

T D M
TRAVAUX ET DOCUMENTS
MICROFICHES

N° 136

F3

**DE L'USAGE DES OBSERVATIONS
ALTIMÉTRIQUES ET DE TOGA-TAO
POUR MIEUX COMPRENDRE ET SIMULER
LA VARIABILITÉ BASSE FRÉQUENCE
DE L'OCÉAN PACIFIQUE ÉQUATORIAL**

Christophe MENKES

ORSTOM
Éditions

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS VI

Spécialité : Océanographie Physique

présentée par **Christophe MENKES**

pour obtenir le titre de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS VI

Sujet:

**DE L'USAGE DES OBSERVATIONS ALTIMETRIQUES ET DE
TOGA-TAO POUR MIEUX COMPRENDRE ET SIMULER LA
VARIABILITE BASSE FREQUENCE DE L'OCEAN PACIFIQUE
EQUATORIAL.**

Soutenue le 21 décembre 1994 devant le jury composé de :

Monsieur Antonio J. BUSALACCHI.....Rapporteur
Monsieur Michael J. McPHADEN.....Examineur
Monsieur Pierre MOREL.....Président
Monsieur Yves du PENHOAT.....Rapporteur
Monsieur Joël PICAUT.....Directeur de thèse
Monsieur Robert SADOURNY.....Examineur
Monsieur Jérôme SIRVEN.....Examineur

TDM 136



Editions de l'ORSTOM

L'INSTITUT FRANÇAIS DE RECHERCHE SCIENTIFIQUE
POUR LE DÉVELOPPEMENT EN COOPÉRATION

Collection :

Travaux et Documents Microédités

PARIS 1995

ISBN : 2-7099-1263-5

© ORSTOM

F 3

«La loi du 11 mars 1957 n'autorisant, aux termes des alinéas 2
« et 3 de l'article 41, d'une part, que les «copies ou reproductions
« strictement réservées à l'usage privé du copiste et non des-
« tinées à une utilisation collective» et, d'autre part, que les
« analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et
« d'illustration, «toute représentation ou reproduction intégrale,
« ou partielle, faite sans le consentement de l'auteur ou de ses
« ayants droit ou ayants cause, est illicite» (alinéa 1er de l'article 40).

« Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé
« que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par
« les articles 425 et suivants du Code pénal.»

REMERCIEMENTS

Alors que je débute cette page traditionnelle de remerciements, je m'aperçois que la nuit est tombée au dehors. Il est temps de faire une pause pour regarder par la fenêtre du bureau de Mary et Michele. Dans le parc du Goddard, des biches se nourrissent paisiblement, dans la rumeur de la ville toute proche. C'est le premier mouvement du quintette pour clarinette de Brahms. La quiétude du moment ramène mes pensées vers ma famille et mes amis. Je pense à ma famille que j'aime, comme cela, tout simplement. Je pense à toi, Jean-Philippe, mon grand ami qui partage presque toute ma vie d'adulte. Rappelle-toi les couchers de soleil de Nouvelle Calédonie; assis, face à l'océan. Rappelle-toi les collines d'Utah que nous parcourions de nuit, avec notre nouvelle voiture, le réservoir vide. Je pense à Emmanuel qui se lèvera dans quelques heures pour aller directement déjeuner. Comme le printemps s'installe à Paris, peut-être iras-tu faire un tour au Luxembourg ? Je pense à Bruno dans son foyer SNCF. Je pense à Nicolas qui est apparu, un soir, sur le quai de Montebello, les yeux rougis par la piscine. Nous avons dîné à la montagne St Geneviève et nous avons parlé d'amour et de philosophie. Mike et Carolyn, votre joie de vivre me réchauffe le corps et le coeur. C'est à votre gentillesse à tous que je rends hommage, la plus grande des qualités humaines.

Je vous remercie, Tony et Jojo, pour votre humanité, et votre Science, car c'est grâce à vous que j'ai retenu cette envie de tout quitter que je porte toujours en moi. J'espère qu'Yvette se remet des émotions sportives de cet hiver très enneigé...Que font Pamela, Yves et leurs enfants en ce moment ? Eux aussi portent cette même gentillesse.

Je vous souris, Lina, Eric, Jim, Christine, Karen, Zuojun, et Xia pour avoir supporté mes excès avec autant de patience.

Je remercie Jacques Merle qui m'ouvrit la porte de l'océanographie avec son continent "hyperocéanique": l'Océan Pacifique. Je remercie le groupe de Nouméa pour leur accueil; Pascale, pour tes conseils lors de mes passages fugaces au LODYC. J'y ai rencontré des gens charmants dont certains, je l'espère, sont ou deviendront mes amis.

Bon, Raghu-my-friend, you are a good man too, je pense qu'il est temps que tu ouvres un restaurant indien. J'espère que je pourrai à nouveau y venir manger tous les soirs ?

