ce qui suggère que la hauteur dynamique simulée manque d'amplitude.

A l'échelle interannuelle, le retrait d'une tendance linéaire s'accompagne d'un bond spectaculaire de la corrélation moyenne entre la hauteur dynamique simulée et le niveau de la mer observé. Elle passe de 0.44 à 0.66, et est alors supérieure à la corrélation équivalente à plus haute fréquence. Pour les 4 stations les plus équatoriales, le filtrage interannuel entraîne une baisse du rapport d'écart-type. Au contraire, à plus haute latitude, notamment à Guam, Kwajalein, Pago Pago et Papeete, le filtrage augmente le rapport d'écart-type qui devient alors très proche de 1. Ce dernier résultat suggère que pour ces 4 dernières stations, le signal saisonnier manque d'amplitude dans le modèle. A Johnston et Nouméa, le trop grand rapport d'écart-type est lié aux mauvaises corrélations.

Station	localisation	période	r	r_{-tend}	$\sigma_{mod/don}$	r int	r_{-tend} int	$\sigma_{mod/don}$ int
Galapagos	0°, 90°W	68-99	0.76	0.76	0.80	0.83	0.81	0.65
Nauru	0°, 167°E	74-99	0.81	0.84	0.53	0.87	0.93	0.48
Christmas	2°N,157°W	51-72, 74-99	0.84	0.85	0.57	0.86	0.89	0.54
Kanton	2°S,171°W	51-67, 72-99	0.77	0.76	0.61	0.78	0.77	0.53
Johnston	16°N, 169°W	51-99	0.15	0.34	0.59	0.16	0.48	1.26
Guam	13°N, 144°E	51-99	0.52	0.76	0.83	0.46	0.73	0.89
Kwajalein	8°N, 167°E	51-99	0.41	0.54	0.88	0.36	0.63	0.96
Pago Pago	14°S, 170°W	51-99	0.12	0.63	0.77	-0.01	0.66	0.95
Papeete	17°S,149°W	69-99	0.58	0.66	0.73	0.55	0.69	0.88
Hilo	19°N, 155°W	51-99	-0.15	0.27	0.52	-0.43	0.19	0.58
Nouméa	22°S, 166°E	67-99	0.45	0.46	1.02	0.42	0.43	1.71

Table 3.3.b : Localisation des stations marégraphiques, période d'observation commune avec la simulation 1951-1999, et statistiques associées aux *figures 3.3.h et 3.3.i* : corrélation du niveau de la mer observé avec la hauteur dynamique simulée (r), corrélation du niveau de la mer observé avec la hauteur dynamique simulée corrigée d'une tendance linéaire (r_{-tend}), et rapport de l'écart-type de la hauteur dynamique simulée corrigée d'une tendance linéaire sur celui du niveau de la mer observé ($\sigma_{mod/don}$), pour les séries mensuelles non-filtrées et filtrées interannuellement (int).

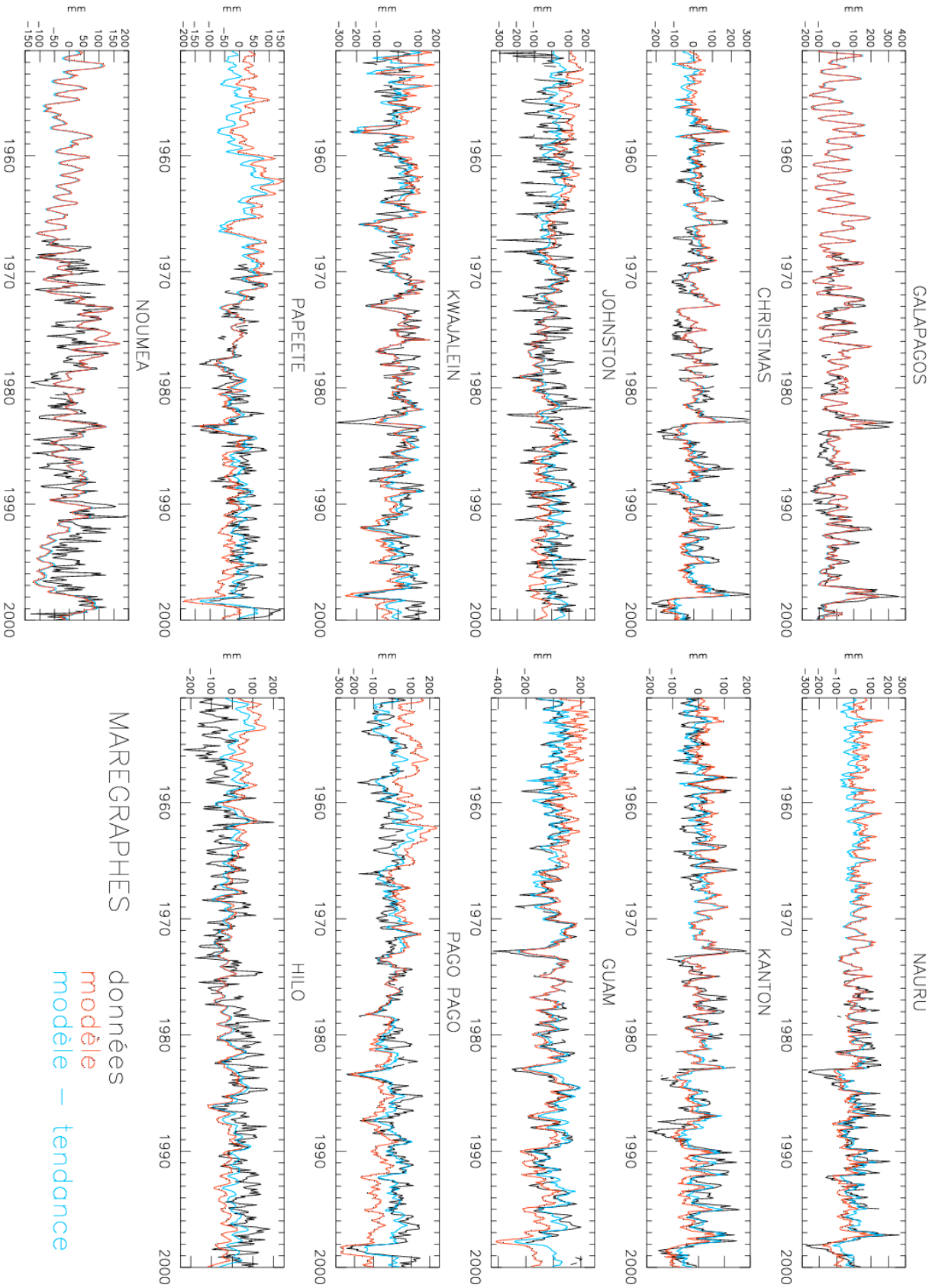


Figure 3.3.h :Comparaison des séries mensuelles (en mm) du niveau de la mer observé par les marégraphes (en noir), de la hauteur dynamique simulée par le modèle (en rouge), et de la hauteur dynamique simulée par le modèle à laquelle est retirée une tendance linéaire (en bleu).

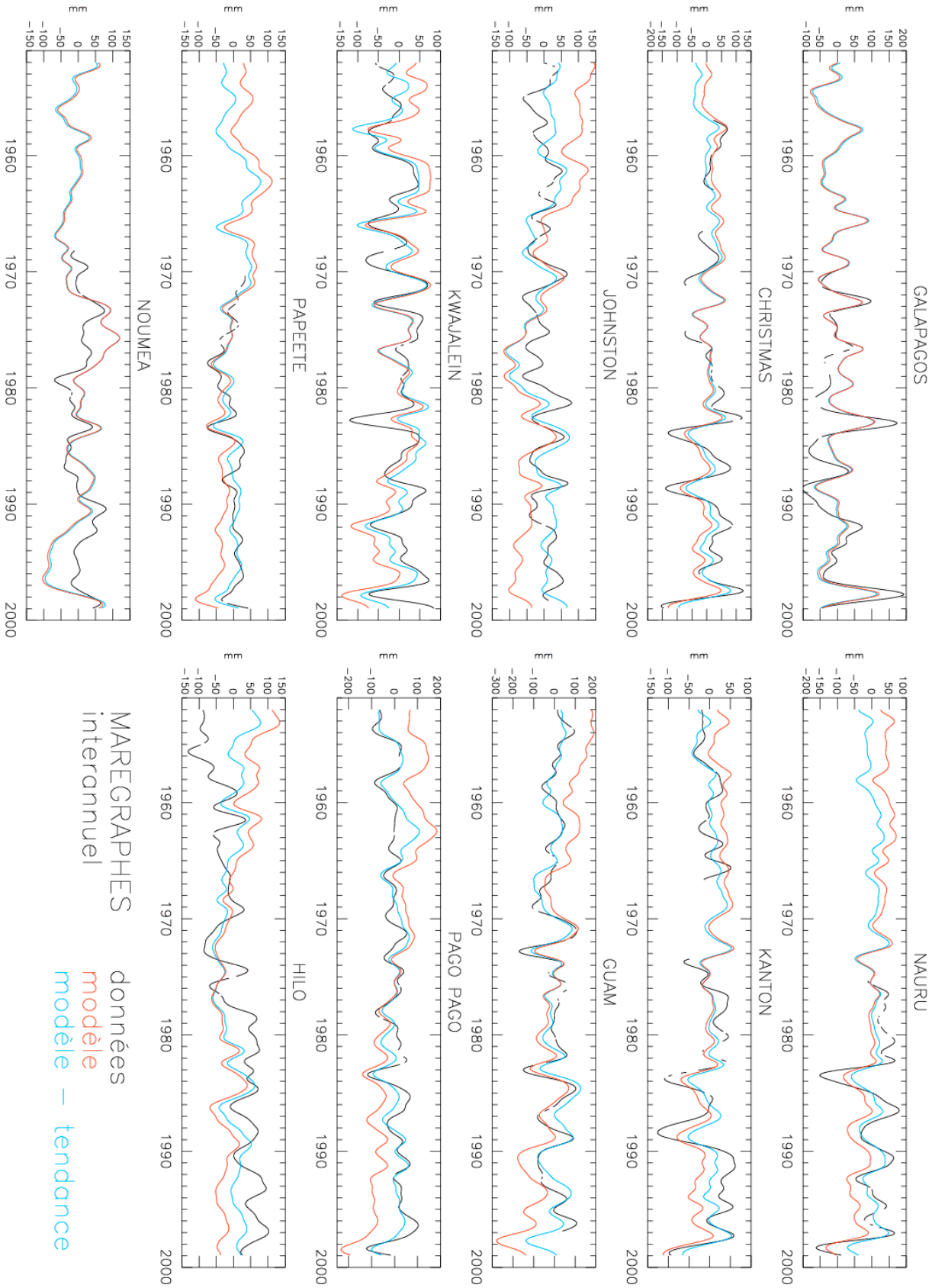


Figure 3.3.i :Comparaison des séries mensuelles (en mm), après filtrage interannuel, du niveau de la mer observé par les marégraphes (en noir), de la hauteur dynamique simulée par le modèle (en rouge), et de la hauteur dynamique simulée par le modèle à laquelle est retirée une tendance linéaire (en bleu).

L'étude des corrélations, en particulier à l'échelle interannuelle, permet de distinguer les résultats de la validation en plusieurs groupes de stations. Pour les stations les plus équatoriales (Galapagos, Nauru, Christmas, Kanton), la hauteur dynamique simulée est très bien corrélée aux données et le retrait d'une tendance linéaire, qui se révèle faible voire nulle, n'affecte quasiment pas la corrélation (*table 3.3.b*). Aux stations de Guam, Kwajalein, Pago Pago, Papeete qui sont situés à plus haute latitude, la tendance sur les 50 ans de hauteur dynamique simulée n'est pas négligeable, et particulièrement prononcée à Guam et Pago Pago. La corrélation aux données marégraphiques, relativement faible à très faible au départ, devient bonne après retrait de cette tendance. A Johnston, située à plus de 15°N, le retrait d'une tendance linéaire améliore nettement la corrélation mais celle-ci reste assez faible. A Nouméa, situé à plus de 20°S, la hauteur dynamique simulée ne montre pas de tendance mais est assez mal corrélée aux données. Enfin, à Hilo, située vers 20°N, où la corrélation est dans tous les cas mauvaise, le niveau de la mer observé montre une tendance à la hausse inverse de celle du modèle (*figure 3.3.i*). Cette tendance est probablement irréaliste et due à un mouvement vertical d'origine tectonique, le marégraphe se trouvant sur une île à la forte activité volcanique, la plus jeune de l'archipel d'Hawaii (S. Calmant, communication personnelle).

Il ressort de cette analyse qu'une tendance linéaire, incohérente avec les données marégraphiques, existe dans la hauteur dynamique simulée. Cette tendance fera l'objet d'une étude détaillée dans le chapitre 4 car elle est susceptible d'affecter notre interprétation physique des résultats du modèle. Si l'on corrige cette tendance, le modèle montre dans l'ensemble une simulation correcte de la variabilité interannuelle de la hauteur de la mer, quoique manquant d'amplitude, et qui se dégrade au-delà de 15° de latitude. Ce dernier défaut peut être lié à la mauvaise corrélation entre hauteur dynamique et niveau de la mer au-delà de 15° de latitude [Rebert et al., 1985].

La densité des données assimilées dans les réanalyses NCEP étant faible au début de la période d'étude, la qualité de la simulation est susceptible de varier dans le temps. Aussi, pour compléter la validation, l'évolution de la corrélation en fonction du temps est représentée au moyen d'une corrélation glissante sur 10 ans, *figure 3.3.j* pour les variations mensuelles et *figure 3.3.k* pour les variations interannuelles. La signifiance des corrélations augmente avec le nombre d'observations. Le retrait de la tendance n'augmente pas systématiquement les corrélations, ce qui montre que la tendance à long terme n'est pas très sensible sur des périodes de 10 ans. Les fluctuations temporelles des corrélations sont beaucoup plus marquées à l'échelle interannuelle (*figure 3.3.k*), du fait du plus petit nombre d'observations

indépendantes sur 10 ans et de l'élargissement du trou dans les données à Christmas et Kanton, lié au filtrage. Pour les séries non filtrées (*figure 3.3.j*), où les corrélations sont plus stables, il reste malgré tout difficile de dégager une tendance nette. Pour estimer la qualité de la hauteur dynamique simulée sur la durée de la simulation, les stations de Christmas, Kanton, Guam, Kwajalein et Pago Pago semblent bien indiquées, dans la mesure où ces marégraphes fournissent des données couvrant les 5 décennies de la simulation et la corrélation entre modèle et données sur l'ensemble de la période y est satisfaisante. La corrélation glissante reste bonne (> 0.7) sur toute la période à Kanton et Christmas. Elle est à peu près constante à Kanton mais montre une amélioration à Christmas après 1975 (tout comme Nauru). A Guam, la corrélation est de 0.6 en 1950 et en 1990, et culmine à 0.8 en 1970. A Kwajalein, la corrélation, oscillant la plupart du temps autour de 0.6, est de 0.4 au début de la période et atteint les 0.8 en fin de période. La corrélation glissante est très fluctuante à Pago Pago, atteignant un minimum de 0.2 en 1960 et un maximum de 0.8 en 1980 et 1990. Elle est de plus de 0.7 en début de période.

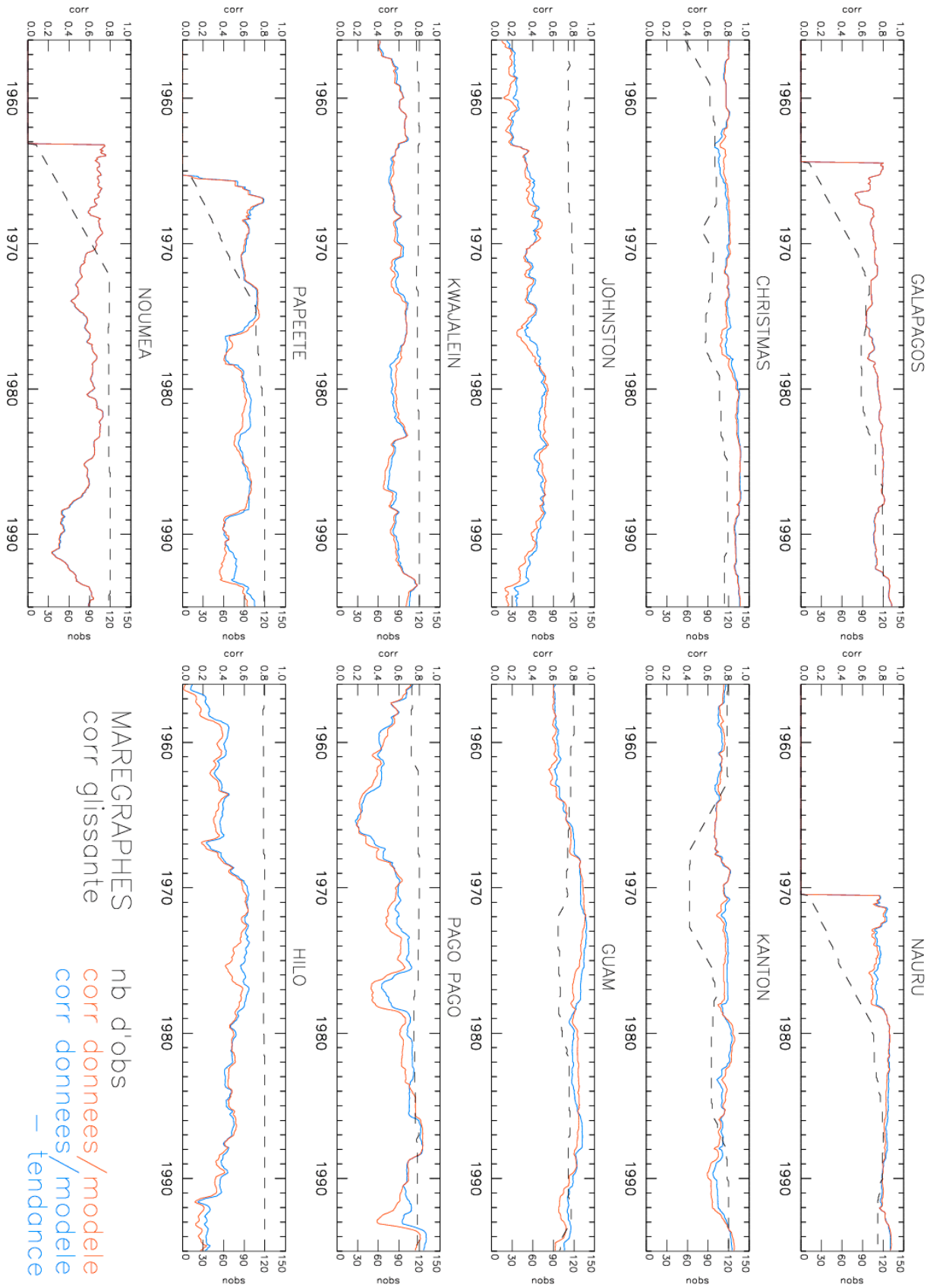


Figure 3.3.j :Corrélation glissante sur 10 ans (l'année indiquée en abscisse correspond au milieu de la décennie) du niveau de la mer observé par les marégraphes avec la hauteur dynamique simulée par le modèle (en rouge), et avec la hauteur dynamique simulée par le modèle à laquelle est retirée une tendance linéaire (en bleu). Les pointillés noirs indiquent le nombre d'observations mensuelles disponibles sur la décennie où est faite la corrélation.

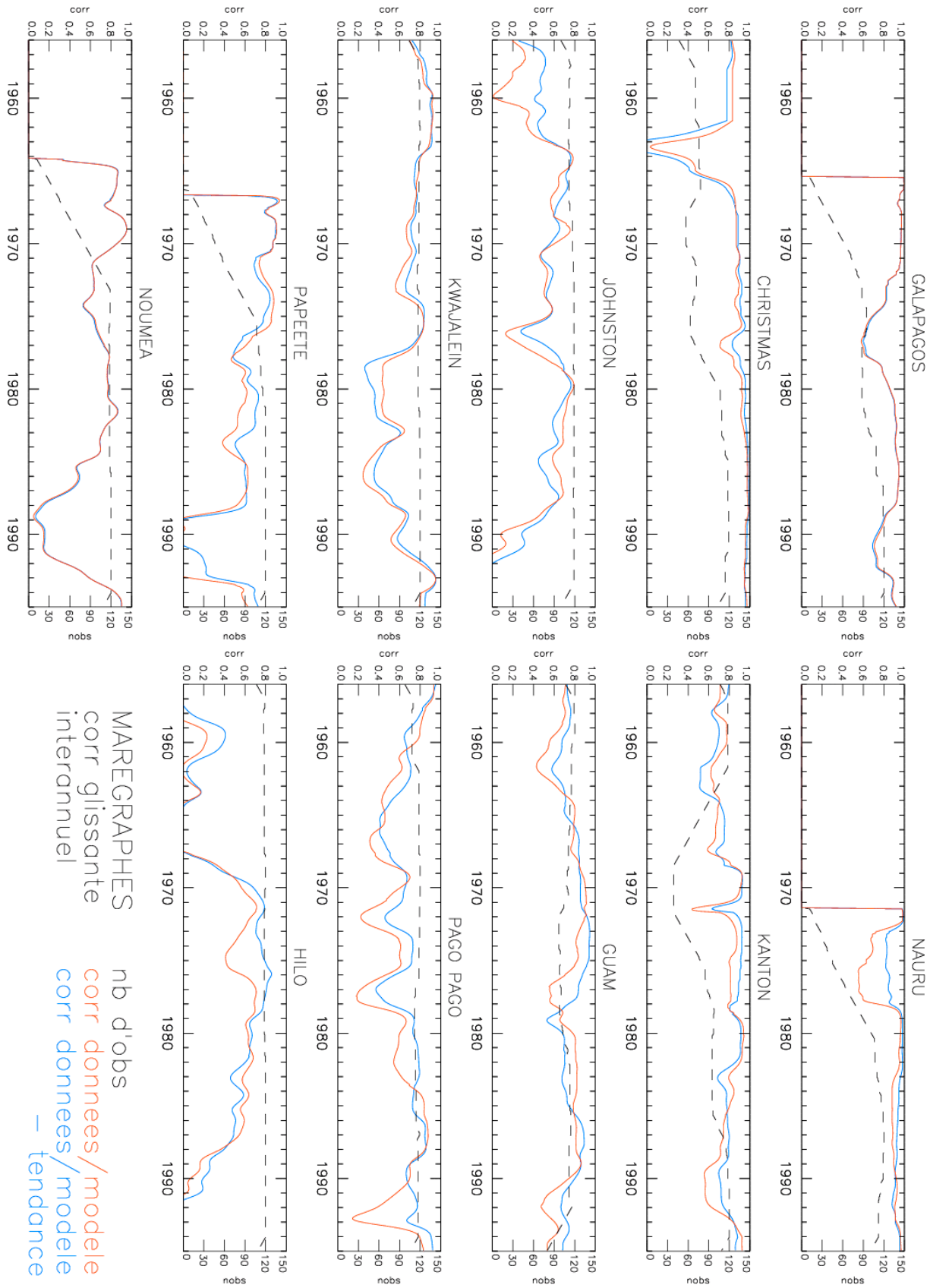


Figure 3.3.k :Corrélation glissante sur 10 ans (l'année indiquée en abscisse correspond au milieu de la décennie), à l'échelle interannuelle, du niveau de la mer observé par les marégraphes avec la hauteur dynamique simulée par le modèle (en rouge), et avec la hauteur dynamique simulée par le modèle à laquelle est retirée une tendance linéaire (en bleu). Les pointillés noirs indiquent le nombre d'observations mensuelles disponibles sur la décennie où est faite la corrélation.

Partant de ces résultats, il est difficile de conclure catégoriquement. La qualité de la simulation en début de période ne semble pas systématiquement mauvaise, comme on aurait pu s'y attendre. La hauteur dynamique est cependant une variable intégrée, représentant les variations thermohalines sur la colonne d'eau (ici, de la surface à 1000 m de profondeur), et est donc relativement peu sensible à la qualité du forçage qui est appliqué en surface. Il conviendra de rester prudent quant à l'interprétation, au début de la période d'étude, d'autres variables simulées qui ne sont pas des quantités intégrées.

4 Problème de tendances

En modélisation, l'apparition de tendances ou dérives artificielles dans les simulations longues est un fait courant. Plusieurs techniques sont utilisées pour minimiser ces problèmes. Une correction du forçage peut être réalisée en amont ; elle consiste, par exemple, à postuler que le bilan en eau ou en chaleur doit être nul sur une période suffisamment longue. Au cours de la simulation, un rappel à des données climatologiques ou interannuelles, sous la forme d'une correction de flux, est souvent utilisé pour restreindre les degrés de liberté d'un modèle.

L'existence d'une tendance en sortie de modèle est un problème qui ne peut être occulté, notamment quand le but de la simulation est l'étude de la variabilité basse fréquence, comme c'est le cas dans ce travail. La confrontation de nos sorties de modèle aux données a révélé une tendance quasi-linéaire dans la hauteur dynamique (0/1000 m) simulée, qui n'existe pas dans les séries longues marégraphiques (section 3.3.5). De plus, le niveau de la mer simulé souffre d'une tendance nettement plus forte qui discrédite cette variable avant même la comparaison aux données. Le but de ce chapitre est d'étudier le lien entre ces deux tendances, d'en quantifier la part de réalisme, et de tenter d'en comprendre l'origine.

4.1 Tendance du niveau de la mer simulé

Par opposition aux modèles avec toit rigide, le modèle utilisé ici bénéficie d'une configuration de surface libre [Roullet et Madec, 2000] qui lui permet de simuler le niveau de la mer. Cette variable intègre les variations barotropes et baroclines de toute la colonne d'eau. Les variations simulées du niveau de la mer moyen dans le Pacifique tropical (20°S-20°N), montrent malheureusement que ce champ souffre d'un gros problème de tendance (*figure 4.1.a*). Le modèle présente une baisse de près d'1 mètre du niveau de la mer au cours des 50 ans de la période d'étude, d'évidence irréaliste. Au premier ordre, cette baisse peut être assimilée à une tendance linéaire. La pente ainsi calculée n'est pas uniforme dans l'espace et varie localement de -18 à -28 mm.an^{-1}, rendant scientifiquement inexploitable le niveau de la mer simulé (*figure 4.1.b*). Il est intéressant de noter que la répartition géographique de la tendance rappelle la carte de hauteur dynamique moyenne (voir *figure 1.1.e*) ; cet aspect sera discuté dans la section suivante.

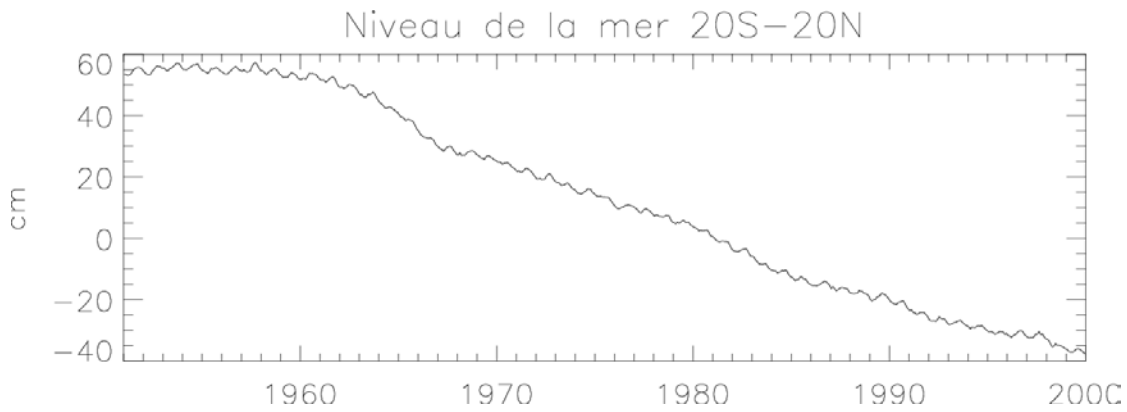


Figure 4.1.a : Variations du niveau de la mer moyen (cm) du Pacifique tropical simulées sur la période 1951-99.

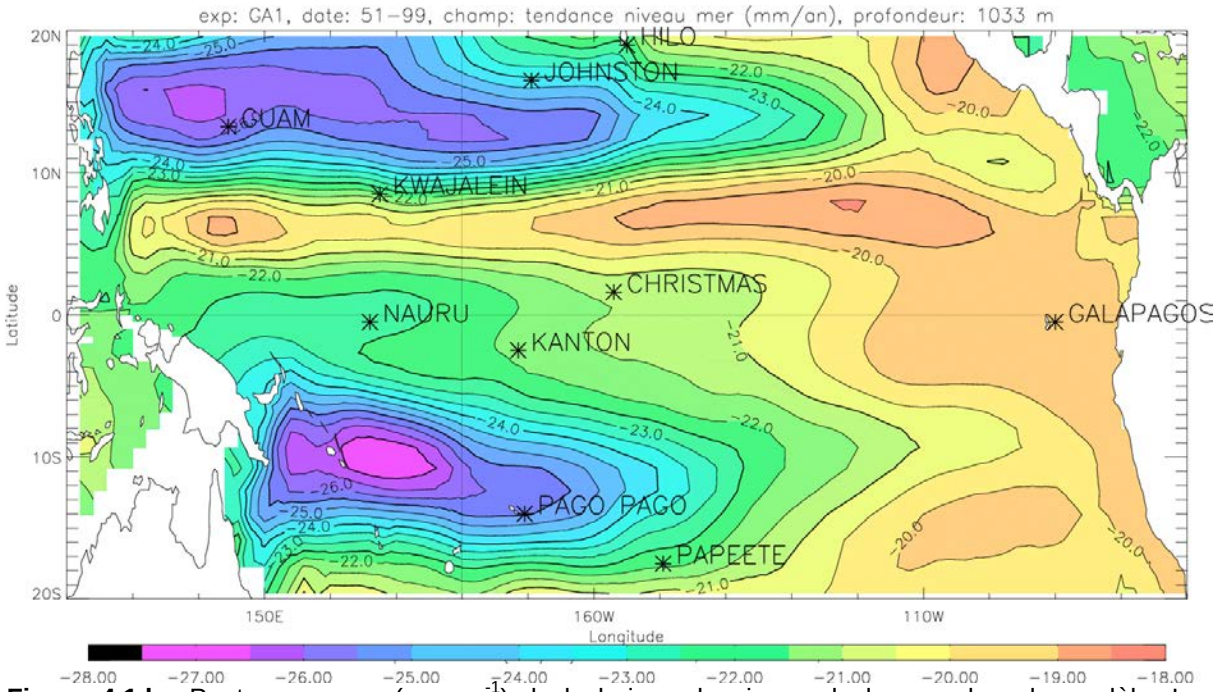


Figure 4.1.b : Pente moyenne (mm.an^{-1}) de la baisse de niveau de la mer dans le modèle. Les marégraphes utilisés précédemment pour la validation sont indiqués (*).

L'origine de cette dérive du niveau de la mer simulé a pu être identifiée assez rapidement. Il s'agit d'une erreur dans le calcul du coefficient de correction appliqué au flux d'évaporation (voir section 3.2), liée à la non-prise en compte du recoupement de la grille globale ORCA. La correction de flux, destinée justement à éviter ce genre de dérive, n'a donc pas eu l'effet escompté. Malgré tout, elle va dans le bon sens, le modèle montrant une dérive de l'ordre du mètre sur une durée de 15 ans (au lieu de 50 ans) avec les mêmes forçages, si aucune correction du flux d'eau douce n'est appliquée (S. Cravatte, communication personnelle, 2002).

La comparaison de cette simulation à une autre, voisine, où la correction de flux a été convenablement faite, va permettre plus loin de tirer les conséquences de cette erreur.

4.2 Tendance de la hauteur dynamique simulée

La validation au moyen des séries longues de marégraphes a permis, entre autres, de mettre en évidence une tendance dans la hauteur dynamique (0/1000 m) simulée par le modèle. Elle correspond, moyennée sur le Pacifique tropical, à une baisse quasi-linéaire de hauteur dynamique (*figure 4.2.a*), d'environ 10 cm sur les 50 ans de la simulation (-1.8 mm.an^{-1}), soit un ordre de grandeur en-dessous de la tendance du niveau de la mer. La répartition géographique de cette tendance rend compte des disparités observées aux stations marégraphiques (*figure 4.2.b* et section 3.3.5). La tendance est généralement négative, en particulier vers 15°N et 10°S dans la moitié ouest du bassin où elle atteint -7 mm.an^{-1}, d'où les maxima observés à Guam et Pago Pago. Elle est faiblement positive (jusqu'à +1 mm.an^{-1}) dans l'ouest du bassin et le long de 6°N et faiblement négative entre 5°S et 5°N, d'où les minima observés à Nauru, Kanton, Christmas, Galapagos. Sa distribution géographique est qualitativement proche de la carte de hauteur dynamique moyenne (*figure 1.1.e*), mais de signe opposé, ce qui suggère que la tendance correspond à un affaiblissement des gradients horizontaux moyens de hauteur dynamique et donc à un ralentissement de la circulation géostrophique moyenne de surface.

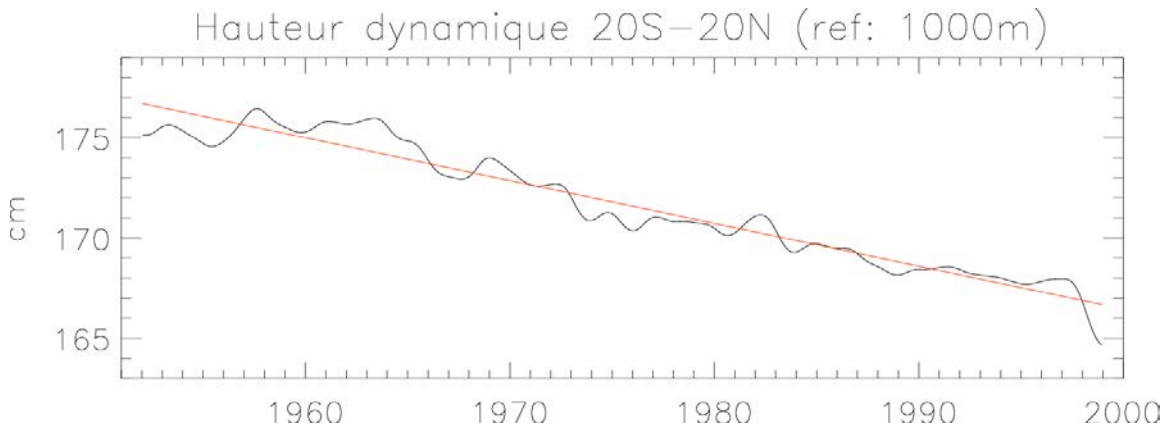


Figure 4.2.a : Variations interannuelles de la hauteur dynamique (en cm, 0/1000 m) du Pacifique tropical, simulées sur la période 1951-99. La ligne rouge représente la tendance linéaire.

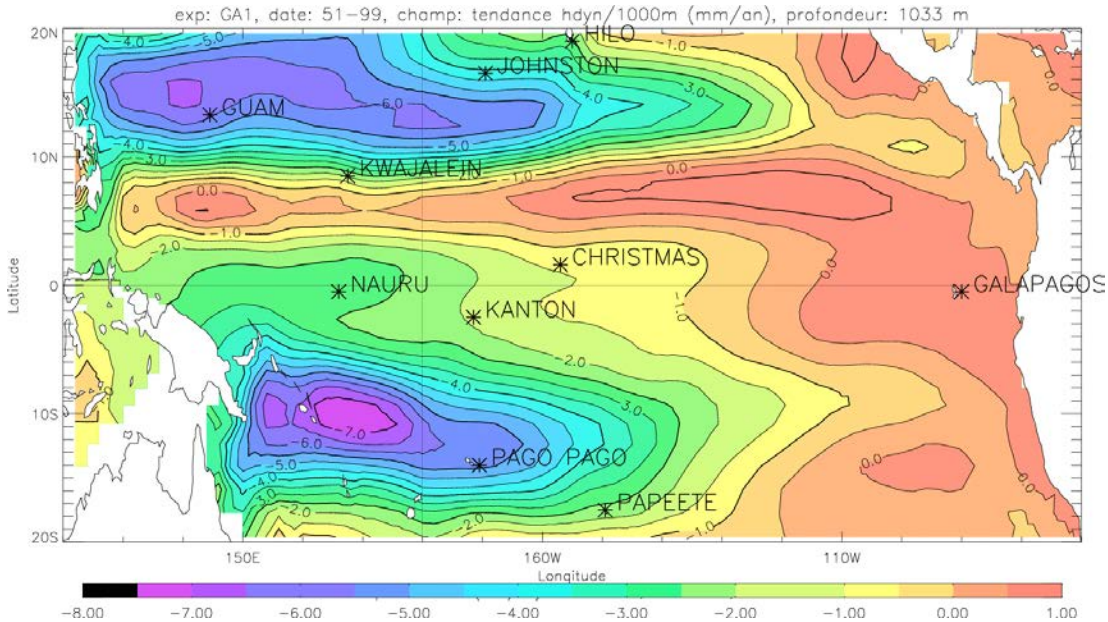


Figure 4.2.b : Tendance linéaire (mm.an^{-1}) en hauteur dynamique (référencée à 1000 m) dans le modèle. Les marégraphes utilisés précédemment pour la validation sont indiqués (*).

4.3 Relation entre les tendances de la hauteur dynamique et du niveau de la mer simulés

Les cartes de tendance en niveau de la mer (*figure 4.1.b*) et hauteur dynamique (*figure 4.2.b*) sont qualitativement identiques, et l'amplitude pic à pic de leurs variations est la même (de -27 à –19 mm.an^{-1} pour le niveau de la mer, de -7 à +1 mm.an^{-1} pour la hauteur dynamique). En fait, la tendance en niveau de la mer peut se décomposer en une somme de deux tendances distinctes. La première correspond à la tendance en hauteur dynamique (0/1000 m) et serait donc barocline. La deuxième est une tendance horizontalement uniforme de -20 mm.an^{-1}. Elle viendrait de la mauvaise correction du flux d'eau douce et serait barotrope, la hauteur dynamique intégrée de la surface jusqu'à 1000 m comprenant l'essentiel du signal barocline [Picaut et al., 1995]. Cette interprétation est cohérente avec la formulation de surface libre du modèle (équation 3.7) qui définit les variations du niveau de la mer comme la somme d'un terme lié à la dynamique océanique et d'un terme de flux d'eau douce.

Plusieurs simulations (voir *table 4.3*) construite sur les bases de celle utilisée jusqu'ici (nommée GA1) vont maintenant nous permettre d'analyser plus finement les problèmes de tendances, en particulier le lien entre les tendances respectives de la hauteur dynamique et du niveau de la mer simulés. Dans la simulation TRAC8d [Rodgers et al., 2002], l'erreur d'équilibrage des flux d'eau douce a été corrigée. Dans un premier temps, les champs de

niveau de la mer et de hauteur dynamique issus de cette deuxième simulation sont comparés. Leurs variations interannuelles respectives, moyennées sur le Pacifique tropical, sont présentées figure *4.3.a*. Les deux courbes ont une tendance générale à la baisse du même ordre de grandeur (-1.6 mm.an^{-1} pour la hauteur dynamique et -2.5 mm.an^{-1} pour le niveau de la mer) et montrent comme l'on pouvait s'y attendre une bonne corrélation de 0.85. Cette bonne corrélation suggère que le signal en niveau de la mer est cette fois-ci en grande partie lié aux variations baroclines. Les variations d'amplitude en niveau de la mer sont par contre de plus du double de celles en hauteur dynamique. Cette différence est probablement due au fait que la hauteur dynamique présentée n'intègre que les variations baroclines des 500 premiers mètres de la colonne d'eau tandis que le niveau de la mer intègre les variations de toute la colonne d'eau. La composante barotrope qui constituait l'essentiel de la tendance en niveau de la mer dans la simulation GA1 semble maintenant faible.

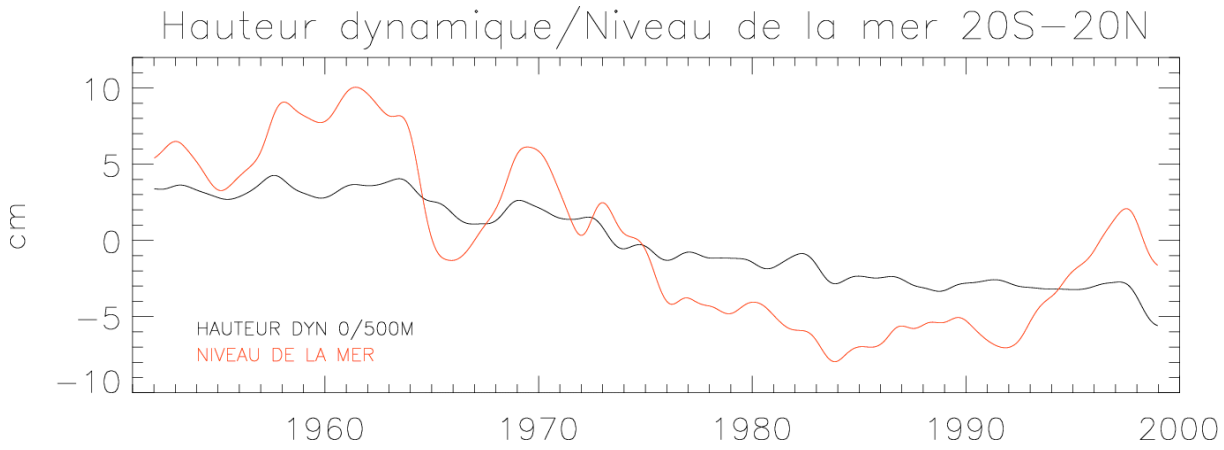


Figure 4.3.a : Variations interannuelles (anomalisées, en cm) de la hauteur dynamique (0/500 m, en noir) et du niveau de la mer (en rouge) du Pacifique tropical, dans la simulation TRAC8d.

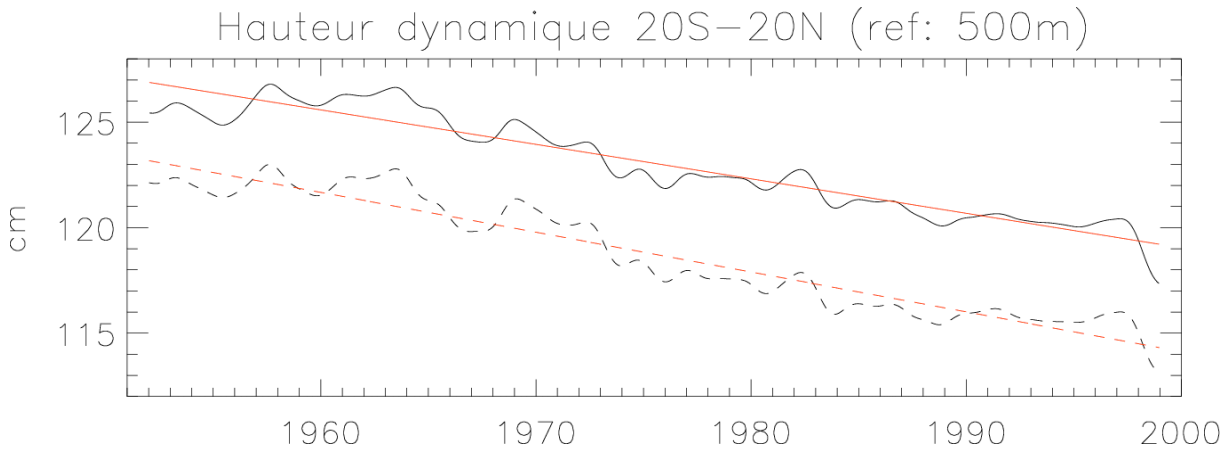


Figure 4.3.b : Variations interannuelles (en cm) de la hauteur dynamique (0/500 m, en noir) moyennée dans le Pacifique tropical, et tendance linéaire associée (en rouge), dans les simulations GA1 (traits pleins) et TRAC8d (pointillés).

Les variations interannuelles de hauteur dynamique sont ensuite comparées entre les deux simulations GA1 et TRAC8d. Moyennées sur le Pacifique tropical (*figure 4.3.b*), elles sont quasi-identiques. Le décalage de quelques centimètres entre les deux courbes est sans doute dû à une différence dans les conditions initiales, le *spin up* climatologique du modèle étant beaucoup plus long pour la simulation TRAC8d (200 ans) que pour la simulation GA1 (voir section 4.5). Leurs tendances sont respectivement de -1.3 mm.an^{-1} pour la simulation GA1 et -1.6 mm.an^{-1} pour la simulation TRAC8d. La différence de pente entre les deux courbes reflète des différences locales dans la répartition géographique de cette tendance (*figure 4.3.c*). Vers 10°S, 160°W et vers 14°N entre 130°E et 150°W, la tendance dans TRAC8d est légèrement plus marquée. D'autres différences apparaissent aux frontières du domaine d'étude. L'origine de ces différences n'a pas pu être identifiée de manière précise. Cependant, ces écarts locaux entre tendance restent faibles devant la valeur de la tendance de chaque simulation.

Nom de l'expérience	Forçage en vent	Forçage autres flux	Correction E-P
GA1	NCEP	NCEP	mauvaise
TRAC8c	climatologique	climatologique	bonne
TRAC8d	NCEP	NCEP	bonne
TRAC8e	NCEP	climatologique	bonne

Table 4.3 : Nom et caractéristiques principales des simulations OPA utilisées.

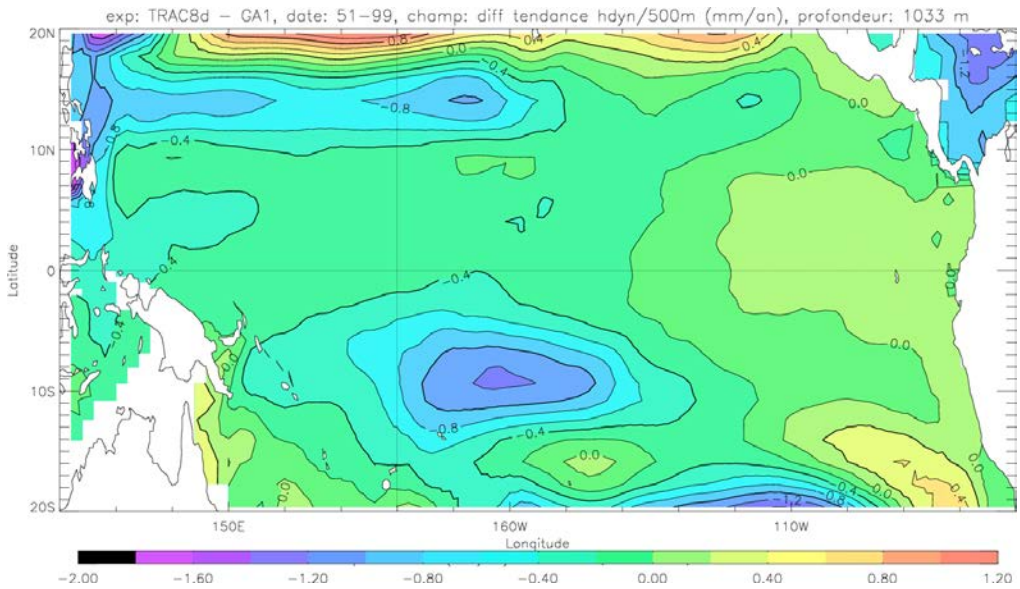


Figure 4.3.c : Carte des différences entre la tendance linéaire (mm.an^{-1}) en hauteur dynamique (0/500 m) de la simulation TRAC8d et celle de la simulation GA1 (voir table 4.3).

Dans notre domaine d'étude, les tendances en hauteur dynamique, baroclines, sont quasiment identiques dans les simulations GA1 et TRAC8d. La forte tendance en niveau de la mer dans la simulation GA1, essentiellement barotrope et due à un bilan d'eau douce mal équilibré, ne semble donc avoir que peu de répercussions sur la dynamique du modèle. La comparaison au niveau de la mer issu des marégraphes (section 3.3.5) suggère que la tendance dans la hauteur dynamique de la simulation GA1 est en grande partie artificielle. Néanmoins, une comparaison plus directe de celle-ci à des données de hauteur dynamique va s'avérer instructive.

4.4 Tendance dans les observations

Sur la période 1960-84, Posmentier et al. [1989] met en évidence des tendances significatives dans le niveau de la mer mesuré par certains marégraphes du Pacifique tropical. Elles peuvent être interprétées comme la somme de deux tendances linéaires dans le temps : l'une correspond à une montée du niveau de la mer spatialement homogène et l'autre à un basculement zonal entraînant une baisse du niveau à l'ouest et une montée à l'est. Les deux tendances s'annulent pratiquement dans l'ouest et se cumulent dans l'est, où des valeurs de plus de 5 $mm.an^{-1}$ sont observées le long des côtes américaines. A défaut d'accord quantitatif, la tendance en hauteur dynamique simulée dans GA1 ou TRAC8d est qualitativement cohérente avec le basculement zonal observé. Les tendances calculées sur la période 1960-84 pour les marégraphes de Johnston, Kwajalein et Pago Pago, qui sont aussi utilisés dans notre étude, sont respectivement de -0.11 $mm.an^{-1}$, -0.54 $mm.an^{-1}$ et +0.07 $mm.an^{-1}$, et donc négligeables par rapport aux tendances de la hauteur dynamique simulée (*figure 4.2.b*).

La comparaison de la hauteur dynamique simulée à la hauteur dynamique calculée à partir des données TAO n'a pas fait apparaître de problèmes liés à la tendance sur la période 1980-99 (section 3.3.4). Les mauvaises corrélations observées à 8°N correspondent à une région où la tendance est faible dans le modèle (*figure 4.2.b*). Mais les mouillages TAO couvrent essentiellement la bande équatoriale où la tendance n'est pas très marquée et la longueur des séries temporelles est trop courte pour estimer de manière précise une tendance à long terme.

Le produit grillé annuel de température de subsurface de Levitus [Antonov et al., 1998] couvre par contre toute la période de la simulation et intègre les données in situ de l'ensemble du Pacifique tropical. La hauteur dynamique calculée à partir de ces champs,

disponibles sur une grille de résolution horizontale 1°x1° et 14 niveaux de profondeur de 0 à 500 m, et de profils de salinité climatologiques disponibles sur la même grille [Boyer et al., 1998], est plus à même de révéler une éventuelle tendance dans les observations. Moyennée sur le Pacifique tropical, cette hauteur dynamique ne montre en fait qu'une légère tendance d'environ 1 cm sur les 50 ans (+0.23 mm.an^{-1}), de signe opposé et d'un ordre inférieur à celle du modèle (*figure 4.4.a*). Sa répartition géographique est présentée *figure 4.4.b*. Globalement, les structures sont beaucoup moins organisées dans les tendances observées que dans celles simulées (*figure 4.2.b*), ce qui peut être en partie lié à de fortes disparités dans la répartition des données et leur faible densité au début de la période. L'isoligne nulle est aussi située nettement plus à l'ouest en moyenne dans les observations, et l'amplitude pic à pic de la tendance y est deux fois moindre que dans le modèle. La tendance observée montre cependant quelques similarités avec celle du modèle (*figure 4.2.b*). Les deux tendances ont leurs plus fortes valeurs négatives dans le sud-ouest, centrées sur 10°S, 170°E. Les plus fortes valeurs positives se rencontrent dans l'est et le nord-est. D'est en ouest, les tendances diminuent et changent de signe. Par contre, les fortes valeurs négatives du modèle dans le nord-ouest ne se retrouvent pas dans le produit Levitus. La tendance du modèle aurait donc quelques traits réalistes mais serait en majeure partie artificielle.

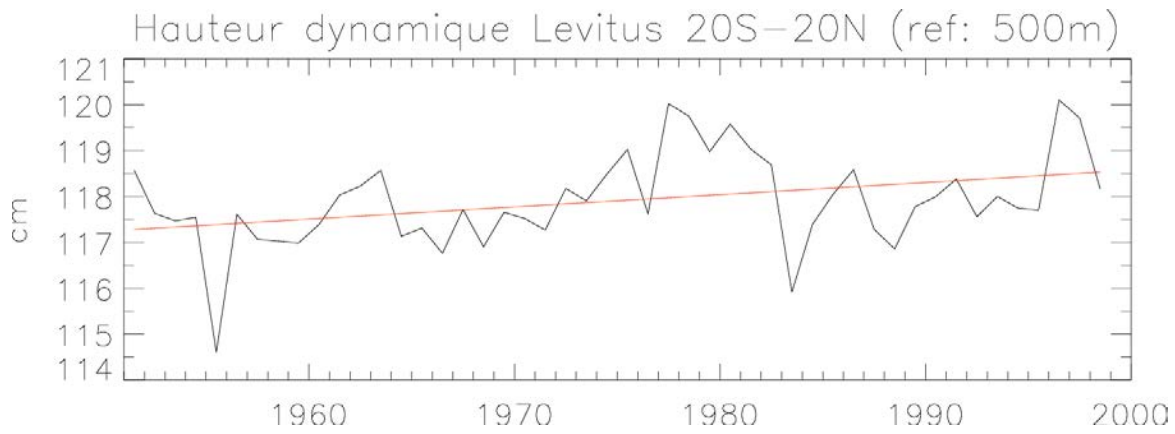


Figure 4.4.a : Variations annuelles de la hauteur dynamique (0/500 m, en cm) calculée à partir des données Levitus [Antonov et al., 1998] et moyennée sur le Pacifique tropical (en noir), et tendance linéaire associée (en rouge).

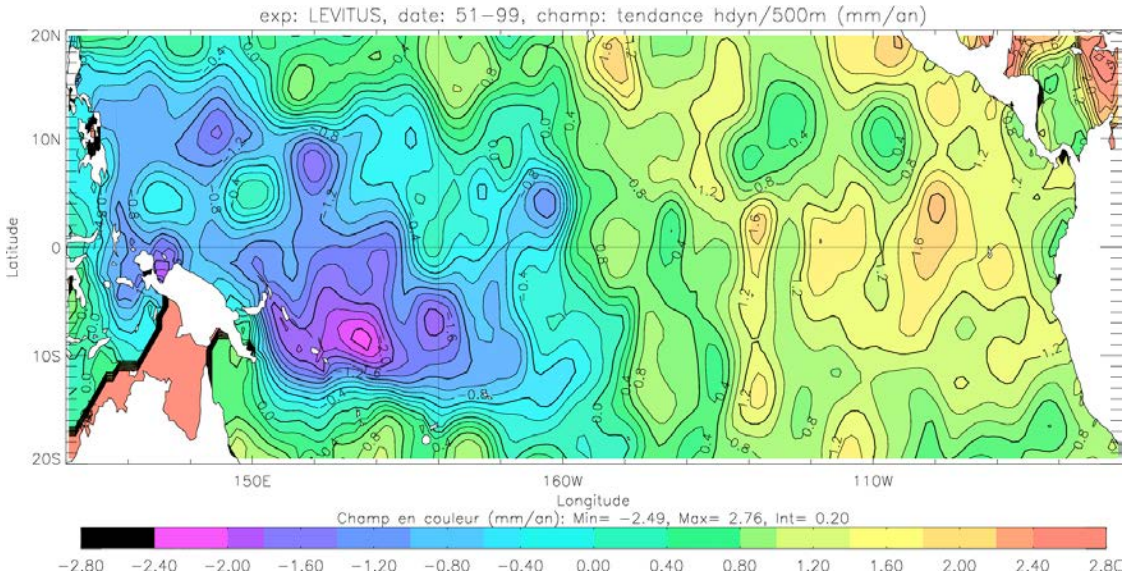


Figure 4.4.b : Tendance linéaire (mm.an^{-1}) dans la hauteur dynamique (0/500 m) calculée à partir des données Levitus [Antonov et al., 1998] sur la période 1951-99.

4.5 Origine de la tendance dans la hauteur dynamique simulée

Après avoir analysé en détail la tendance en hauteur dynamique en sortie de modèle, il paraît maintenant nécessaire de déterminer son origine. A cette fin, deux nouvelles simulations-tests ont été réalisées (*table 4.3*), sur la base de la simulation TRAC8d. Dans la première (TRAC8c), un forçage climatologique en vent, flux de chaleur et flux d'eau douce est imposé. Dans la seconde (TRAC8e), les forçages en flux de chaleur et d'eau douce sont climatologiques, mais le forçage en vent reste identique à celui de la simulation standard (TRAC8d). Les tendances en hauteur dynamique (0/500m), filtrées interannuellement et moyennées sur le Pacifique tropical, sont présentées *figure 4.5.a* pour ces trois simulations. La simulation TRAC8d, déjà étudiée, où le forçage comprend toutes les échelles de temps, sert de référence.

La simulation TRAC8c montre une faible tendance (-0.18 mm.an^{-1}) purement linéaire. Forcé climatologiquement, le modèle ne peut en effet que simuler une succession de cycles saisonniers identiques, filtrés ici. La faible tendance restante pourrait être due à un équilibre imparfait des flux climatologiques sur un cycle annuel ou à une dérive numérique, négligeable et quasiment indétectable dans une simulation interannuelle. Cette tendance met en évidence une influence de la durée du *spin-up* climatologique sur les conditions initiales d'une simulation. En particulier, elle explique les valeurs initiales en hauteur dynamique plus faibles dans TRAC8d que dans GA1 (*figure 4.3.b*).

La simulation TRAC8e, où la seule variabilité interannuelle incluse dans le forçage est celle du vent, montre une tendance très proche de celle de la simulation de référence (-1.4 mm.an^{-1} pour TRAC8e contre -1.6 mm.an^{-1} pour TRAC8d). La répartition géographique de la tendance de la simulation TRAC8e dans le Pacifique tropical, qui n'est pas présentée ici, ne montre pas non plus de différence notable avec celle de la simulation TRAC8d. L'analyse de ces trois expériences montre que la tendance en hauteur dynamique dans la simulation TRAC8d (et par conséquent dans la simulation GA1) trouve donc sa principale origine dans le forçage de vent.

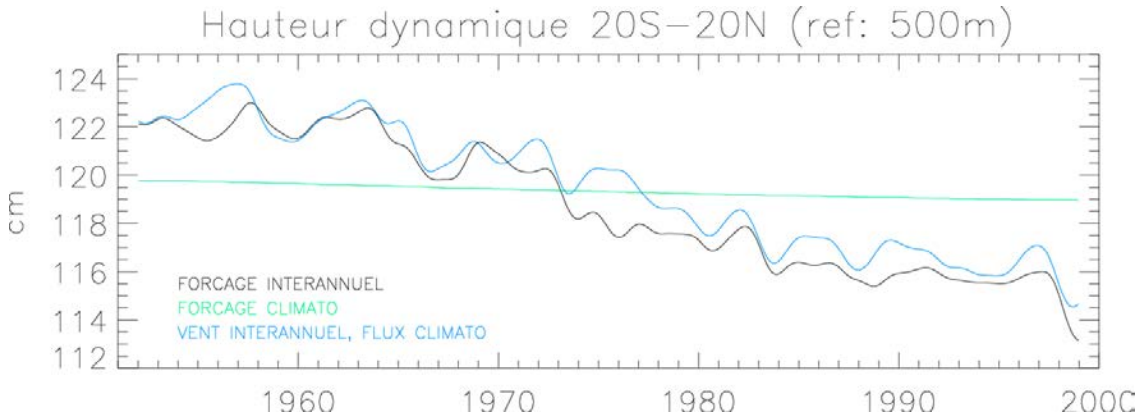


Figure 4.5.a : Variations interannuelles (en cm) de la hauteur dynamique (0/500 m) moyenne du Pacifique tropical, dans les simulations TRAC8d (en noir), TRAC8c (en vert) et TRAC8e (en bleu).

La tendance dans le vent NCEP utilisé pour le forçage du modèle va maintenant être analysée. La tension de vent zonale moyenne du Pacifique tropical est représentée *figure 4.5.b*. Sur la période 1951-99, elle correspond clairement à une diminution des alizés (de 2.8x10^{-4} N.m^{-2}.an^{-1}). Cependant, il est intéressant de noter qu'elle a un comportement distinct avant et après les années 1976-77. Sur la période 1951-76, elle montre bien une tendance linéaire, alors que sur la période 1977-99, la tendance est quasi-nulle. La transition entre ces deux périodes correspond à une brusque baisse des alizés, bien que ce changement de régime brutal n'apparaisse pas dans la tendance en hauteur dynamique (*figure 4.2.a*). La répartition géographique de la tendance moyenne sur la période 1951-99 (*figure 4.5.c*) situe la baisse principale des alizés vers 10°S et 10°N, entre 180° et 110°W. Elle est plus marquée dans le nord que dans le sud. La tendance est de signe inverse, et d'amplitude moindre, sur les bords et dans le sud-ouest du bassin, là où la composante méridienne du vent est importante (*figure 1.1.a*). La baisse de la composante zonale des alizés est cohérente avec l'affaiblissement de la pente zonale de hauteur de la mer qu'implique la tendance en hauteur dynamique. Cette baisse de la composante zonale des des alizés correspond également à des anomalies de rotationnel du vent, comme le montrent les forts gradients méridiens vers 12°S, 140°W et 15°N, 155°W

(*figure 4.5.c*), susceptibles d'influencer la génération et l'amplitude d'ondes de Rossby extra-équatoriales qui, en se propageant vers l'ouest, entraîneraient les fortes tendances négatives en hauteur dynamique observées à l'ouest de ces deux dernières régions (*figure 4.2.b*).

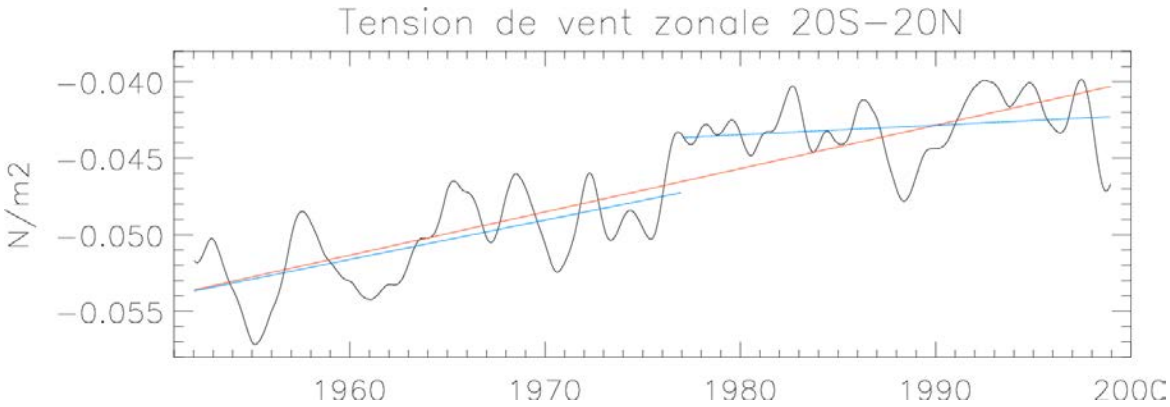


Figure 4.5.b : Variations interannuelles (en N.m^{-2}) de la tension de vent zonale NCEP moyenne du Pacifique tropical (en noir), tendances linéaires sur la période 1951-99 (en rouge) et sur les périodes 1951-76 et 1977-99 (en bleu).

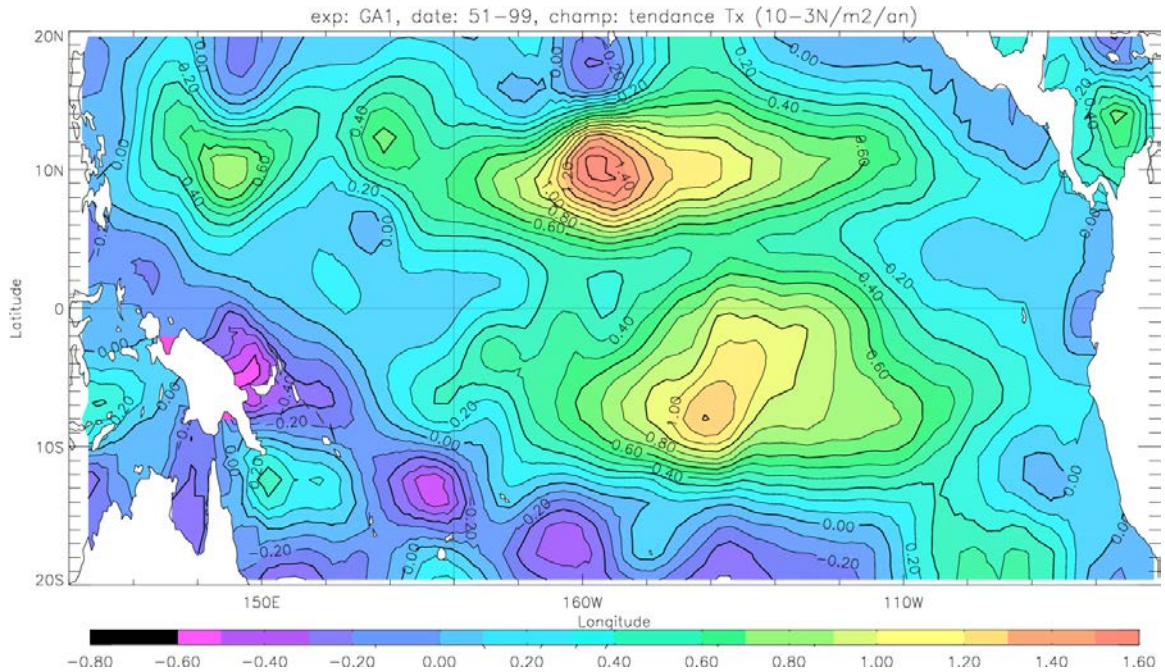


Figure 4.5.c : Tendance linéaire (en 10^{-3}.N.m^{-2}.an^{-1}) de la tension de vent zonale NCEP sur la période 1951-99.

4.6 Discussion

L'étude de sensibilité du modèle OPA au forçage en vent, flux de chaleur et d'eau douce (et à leur correction éventuelle) menée dans ce chapitre a permis d'apporter un éclairage

nouveau sur les tendances présentes dans notre simulation de référence (GA1). La tendance en niveau de la mer, irréaliste, est essentiellement barotrope et due à une non-fermeture du bilan d'eau douce sur la durée de la simulation. La tendance en hauteur dynamique, barocline et indépendante de la précédente, est essentiellement due au forçage en vent. La tendance linéaire dans les vents NCEP n'est cependant bien marquée qu'avant les années 1980. Après cette date, la tendance en hauteur dynamique simulée pourrait être liée aux fréquentes conditions El Niño rencontrées, auxquelles est associé un basculement zonal en hauteur dynamique cohérent avec la tendance.

Cette tendance dans la hauteur dynamique simulée, négative en moyenne dans le Pacifique tropical, n'apparaît pas dans le niveau de la mer mesuré par les marégraphes (voir section 3.3.5). Elle peut paraître contradictoire avec la montée globale du niveau des océans, mais celle-ci n'est pas uniforme et son estimation par altimétrie, comme la tendance simulée, montre sur la période récente une baisse dans une grande moitié ouest du Pacifique tropical [Cabanes et al., 2001]. La tendance simulée présente également quelques traits similaires avec la tendance observée dans la hauteur dynamique calculée à partir des données in situ [Antonov et al., 1998]. Malgré ces similitudes qualitatives avec les données, la tendance simulée semble en majeure partie artificielle.

La tendance présente dans le vent NCEP, qui en est responsable, est donc suspecte. Si la brusque baisse des alizés en 1976-77 est cohérente avec le changement de régime noté dans de nombreuses études [Miller et al., 1994, Zhang et al., 1997], notamment avec un renforcement des anomalies des vents d'ouest associé à une plus grande occurrence d'événements El Niño, la tendance linéaire à la baisse des alizés, principalement marquée avant 1976, pourrait être lié à une moindre qualité des réanalyses sur cette période. Les observations disponibles dans les tropiques et l'hémisphère sud étaient en effet nettement plus rares avant 1979 qu'après cette date [Kistler et al., 2001]. Des études suggèrent cependant qu'une tendance à la baisse des alizés sur la période 1960-1984 est cohérente avec les tendances observées par les marégraphes [Posmentier et al., 1989], et qu'au contraire le renforcement moyen des alizés présent dans les données de vent FSU (*Florida State University*) est un artefact dû au changement des méthodes de mesure [Cardone et al., 1990]. Malgré tout, le changement de régime des vents du Pacifique équatorial dans les années 1970 semble moins réaliste dans les réanalyses NCEP que dans les données COADS (*Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set*) [Wu et Xie, 2002].

Dans tous les cas, le retrait systématique d'une tendance linéaire dans les champs simulés n'est pas une solution acceptable. Elle conduirait à faire une hypothèse trop forte sur

la propagation dans les variables de l'OGCM, notamment celles de subsurface, de la tendance induite par le vent, qui n'est au demeurant pas linéaire sur toute la période d'étude. Ces résultats nous invitent donc à beaucoup de prudence dans l'interprétation future de nos sorties de modèle, en particulier de leur variabilité décennale. Ces remarques valent plus généralement pour l'ensemble de la communauté scientifique utilisatrice de simulations forcées longues.

5 Variabilité basse fréquence des transports de masse méridiens associés aux STCs dans la simulation longue

L'étude réalisée à l'aide du modèle linéaire sur la période 1964-99 (chapitre 2) a montré l'importance des transports méridiens dans la variabilité ENSO, en particulier à travers 5°N. Il en ressort également que ces transports semblent inclure une variabilité décennale, en lien probable avec les STCs, susceptible d'influer sur ENSO. La simulation ORCA forcée par les réanalyses NCEP, maintenant validée (chapitre 3), et dont le problème de tendances a été discuté (chapitre 4), est du fait de sa durée (près de 50 ans) plus indiquée que la simulation linéaire pour étudier la variabilité décennale. Sa physique est également plus réaliste puisqu'elle simule les variables de température et salinité, et inclut les processus non-linéaires. Une représentation moyenne correcte des STCs est donc espérée. La vérification de ce point va permettre de fixer des critères de définition des transports méridiens associés aux STCs. La variabilité de ces transports sera ensuite étudiée aux échelles de temps interannuelle (ENSO) et décennale.

5.1 Structure verticale en densité et STCs moyennes

Dans les tropiques, la circulation océanique tridimensionnelle sous la couche de mélange suit généralement les surfaces de densité potentielle (σ_θ) constante [Luyten et al., 1983]. La thermocline est intimement liée à la pycnocline, où le gradient vertical de densité est maximal, sauf dans le cas où une barrière de sel est présente [Lukas et Lindstrom, 1991 ; voir section 1.3.4.3]. La branche inférieure des STCs, qui correspond à une convergence de transports vers l'équateur, est associée à la pycnocline, proche de l'isopycne $\sigma_\theta = 25$ kg.m^{-3}. Cette dernière affleure la surface vers 30° de latitude [Johnson et McPhaden, 1999] pendant les périodes hivernales et rejoint à l'équateur la thermocline, créant ainsi un « pont » océanique entre tropiques et extratropiques. Les STCs pourraient ainsi moduler à l'échelle décennale les conditions équatoriales, par advection d'anomalies de température d'origine extratropicale [Gu et Philander, 1997] ou par modification de l'intensité des transports [Kleeman et al., 1999]. Pour toute ces raisons, une validation des structures verticales de densité simulée dans le modèle est un préliminaire indispensable à l'étude des STCs.

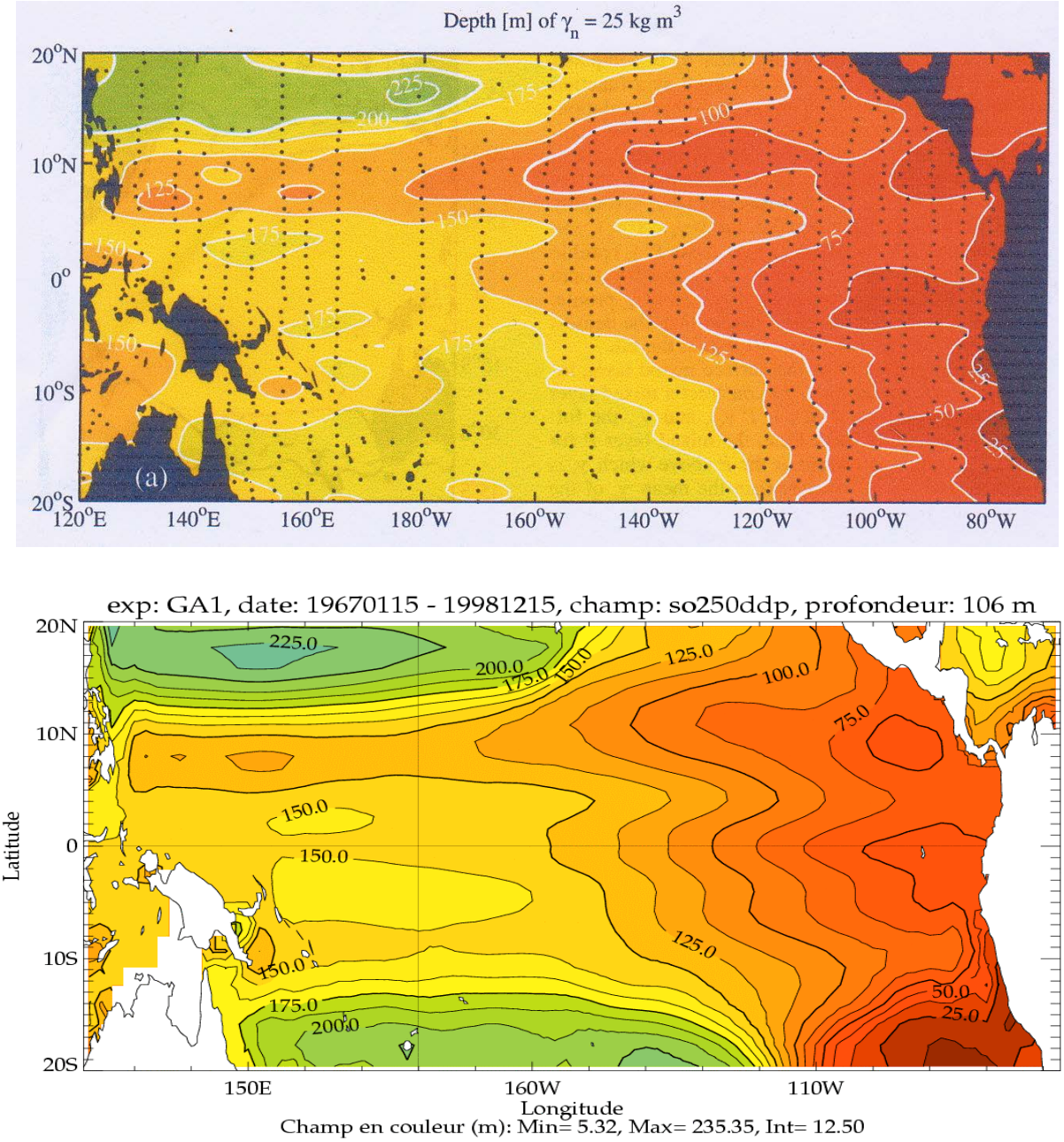
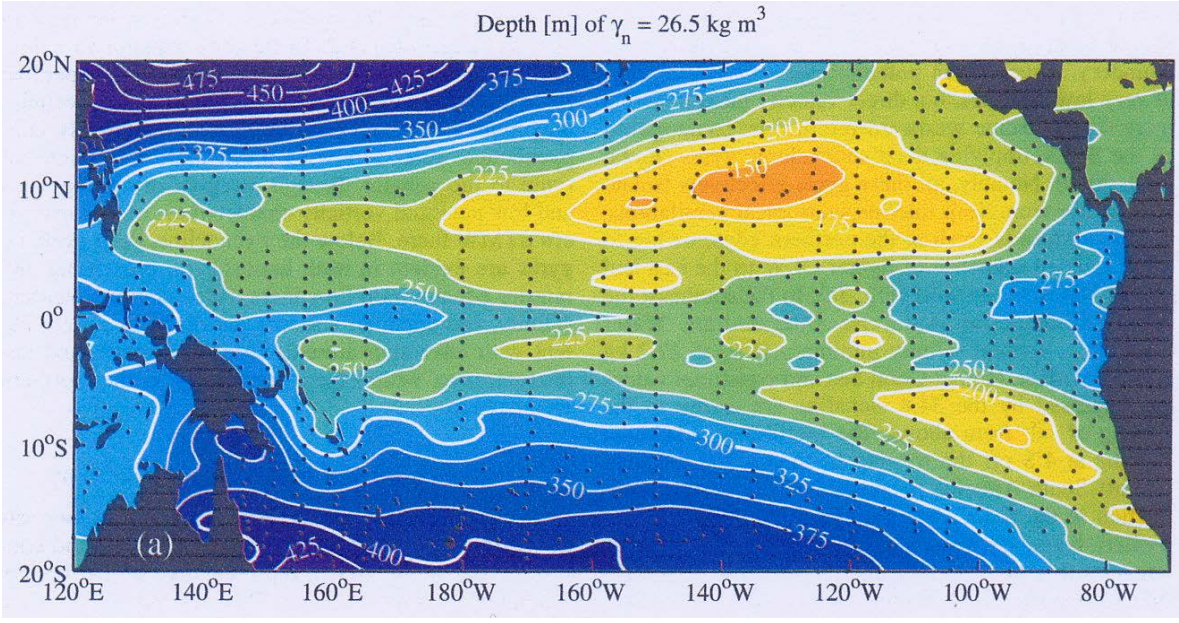


Figure 5.1.a : Profondeur moyenne (m) sur la période 1967-98 de l'isopycne $\sigma_\theta = 25$ kg.m^{-3} caractéristique de la pycnocline, calculée par Johnson et McPhaden [1999] à partir des données CTD (en haut) et simulée par le modèle OPA (en bas). Les points noirs sur la figure du haut indiquent la position des profils hydrographiques utilisés. Noter que les palettes de couleurs diffèrent légèrement entre les deux cartes. Les isolignes sont espacées de 25 m sur la carte du haut et de 12.5 m sur la carte du bas pour mieux discerner les structures simulées.

Johnson et McPhaden [1999] ont réalisé une étude de référence sur la dynamique moyenne des STCs à partir des données de température et salinité de subsurface déduits des profils CTD sur la période 1967-98. La comparaison de la profondeur simulée des isopycnes $\sigma_\theta = 25$ kg.m^{-3} et $\sigma_\theta = 26.5$ kg.m^{-3} à leurs résultats (qui utilisent la variable de surface neutre γ_n équivalente à σ_θ dans notre domaine d'étude) est présentée dans les *figures 5.1.a* et *5.1.b*, respectivement.



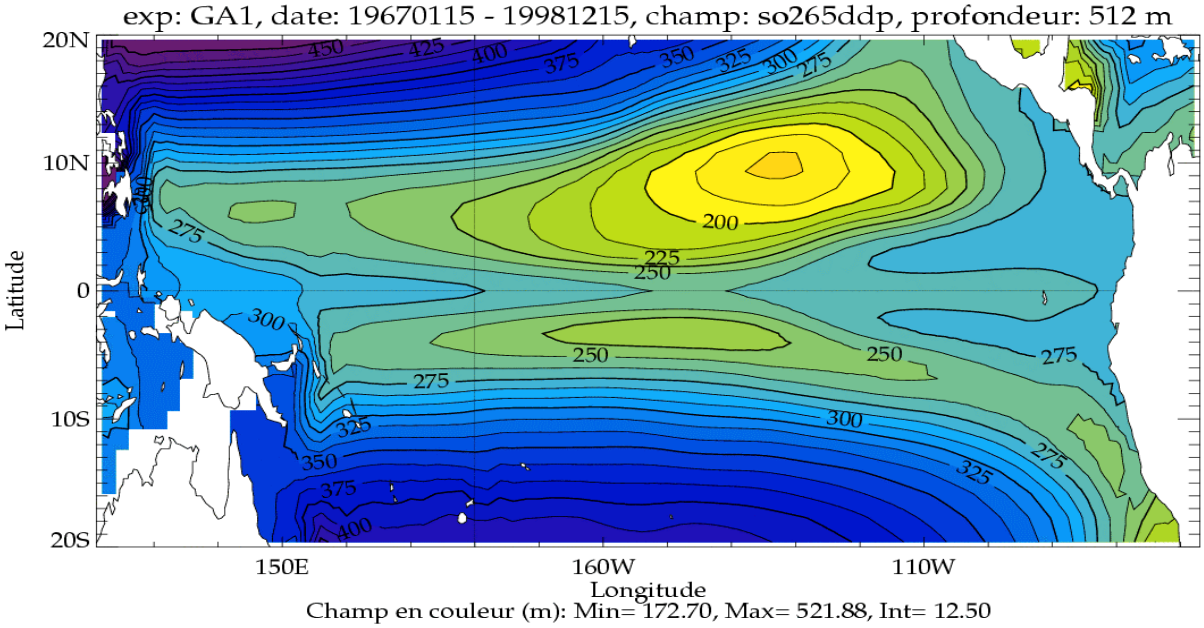


Figure 5.1.b : Même comparaison que dans la *figure 5.1.a* pour l'isopycne σ_θ = 26.5 kg.m^{-3} située sous la pycnocline.

L'isopycne σ_θ = 25 kg.m^{-3} (*figure 5.1.a*) est caractéristique du milieu de la pycnocline. Sa profondeur varie de plus de 225 m dans le nord-ouest du bassin à moins de 25 m dans le sud-est. Les gradients méridiens de profondeur reflètent, du nord au sud, la structure des courant zonaux. Ainsi, les relativement faibles profondeurs qui s'étendent d'ouest en est du bassin vers 8-10°N, liées au pompage d'Ekman sous l'ITCZ [Meyers, 1979], marquent la séparation entre le NEC et le NECC (voir *figure 3.3.d*). Vers 3-5°N, à l'est de 150°W, l'approfondissement relatif marque la séparation entre le NECC et le SEC. A l'équateur, la remontée de l'isopycne dans le plan méridien est liée à l'upwelling équatorial et sa pente

zonale à l'EUC qui sépare les branches nord et sud du SEC en subsurface. Les minima de profondeur le long des côtes sud-américaines sont dus à l'upwelling côtier. Les structures observées et simulées se comparent bien. Le modèle montre toutefois, dans la moitié ouest du bassin, des profondeurs un peu trop faibles près de l'équateur et trop fortes près de 20°S.

L'isopycne $\sigma_\theta = 26.5$ kg.m^{-3} (*figure 5.1.b*) est située légèrement au-dessous de la pycnocline. Sa profondeur atteint 500 m à la limite nord-ouest du bassin. Elle est minimale le long d'un axe s'étendant de 5°N à l'ouest à 10°N à l'est du bassin et d'un autre à peu près symétrique mais moins marqué dans l'hémisphère sud. Là encore, la simulation est en bon accord avec les données.

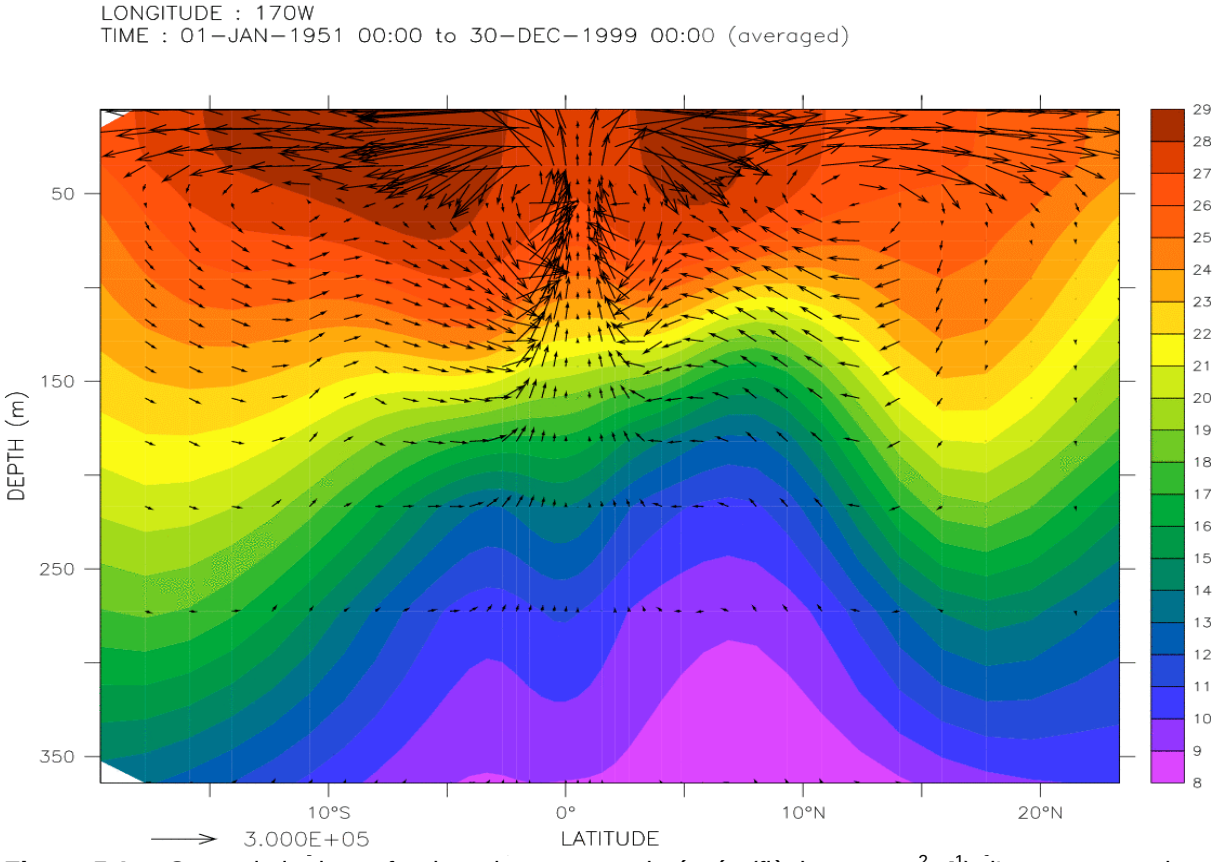


Figure 5.1.c :Coupe latitude-profondeur des courants intégrés (flèches, en m^2.s^{-1}) d'ouest en est dans le Pacifique tropical et de la température à 170°W (couleurs, en °C), en moyenne sur la période 1951-99.

Intégrés sur la longueur du bassin, les courants simulés montrent une organisation en cellules méridiennes (*figure 5.1.c*). Les alizés donnent naissance aux courants de surface divergents, qui constituent la branche supérieure des STCs, et par conservation de la masse à l'upwelling équatorial associé. En dessous de 50 m de profondeur, les courants convergent vers l'équateur mais sont nettement plus faibles qu'en surface. Ils semblent même disparaître vers 20°N, ce qui suggère à cette latitude un passage difficile d'éventuelles anomalies de température d'origine extratropicale, comme le confirment certaines observations [Schneider

et al., 1999a]. Dans l'hémisphère sud, les courants de subsurface sont par contre cohérents avec l'existence d'une branche inférieure de STC. Des cellules tropicales secondaires de recirculation apparaissent entre l'équateur et 5° de latitude mais celles-ci ne joueraient pas de rôle dans la ventilation de la thermocline équatoriale [Hazeleger et al., 2001b]. Les branches supérieures et inférieures des STCs sont bien visibles vers 9-10° de latitude. A 170°W, les branches inférieures sont associées à des eaux de température inférieure à 27°C. En particulier, la thermocline, marquée par le pincement des isothermes autour de l'isotherme 20°C, est alimentée par ces branches.

5.2 Critère de définition des transports associés aux STCs

Les courants méridiens moyens le long de 9°N et 9°S, où les structures des STCs sont les plus nettes (*figure 5.1.c*), sont représentés *figure 5.2.a* de la surface jusqu'à 500 m de profondeur. Dans l'intérieur du bassin, la convergence associée à la pycnocline (autour de σ_θ = 25 kg.m^{-3}) se situe principalement entre 175°E et 130°W à 9°N et entre 175°W et 90°W à 9°S, ce qui suggère un apport intérieur moyen plus important par le sud, en cohérence avec les analyses basées sur des observations [Johnson et McPhaden, 1999]. Les plus forts courants convergents se trouvent dans les deux hémisphères près du bord ouest où la divergence de surface n'existe presque plus.

Des critères définissant les frontières supérieure et inférieure de la pycnocline doivent être fixés pour nous permettre de calculer la convergence dans la pycnocline. Etant donné la structure verticale des courants dans le modèle, nous avons choisi de définir la pycnocline comme l'ensemble des eaux de profondeur supérieure à 50 m et dont la densité σ_θ est comprise entre 22.5 kg.m^{-3} et 26 kg.m^{-3}. Le critère de profondeur est apparu nécessaire pour exclure la divergence à 9°S où aucune isopycne horizontale n'est proche de l'inversion de courant. La frontière inférieure σ_θ = 26 kg.m^{-3} semble un bon compromis pour les deux hémisphères, son contour étant dans la mesure du possible proche et parallèle à celui de l'inversion de courant profond. Ces critères sont comparables à ceux utilisés dans des études similaires [Johnson et McPhaden, 1999 ; McPhaden et Zhang, 2002 ; Lee et al., 2002]. Malgré tout, ils intègrent visiblement des transports divergents et ne tiennent pas compte d'une partie de la convergence, conduisant donc à une sous-estimation de la convergence dans la pycnocline.

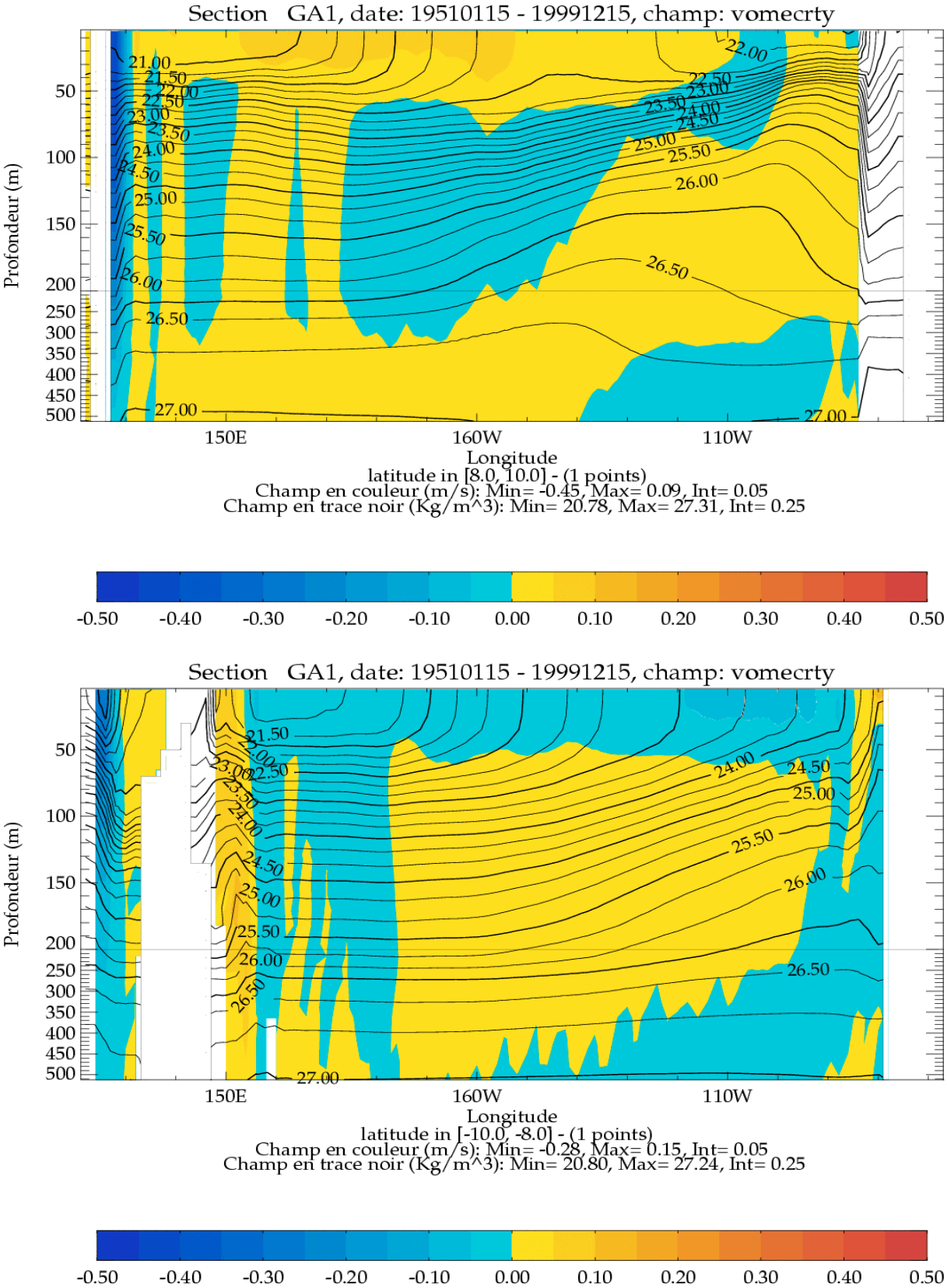
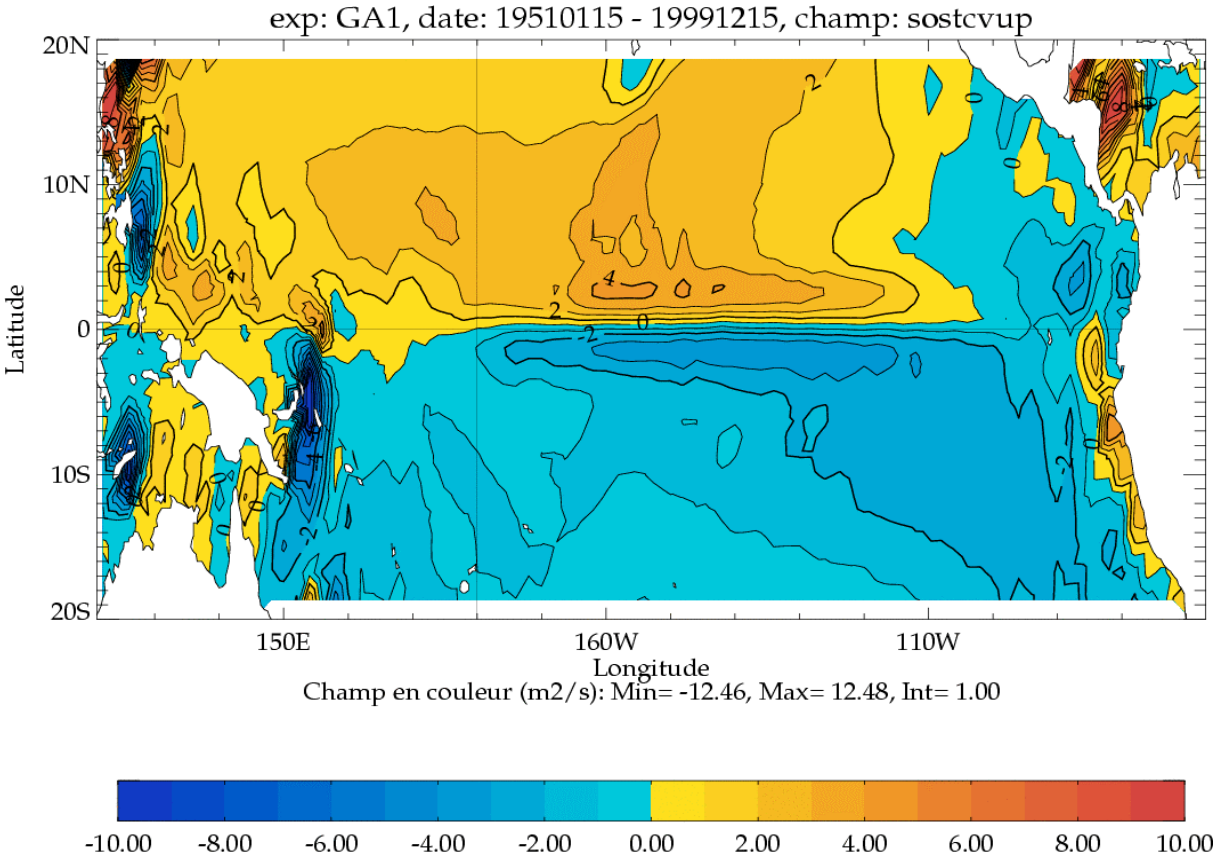


Figure 5.2.a : Coupe longitude-profondeur de la densité potentielle σ_θ (lignes, en kg.m^{-3}) et du courant méridien (couleurs, en m.s^{-1}), en moyenne sur la période 1951-99, à 9°N (en haut) et 9°S (en bas). Les surfaces bleues indiquent les courants orientés vers le sud, les jaunes les courants orientés vers le nord.



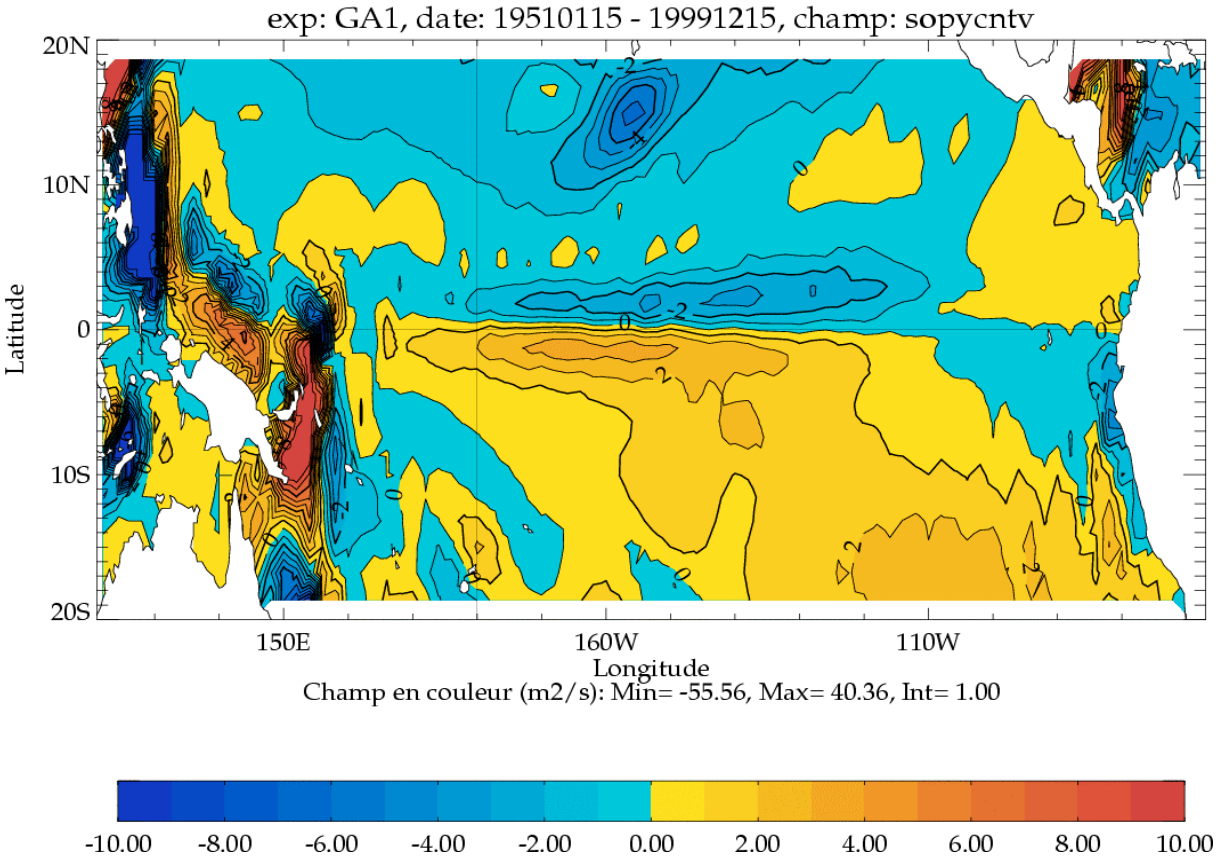


Figure 5.2.b : Carte des transports moyens ($m^2.s^{-1}$) sur la période 1951-99 associés aux branches supérieure (en haut) et inférieure (en bas) des STCs. Les surfaces bleues indiquent les transports orientés vers le sud, les jaunes les transports orientés vers le nord.

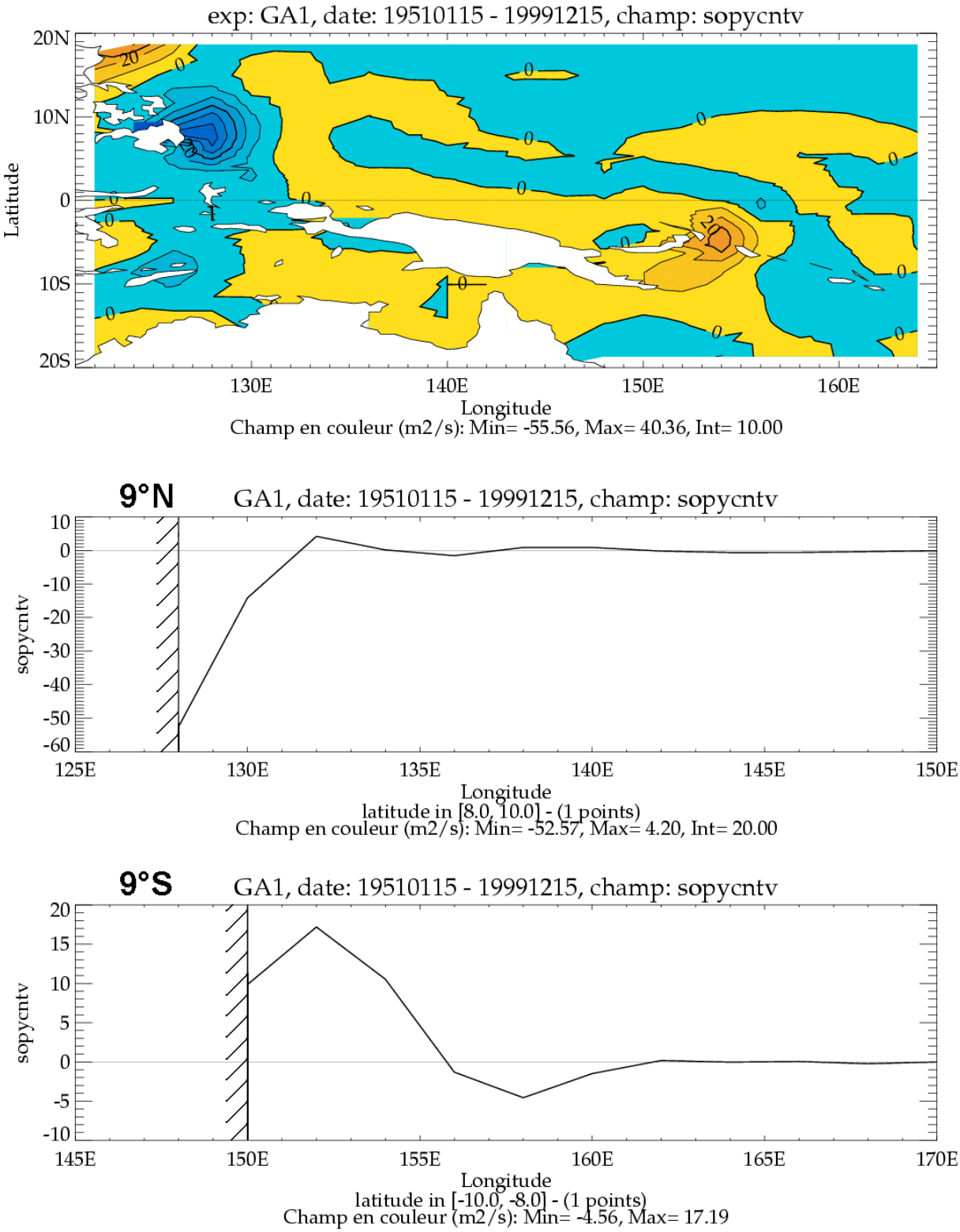


Figure 5.2.c : Transports moyens ($m^2.s^{-1}$) sur la période 1951-99 associés à la branche inférieure des STCs dans le Pacifique tropical ouest (en haut), et le long de 9°N (au milieu) et 9°S (en bas). Les valeurs positives indiquent les transports orientés vers le sud, les valeurs négatives les transports orientés vers le nord.

L'intégration verticale des courants dans la région délimitée par ces critères donne les transports associés à la **branche inférieure** des STCs ou transports dans la pycnocline. Les courants intégrés de la surface à la limite supérieure de la pycnocline ainsi définie donnent les transports associés à la **branche supérieure** des STCs. Ces deux types de transport sont représentés *figure 5.2.b*. La branche supérieure des STCs, essentiellement liée au transport d'Ekman, montre dans l'intérieur du bassin des transports maximaux associés à la divergence équatoriale. La branche inférieure est bien définie dans l'intérieur du bassin. Elle montre une asymétrie importante. Les transports de l'hémisphère nord passent par un minimum vers 5°-10°N qui n'existe pas dans le sud, celui-ci étant lié à la remontée de la pycnocline sous l'ITCZ (voir *figure 5.1.a*). Ceci suggère l'existence de passages plus directs des subtropiques aux tropiques dans l'hémisphère sud. A l'est de 100°W, les transports dans la pycnocline sont faiblement divergents.

Dans les deux hémisphères, les plus forts transports convergents associés à la pycnocline se trouvent à proximité du bord ouest. Les transports moyens dans la pycnocline sont détaillés *figure 5.2.c* dans la région du bord ouest, en particulier le long des latitudes 9°N et 9°S. Les transports de bord ouest sont supérieurs d'un ordre de grandeur aux transports intérieurs mais d'extension très réduite en latitude. Dans la suite de l'étude, les critères de séparation entre les transports de bord ouest et les transports intérieurs sont définis par les longitudes 135°E à 9°N et 162°E à 9°S.

5.3 Variabilité basse fréquence des STCs

L'analyse de la représentation moyenne des STCs dans le modèle ayant maintenant permis de déterminer des critères de définition des différents transports associés aux STCs, leur variabilité interannuelle et décennale peut maintenant être examinée. Les variations des transports cumulés à travers 9°N et 9°S dans la pycnocline (qui constituent la branche inférieure des STCs) pour l'intérieur du bassin sont comparées aux variations de SST simulées et de rappel, aux échelles interannuelle et décennale (*figure 5.3.a*). Le signal interannuel (périodes > 1 an) est obtenu par filtrage Hanning de largeur 25 mois ; le signal décennal (périodes > 10 ans) est obtenu par application successive de deux moyennes glissantes sur 5 ans (méthode qui a été utilisée par McPhaden et Zhang [2002]). A l'échelle décennale, la SST NCEP [Kalnay et al., 1996] à laquelle est rappelée le modèle montre une augmentation d'environ 0.6 °C sur la période d'étude, tandis que la SST simulée montre une augmentation d'environ 1.5 °C (leur corrélation étant de 0.76). Le terme de rappel à la SST

dans le modèle est donc suffisamment faible pour que la SST simulée soit en grande partie une réponse au forçage, à cette échelle de temps. En particulier, dans la bande 9°N-9°S, l'augmentation basse fréquence de la SST simulée semble fortement liée à la baisse de la convergence des transports intérieurs dans la pycnocline, la corrélation entre les deux signaux décennaux étant de -0.97. Ce résultat, qui sera rediscuté en fin de chapitre, est remarquablement cohérent avec le mécanisme proposé par Kleeman et al. [1999], et à rapprocher d'une analyse similaire faite par McPhaden et Zhang [2002] à partir d'observations (voir *figure 1.4.h*). Les signaux simulés montrent toutefois des tendances plus fortes que les observations, qui sont probablement liées au problème de tendance en hauteur dynamique du modèle discuté dans le chapitre précédent.

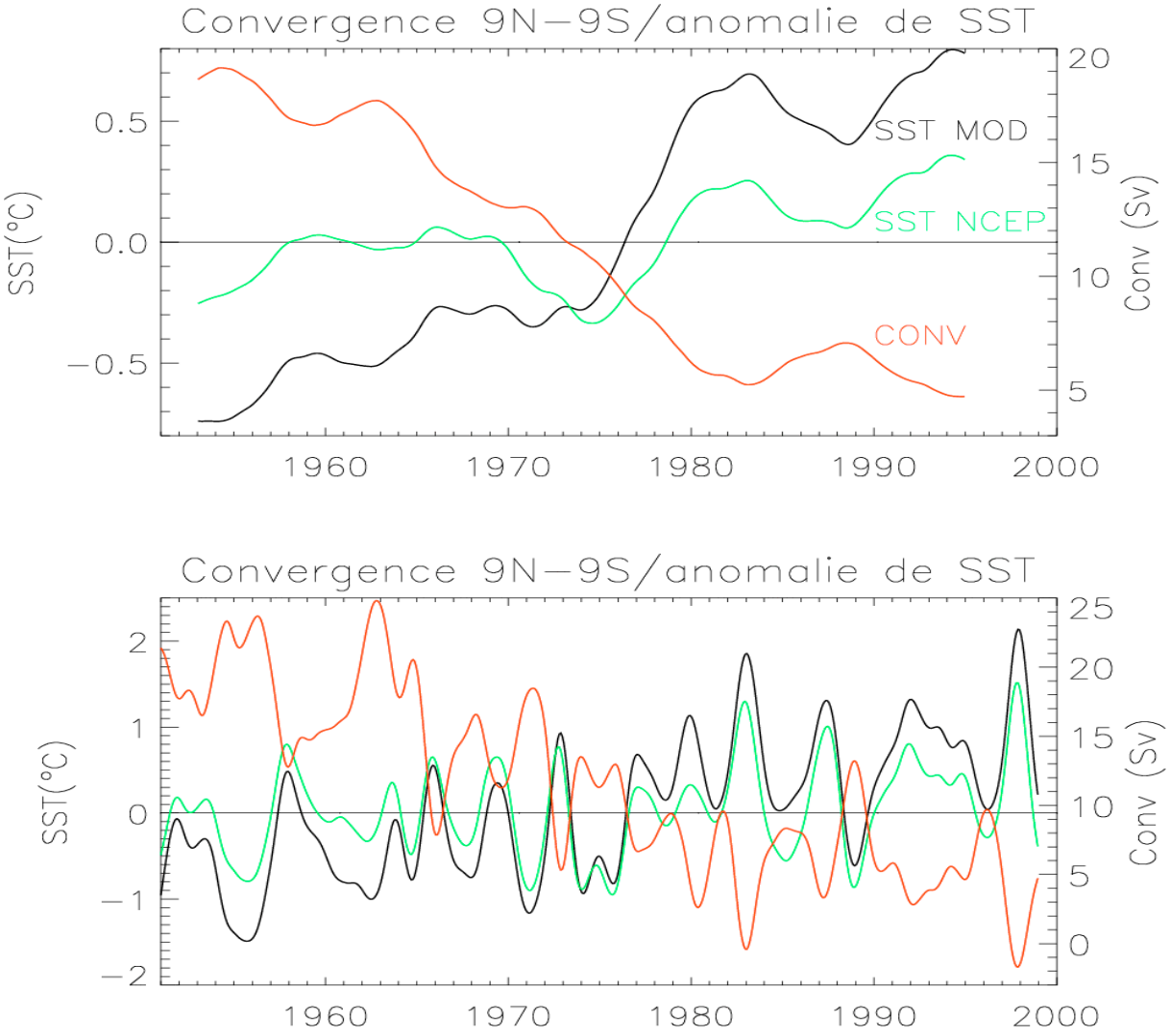


Figure 5.3.a : Variations décennales (en haut) et interannuelles (en bas) de la convergence intérieure associée à la pycnocline dans la bande 9°N-9°S (Sv, en rouge), de la SST simulée dans la boîte 9°N-9°S, 90°W-180°W (anomalies en °C, en noir) et de la SST à laquelle est rappelée le modèle dans la même boite (anomalies en °C, en vert).

Il est intéressant de noter qu'à l'échelle interannuelle, le même mécanisme semble encore à l'œuvre dans le modèle, comme l'atteste la bonne corrélation de -0.90 entre les variations de convergence dans la pycnocline et les variations de SST.

La contribution relative des transports dans la pycnocline, intérieurs et de bord ouest, est maintenant examinée à 9°N et à 9°S, en moyenne (*table 5.3*) et en terme d'anomalies interannuelles (*figure 5.3.b*). Même si les courants de bord ouest sont probablement mal simulés étant donnée la relativement large résolution zonale du modèle (2°), une simulation correcte du transport qui leur est associé est espérée. En moyenne, les transports totaux dans la pycnocline sont pratiquement égaux et opposés dans les deux hémisphères. Par contre, alors que le transport de bord ouest est 5 fois plus important que le transport intérieur à 9°N, c'est le transport intérieur qui est dominant à 9°S. En effet, même si des passages intérieurs existent dans l'hémisphère nord [McPhaden et Fine, 1988], ils seraient toutefois limités par la remontée de la pycnocline associée à l'ITCZ [Lu et McCreary, 1995]. Le transport intérieur au sud est 3 fois plus important que le transport intérieur au nord, en accord avec les analyses de Johnson et McPhaden [1999].

Latitude	bord ouest	intérieur	total
9°N	-14.3	-2.6	-16.9
9°S	6.8	9.1	15.9

Table 5.3 : Transports moyens intégrés dans la pycnocline sur la période 1951-99 (Sv). Les valeurs positives indiquent un transport vers le nord. Les transports intérieurs et de bord ouest sont délimités par les longitudes 135°E à 9°N et 162°E à 9°S.

Les anomalies interannuelles de transports (*figure 5.3.b*) montrent que la tendance générale à la baisse de la convergence totale dans la pycnocline est due pour parts égales aux contributions des deux hémisphères. A 9°N, les anomalies interannuelles du transport intérieur et celles du transport de bord ouest sont du même ordre d'amplitude. Les deux types de transports montrent une tendance, qui est similaire, principalement avant 1980. Après cette date, le transport intérieur est le terme dominant. A 9°S, le transport de bord ouest et le transport intérieur sont anti-corrélés (r = -0.91). En particulier leur tendance, principalement marquée avant 1980, est de signe opposé. Alors que la convergence intérieure diminue, la convergence augmente au bord ouest. Le transport intérieur est dominant et partiellement compensé par le transport de bord ouest, la convergence totale à 9°S diminue donc. Ces résultats montrent que les transports de bord ouest ne sont pas négligeables voire dominants dans l'hémisphère nord. Sur la période 1980-2000, ces variations interannuelles sont

consistantes avec les résultats du modèle utilisé par Lee et al. [2002]. Malheureusement, par manque de données, aucun des deux modèles ne peut être validé dans cette zone.

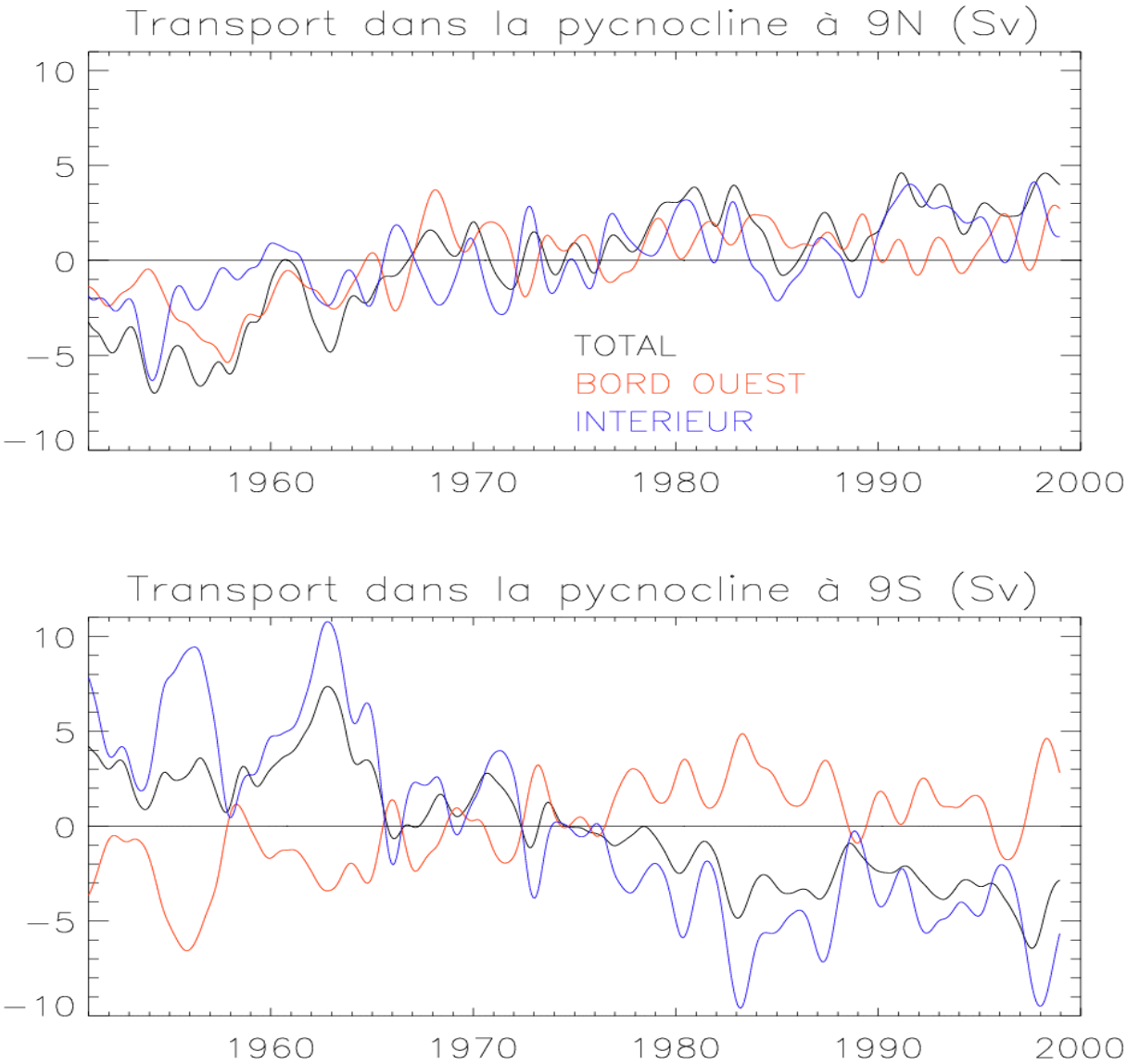


Figure 5.3.b : Anomalies interannuelles (Sv), à 9°N (en haut) et 9°S (en bas), du transport total (en noir), du transport de bord ouest (en rouge) et du transport intérieur (en bleu) dans la pycnocline. Les anomalies sont relatives aux valeurs moyennes présentées *table 5.3*.

5.4 Discussion

La représentation moyenne des STCs dans la simulation longue OPA utilisée apparaît réaliste. L'analyse de la physique moyenne du modèle a permis de fixer des critères de densité et de profondeur proches de ceux utilisés dans la littérature pour le calcul du transport convergent dans la pycnocline. Ce transport a été calculé, à travers les latitudes 9°N et 9°S, au bord ouest et dans l'intérieur du bassin. En moyenne, la contribution relative des différents

termes est cohérente avec les précédentes études [Lu et McCreary, 1995 ; Johnson et McPhaden, 1999].

Dans le modèle, les variations décennales de la SST équatoriale (9°N-9°S) semblent liées à celles de la convergence intérieure dans la pycnocline, ce qui est aussi le cas dans les observations [McPhaden et Zhang, 2002]. Ce résultat est conforme au mécanisme de Kleeman et al. [1999] dans lequel les fluctuations décennales de l'apport de chaleur lié aux STCs sont essentiellement liées aux changements d'intensité du transport associé aux STCs et non à l'advection d'anomalies de température (voir section 1.4.3.3). Cependant, si l'augmentation de la SST et la baisse de la convergence sont en phase à la fois dans le modèle et dans les observations, les signaux simulés incluent une tendance qui existe très peu dans les données (voir *figures 1.4.h* et *5.3.a*). Cette tendance se reflète dans la dérive de la SST simulée par rapport à la SST de rappel. Elle est, comme nous l'avons vu, probablement liée à celle du vent NCEP. La baisse des alizés, particulièrement marquée à 9°N et 9°S (*figure 4.5.c*), est en effet susceptible de diminuer la convergence intérieure dans la pycnocline [McCreary et Lu, 1994]. Cette tendance rend périlleuse toute interprétation rigoureuse de la variabilité décennale simulée trop éloignée des données.

La convergence dans la pycnocline est également bien corrélée avec la SST dans la région 9°N-9°S, 90°W-180°W à l'échelle interannuelle (*figure 5.3.a*), et aussi avec la SOI (r = 0.62). Ceci suggère que l'intensité des STCs est affectée par les variations interannuelles de vent et de pente de la pycnocline caractéristiques d'ENSO. La théorie de l'oscillateur rechargé implique en effet des transports d'eau chaude méridiens aux latitudes considérées en phase avec les variations de la SST équatoriale caractéristiques d'ENSO [Jin, 1997a , Meinen et McPhaden, 2001] (voir *figure 1.3.i*) ; or une partie de ces transports d'eau chaude se situe dans la pycnocline telle qu'elle est définie dans le modèle. L'intensité des STCs pouvant donc très bien être affectée par la variabilité ENSO d'origine tropicale, la seule mise en évidence des fluctuations décennales du transport qui leur est associé ne permet pas d'en identifier l'éventuelle origine extratropicale.

Conclusions et perspectives

L'immensité du Pacifique, dont la partie équatoriale représente la moitié de la circonférence de la terre, ainsi que l'énorme potentiel énergétique associé à ses eaux les plus chaudes, expliquent l'influence climatique globale de cet océan. Le Pacifique tropical se caractérise par le phénomène ENSO, fruit d'un intense couplage océan-atmosphère, qui représente la plus forte variabilité climatique interannuelle de la planète. A cette variabilité interannuelle se superpose une variabilité décennale dont la manifestation la plus visible a été le renforcement des événements El Niño, en terme de fréquence et d'amplitude, pendant les deux dernières décennies. Toutes ces fluctuations basse fréquence se traduisent par une forte variabilité dans la répartition spatiale de masse et de chaleur de l'Océan Pacifique tropical qui reflète la mémoire du système océan-atmosphère.

L'étude de la redistribution zonale et méridienne de masse dans cette région aux échelles de temps ENSO et décennale était le but principal de cette thèse. Nous avons eu recours pour cela à plusieurs moyens complémentaires, ayant chacun leurs spécificités :

- Les données satellitaires de niveau de la mer TOPEX/Poséidon et de vent de surface ERS ont été utilisées conjointement sur la période 1993-99. Les variations de niveau de la mer aux échelles interannuelles sont en effet dans une large mesure la signature des transports de masse superficiels. Elles constituent la réponse océanique à l'action du vent, par forçage distant et propagation d'ondes océaniques et/ou forçage local.

- Un modèle linéaire forcé par les vents FSU a permis d'allonger la période d'étude aux années 1964-99 (8 épisodes Niño, 4 épisodes Niña), de calculer directement des transports de masse et de réaliser des études de sensibilité au forçage afin de mettre en évidence les structures de vent responsables de la variabilité observée.

- Le modèle de circulation générale OPA, forcé par les réanalyses NCEP, a ensuite permis, grâce à une physique plus réaliste, d'identifier et de quantifier sur la période 1951-99 la circulation méridienne associée aux STCs. Celles-ci pourraient jouer un rôle important dans la variabilité décennale.

Les deux principaux modes de variabilité interannuelle en niveau de la mer et vent zonal ont été extraits des données satellitaires sur la période 1993-99. Le modèle linéaire a pu les reproduire sur la même période et montrer qu'ils étaient aussi caractéristiques de la

période 1964-99. Ils ont été analysés en terme de propagation d'ondes équatoriales de Kelvin et de Rossby.

Le premier mode, caractéristique d'ENSO, consiste en un basculement zonal de niveau de la mer autour de la ligne de changement de date dans la bande équatoriale, associé à des anomalies de vent équatoriales à la même longitude. Il est lié à des transports zonaux dominants dans la bande équatoriale, et des transports méridiens à travers 5°N et 5°S essentiellement localisés dans l'ouest et l'est du bassin.

Un second mode de variabilité a été mis en évidence. Il consiste en un basculement méridien de niveau de la mer autour de 5°N, associé à des anomalies de vent zonal de signe opposé dans le nord-ouest et l'est du Pacifique tropical. Il est essentiellement lié au transport méridien géostrophique à travers 5°N, et principalement marqué pendant les forts événements El Niño de 1982-83 et 1997-98. Ce second mode s'apparente à un mécanisme d'oscillateur rechargé [Jin, 1997a], quoique asymétrique par rapport à l'équateur, qui peut aussi agir à plus basse fréquence qu'ENSO [Jin, 2001]. Le transport méridien à 5°N qui lui est associé, situé au centre du bassin, pourrait être lié à une modulation basse fréquence des STCs.

La simulation OPA, forcée par les réanalyses NCEP, reproduit bien les deux modes principaux de variabilité interannuelle identifiés dans les observations et le modèle linéaire. Les transports de masse simulés au-dessus de la thermocline se comparent bien à des estimations dérivées des mouillages TAO. Le modèle montre une variabilité interannuelle un peu trop faible, ce qui semble être un biais du forçage atmosphérique qui lui est appliqué. Plus problématique, la hauteur dynamique simulée montre, en moyenne sur le bassin, une tendance à la baisse (-1.8 $mm.an^{-1}$), qui n'a pas été mise en évidence dans les séries longues des marégraphes. L'existence de cette tendance, dont l'origine a été identifiée dans le produit de vent NCEP, a représenté un obstacle majeur à l'interprétation de la variabilité basse fréquence du modèle.

La simulation OPA reproduit de manière réaliste des cellules méridiennes de circulation moyenne de type STC telles qu'identifiées dans les observations [Johnson et McPhaden, 1999]. L'analyse de l'état moyen du modèle permet de définir les transports qui sont associés aux STCs en utilisant des critères de densité potentielle.

Sur la période 1951-99, le modèle montre une baisse de la convergence de masse dans la pycnocline dans une boîte 9°N-9°S, associée à une augmentation de la SST moyenne entre ces deux latitudes, qui en dépit du problème de tendance s'avère qualitativement conforme aux données [McPhaden et Zhang, 2002]. Les variations d'apport de chaleur par les STCs pourraient donc être uniquement dues à leurs variations de transport de masse [Kleeman et al.,

1999]. La bonne corrélation entre convergence de masse et SST se vérifie à l'échelle interannuelle comme à l'échelle décennale. Les STCs sont donc également influencées par le signal ENSO ce qui, compte tenu également de la similitude dans la répartition spatiale des anomalies de SST associées aux échelles ENSO et décennale [Zhang et al., 1997], suggère dans la zone tropicale des mécanismes communs à ces deux échelles de temps.

Ce travail ouvre sur de nombreuses perspectives qui n'ont pu être explorées par manque de temps et en raison du problème de tendance découvert dans l'OGCM (fait rarement abordé dans la littérature). L'étude de la variabilité décennale en température dans la bande équatoriale devrait être complétée par un bilan de chaleur dans une boîte fermée de la surface au bas de la pycnocline, incluant en particulier les flux de chaleur diapycnaux. Pour distinguer les mécanismes décennaux et interannuels dans l'OGCM, il semble nécessaire d'isoler les forçages responsables pour chacun des mécanismes. Pour cela, l'utilisation de forçages tests se limitant à la région tropicale ou extratropicale pourrait s'avérer très utile, tout en gardant à l'esprit que la signature de la variabilité océanique analysée peut être contenue dans le forçage. Seul le recours à des modèles couplés pourrait néanmoins permettre une investigation complète des interactions entre océan et atmosphère, au risque de ne pouvoir en confronter les résultats avec des observations.

La validation de la tendance dans la simulation longue (1951-99) s'est avérée être un problème sérieux du fait du peu d'observations disponibles au début de la période d'étude. Pour le forçage d'un modèle océanique, l'utilisation de réanalyses elles-mêmes issues d'un modèle atmosphérique engendre des problèmes de tendance. Le développement récent des données *proxy* (basées en particulier sur la croissance du corail dans les océans tropicaux) peut aider à confirmer ou non le réalisme de telles tendances. Il est enfin nécessaire, pour comprendre la variabilité climatique à basse fréquence, de maintenir dans la durée les séries actuelles d'observation et d'augmenter leur densité dans certaines régions clés mal documentées telles que le bord ouest du Pacifique tropical.

OCEANOLOGICA ACTA - VOL. 22 - N° 3

Climatic variability in the vicinity of Wallis, Futuna, and Samoa islands (13°–15° S, 180°–170° W)

Gaël ALORY, Thierry DELCROIX *

Groupe ECOP, Institut de recherche pour le développement (IRD), BP A5, Nouméa, New Caledonia
alory@noumea.ird.nc; delcroix@noumea.ird.nc

(Received 27 November 1997, revised 15 December 1998, accepted 7 January 1999)

Abstract – Mean conditions, seasonal, and ENSO-related (El Niño Southern Oscillation) variability in the vicinity of Wallis, Futuna, and Samoa islands (13°–15° S, 180°–170° W) over the 1973–1995 period are analysed for wind pseudo-stress, satellite-derived and in situ precipitation, sea surface temperature (SST) and salinity (SSS), sea level, and 0–450 m temperature and geostrophic current. The mean local conditions reflect the presence of the large scale features such as the western Pacific warm pool, the South Pacific Convergence Zone (SPCZ), and the South Pacific anticyclonic gyre. The seasonal changes are closely related to the meridional migrations of the SPCZ, which passes twice a year over the region of study. During the warm phase of ENSO (El Niño), we generally observe saltier-than-average SSS (of the order of 0.4), consistent with a rainfall deficit (0.4 m yr^{-1}), a hint of colder-than-average surface temperature is also identified in subsurface (0.3 °C), a weak tendency for westward geostrophic current anomalies (2 cm s^{-1} at the surface), a sea level decrease (5–10 cm), together with easterly (5 $m^2 s^{-2}$) and well marked southerly (10 $m^2 s^{-2}$) wind pseudo-stress anomalies. Anomalies of similar magnitude, but of opposite sign, are detected during the cold phase of ENSO (La Niña). While these ENSO-related changes apply prior to the 1990s, they were not observed during the 1991–1994 period, which appears atypical. © Elsevier, Paris / Ifremer / Cnrs / Ird

Wallis and Futuna / Samoa / El Niño Southern Oscillation / climatic variability

Résumé – Variabilité climatique au large des îles Wallis, Futuna et Samoa (13°–15° S, 180°–170° W). Les conditions climatiques moyennes, les variations saisonnières et interannuelles associées au phénomène El Niño Oscillation Australe (ENOA) de la région située au voisinage des îles Wallis, Futuna et Samoa (13°–15° S, 180°–170° W) sont décrites pour les années 1973–1995. Les paramètres analysés comprennent la pseudo-tension du vent, les précipitations (estimations satellitales et mesures in situ), la température et la salinité de surface, le niveau de la mer, les profils verticaux 0–450 m de température et de courant géostrophique. Pour l'ensemble des paramètres, les conditions moyennes traduisent la présence des structures à grandes échelles du Pacifique tropical, à savoir les eaux chaudes (>28 °C) du Pacifique ouest, la zone de convergence des vents et le grand tourbillon anticyclonique du Pacifique sud. Les variations saisonnières sont pour l'essentiel liées à la migration nord-sud de la zone de convergence du Pacifique sud qui passe deux fois par an sur la région d'étude. Au cours de la phase chaude du phénomène ENOA (El Niño), on observe en général une salinité supérieure à la normale (de l'ordre de 0,4), cohérente avec une baisse des précipitations (–0,4 m an^{-1}), une tendance au refroidissement des eaux de surface et de subsurface (–0,3 °C), une anomalie de courant géostrophique dirigée vers l'ouest (–2 cm s^{-1} à la surface), une baisse du niveau de la mer (–5 à –10 cm), ainsi qu'une diminution modérée de la composante est-ouest des alizés (–5 $m^2 s^{-2}$) et un renforcement marqué de la composante sud-nord (+10 $m^2 s^{-2}$). Les anomalies observées au cours de la phase chaude

* Correspondence and reprints

© Elsevier, Paris / Ifremer / Cnrs / Ird

d'ENOA (El Niño) sont du même ordre de grandeur mais de signe opposé au cours de la phase froide d'ENOA (La Niña). Ces anomalies s'appliquent à la période antérieure à 1990, mais non à la période 1991–1994 qui apparaît comme « inhabituelle ». © Elsevier, Paris / Ifremer / Cnrs / Ird

Wallis et Futuna / Samoa / El Niño Oscillation Australe / variabilité climatique

1. INTRODUCTION

The ENSO (El Niño Southern Oscillation) phenomenon is the planet's most powerful climatic event at the interannual time scale. In the last 50 years, the tropical Pacific waters and atmosphere have experienced more than a dozen El Niño events, El Niño being the warm phase of ENSO, with the strongest in 1982–1983 and in 1997–1998. For the first time in 1997–1998, the international scientific community, as well as decision makers around the world, had the technical capability to follow the El Niño evolution almost in real time. This was the result of the development of an ocean monitoring system implemented during the last decade through international research programs [22, 34, 35] and from outstanding progress in real time data transmission to the general public through the World Wide Web.

Bearing in mind that relevant signatures of on-going ENSO events are now directly observable, it is also possible to some extent to anticipate future impacts of ENSO using either dynamic [17] or statistical [2] models. The latter are based on the behaviour of past events whose signatures were quantified at the basin scale [11, 29]. Complementing these basin scale studies, regional ENSO variability and impacts have been documented also in delimited areas such as the south western tropical Pacific [3, 6, 10, 24, 29]. In line with these regional studies, the present paper aims to analyse the ENSO-related variability in the vicinity of Wallis, Futuna, and Samoa islands (13°–15° S, 180°–170° W; hereafter referred to as "the region", see *figure 1*), and to go beyond the ENSO variability to include the seasonal variability. The present analysis is a contribution to the international CLIVAR (Climate Variability and Prediction; see [35]) program, to the South Pacific Regional Environment Program (SPREP), and to a program of the *Institut de Recherche pour le Développement* (IRD) designed to identify and understand the regional ENSO behaviour.

We will document the dominant signatures of the regional variability for relevant oceanic and atmospheric variables covering one to three decades. We will analyse changes in sea surface temperature (SST) and salinity (SSS), 0–450 m temperature profile, sea level (derived from 0/450 dbar dynamic height anomaly, GEOSAT and TOPEX/Poseidon altimeter measurements), surface geostrophic current, wind pseudo-stress, satellite-derived and in situ precipitation. Most of them are considered as key climatic variables in the previously cited WCRP programs.

The paper is organised as follows: the data and data processing are presented in section 2, basin scale and regional long-term averages are discussed in section 3 in order to set the context, and the seasonal changes are then examined in section 4. The emphasis is put on ENSO in section 5 in order to identify its signature, if any, on the analysed variables. Conclusion and discussion are given in the last section.

2. DATA AND DATA PROCESSING

The 1961–1995 monthly SST data were derived from a 2°-latitude by 2°-longitude field grid [28]. The time series of grid points located in the region were averaged out to represent the regional SST variations. The SSS data were obtained from bucket measurements collected by a ship-of-opportunity program, hydrological and CTD (Conductivity, Temperature, Depth) measurements resulting from research cruises, and measurements by thermosalinographs installed on board merchant and research vessels. Details on the origins of these SSS data are available in [7, 12, 18]. The 1973–1995 SSS data were validated as in [9], and averaged monthly in the same region as for SST. On average, a monthly mean SSS is represented by 10 observations and the expected accuracy of a given observation is of the order of 0.1 [1]. The 0–450 m temperature profiles were derived from validated XBT measurements, collected from 1979 to 1995. The temperature data were linearly interpolated every 10 m from 0 to 250 m and every 25 m to 450 m. Although the XBT data had already been checked for flagrant errors, additional validation tests were made through objective criteria based on multiples (± 5, ± 4 and ± 3.5) of standard deviation of temperature at each level in the 2° latitude by 10° longitude region – about 1 % of the

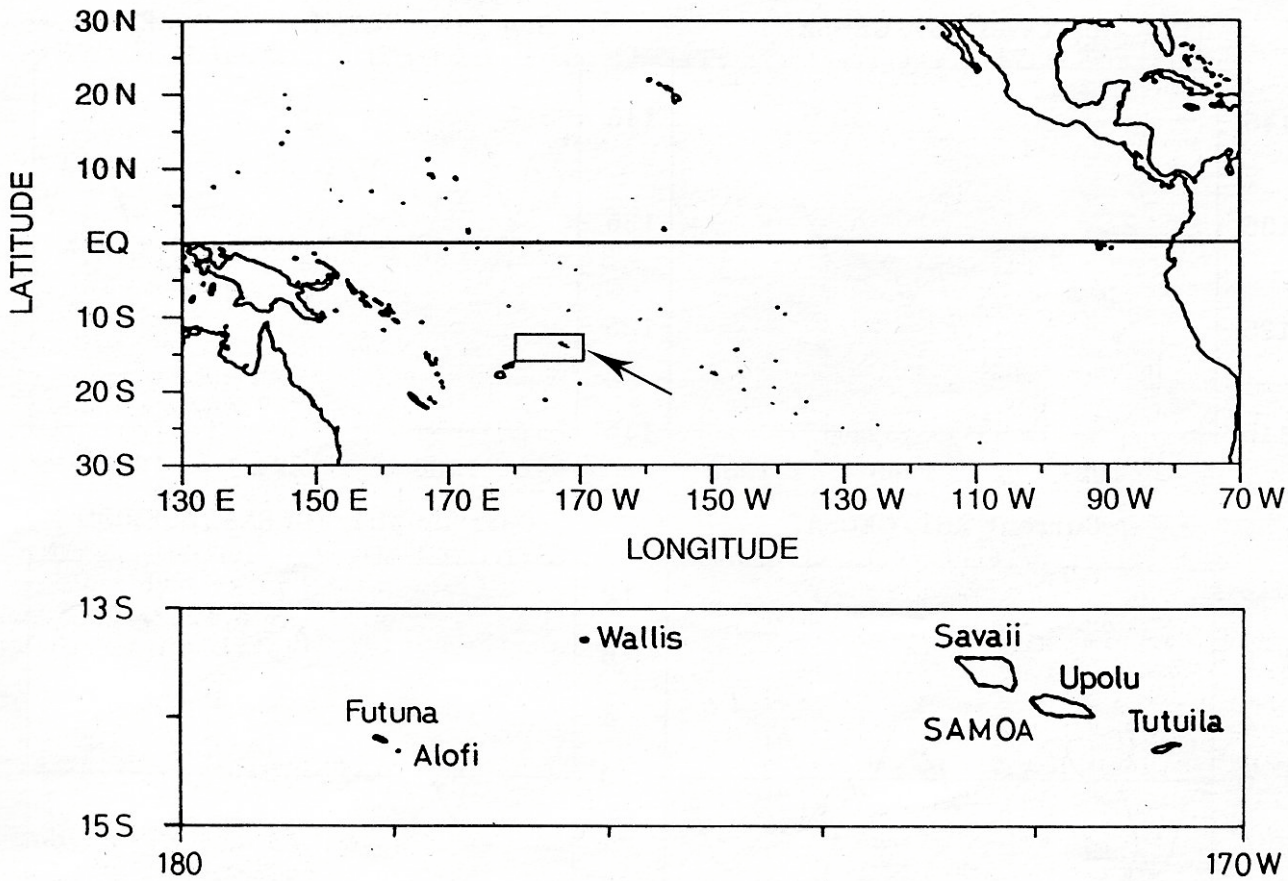


Figure 1. Location of the region of study in relation to the tropical Pacific.

data were rejected. The irregularly distributed temperature data, both in space and time, were gridded onto monthly values as in [11]. On average, a monthly mean temperature profile is represented by five observations [1], and the accuracy of any temperature measurement is of the order of 0.1 °C. Each monthly temperature profile was further converted into a profile of dynamic height anomaly relative to 450 dbar using the regional mean TS curve from [20]. In the tropics, where the ocean can be reasonably modelled as a two-layer system, changes in 0/450 dbar dynamic height anomaly can be used as a surrogate variable for changes in sea level [27]. Zonal and meridional components of geostrophic currents from 0 to 450 dbar were computed from the slopes of dynamic height anomalies calculated in the adjacent 2° latitude by 10° longitude regions. The errors in 0/450 dbar dynamic height anomaly and in zonal geostrophic current are about 5 dyn cm and 3 cm s^{-1}, respectively [1].

In addition to the 0/450 dbar dynamic height anomaly, sea level anomalies (i.e. relative to a given time period) were also available from satellite altimeter measurements: (a) GEOSAT from November 1986 to October 1988 [8], with values relative to the two year reference period November 1986–October 1988, and (b) TOPEX–Poseidon from October 1992 to the end of 1995 [23], with values relative to the 1993–1994 reference period. The data from GEOSAT (TOPEX/Poseidon) were averaged on 5 (10) day periods, filtered in time with a 30-days Hanning filter [4], with a spatial resolution of 5° longitude by 0.5° latitude (1° by 1°). Values of XBT-derived sea level, averaged in time over each reference period, were added to the respective altimeter-derived sea level anomalies in order to compare similar quantities (mean + anomaly). Surface geostrophic currents were then computed from the three sea level estimates. *Figure 2* indicates that the variations of satellite- and XBT-derived

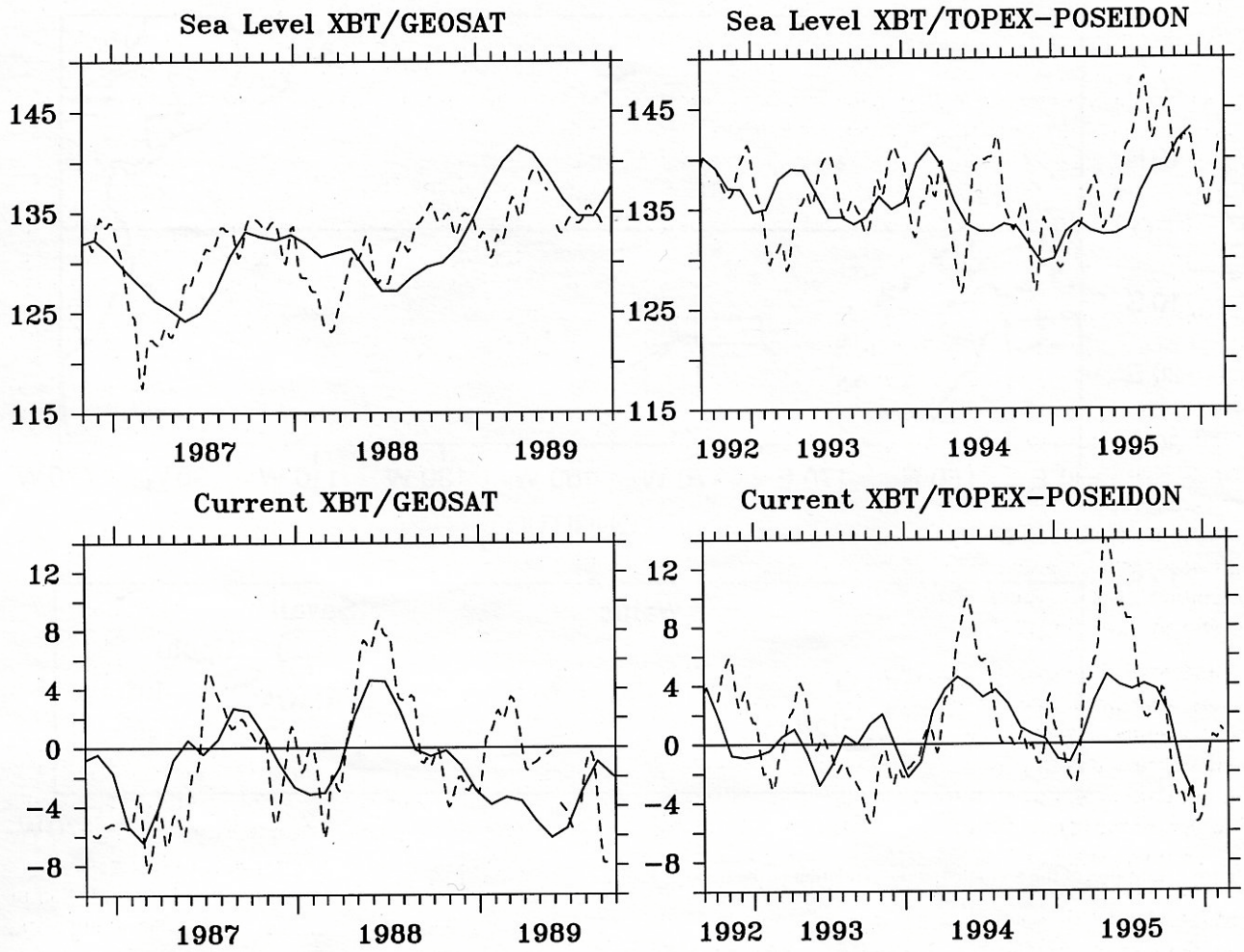


Figure 2. Top panels: Comparison between XBT-derived 0/450 dbar dynamic height anomalies (full lines) and altimeter-derived sea level anomalies (dashed lines). Bottom panels: Comparison between surface zonal geostrophic currents derived from 0/450 dbar dynamic height anomalies (full lines) and altimetric measurements (dashed lines). The comparisons are performed in a region located near Wallis, Futuna, and Samoa islands (*figure 1*). The GEOSAT satellite measurements cover the 1986–1989 period, the TOPEX/Poseidon satellite measurements cover the 1992–1995 period. Units are cm for sea level and cm s^{-1} for currents.

sea level, together with the surface zonal geostrophic currents, are relatively close to each other. The correlation coefficient between XBT- and altimeter-derived sea level is 0.59 (0.37) during the GEOSAT (TOPEX/Poseidon) period, and it is 0.57 (0.70) for the surface zonal geostrophic current. The differences between the two types of variations likely result from the fact that altimetry represents variations in the whole water column, while the in situ data are based on 0 to 450 dbar variations only. Moreover, the in situ data result from the use of a mean TS curve and so do not include the salinity variations. Given the resemblance in the curves shown on *figure 2*, and because the XBT-derived time series is by far the longest record, only the latter is considered in the following discussion.

The surface wind came from the monthly 2° latitude by 2° longitude FSU (Florida State University) records of wind pseudo-stress, in m^2 s^{-2} [16]. The 1961–1995 monthly time series of the grid points located in the region were averaged to represent the regional zonal and meridional wind pseudo-stress components. The 1979–1995 satellite-derived precipitation data were derived from [36]. The original 2.5° latitude by 2.5° longitude

monthly time series available for the region were used to derive a regional time series using linear interpolation. The in situ precipitation (P), data at Leava, Hihifo, Wallis, and Maopopo (see *table III* for the locations) were obtained from Météo-France at Nouméa, New Caledonia. The SOI (Southern Oscillation Index) used is the CAC version (see the March 1986 Climate Diagnostic Bulletin published by the NOAA), similar to the SOI used in [31], with an additional normalisation, resulting in a time-series with a variance of one and a mean value of zero for the 1951–1980 period; it will be used to compare the timing of the interannual changes with the occurrence of ENSO events. To summarise, monthly regional time series were derived for SST (1961–1995), SSS (1973–1995), temperature from 0 to 450 m (1979–1995), XBT-derived sea level (1979–1995), surface geostrophic current components from 0 to 450 m (1979–1995), wind pseudo-stress components (1961–1995), satellite-derived and in situ precipitation (1979–1995). More details on the derivation of such times series for the whole tropical Pacific are given in [11].

Climatological means, and seasonal and interannual variations were quantified for each variable on the basis of the above-mentioned fields. The climatological means were calculated both over 1979–1995, a period common for each variable, and over the maximum lengths of the time series; the results were nearly identical whatever the chosen time period and the 1979–1995 averages are presented. Time filtering was used to separate the seasonal and interannual signals for all variables. The interannual variations were estimated by filtering the monthly time series with a 25-month Hanning filter. This filter passes almost no signal at periods of one year and shorter, and passes about 90 % of the signal at periods of four years, which is the mean El Niño return interval [14]. The variations at periods equal to or shorter than one year (i.e. including mostly the seasonal variations) were then calculated as the residuals between the original time series and the 25-month filtered time series. To facilitate interpretation, the seasonal variations were converted into a mean seasonal cycle and a Fourier analysis was performed to extract the phase and amplitude of the annual harmonic.

3. MEAN VALUES

Maps of long-term mean wind pseudo-stress, rainfall, SST, SSS and 0/450 dbar dynamic height anomaly for the tropical Pacific (30° N–30° S) are displayed in *figures 3*a to e to set the context of the regional features. The regional mean values of each variable and the associated standard deviation are given in *table I* (the mean in situ P values are given farther in *table III*). *Figure 3*a shows that the average direction of wind is NE in the northern hemisphere and SE in the southern hemisphere. These trade wind systems meet in the Intertropical Convergence Zone (ITCZ) along about 5°–10° N, and in the South Pacific Convergence Zone (SPCZ), roughly located along a line running from Papua New Guinea to Tahiti. Not shown in *figure 3*a, each convergence zone moves towards the equator during the fall of its respective hemisphere. Strong precipitations are associated with the ITCZ and the SPCZ (*figure 3*b). Hence, the SPCZ, located near the area of study, has a strong influence on the regional climate. The mean wind pseudo-stress in the region has an ESE direction and its modulus is 34.5 $m^2 s^{-2}$. The mean satellite-derived precipitation is 2.7 m yr^{-1}, and the mean in situ values range between 2.9 and 3.4 m yr^{-1}; the differences between all estimates likely reflect spatial averaging and/or orographic effects. *Figure 3*c shows the Pacific warm pool in the west, with SST warmer than 28 °C, together with the relatively cold water in the east reflecting coastal and equatorial upwellings. The area of study, with a mean SST of 28.6 °C, is clearly located within the southern edge of the Pacific warm pool. *Figure 3*d portrays low salinity water associated with both convergence zones and the warm pool where

Table I. Mean values and standard deviations of sea surface temperature (SST, °C), sea surface salinity (SSS), 0/450 dbar dynamic height anomaly (DH, dyn cm), zonal (Ug) and meridional (Vg) surface geostrophic current components (cm s^{-1}), satellite-derived precipitation (P, m yr^{-1}), zonal (τ^x) and meridional (τ^y) wind pseudo-stress ($m^2 s^{-2}$), and wind pseudo-stress module (τ, $m^2 s^{-2}$) in the studied region. Positive values in Ug, Vg, τ^x, and τ^y denote eastward components.

Variable	Mean	Standard deviation
SST	28.6	0.6
SSS	35.1	0.4
DH	134.3	4.6
Ug	–0.5	3.0
Vg	–0.1	0.6
P	2.7	1.3
τ^x	–29.4	18.9
τ^y	10.4	14.6
τ	34.5	18.6

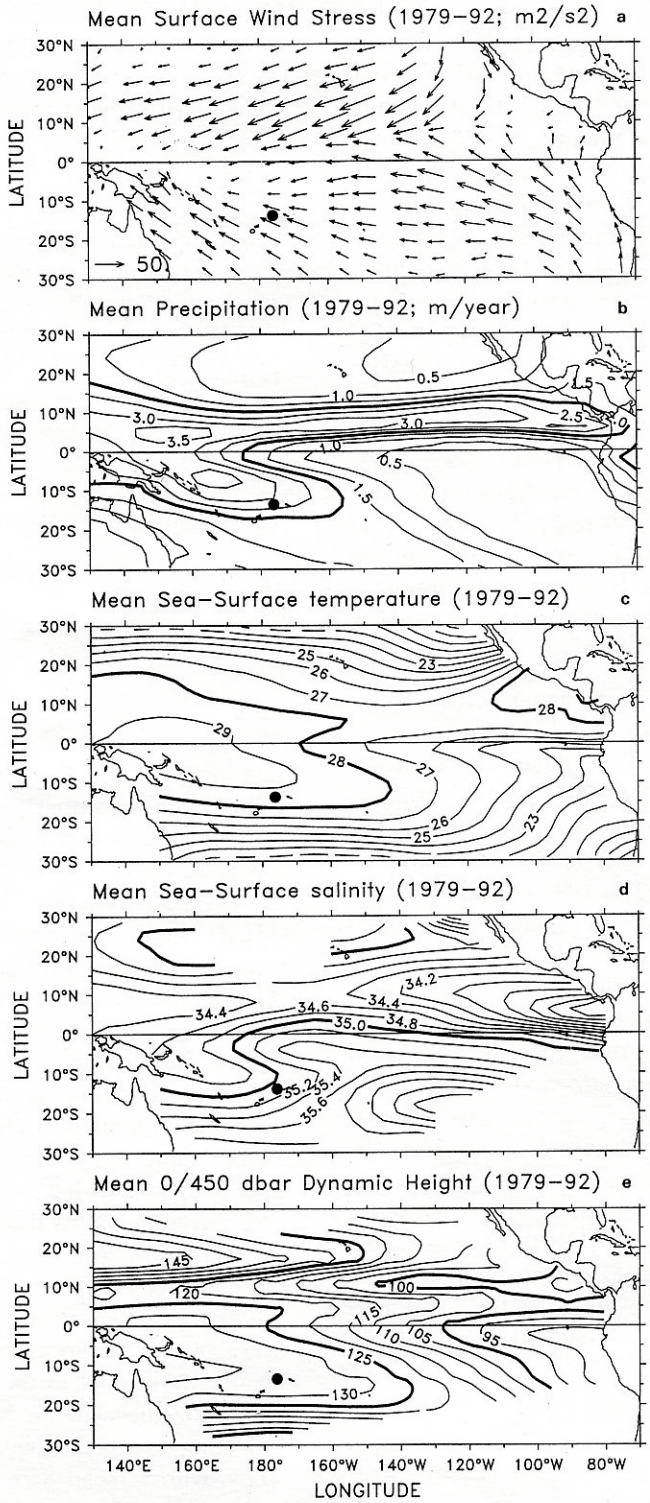


Figure 3. Long-term mean (a) wind pseudo-stress, (b) precipitation, (c) sea surface temperature, (d) sea surface salinity, (e) 0/450 dbar dynamic height anomaly. Adapted from Delcroix [11]. The black dots in the south west region mark the studied region.

precipitation is greater than evaporation. The mean regional SSS, under the influence of the SPCZ, is 35.1. *Figure 3*e shows that the area under study is situated on a local maximum in 0/450 dbar dynamic height anomaly (134 dyn cm), resulting from the proximity of the centre of the large-scale anticyclonic gyre [6]. The regional surface zonal (meridional) geostrophic current has a mean value of only –0.5 (–0.1) cm s^{-1}, indicating that the gyre centre is located slightly to the south of the region.

The mean 0–450 m profiles of temperature, salinity and zonal geostrophic current, together with the mean TS curve, are displayed in *figures 4*a to d. The temperature is almost homogeneous (28.5 °C) from the surface down to 50 m, then almost linearly decreases down to 450 m (0.05 °C m^{-1}). The salinity and TS profiles show relatively warm and fresh water in the near surface layer (T > 28 °C; S < 35.3) reflecting the presence of the SPCZ, a tongue of high salinity water (T >20 °C, S > 35.75) located at around 150 m representing the south Pacific tropical water originating farther east in the vicinity of French Polynesia [32], and cold and relatively fresh water (T < 10 °C, S < 34.7) below 400 m denoting the southwest Pacific central water [13]. The zonal geostrophic current, characterizing the southern branch of the South Equatorial Current, is directed to the west at all depths and reaches a maximum of –4 cm s^{-1} at around 140 m.

4. SEASONAL VARIATIONS

For each variable, we computed standard deviation of the total, seasonal and interannual variations. The ratios of the seasonal and interannual variations to the total variations were used as a measure of the seasonal and interannual variability, respectively. These ratios, expressed as a percentage in *table II*, indicate that the seasonal variability is largely predominant for atmospheric variables and SST, that it is somewhat predominant for surface zonal geostrophic current, while for SSS and sea level it is the interannual variability that dominates.

Table II. Ratios in percent of the interannual and seasonal variability to the total variability for the eight variables defined in *table I*.

	SST	SSS	DH	Ug	P	τ^x	τ^y	τ
interannual	23%	58%	62%	43%	16%	18%	27%	20%
seasonal	77%	42%	38%	57%	84%	82%	73%	80%

Figure 5 portrays the mean seasonal variations and the monthly standard deviations for the surface variables. The reconstructed annual cycles are also presented and values of the amplitude and phase are given in *table III* together with the percentage of variance explained by the annual harmonic. *Table IV* gives quantitative monthly values for the in situ precipitation. The wind pseudo-stress has a NE direction at the beginning of the year, and it then rotates clockwise to become SE by the middle of the year. This shift is reversed during the second half of the year. The north–south change in the wind pseudo-stress direction indicates that the SPCZ crosses over the study area twice a year. The magnitude of the wind pseudo-stress is proportional to both the SPCZ activity

Table III. Amplitude, phase and percent of variance explained by the annual harmonic for the eight variables defined in *table I*. The units are as in *table I* for the amplitude and in Julian days for the phase (e.g. 15 is January the 15th).

Variable	amplitude	phase	percent of variance explained
SST	0.73	75	78
SSS	0.12	310	20
DH	0.92	80	6
Ug	0.61	225	4
P	1.39	45	56
τ^x	17.5	55	46
τ^y	13.5	230	50
τ	16.5	240	43

Table IV. Monthly means, 1973–1995 means and standard deviations for in situ precipitation (m yr^{-1}) at the four stations, Leava (14° 00' S, 178° 00' W), Hihifo (13° 16' S, 176° 08' W), Wallis (13° 16' S, 176° 08' W), and Maopopo (14° 15' S, 178° 09' W) located in the studied region.

	Leava	Hihifo	Wallis	Maopopo
Jan.	4.05	4.29	4.04	4.49
Feb.	4.21	3.61	3.41	4.51
Mar.	3.67	4.68	3.89	4.71
Apr.	4.81	4.34	4.09	4.46
May	3.86	2.83	2.75	3.44
June	1.82	1.66	1.39	1.64
July	1.64	1.86	1.30	1.60
Aug.	2.60	1.93	1.54	1.99
Sept.	2.97	2.71	2.23	2.59
Oct.	3.21	3.65	3.36	2.91
Nov.	2.59	3.07	2.70	2.63
Dec.	5.23	4.78	3.96	5.29
Mean	3.36	3.27	2.87	3.34
St. Dev.	2.69	1.86	1.68	2.50

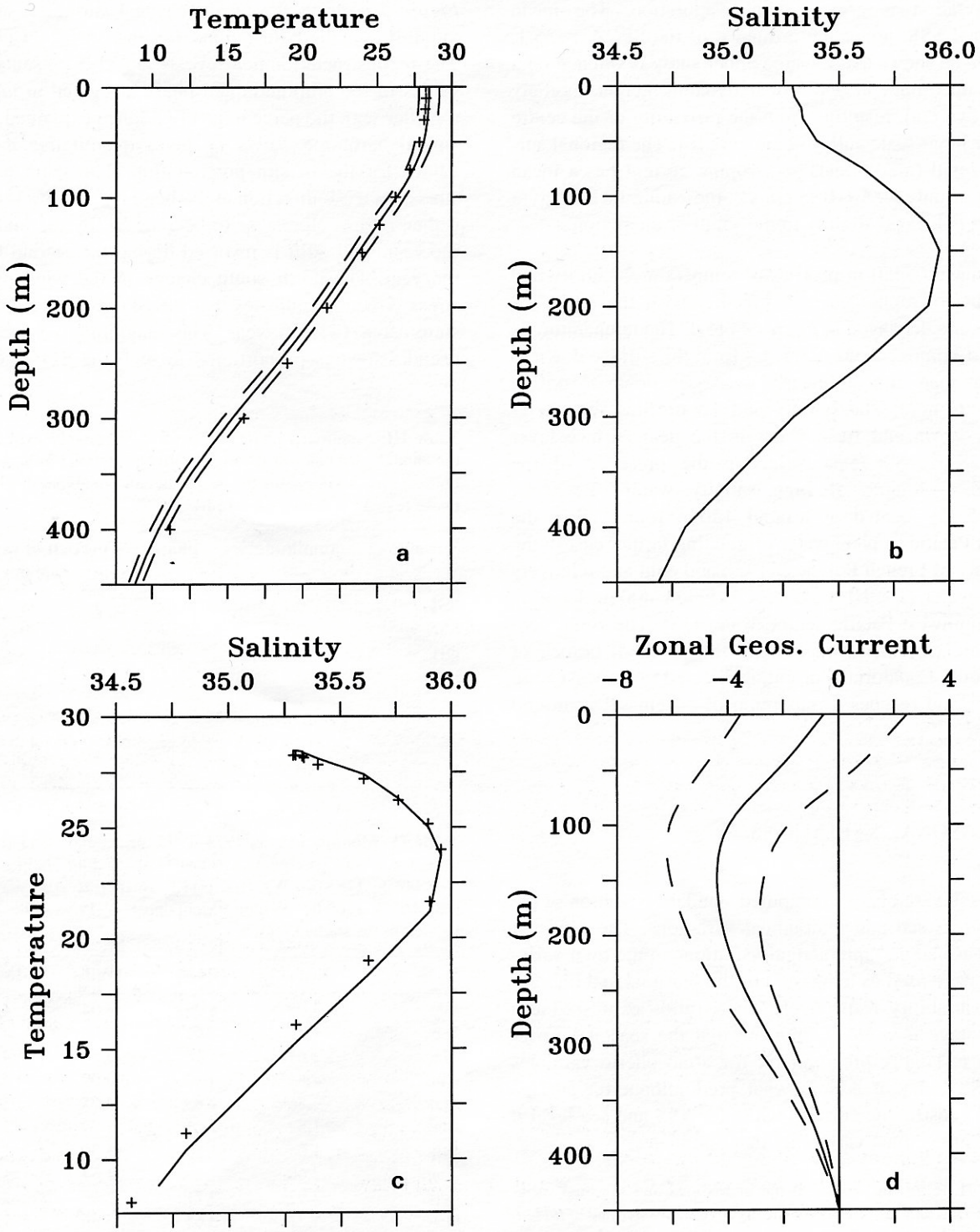


Figure 4. The full lines represent the mean (a) temperature profile, (b) salinity profile, (c) temperature-salinity curve, (d) zonal geostrophic current relative to 450 dbar in the studied region. The dashed lines in (a) and (d) denote the mean values ± one standard deviation. The crosses in (a) and (c) are from Levitus et al. [20] data.

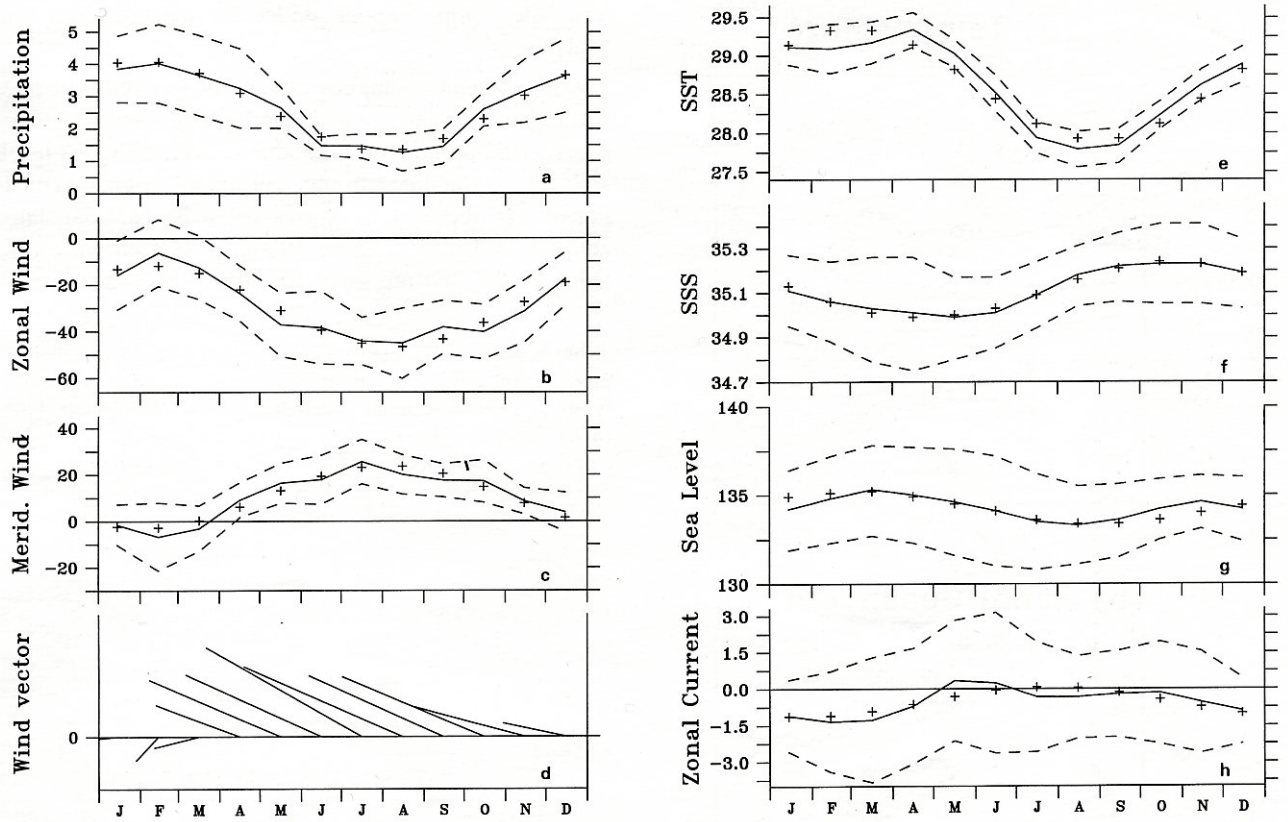


Figure 5. Mean monthly values (full lines) of (a) precipitation, (b) zonal wind pseudo-stress, (c) meridional wind pseudo-stress, (d) wind pseudo-stress vector, (e) sea surface temperature, (f) sea surface salinity, (g) 0/450 dbar dynamic height anomaly, (h) surface zonal geostrophic current relative to 450 dbar in the studied region. The dashed lines in each panel denote the twelve mean monthly values ± one monthly standard deviation. The crosses in each panel represent the twelve mean values reconstructed from an annual harmonic Fourier analysis. Units are (a) m yr^{-1}; (b–d) m^2 s^{-2} and in (d) the vector length for July equals 52 m^2 s^{-2} directed to the NW; (e) °C, (g) cm; (h) cm s^{-1} and positive eastward.

and its distance from the region. During the austral summer, the SPCZ is close to Wallis, Futuna, and Samoa, and it induces the heaviest rains and the weakest winds. By contrast, during the austral winter, the strongest winds and the weakest rains are linked to the northernmost position of the SPCZ. The SSS presents high monthly standard deviations and weak seasonal variations which can, however, be associated with the atmospheric forcing. Maximum SSS are observed about three months after the period of strong wind and weak precipitation (i.e. maximum Evaporation–Precipitation difference), consistent with the fact that it is the time derivative of SSS which is related to E–P (see [6]). The SST has a 0.25 °C monthly standard deviation and an annual amplitude of about 1.5 °C which indicates a very regular seasonal cycle. The maximum SST appears three months behind the maximum sunlight intensity illustrating that SST increases as long as the intensity of sunlight is higher than its mean annual value, which is consistent with the results of [21].

The seasonal variations below the surface are shown in *figures 6*a to b for temperature and zonal geostrophic current. In the 0–75 m layer, the temperature is quite homogeneous in winter (> 27.5 °C) while a seasonal thermocline appears in summer. The seasonal temperature variations are small below 75 m depth. Weak seasonal variations appear for zonal geostrophic current with minimum westward values in the middle of the year. No simple reason was found to explain such a current variability, which may in any case not be significant given the estimated error.

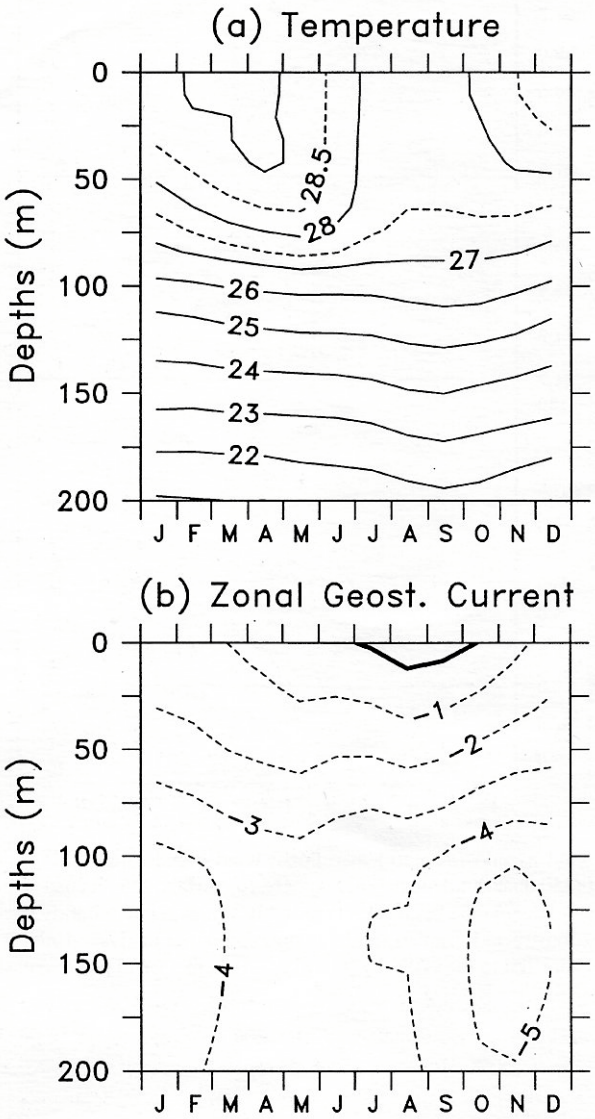


Figure 6. Mean monthly values of (a) temperature (b) surface zonal geostrophic current relative to 450 dbar in the studied region. Units are (a) °C, (b) cm s^{-1} and negative westward.

5. THE SIGNATURE OF ENSO

As noted in the previous section, the interannual variations are more significant than the seasonal variations for SSS and sea level, and they cannot be neglected for the other variables. We then look for the signature of ENSO in all variables by comparing the interannual anomalies and the SOI (also filtered with a 25-month Hanning filter). The comparison is guided by lagged correlation analysis.

The interannual anomalies of satellite-derived precipitation, zonal and meridional wind pseudo-stress components, wind pseudo-stress modulus, SST, SSS, sea level, and surface zonal geostrophic current are compared qualitatively to the SOI in *figures 7*a to h. The associated zero-lag and maximum correlations between each variable and the SOI are given in *table V* for a quantitative comparison. Assuming that one value per year can be regarded as independent, the correlations in excess of about 0.4 for SST and the wind, and 0.5 for the other variables are significant at the 95 % level. For simplicity, the discussion below is based on the anomalies observed during an El Niño event; unless otherwise stated, the reverse anomalies would occur during a La Niña event. The wind pseudo-stress anomalies (*figures 7*b to d), especially the meridional component (R > 0.9), are the variables best linked to the SOI, with a maximum correlation above 0.5 at almost zero-lag (the difference between zero-lag and best correlation is not statistically significant). This good agreement is consistent with the fact that the SOI is based on a surface pressure difference between two locations (Tahiti and Darwin), which roughly bracket the area of study. During an El Niño event (SOI < 0), we observe southeasterly wind pseudo-stress anomalies reflecting an above-average amplitude and a clockwise rotation of the wind pseudo-stress following the eastward displacement of the warm pool [25] as well as the migration of the SPCZ towards the equator [26]. It is interesting to note that there is a decreasing trend in the interannual anomalies of the zonal wind

Table V. Simultaneous (R0) and maximum (Rlag) correlations at given lag (months) between the interannual anomalies of the eight variables defined in *table I*, and the Southern Oscillation Index (SOI). A positive lag indicates that the SOI leads the anomalies. Numbers in italics are not significant at the 95 % confidence level.

Variable	R0	Rlag	Lag
SST	–0.45	–0.46	–5
SSS	–0.47	–0.50	+2
DH	*0.13*	0.58	+8
Ug	*0.02*	*0.16*	*+5*
		–0.52	–12
P	*0.36*	*0.36*	*0*
τ^x	0.51	0.54	+3
τ^y	–0.90	–0.92	+1
τ	–0.55	–0.56	+2

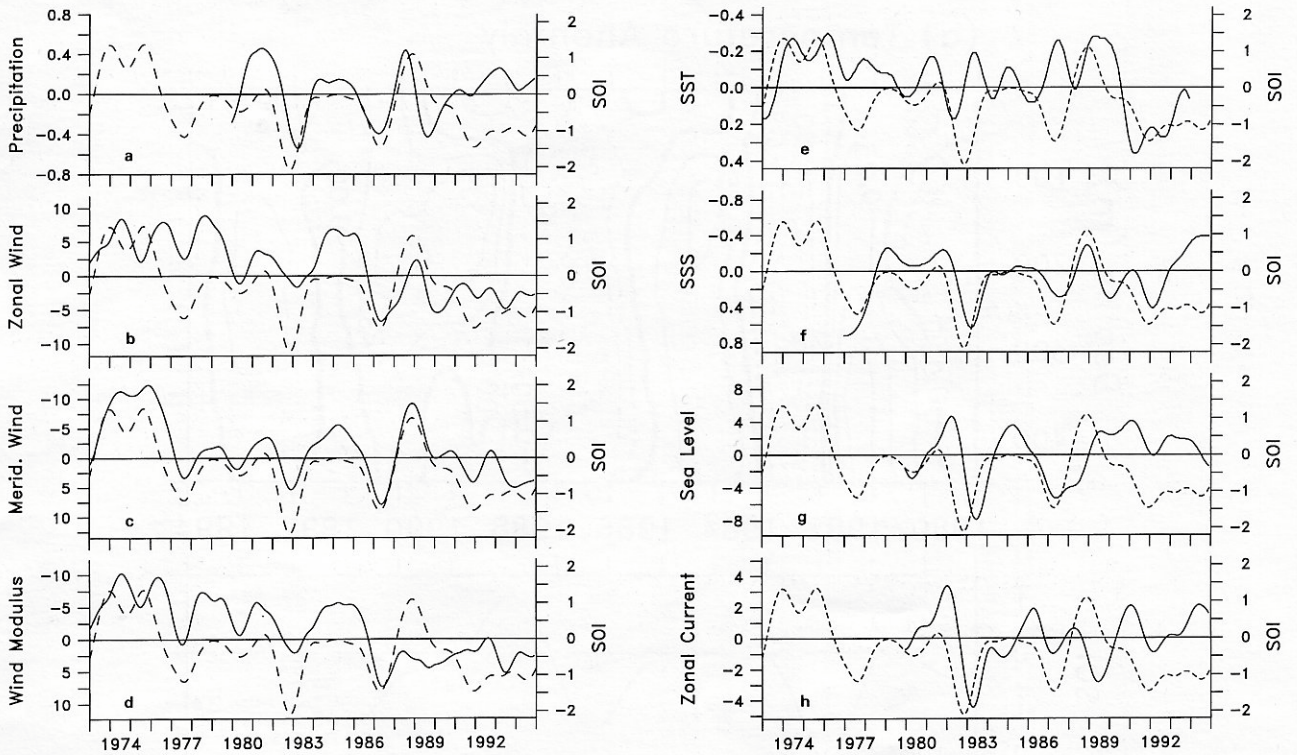


Figure 7. Interannual anomalies (full lines; left vertical axes) of (a) precipitation, (b) zonal wind pseudo-stress, (c) meridional wind pseudo-stress, (d) wind pseudo-stress module, (e) sea surface temperature, (f) sea surface salinity, (g) 0/450 dbar dynamic height anomaly quoted as sea level, (h) and surface zonal geostrophic current relative to 450 dbar in the studied region. Units are (a) m yr^{-1}, (b–d) m^2 s^{-2}, (e) °C, (g) cm, (h) cm s^{-1} and positive eastward. The dashed lines in each panel denote the 25-month Hanning filtered Southern Oscillation Index scaled on the right vertical axis.

pseudo-stress component and wind pseudo-stress modulus, as already noted and discussed for the equatorial Pacific [5]; such a trend is beyond the scope of this paper.

*Figure 7*a indicates that the El Niño events prior to the 1990s are associated with a rainfall shortage of the order of 0.4 m yr^{-1}, consistent with the displacement of the SPCZ towards the equator. During these El Niño periods, below average precipitation anomalies combined with above normal wind pseudo-stress modulus (*figure 7*d), thus stronger evaporation, are consistent with a SSS increase of about 0.4 (*figure 7*f), as confirmed by the negative correlation (R = –0.5) between SSS and SOI. Interestingly, both the precipitation and SSS anomalies do not present a good phase agreement with the SOI during the 1991–94 El Niño events, although these anomalies are consistent with each other. This last point, discussed further in the conclusion, illustrates that not all El Niño events are associated with a regional rainfall deficit and above-normal SSS. The qualitative and quantitative comparison (R<0.3) between interannual anomalies of in situ precipitation recorded at the four stations of *table III* and the SOI was inconclusive (figures not shown), even prior to the 1990s, precluding the possible effects of ENSO on in situ P changes.

*Figure 7*e indicates that the interannual SST variations have a maximum amplitude of 0.7 °C peak-to-peak, which is relatively weak compared to the seasonal variations. Visually, the SST and the SOI are not strongly linked, though the correlation analysis (R = –0.45) suggests a tendency for SST to be warmer than average during an El Niño event, i.e. with the same sign as the SST anomalies observed in the eastern equatorial Pacific where the strongest ENSO signal is observed. The weakness of the SST anomalies during El Niño may reflect the fact that the region belongs to the warm pool where the upper layer has a very warm, and thus stable temperature. This is consistent with the hint that SST anomalies are better linked to the SOI during La Niña events (SOI > 0;

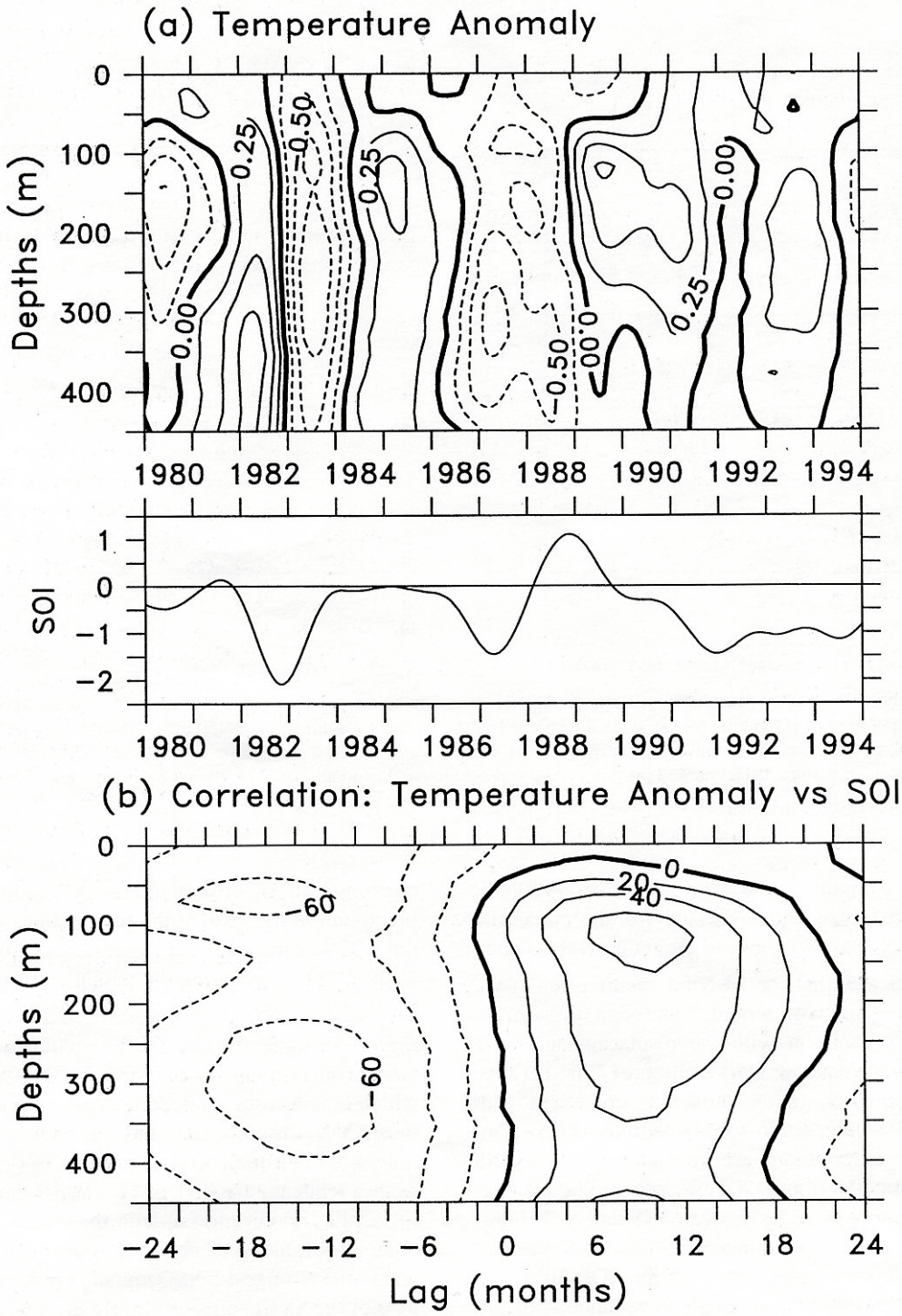


Figure 8. Top (a): Time versus depth distribution of the interannual temperature anomalies in the studied region. Contour intervals are 0.25 °C. Middle: 25-month Hanning filtered Southern Oscillation Index. Bottom (b): Time-lag versus depth distribution of correlation coefficients (×100) between the interannual temperature anomalies and the SOI; the values are positive when the anomalies lag behind the SOI. The dashed lines in (a) and (b) denote negative values.

1974–1975, 1989) when the warm pool does not reach the region.

The subsurface temperature anomalies and the associated time-lag correlations are displayed in *figures 8*a, b. The anomalies range within ±1 °C, and the maximum correlations occur between 50 and 400 m around +8 ($R > 0.6$) and –14 ($R < -0.6$) month lags. The location of positive correlation ($R > 0.6$) in *figure 8*b reflects that during the El Niño events prior to the 1990s, cold anomalies appear subsurface about eight months behind the SOI minimum. Once again, this does not appear to apply for the 1990s El Niño events. The 1983 cold anomalies are consistent with the upward movements of isotherms observed around 14° S, which resulted from the observed southward displacement of the anticyclonic gyre axis [6]. No definite explanation was found to account for the location of negative correlation ($R < -0.6$) in *figure 8*b: this may be an artefact of the calculation reflecting the quasi-periodicity of El Niño at about twice the duration in time between the strongest positive and negative correlations (8 + 14 months).

Prior to the 1990s, the cold subsurface temperature anomalies (*figure 8*a), associated with near surface saltier water (*figure 7*f), resulted in below-normal sea level anomalies (*figure 7*g), reaching a peak eight months behind the SOI (*table V*). Interestingly, at the time of writing (August 1998), the TOPEX/Poseidon-derived sea level anomalies associated with the 1997–1998 El Niño are negative (*figure 9*), consistent with the 1982–1983 and 1987 El Niño events, reaching a minimum of about –25 cm which is the lowest recorded value since 1980. The zonal geostrophic current anomalies at the surface are displayed in *figure 7*h. A possible ENSO-related signal appears after the 1982–1983 El Niño with the occurrence of westward current anomaly following the event. From there, no obvious relationships exist between the surface anomalies and the SOI, and similar conclusions would hold for the subsurface anomalies (not shown here). It should be borne in mind, however, that the weakness of the ENSO-related signal in zonal current, as compared to its accuracy, precludes a definite conclusion regarding its link with ENSO.

6. SUMMARY AND CONCLUSION

This paper is based on the study of oceanic and atmospheric data collected between 1973 and 1995 in the southwestern tropical Pacific, within an area centred on Wallis, Futuna, and Samoa islands (13°–15° S, 180°–170° W). The climatic variables studied were surface wind pseudo-stress, precipitation, SST and 0–450 m temperature, SSS, sea level and 0–450 m geostrophic current. Following the presentation of mean structures, the analysis of seasonal changes underlined the link between the different variables. We showed, in particular, that seasonal changes in these variables depend directly on the seasonal variations of the large-scale climatic structures such as the SPCZ. The objective of this work was also to search for an ENSO signal in these variables. The comparison between interannual anomalies and the SOI revealed an influence of ENSO on the variables studied.

Generally speaking, during the warm phase of ENSO ($SOI < 0$, El Niño), we observed saltier-than-average SSS (of the order of 0.4), consistent with a rainfall deficit (0.4 m yr^{-1}), cold surface temperature anomalies also identified in subsurface (0.3 °C), a weak tendency for westward current anomalies (2 cm s^{-1} at the surface), a sea level decrease (5–10 cm), together with easterly (5 m^2 s^{-2}) and well marked southerly (10 m^2 s^{-2}) wind pseudo-stress anomalies. Conversely, anomalies of similar magnitude but of opposite sign were detected during the cold phase of ENSO ($SOI>0$, La Niña). Obviously, a bit of caution is required in any attempt to generalise such anomalies to all El Niño and La Niña events. It is clear that the 1973–1995 record length is limited and includes only 4–5 El Niño and 2 La Niña events. Hence, the authors recognise the limitations in the interpretation of the results including the levels of statistical significance.

Another possible limitation of the results concerns the relevance of the large-scale structure for analysing local anomalies, in particular for the atmospheric variables. As an example, it is worth noting that an ENSO signal was detected for satellite-derived precipitation averaged over the area of study (10° longitude by 2° latitude) but not for precipitation in the islands. This is probably the case for the wind near the islands due to possible orographic effects. Hence, some uncertainties remain here, and they need to be clarified for application purposes. This would require high resolution spatial sampling which is presently not available. The authors believe, however, that such a limitation probably does not apply to the oceanic variables. As a matter of fact, sensitivity tests were performed using both high resolution thermosalinograph (SST and SSS measurements every 1.5 km) and TOPEX/Poseidon data (sea level measurements every 7 km). For these variables, the zonal and meridional decorrelation scales were found larger than the 10° longitude and

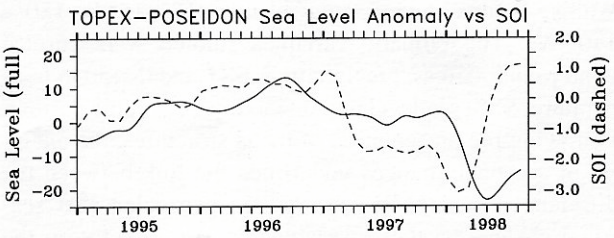


Figure 9. Comparison between TOPEX/Poseidon-derived sea level anomalies (full line; left scale) and the Southern Oscillation Index (dashed line, right scale), in the studied region. Units are cm for sea level and the anomalies are relative to the November 1992–August 1998 period. Note the well-marked negative sea level anomalies by the end of the 1997–98 El Niño event.

2° latitude of the area of study. Also, the standard deviation of the numerous TOPEX/Poseidon sea level measurements obtained in this area for a given month ranges between 2–3 cm, i.e. one order of magnitude smaller than the interannual changes (*figure 9*). These last results likely reflect that the area of study is mainly in the open ocean with very few emerged surfaces.

It is interesting to point out that most variables, while being more or less related to the SOI prior to the 1990s, differ from the SOI during the 1991–1994 period. This period has been variously described as the longest El Niño event on record [33], as a succession of three El Niño events [15], or as being dominated by decadal variations [19]. Hence, the poor correlation between the regional anomalies and the SOI during the 1991–1994 period may reflect that other mechanisms than those usually attributed to ENSO were involved during that period. Such a hypothesis is consistent with basin-scale analysis of ocean data, as well as by the poor ability of previously successful dynamic models in predicting the 1991–1994 anomalies [15].

The large-scale mechanisms involved in the regional climatic anomalies during El Niño events were identified as being: the eastward spreading of the warm pool, migration of the SPCZ towards the equator and its intensity, and the southward displacement of the south Pacific anticyclonic gyre. As a consequence, it appears that a study of regional ENSO effects cannot be conducted without a basic knowledge of the large-scale mechanisms involved. Hence, it would be appropriate to study the relationships between the SPCZ and the large-scale gyre displacements, as both structures are at the root of interannual variations in the southwest tropical Pacific. The SPCZ has a direct influence on wind intensity, direction and curl. It can modify the vertical movements of isotherms through Ekman pumping [6] which can result in a displacement of the anticyclonic gyre. Finally, as the data sets used in this study are available for the whole tropical Pacific, the same type of regional zoom can be done in other areas following a similar approach, as well as for the recent 1997–1998 event.

Acknowledgements

The SST data were kindly provided by D. Reynolds from NOAA. The SSS data set represents the combined efforts of many ORSTOM colleagues involved in the ship-of-opportunity programs (buckets and thermosalinographs), and in particular owes much to J.R. Donguy and C. Hénin. The temperature profiles, derived mainly from XBT, and with additional CTD measurements, were collected at the TOGA Subsurface Data Centre in Brest, France, and provided by M.C. Fabri from IFREMER. The satellite-derived precipitation data were provided by P. Xie and P. Arkin from NOAA; the in situ precipitation data were provided by L. Maitrepierre from Météo-France in Nouméa. The wind measurements were obtained from J.J. O'Brien and colleagues from the Florida State University. The authors are very grateful for having had the opportunity to use all of these data. They would also like to thank anonymous reviewers for their constructive comments on an earlier version of this manuscript. For one of us (GA), this investigation is part of a *Mémoire de Diplôme d'Études Approfondies de l'Université d'Aix Marseille II* undertaken while visiting the ORSTOM Centre in Nouméa. Support from this Institute has been greatly appreciated. This work was supported by the "Regional P011" convention between the South Pacific Regional Environment Program (SPREP) and the IRD (ex ORSTOM) via the *Caisse Française de Développement.*

REFERENCES

[1] Alory G., Étude de l'environnement océanique et météorologique des îles Wallis, Futuna et Samoa, Mémoire de DEA, Sciences de la mer, Océanographie Physique, Centre ORSTOM de Nouméa, 1997, 45 p.

[2] Barnston A., Ropelewski C., Prediction of ENSO episodes using canonical correlation analysis, J. Climate 5 (1992) 1316–1345.

[3] Basher R., Zheng X., Tropical cyclones in the south-west Pacific: spatial patterns and relationships to Southern Oscillation and sea surface temperature, J. Climate 8 (1995) 1249–1260.

[4] Blackman R.B., Tukey J.W., The measurement of power spectra, Dover publications Inc., New York, 1958, 190 p.

[5] Clarke A., Lebedev A., Long-term changes in the equatorial Pacific trade winds, J. Climate 9 (1996) 1020–1029.

[6] Delcroix T., Hénin C., Mechanisms of subsurface thermal structure and sea surface thermohaline variabilities in the southwestern tropical Pacific during 1979–85, J. Mar. Res. 47 (1989) 777–812.

[7] Delcroix T., Hénin C., Seasonal and interannual variations of sea-surface salinity in the tropical Pacific Ocean, J. Geophys. Res. 96 (1991) 22135–22150.

[8] Delcroix T., Boulanger J.P., Masia M., Menkes C., GEOSAT-derived sea level and surface-current anomalies in the equatorial Pacific, during the 1986–89 El Niño and La Niña, J. Geophys. Res. 99 (1994) 25093–25107.

[9] Delcroix T., Hénin C., Porte V., Arkin P., Precipitation and sea-surface salinity in the tropical Pacific Ocean, Deep-Sea Res. 43 (1996) 1123–1141.

[10] Delcroix T., Lenormand O., ENSO signals in the vicinity of New Caledonia, Oceanol. Acta 20 (1997) 481–491.

[11] Delcroix T., Observed surface oceanic and atmospheric variability in the tropical Pacific at seasonal and ENSO time scales: a tentative overview, J. Geophys. Res. 103 (1998) 18611–18633.

[12] Donguy J.R., Hénin C., Relations entre les précipitations et la salinité de surface dans l'océan Pacifique tropical sud-ouest basées sur un échantillonnage de surface de 1956 à 1973, Ann. Hydrogr. 4 (1976) 53–59.

[13] Emery W., Meincke J., Global water masses: summary and review, Oceanol. Acta 9 (1986) 383–391.

[14] Enfield D., Cid L., Low-frequency changes in El Niño Southern Oscillation, J. Climate 4 (1991) 1137–1146.

[15] Goddard L., Graham N., El Niño in the 1990s, J. Geophys. Res. 102 (1997) 10423–10436.

[16] Goldenberg S., O'Brien J.J., Time and space variability of tropical wind stress, Mon. Wea. Rev. 109 (1981) 1190–1207.

[17] Ji M., Leetmaa A., Kousky V.E., Coupled model forecasts of ENSO during the 1980s and 1990s at the National Meteorological Center, J. Climate 9 (in press).

[18] Hénin C., Grelet J., A merchant ship thermosalinograph network in the Pacific ocean, Deep-Sea Res. 11–12 (1996) 1833–1856.

[19] Latif M., Kleeman R., Eckert C., Greenhouse warming, decadal variability, or El Niño? An attempt to understand the anomalous 1990s, J. Geophys. Res. (1997) 2221–2239.

[20] Levitus S., Burgett R., Boyer T. P., World Ocean Atlas 1994, Volume 3, Salinity, NOAA Atlas, NESDIS 3, U.S. Dept. of Commerce, Washington, D.C. (1994), 97 p.

[21] Liu T., Zhang A., Bishop J., Evaporation and solar irradiance as regulators of sea surface temperature in annual and interannual changes, J. Geophys. Res. 99 (1994) 12623–12637.

[22] McPhaden M., and collaborators, The Tropical Ocean Global Atmosphere (TOGA) observing system: a decade of progress, J. Geophys. Res. 103 (1997) 14169–14240.

[23] Menkes C., Boulanger J.-P., Busalacchi A.J., Evaluation of TOPEX and basin-wide Tropical Ocean and Global Atmosphere–Tropical Atmosphere Ocean sea surface topographies and derived geostrophic currents, J. Geophys. Res. 100 (1996) 25087–25099.

[24] Morris M., Roemmich D., Cornuelle B, Observations of variability in the South Pacific Subtropical gyre, J. Phys. Oceanogr. 26 (1996) 2359–2380.

[25] Picaut J., Delcroix T., Equatorial wave sequence associated with the warm pool displacement during the 1986–1989 El Niño and La Niña, J. Geophys. Res. 100 (1995) 18398–18408.

[26] Rasmusson E., Carpenter T., Variations in tropical sea-surface temperature and surface wind fields associated with the southern oscillation/El Niño, Mon. Wea. Rev. 110 (1982) 354–384.

[27] Rébert J.P, Donguy J.R., Eldin G., Wyrtki K., Relations between sea level, thermocline depth, heat content, and dynamic height in the tropical Pacific, J. Geophys. Res. 90 (1985) 11719–11725.

[28] Reynolds D., Smith T., Improved global sea surface temperature analyses using optimum interpolation, J. Climate 7 (1994) 929–948.

[29] Sprintall J., Roemmich D., Stanton B., Bailey R., Regional climate variability and ocean heat transport in the southwest Pacific ocean, J. Geophys. Res. 100 (1995) 15865–15871.

[30] Ropelewski C., Halpert M., Quantifying Southern Oscillation-precipitation relationships, J. Climate 9 (1996) 1043–1059.

[31] Trenberth K., Signal versus noise in the Southern Oscillation, Mon. Wea. Rev. 112 (1984) 326–332.

[32] Tsuchiya M., Upper waters of the intertropical Pacific ocean, Johns Hopkins Oceanographic Studies 4 (1968), 50 p.

[33] Trenberth K., Hoar T., The 1990–1995 El Niño-Southern Oscillation event: longest on record, Geophys. Res. Let. 23 (1996) 57–60.

[34] WCRP, Scientific plan for the TOGA Coupled Ocean–Atmosphere Response Experiment, World Climate Research Program publications series #3, addendum, January 1990.

[35] WCRP, CLIVAR: A study of climate variability and predictability, science plan, World Climate Research Program publications series #89, August 1995.

[36] Xie P., Arkin P., Analyses of global monthly precipitation using gauge observations, satellite estimates, and numerical model predictions, J. Climate 9 (1996) 840–858.

The Impact of Isopycnal Mixing on the Tropical Ocean Circulation

M. LENGAIGNE[(1)], G. MADEC[(1)], C. MENKES[(1)], A. JOUZEAU[(2)], G. ALORY[(3)] AND E. GUILYARDI[(4)]

Submitted to the Journal of Geophysical Research

31 October 2002

(1) Laboratoire d'Océanographie Dynamique et de Climatologie, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France
(2) Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calculs Scientifiques, Meteopole Campus, Toulouse, France
(3) Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiales, Observatoire Midi Pyrénées, Toulouse, France
(4) Center for Global Atmospheric Modelling, Department of Meteorology, University of Reading, United Kingdom

Corresponding address:
Matthieu Lengaigne,
LODYC, Université Pierre et Marie Curie, Case 100
4 Place Jussieu, 75252 Paris, Cedex 05, France
e-mail : lengaign@lodyc.jussieu.fr

Abstract

The sensitivity of tropical ocean dynamics to the ocean lateral mixing orientation is explored using a z-coordinate climate-type OGCM in both forced and coupled mode. Compared to a forced simulation using horizontal mixing on both tracers and dynamics (**HOR**), a rotation of the tracer tensor in which mixing occurs along isopycnals (**ISOT**) improves the structure of the off-equatorial density field, which consequently enhances the off-equatorial circulation through geostrophy. However, the dynamics at the equator in **ISOT** are degraded compared to observations, as the upper part of the Equatorial Undercurrent (EUC) is too deep and the South Equatorial Current (SEC) is too intense.

Next, isopycnal diffusion on momentum is implemented in a forced experiment (**ISOMT**). An examination of the momentum balance at the equator shows that this change in lateral diffusion direction significantly reduces the meridional diffusive flux of momentum at the top of the EUC. This intensifies the EUC, which, in turn, weakens the SEC along the equator through vertical diffusion. The equatorial degradations observed in **ISOT** disappear. Compared to **ISOT** and **HOR**, the separation of the two SEC branches and the equatorial current magnitude in the surface layers is much better reproduced. In addition, in contrast to the results from **ISOT** and **HOR**, isopycnal momentum mixing allows the existence of both horizontal up-gradient and down-gradient eddy momentum fluxes, notably improving the vertical profile of the lateral viscosity term. The **ISOMT** experiment is therefore shown to be the closest to observations. Finally, when the OGCM is coupled to an atmospheric model, the introduction of isopycnal diffusion on momentum also improves the mean equatorial dynamic. These result suggest that isopycnal mixing should be used on both tracers and momentum to better simulate the observed eddy effects and the tropical circulation in climate models.

Références bibliographiques

Alexander, M.A., Midlatitude atmosphere ocean interaction during El Niño. 1. The North Pacific ocean, *J. Clim.*, *5*, 944-958, 1992.

Alory, G. & T. Delcroix, Climatic variability in the vicinity of Wallis, Futuna, and Samoa islands (13°-15°S, 180°-170°W), *Oceanol. Acta*, *22*, 249-263, 1999.

Alory, G. & T. Delcroix, Interannual sea level changes and associated mass transports in the tropical Pacific from TOPEX/Poseidon data and linear model results (1964-1999), *J. Geophys. Res.*, *107*(C10), 3153, doi : 10.1029/2001JC001067, 2002.

An, S.-I. & B. Wang, Interdecadal change in the structure of the ENSO mode and its impact on the ENSO frequency, *J. Clim.*, *13*, 2044-2055, 2000.

An, S.-I. & F.-F. Jin, An eigen analysis of the interdecadal changes in the structure and frequency of ENSO, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 1573-2576, 2000.

Ando, K. & M.J. McPhaden, Variability of surface layer hydrography in the tropical Pacific Ocean, *J. Geophys. Res.*, *102*, 23,063-23,078, 1997.

Antonov, J., S. Levitus, T.P. Boyer, M. Conkright, T. O' Brien & C. Stephens, World Ocean Atlas 1998 Vol. 2: Temperature of the Pacific Ocean, *NOAA Atlas NESDIS 28*, U.S. Gov. Printing Office, Wash., D.C., 166 pp, 1998.

Auad, G., A.J. Miller, J.O. Roads & D. Cayan, Pacific ocean wind stress and surface heat flux anomalies from NCEP reanalysis and observations: Cross-statistics and ocean model responses, *J. Geophys. Res.*, *106* , 22,249-22,265, 2001.

Barnett, T.P., D.W. Pierce, M. Latif, D. Dommenget & R. Saravanan, Interdecadal interactions between the tropics and the midlatitudes in the Pacific basin, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 615–618, 1999b.

Barnett, T.P., D.W. Pierce, R. Saravanan, N. Schneider, D. Dommenget & M. Latif, Origins of the midlatitude Pacific decadal variability, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 1453–1456, 1999a.

Battisti, D. S. & A. C. Hirst, Interannual variability in a tropical atmosphere-ocean model: influence of the basic state, ocean geometry and non-linearity, *J. Atmos. Sci.*, *46*, 1687-1712, 1989.

Battisti, D.S., On the role of off-equatorial oceanic Rossby wave during ENSO, *J. Phys. Oceanogr.*, *19*, 552-559, 1989.

Battisti, D.S., The dynamics and thermodynamics of a warming event in a coupled tropical atmosphere-ocean model, *J. Atmos. Sci.*, *45*, 2889-2919, 1988.

Bjerknes, J., A possible response to the atmospheric Hadley circulation to equatorial anomalies of temperature, *Tellus*, *18*, 820-829, 1966.

Bjerknes, J., Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific, *Mon. Weather Rev.*, *97*, 163-172, 1969.

Blanke, B., J.D. Neelin & D. Gutzler, Estimating the effects of stochastic wind stress forcing on ENSO irregularity, *J. Clim.*, *10*, 1473-1486, 1997.

Boulanger, J.-P. & C. Menkes, Long equatorial wave reflection in the Pacific ocean from TOPEX/POSEIDON data during the 1992-1998 period, *Climate Dyn.*, *15*, 205-225, 1999.

Boulanger, J.-P. & C. Menkes, Propagation and reflection of long equatorial waves in the Pacific ocean during the 1992-1993 El Niño, *J. Geophys. Res.*, *100*, 25,041-25,059, 1995.

Boulanger, J.-P. & L.-L. Fu, Evidence of boundary reflection of Kelvin wave and first-mode Rossby waves from TOPEX/ POSEIDON sea level data, *J. Geophys. Res.*, *101*, 16,361-16,371, 1996.

Boyer, T.P., S. Levitus, J. Antonov, M. Conkright, T. O' Brien & C. Stephens, World Ocean Atlas 1998 Vol. 5: Salinity of the Pacific Ocean, *NOAA Atlas NESDIS 31*,U.S. Gov. Printing Office, Wash., D.C., 166 pp, 1998.

Cabanes, C., A. Cazenave & C. Le Provost, Sea level rise during past 40 years determined from satellite and in situ observations, *Science*, *294*, 840-842, 2001.

Cane, M.A. & E.S. Sarachik, Forced baroclinic ocean motions. I : The linear equatorial unbounded case, *J. Mar. Res.*, *34*, 629-665, 1976.

Cane, M.A. & E.S. Sarachik, Forced baroclinic ocean motions. II : The linear equatorial bounded case, *J. Mar. Res.*, *35*, 375-432, 1977.

Cane, M.A. & E.S. Sarachik, Forced baroclinic ocean motions. III : The linear equatorial basin case, *J. Mar. Res.*, *37*, 355-398, 1979.

Cane, M.A. & E.S. Sarachik, The response of a linear baroclinic equatorial ocean to periodic forcing, *J. Mar. Res.*, *39*, 651-693, 1981.

Cane, M.A., M. Munnich & S.E. Zebiak, A study of self-excited oscillations of the tropical ocean-atmosphere system, Part I: Linear analysis, *J. Atmos. Sci.*, *47*, 1562-1577, 1990.

Cardone, V.J., J.G. Greenwood & M.A. Cane, On trends in historical marine wind data, *J. Clim.*, *3*, 113-127, 1990.

Chang, P., B. Wang, T. Li & L. Ji, Interactions between the seasonal cycle and the Southern Oscillation : Frequency entrainment and chaos in a coupled ocean-atmosphere model, *Geophys. Res. Lett.*, *21*, 2817-2820, 1994.

Chang, P., L. Ji, B. Wang & T. Li, Interactions between the seasonal cycle and El Niño-Southern Oscillation in an intermediate coupled ocean-atmosphere model, *J. Atmos. Sci.*, *52*, 2353-2372, 1995.

Chang, P., L. Ji, H. Li & M. Flügel, Chaotic dynamics versus stochastic processes in El Niño-Southern Oscillation in coupled ocean-atmosphere models, *Physica D*, *98*, 301-320, 1996.

Chao, Y. & S.G.H. Philander, On the structure of the Southern Oscillation, *J. Clim.*, *6*, 450-469, 1993.

Clarke, A.J., On the reflection and transmission of low-frequency energy at the irregular western Pacific ocean boundary, *J. Geophys. Res.*, *96*, 3289-3305, 1991.

Collins, M., Understanding uncertainties in the response of ENSO to greenhouse warming, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 3509-3513, 2000.

Cravatte, S., J. Picaut & G. Eldin, Second and first baroclinic Kelvin modes in the equatorial Pacific at intraseasonal timescales, *J. Geophys. Res.*, 2002, soumis.

Cronin, M. F. & M. J. McPhaden, Barrier layer formation during westerly wind bursts, *J. Geophys. Res.*, *107*, doi:10.1029/2001JC001171, 2002, sous presse.

Delcroix, T. & M. McPhaden, Interannual sea surface salinity and temperature changes in the western Pacific warm pool during 1992-2000, *J. Geophys. Res.*, 2002, sous presse.

Delcroix, T. & O. Lenormand, ENSO signals in the vicinity of New Caledonia, south western Pacific, *Oceanol. Acta*, *20*, 481-491, 1997.

Delcroix, T., B. Dewitte, Y. duPenhoat, F. Masia & J. Picaut, Equatorial waves and warm pool displacements during the 1992-1998 El Niño Southern Oscillation events: Observation and modelling, *J. Geophys. Res.*, *105*, 26,045-26,062, 2000.

Delcroix, T., J.-P. Boulanger, F. Masia & C. Menkes, Geosat-derived sea level and surface current anomalies in the equatorial Pacific during the 1986-1989 El Niño and La Niña, *J. Geophys. Res.*, *99*, 25,093-25,107, 1994.

Delcroix, T., Observed surface oceanic and atmospheric variability in the tropical Pacific at seasonal and ENSO timescales: A tentative overview, *J. Geophys. Res.*, *103*, 18,611-18,633, 1998.

Delecluse, P., J. Servain, C. Levy, K. Arpe, & L. Bengtsson, On the connection between the 1984 Atlantic warm event and the 1982-83 ENSO, *Tellus*, *46A* , 448-464, 1994.

Deser, C. & J. M. Wallace, Large-scale atmospheric circulation features of warm and cold episodes in the tropical Pacific, *J. Clim.*, *3*, 1254-1281, 1990.

Deser, C., M.A. Alexander & M.S. Timlin, Upper-ocean thermal variations in the North Pacific during 1970-1991, *J. Clim.*, *9*, 1840-1855, 1996.

DuPenhoat, Y. & M.A. Cane, Effect of low-latitude western boundary gaps on the reflection of equatorial motions, *J. Geophys. Res.*, *96*, 3307-3322, 1991.

Durand, F. & T. Delcroix, On the variability of the tropical Pacific thermal structure during the 1979-1996 period, as deduced from XBT sections, *J. Phys. Oceanogr.*, *30*, 3261-3269, 2000.

Durand, F., L. Gourdeau, T. Delcroix & J. Verron, Assimilation of sea surface salinity in a tropical OGCM: a twin experiment approach, *J. Geophys. Res.*, 2002, sous presse.

Evans, M.N., M.A. Cane, D.P. Schrag, A. Kaplan, B.K.Linsley, R. Villalba & G.M. Wellington, Support for tropically-driven Pacific decadal variability based on paleoproxy evidence, *Geophys. Res.Lett.*, *28*, 3689-3692, 2001.

Evans, M.N., R.G. Fairbanks & J.L. Rubenstone, The thermal oceanographic signal of El Niño reconstructed from a Kiritimati Island coral, *J. Geophys. Res.*, *104*, 13,409-13,421, 1999.

Federov, A.V. & S.G. Philander, A stability analysis of tropical ocean-atmosphere interactions: Bridging measurements and theory for El Niño, *J. Clim.*, *14*, 3086-3101, 2001.

Fedorov, A.V. & S.G. Philander, Is El Niño changing?, *Science*, *288*, 1997-2002, 2000.

Fine, R.A., W.H. Peterson & H.G. Ostlund, The penetration of tritium into the tropical Pacific, *J. Phys. Oceanogr.*, *17*, 553-564, 1987.

Fraedrich, K., An ENSO impact on Europe - A review, *Tellus*, *46A*, 541-552, 1994.

Francis, R.C. & S.R. Hare, Decadal-scale regime shifts in the large marine ecosystems of the north-east Pacific : a case for historical science, *Fish. Oceanogr.*, *3*, 279-291, 1994.

Frankignoul, C., P. Müller & E. Zorita, A simple model of the decadal response of the ocean to stochastic wind forcing, *J. Phys. Oceanogr*., *27*, 1533-1546, 1997.

Frankignoul, C., Sea surface temperature anomalies, planetary waves, and air-sea feedback in the middle latitudes, *Rev. Geophys.*, *23*, 357-390, 1985.

Galanti, E. & E. Tziperman, On ENSO's phase locking to the seasonal cycle in the fast SST, fast wave and mixed mode regimes, *J. Atmos. Sci.*, *57*, 2936-2950, 2000.

Garreaud, R.D. & D.S. Battisti, Interannual ENSO and interdecadal ENSO-like variability in the southern hemisphere tropospheric circulation, *J. Clim.*, *12*, 2113-2123, 1999.

Gill, A. E., Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, *Q. J. R. Meteorol. Soc*., *106*, 447-462, 1980.

Gill, A.E., An estimation of sea level and surface current anomalies during the 1972 El Niño and consequent thermal effects, *J. Phys. Oceanogr.*, *13*, 586-607, 1983.

Glantz, M.H., Currents of Change: El Niño's Impact on Climate and Society, *Cambridge University Press, 194 pp*, 1996.

Godfrey, J.S., An ocean spindown, I : A linear experiment, *J. Phys. Oceanogr*., *5*, 399-409, 1975.

Godfrey, J.S., M. Numez, E F. Bradley, P.A. Coppin & E.L. Lindstrom, On the net surface heat flux into the western equatorial Pacific, *J. Geophys. Res.*, *96*, 3391-3400, 1991.

Goldenberg, S. & J. J. O'Brien, Time and space variability of tropical wind stress, *Mon. Weather Rev*., *109*, 1190-1207, 1981.

Graham, N.E. & W.B. White, Comments on : On the role of off-equatorial oceanic Rossby wave during ENSO, *J. Phys. Oceanogr*., *21*, 453-460, 1991.

Graham, N.E. & W.B. White, The El Niño cycle : A natural oscillator of the Pacific ocean-atmosphere system, *Science*, *240*, 1293-1302, 1988.

Graham, N.E., Decadal-scale climate variability in the tropical and North Pacific during the 1970s and 1980s: Observations and model results, *Clim. Dyn.*, *10*, 135-162, 1994.

Grieger, B. & M. Latif, Reconstruction of the El Niño attractor with neural networks, *Clim. Dyn.*, *10*, 267-276, 1994.

Gu, D.F. & S.G.H. Philander, Interdecadal climate fluctuations that depend on exchanges between the tropics and extratropics, *Science*, *275*, 805-807, 1997.

Guilyardi, E., P. Delecluse, S. Gualdi & A. Navarra, Mechanisms for ENSO phase change in a coupled GCM, *J. Clim.*, 2002, in press.

Harrison, D.E. & G.A. Vecchi, On the termination of El Niño, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 1593-1596, 1999.

Harrison, D.E. & N.K. Larkin, The Darwin Sea Level Pressure record, 1876-1996: Evidence for climate change?, *Geophys. Res. Lett.*, *24*, 1779–1782, 1997.

Hasselmann, K., Stochastic climate models. I: Theory, *Tellus*, *28*, 473-485, 1976.

Hazeleger, W., G.P. de Vries & J. Van Oldenborgh, Do tropical cells ventilate the Indo-Pacific equatorial thermocline?, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 1763-1766, 2001b.

Hazeleger, W., M. Visbeck, M. Cane, A. Karspeck, & N. Naik, Decadal upper ocean temperature variability in the tropical Pacific, *J. Geophys. Res*., *106*, 8971-8988, 2001.

Hendon, H.H., B. Liebmann & J.D. Glick, Interannual variability of the Madden-Julian Oscillation during austral summer, *J. Clim.*, *12*, 2538-2550, 1999.

Hildebradsson, H.H., Quelques recherches sur les centres d'action de l'atmosphère, *K. Svenska Vetenskaps Akad. Handl.*, *29*, 33 pp, 1897.

Hirst, A.C. & K.-M. Lau, Intraseasonal and interannual oscillations in coupled ocean-atmosphere model, *J. Clim.*, *3*, 713-725, 1990.

Hirst, A.C., Unstable and damped equatorial modes in simple coupled ocean-atmosphere models, *J. Atmos. Sci.*, *43*, 606-630, 1986.

Jin, F.-F. & J.D. Neelin, Modes of interannual tropical ocean-atmosphere interaction – a unified view, III, Analytical results in fully coupled cases, *J. Atmos. Sci.*, *50*, 3523-3540, 1993.

Jin, F.-F. & S.-I. An, Thermocline and zonal advective feedbacks within the equatorial ocean recharge oscillator model for ENSO, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 2989-2992, 1999.

Jin, F.-F., A theory for interdecadal climate variability of the North Pacific ocean-atmosphere system, *J. Clim.*, *10*, 1821-1835, 1997c.

Jin, F.-F., An equatorial ocean recharge paradigm for ENSO. Part I: Conceptual model, *J. Atmos. Sci*., *54*, 811-829, 1997a.

Jin, F.-F., An equatorial ocean recharge paradigm for ENSO. Part II: A stripped-down coupled model, *J. Atmos. Sci*., *54*, 811-829, 1997b.

Jin, F.-F., J.D. Neelin & M. Ghil, El Niño-Southern Oscillation and the annual cycle : Subharmonic frequency locking and aperiodicity, *Physica D*, *98*, 442-465, 1996.

Jin, F.-F., J.D. Neelin & M. Ghil, ENSO on the devil's staircase, *Science*, *264*, 70-72, 1994.

Jin, F.-F., Low-Frequency modes of tropical ocean dynamics, *J. Clim.*, *14*, 3874-3881, 2001.

Jin, F.-F., M. Kimoto & X. Wang, A model of decadal ocean-atmosphere interaction in the North Pacific basin, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 1531–1534, 2001.

Johnson, G.C. & M.J. McPhaden, Interior pycnocline flow from the subtropical to the equatorial Pacific ocean, *J. Phys. Oceanogr*., *29*, 3073-3089, 1999.

Kalnay, E., M. Kanamitsu, R. Kistler, W. Collins, D. Deaven, L. Gandin, M. Iredell, S. Saha, G. White, J. Woolen, Y. Zhu, M. Chelliah, W. Ebisuzaki, W. Higgins, J. Janowiak, K.C. Mo, C. Ropelewski, J. Wang, A. Leetma, R. Reynolds, R. Jenne & D. Joseph, The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *77*, 437-471, 1996.

Karspeck, A.R. & M.A. Cane, Tropical Pacific 1976-77 climate shift in a linear, wind-driven model, *J. Phys. Oceanogr*., *32*, 2350-2360, 2002.

Kessler, W.S. & M.J. McPhaden, Oceanic equatorial waves and the 1991-1993 El Niño, *J. Clim.*, *8*, 1757-1774, 1995.

Kessler, W.S., Can reflected extra-equatorial waves drive ENSO?, *J. Phys. Oceanogr*., *21*, 444-452, 1991.

Kessler, W.S., EOF representations of the Madden-Julian Oscillation and its connection with ENSO, *J. Clim.*, *14*, 3055-3061, 2001.

Kessler, W.S., Observations of long Rossby waves in the northern tropical Pacific, *J. Geophys. Res*., *95*, 5183-5217, 1990.

Kirtman, B. & P. Schopf, Decadal variability in ENSO predictability and prediction, *J. Clim.*, *11*, 2804-2822, 1998.

Kistler, R., E. Kalnay, W. Collins, S. Saha, G. White, J. Woollen, M. Chelliah, W. Ebisuzaki, M. Kanamitsu, V. Kousky, H. van den Dool, R. Jenne & M. Fiorino, The NCEP/NCAR 50-year reanalysis, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *82*, 247-268, 2001.

Kleeman, R. & A.M. Moore, A theory for the limitation of ENSO predictability due to stochastic atmospheric transients, *J. Atmos. Sci.*, *54*, 753-767, 1997.

Kleeman, R., J.P. McCreary & B.A. Klinger, A mechanism for generating ENSO decadal variability, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 1743–1746, 1999.

Knutson, T.R. & S. Manabe, Model assessment of decadal variability and trends in the Tropical Pacific ocean, *J. Clim.*, *11*, 2273-2296, 1998.

Latif, M. & T.P. Barnett, Causes of decadal climate variability over the North Pacific and North America, *Science*, *266*, 634-637, 1994.

Latif, M. & T.P. Barnett, Decadal climate variability over the North Pacific and North America : dynamics and predictability, *J. Clim.*, *9*, 2407-2423, 1996.

Latif, M., D. Anderson, T. Barnett, M. Cane, R. Kleeman, A. Leetmaa, J. O'Brien, A. Rosati, & E. Schneider, A review of predictability and prediction of ENSO, *J. Geophys. Res.*, *103*, 14,375-14,393, 1998.

Lau, K.-M. & S. Shen, On the dynamics of intraseasonal oscillations and ENSO, *J. Atmos. Sci.*, *45*, 1781-1797, 1988.

Lau, N.-C. & M.J. Nath, The role of the "Atmospheric Bridge" in linking tropical Pacific ENSO events to extratropical SST anomalies, *J. Clim.*, *9*, 2036-2057, 1996.

Lee, T., I. Fukumori, D. Menemenlis & L.-L. Fu, Interannual to decadal variation of tropical-subtropical mass exchange: boundary versus interior pathways, 2002, soumis.

Lengaigne, M., G. Madec, C. Menkes, A. Jouzeau, G. Alory & E. Guilyardi, The impact of isopycnal mixing on the tropical ocean circulation, *J. Geophys. Res.*, 2002, soumis.

Lengaigne, M., J.-P. Boulanger, C. Menkes, S. Masson, G. Madec, & P. Delecluse, Ocean response to the March 1997 westerly wind event, *J. Geophys. Res.*, 2002, sous presse.

Levitus, S., Climatological atlas of the world ocean, *Rep. NOAA Prof. Paper*, *13*, 173 pp., 1982.

Levitus, S., NODC (Levitus) World Ocean Atlas 1998 data, *NOAA-CIRES Climate Diagnostics Center, Boulder, Colorado, USA*, 1998.

Liu, Z., S.G.H. Philander & R.C. Pacanowski, A GCM study of tropical-subtropical upper-ocean water exchange, *J. Phys. Oceanogr.*, *24*, 2606-2623, 1994.

Lu, P. & J.P. McCreary, Influence of the ITCZ on the flow of thermocline water from the subtropical to the equatorial Pacific ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *25*, 3076-3088, 1995.

Lukas, R. & E. Lindstrom, The mixed layer of the western equatorial Pacific ocean, *J. Geophys. Res.*, *96*, 3343-3357, 1991.

Luo, J.-J. & T. Yamagata, Long-term El Niño-Southern Oscillation (ENSO)-like variation with special emphasis on the South Pacific, *J. Geophys. Res.*, *106*, 22,211-22,227, 2001.

Luther, D., Evidence of a 4-6 day barotropic planetary oscillation of the Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *12*, 644-657, 1982.

Luyten, J.R., J. Pedlosky & H. Stommel, The ventilated thermocline, *J. Phys. Oceanogr.*, *13*, 292-309, 1983.

Lysne, J., P. Chang & B. Giese, Impact of the extratropical Pacific on equatorial variability, *Geophys. Res. Lett.*, *24*, 2589–2592, 1997.

Madec, G. & M. Imbard, A global ocean mesh to overcome the North Pole singularity, *Clim. Dyn.*, *12*, 381-388, 1996.

Madec, G., P. Delecluse, M. Imbard & C. Lévy, OPA 8.1 Ocean General Circulation Model reference manual, *Notes du pôle de modélisation 11*, *IPSL*, 91 pp., 1998.

Maes, C., J. Picaut & S. Belamari, Salinity barrier layer and onset of El Niño in a Pacific coupled model, *Geophys. Res. Lett.*, *29*, doi:10.1029/2002GL016029, 2002.

Mantua, N.J. & D.S. Battisti, Evidence for the delayed oscillator mechanism for ENSO : the "observed" oceanic Kelvin mode in the far western Pacific, *J. Phys. Oceanogr.*, *24*, 691-699, 1994.

Mantua, N.J. & S.R. Hare, The Pacific Decadal Oscillation, *J. Oceanogr.*, *58*, 35-44, 2002.

Mantua, N.J., S.R. Hare, Y. Zhang, J.M. Wallace, R.C. Francis, A Pacific interdecadal climate oscillation with impacts on salmon production, *Bull. Am. Meteor. Soc.*, *78*, 1069-1079, 1997.

McCreary, J.P. & P. Lu, Interaction between the subtropical and equatorial ocean circulations: the subtropical cell, *J. Phys. Oceanogr.*, *24*, 466-497, 1994.

McCreary, J.P., A model of tropical ocean-atmosphere interaction, *Mon. Weather Rev.*, *111*, 370-387, 1983.

McPhaden, M.J. & D. Zhang, Slowdown of the meridional overturning circulation in the upper Pacific ocean, *Nature*, *415*, 603-608, 2002.

McPhaden, M.J. & R.A. Fine, A dynamical interpretation of the tritium maximum in the central equatorial Pacific, *J. Phys. Oceanogr.*, *18*, 1454-1457, 1984.

McPhaden, M.J., A.J. Busalacchi, R. Cheney, J.-R. Donguy, K.S. Gage, D. Halpern, M. Ji, P. Julian, G. Meyers, G.T. Mitchum, P.P. Niiler, J. Picaut, R.W. Reynolds, N. Smith & K. Takeuchi, The Tropical Ocean Global Atmosphere observing system: A decade of progress, *J. Geophys. Res*, *103*, 14,169–14,240, 1998.

McPhaden, M.J., Genesis and evolution of the 1997-1998 El Niño, *Science*, *283*, 950-954, 1999.

Meinen, C.S. & M.J. McPhaden, Interannual variability in warm water volume transports in the equatorial Pacific during 1993-99, *J. Phys. Oceanogr.*, *31*, 1324-1345, 2001.

Meinen, C.S. & M.J. McPhaden, Observations of warm water volume changes in the equatorial Pacific and their relation to El Niño and La Niña, *J.Climate*, *13*, 3551-3559, 2000.

Menkes, C., J.-P. Boulanger & A.J. Busalacchi, Evaluation of TOPEX and basin-wide Tropical Ocean and Global Atmosphere-Tropical Atmosphere Ocean sea surface topographies and derived geostrophic currents, *J. Geophys. Res.*, *100* , 25,087-25,099, 1996.

Meyers, G., On the annual Rossby wave in the tropical north Pacific ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *9*, 663-574, 1979.

Miller, A.J. & N. Schneider, Interdecadal climate regime dynamics in the North Pacific ocean : theories, observations and ecosystem impacts, *Prog. Oceanogr.*, *47*, 355-379, 2000.

Miller, A.J., D.R. Cayan, T.P. Barnett, N.E. Graham & J.M. Oberhuber, The 1976-77 climate shift of the Pacific ocean, *Oceanography*, *7*, 21-26, 1994.

Mitchell, T.P. & J.M. Wallace, ENSO seasonality: 1950-78 versus 1979-92, *J. Clim.*, *9*, 3149-3161, 1996.

Moore, A.M. & R. Kleeman, Stochastic forcing of ENSO by the intraseasonal oscillation, *J. Clim.*, *12*, 1199-1220, 1999.

Munnich, M., M.A. Cane & S.E. Zebiak, A study of self-excited oscillations of the tropical ocean-atmosphere system, Part II: Nonlinear cases, *J. Atmos. Sci.*, *48*, 1238-1248, 1991.

Neelin, J.D. & F.-F. Jin, Modes of interannual tropical ocean-atmosphere interaction – a unified view, II, Analytical results in the weak coupling limit, *J. Atmos. Sci.*, *50*, 3504-3522, 1993.

Neelin, J.D., D.S. Battisti, A.C. Hirst, F.-F. Jin, Y. Wakata, T. Yamagata & S.E. Zebiak, ENSO theory, *J. Geophys. Res.*, *103*, 14,261-14,290, 1998.

Neelin, J.D., The slow sea surface temperature mode and the fast-wave limit : Analytic theory for tropical interannual oscillations and experiments in a hybrid coupled model, *J. Atmos. Sci.*, *48*, 584-606, 1991.

Nicet, J.-B. & T. Delcroix, ENSO-related precipitation changes in New Caledonia, south western tropical Pacific: 1969-98, *Mon. Wea. Rev.*, *128*, 3001-3006, 2000.

Nitta, T. & S. Yamada, Recent warming of tropical sea surface temperature and its relationship to the northern hemisphere circulation, *J. Meteor. Soc. Japan*, *67*, 375-383, 1989.

Nonaka, M. & S.-P. Xie, Propagation of North Pacific interdecadal subsurface temperature anomalies in an ocean GCM, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 3747–3750, 2000.

Nonaka, M., S.-P. Xie & J.P. McCreary, Decadal variations in the Subtropical Cells and equatorial Pacific SST, *Geophys. Res. Lett.*, *29*, april 2002.

Palmer, T.N. & D. A. Mansfield, Response of two atmospheric general circulation models to sea-surface temperature anomalies in the tropical east and west Pacific, *Nature*, *310*, 483-485, 1984.

Penland, C. & P.D. Sardeshmukh, The optimal growth of tropical sea surface temperature anomalies, *J. Clim.*, *8*, 1999-2024, 1995.

Philander, S.G., El Niño-Southern Oscillation phenomena, *Nature*, *302*, 295-301, 1983.

Philander, S.G., T. Yamagata & R.C. Pacanowski, Unstable air-sea interactions in the tropics, *J. Atmos. Sci.*, *41*, 604-613, 1984.

Philander, S.G.H., El Niño, La Niña, and the Southern Oscillation, *Int. Geophys. Ser.*, *Academic, San Diego, Calif.*, *vol. 46*, 283 pp., 1990.

Philander, S.G.H., Forced oceanic waves, *Rev. Geophys. Space Phys.*, *16*, 15-46, 1978.

Picaut, J. & T. Delcroix, Equatorial wave sequence associated with the warm pool displacement during the 1986-1989 El Niño and La Niña, *J. Geophys. Res.*, *100*, 18,398-18,408, 1995.

Picaut, J., A. Busalacchi, M. McPhaden, L. Gourdeau, F. Gonzales & E. Hackert, Open-ocean validation of TOPEX/POSEIDON sea level in the western equatorial Pacific, *J. Geophys. Res.*, *100*, 25,109-25,127, 1995.

Picaut, J., F. Masia & Y. duPenhoat, An advective-reflective conceptual model for the oscillatory nature of ENSO, *Science*, *277*, 663-666, 1997.

Picaut, J., M. Ioualalen, C. Menkes, T. Delcroix & M. McPhaden, Mechanism of the zonal displacements of the Pacific Warm Pool : implications for ENSO, *Science*, *274*, 1486-1489, 1996.

Picaut, J., M. Ioualalen, T. Delcroix, F. Masia, R. Murtugudde & J. Vialard, The oceanic zone of convergence on the eastern edge of the Pacific Warm Pool : A synthesis of results and implications for ENSO and biogeochemical phenomena, *J. Geophys. Res.*, *106*, 2363-2386, 2001.

Pickard, G.L. & W.J. Emery, Descriptive physical oceanography , *Pergamon Press, New York*, 249 pp, 1990.

Pierce, D., T. Barnett & M. Latif, Connections between the Pacific ocean tropics and midlatitudes on decadal timescales, *J. Clim.*, *13*, 1173-1194, 2000.

Posmentier, E.S., M.A. Cane & S.E. Zebiak, Tropical Pacific climate trends since 1960, *J. Clim.*, *2*, 731-736, 1989.

Rasmusson, E.M. & T.H. Carpenter, Meteorological aspects of the El Niño/Southern Oscillation, *Science*,*222*, 1195-1202, 1983.

Rasmusson, E.M. & T.H. Carpenter, Variations in tropical sea-surface temperature and surface wind fields associated with the Southern Oscillation/El Niño, *Mon. Weather Rev.*, *110*, 354-384, 1982.

Rebert, J.P., J.R. Donguy & G. Eldin, Relations between sea level, thermocline depth, heat content, and dynamic height in the tropical Pacific ocean, *J. Geophys. Res.*, *90* , 11,719-11,725, 1985.

Reverdin G., C. Frankignoul, E. Kastenare & M.J. McPhaden, Seasonal variability in the surface currents of the equatorial Pacific, *J. Geophys. Res.*, *99*, 20,323-20,344, 1994.

Reynolds, R.W., A real-time global analysis, *J. Clim.*, *1*, 75-86, 1988.

Rodgers, K., B. Blanke, G. Madec, O. Aumont, P. Ciais, J.-C. Dutay, Extratropical sources of equatorial Pacific upwelling in an OGCM, *Geophys. Res. Lett.*, 2002, sous presse.

Rothstein, L.M., R.H. Zhang, A.J. Busalacchi & D. Chen, A numerical simulation of the mean water pathways in the subtropical and tropical Pacific ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *28*, 322-343, 1998.

Roullet, G. & G. Madec, Salt conservation, free surface and varying volume: a new formulation for Ocean GCMs, *J. Geophys. Res.*,*105* , 23,927-23,942, 2000.

Schneider, N.S., A.J. Miller, M.A. Alexander, C. Deser, Subduction of decadal North Pacific temperature anomalies: observations and dynamics, *J. Phys. Oceanogr.*, *29*, 1056-1070, 1999a.

Schneider, N.S., S. Venzke, A.J. Miller, D.W. Pierce, T.P. Barnett, C. Deser & M. Latif, Pacific thermocline bridge revisited, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 1329–1332, 1999b.

Schopf, P. S. & M. J. Suarez, Vacillations in a coupled ocean-atmosphere model, *J. Atmos. Sci.*, *45*, 549-566, 1988.

Slingo, J.M., D.P. Rowell, K.R. Sperber & F. Nortley, On the predictability of the interannual behaviour of the Madden-Julian Oscillation and its relationship with El Niño, *Q. J. R. Meteor. Soc.*, *125*, 583-609, 1999.

Smith, N.R., An improves system for tropical ocean sub-surface temperature analysis, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *12*, 850-870, 1995b.

Smith, N.R., The BMRC ocean thermal analysis system, *Aust. Meteor. Mag.*, *44*, 93-110, 1995a.

Sprintall, J. & M. Tomczak, Evidence of the barrier layer in the surface layer of the tropics, *J. Geophys. Res.*, *97*, 7305-7316, 1992.

Sprintall, J. & M.J. McPhaden, Surface layer variations observed in multiyear time series measurements from the western equatorial Pacific, *J. Geophys. Res.*, *99*, 963-979, 1994.

Tchernia, P., Océanographie régionale – Description physique des océans et des mers, *Ecole Nationale Supérieure des Techniques Avancées, Paris*, 257 pp, 1978.

Thompson, C.J. & D.S. Battisti, A linear stochastic dynamical model of ENSO. Part I : Model development, *J. Clim.*, *13*, 2818-2832, 2000.

Thompson, C.J. & D.S. Battisti, A linear stochastic dynamical model of ENSO. Part II : Analysis, *J. Clim.*, *14*, 445-466, 2001.

Timmermann, A., Changes of ENSO stability due to greenhouse warming, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 2061-2064, 2001.

Timmermann, A., M. Latif, A. Bacher, J. Oberhuber & E. Roeckner, Increased El Niño frequency in a climate model forced by future greenhouse warming, *Nature*, *398*, 694-696, 1999.

Tomczak, M. & J. S. Godfrey, Regional Oceanography: An Introduction, *Pergamon Press, New York*, 422 pp, 1994.

Tourre, Y.M., B. Rajagopalan, Y. Kushnir & M. Barlow, Patterns of coherent decadal and interdecadal climate signals in the Pacific basin during the 20th century, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 2069-2072, 2001.

Tourre, Y.M., Y. Kushnir & W.B. White, Evolution of interdecadal variability in sea level pressure, sea surface temperature, and upper ocean temperature over the Pacific ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *29*, 1528-1541, 1999.

Trenberth, K.E. & T.J. Hoar, The 1990-1995 El Niño -Southern Oscillation Event: Longest on record, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 57-60, 1996.

Trenberth, K.E., Recent observed interdecadal climate changes in the northern hemisphere, *Bull. Am. Meteor. Soc.*, *71*, 988-993, 1990.

Tziperman, E., L. Stone, M. Cane & H. Jarosh, El Niño chaos: Overlapping of resonances between the seasonal cycle and the Pacific ocean-atmosphere oscillator, *Science*, *264*, 72-74, 1994.

Tziperman, E., M.A. Cane & S.E. Zebiak, Irregularity and locking to the seasonal cycle in an ENSO prediction model as explained by the quasi-periodicity route to chaos, *J. Atmos. Sci.*, *52*, 293-306, 1995.

Tziperman, E., S.E. Zebiak & M.A. Cane, Mechanisms of seasonal-ENSO interaction, *J. Atmos. Sci.*, *54*, 61-71, 1997.

Vialard, J. & P. Delecluse, An OGCM study for the TOGA decade. Part I: Role of salinity in the physics of the western Pacific fresh pool, *J. Phys. Oceanogr.*, *28*, 1071-1088, 1998a.

Vialard, J. & P. Delecluse, An OGCM study for the TOGA decade. Part II: Barrier-layer formation and variability, *J. Phys. Oceanogr.*, *28*, 1089-1106, 1998b.

Walker, G.T. & E.W. Bliss, World weather V, *Memoris R. Meteor. Soc.*, *4*, 53-84, 1932.

Wang, B., Interdecadal changes in El Niño onset in the last four decades, *J. Clim.*, *8*, 267-285, 1995.

Wang, C. & R.H. Weisberg, Climate variability of the coupled tropical-extratropical ocean-atmosphere system, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 3979–3982, 1998.

Wang, C., A unified oscillator model for the El Niño-Southern Oscillation, *J. Clim.*, *14*, 98-115, 2001.

Weisberg R.H. & C. Wang, A western Pacific oscillator paradigm for the El Niño-Southern Oscillation, *Geophys. Res. Lett.*, *24*, 779-782, 1997.

White, W.B. & C.-K. Tai, Reflection of interannual Rossby waves at the maritime western boundary of the tropical Pacific, *J. Geophys. Res.*, *97*, 14,305-14,322, 1992.

White, W.B. & D.R. Cayan, Quasi-periodicity and global symmetries in interdecadal upper ocean temperature variability, *J. Geophys. Res.*, *103*, 21,335-21,354, 1998.

Wu, R. & S.-P. Xie, On equatorial surface wind changes around 1977: NCEP-NCAR reanalysis versus COADS observation, *J. Clim.*, 2002, soumis.

Wyrtki, K. & G. Meyers, The trade-wind fields over the Pacific ocean, *J. Appl. Meteor.*, *15*, 698-704, 1976.

Wyrtki, K., An estimate of equatorial upwelling in the Pacific, *J. Phys. Oceanogr.*, *11* , 1205-1214, 1981.

Wyrtki, K., El Niño: the dynamic response of the equatorial Pacific Ocean to atmospheric forcing, *J. Phys. Oceanogr.*, *5*, 572-584, 1975.

Wyrtki, K., Fluctuations of the dynamic topography in the Pacific ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *5*, 450-459, 1975.

Wyrtki, K., Water displacements in the Pacific and the genesis of El Niño cycles, *J. Geophys. Res.*, *90*, 7129-7132, 1985.

Xie P. & P. Arkin, Analyses of global monthly precipitation using gauge observations, satellite estimates, and numerical model predictions, *J. Clim.*, *9*, 840-858, 1996.

Yukimoto, S., M. Endoh, Y. Kitamura, A. Kitoh, T. Motoi & A. Noda, ENSO-like interdecadal variability in the Pacific Ocean as simulated in a coupled general circulation model, *J. Geophys. Res.*, *105*, 13,945-13,963, 2000.

Zang, X., L.-L. Fu & C. Wunsch, Observed reflectivity of the western boundary of the equatorial Pacific ocean, *J. Geophys. Res.*, *107*, 3150, doi : 10.1029/2000JC000719, 2002.

Zebiak, S.E. & M.A. Cane, A model El Niño-Southern Oscillation, *Mon. Wea. Rev.*, *115*, 2262, 1987.

Zhang, R.-H. & A.J. Busalacchi, A possible link between off-equatorial warm anomalies propagating along the NECC path and the onset of the 1997-98 El Niño, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 2873–2876, 1999.

Zhang, R.H. & S. Levitus, Interannual variability of the coupled tropical Pacific ocean-atmosphere system associated with the El Niño-Southern Oscillation, *J. Clim.*, *10*, 1312-1330, 1997.

Zhang, R.H. & S. Levitus, Structure and evolution of interannual variability of the tropical Pacific upper ocean temperature, *J. Geophys. Res.*, *101*, 20,501-20,524, 1996.

Zhang, R.H., L.M. Rothstein & A.J. Busalacchi, Origin of upper-ocean warming and El Niño change on decadal scales in the tropical Pacific ocean, *Nature*, *391*, 879-883, 1998.

Zhang, R.-H., L.M. Rothstein, A.J. Busalacchi & X.-Z. Liang, The onset of the 1991-92 El Niño event in the tropical Pacific ocean : The NECC subsurface pathway, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 847–850, 1999.

Zhang, Y., J.M. Wallace & D. Battisti, ENSO-like interdecadal variability: 1900-93, *J. Clim.*, *10*, 1004-1020, 1997.