I - INTRODUCTION

Le phénomène ENSO (El Niño - Oscillation Australe) a fait l'objet, depuis près de 50 ans, d'un grand nombre d'études empiriques, expérimentales et théoriques. Celles-ci ont conduit Bjerknes (1969) et Wyrski (1975) à postuler des mécanismes responsables de l'apparition d'ENSO. El Niño et sa contre partie atmosphérique, l'Oscillation Australe, seraient le fruit d'un couplage entre l'atmosphère et l'Océan Pacifique tropical qui conduirait, par rétroactions successives de l'atmosphère sur l'océan, à des oscillations du système océan-atmosphère de l'ordre de quelques mois à quelques années. A partir de ces études liminaires et de la théorie des ondes équatoriales (Blanford, 1966, Matsuno, 1966 et Moore, 1968), les études sur ENSO se sont multipliées pour essayer de comprendre un phénomène climatique dont les répercussions économiques sont importantes (Enfield, 1989).

La compréhension de ce phénomène s'est vue grandement améliorée au cours du programme international de recherche TOGA (Océan Tropicaux-Atmosphère Globale) de 1985 à 1994. Celui-ci fut élaboré autour de trois points principaux. Premièrement, il s'agissait d'étudier la faisabilité de modèles pouvant simuler le système océan-atmosphère (du Pacifique tropical) à l'échelle de quelques mois à quelques années. Deuxièmement, il fallait déterminer à quel point ce système couplé était prévisible et comprendre les phénomènes physiques sous-jacents qui permettaient une telle prévision. Enfin, si celle-ci était démontrée, un réseau de transmission de données *in-situ* en temps réel devait être mis en place à des fins de prévisions opérationnelles.

Aujourd'hui, le premier objectif de de TOGA est atteint avec succès puisqu'une très large panoplie de modèles couplés océan-atmosphère (voir la revue de McCreary et Anderson, 1991) sont capables de simuler ENSO avec divers

CHAPITRE I

degrés de précision. Toutefois, comprendre les comportements des modèles couplés les plus complexes est une tâche ardue (Harrison and Craig, 1993). Souvent, c'est l'étude de modèles plus simples qui révèlent des mécanismes théoriques possibles pour ENSO. Ainsi, deux types de modèles conceptuels (Battisti, 1988 et Neelin, 1991) sont habituellement utilisés pour expliquer le comportement de type ENSO des modèles.

La première étude ainsi que celle de Battisti et Hirst (1989) mettent en évidence un mécanisme dit "d'oscillateur retardé" initialement proposé par Schopf et Suarez (1988). Ce mécanisme tire son nom d'une équation bilan (une équation de type oscillateur retardé) qui régit les températures de surface simulées de l'océan, l'élément clé du système couplé océan-atmosphère. Une telle équation bilan permet de décrire le comportement d'un certain nombre de modèles couplés (McCreary and Anderson, 1991). Toutefois, le succès de cet oscillateur retardé réside dans sa capacité à expliquer, en une équation, les traits principaux des oscillations de type ENSO simulées par le modèle de Zebiak et Cane (1987). Or, ce modèle couplé simple s'est montré capable de prévoir les El Niño de 1986-1987 et 1991 environ un an à l'avance (Cane, 1991). Par conséquent, il est raisonnable de penser que certains aspects essentiels d'ENSO sont contenus dans la physique de ce modèle et donc dans l'oscillateur retardé.

Selon l'oscillateur retardé, l'océan et l'atmosphère rétroagissent l'un avec l'autre pour produire une oscillation de type ENSO de la façon suivante : un approfondissement de la thermocline par rapport à sa valeur moyenne (ce qui correspond à une augmentation du niveau de la mer par rapport à son niveau moyen), dans le Pacifique centre-est, décroît l'advection verticale d'eau froide vers la couche de surface de l'océan (couche mélangée) dont la température, dite température de surface (SST), ainsi se réchauffe. L'atmosphère en contact avec la couche de surface réagit localement en créant une convergence des vents vers la zone de réchauffement. Donc, à l'ouest de la zone de réchauffement, une anomalie positive de vent (anomalie de vent d'ouest) apparaît selon le schéma

CHAPITRE I

décrit par Gill (1980). Ces anomalies de vents d'ouest génèrent, dans l'océan, des ondes de Kelvin qualifiées de downwelling (l'effet de ces ondes se traduit par une élévation des anomalies du niveau de la mer à l'équateur soit un approfondissement des anomalies du niveau de la thermocline) et des ondes de Rossby dites d'upwelling (dont l'effet est d'abaisser le niveau de la mer à l'équateur donc de remonter la thermocline; voir Cane et Sarachik, 1976, pour de plus amples détails). Les ondes de Kelvin qui quittent la zone de forçage et se propagent vers l'est contribuent donc, en approfondissant la thermocline, à réchauffer la couche de surface et les anomalies de courants de surface vers l'est associés à ces ondes participent plus avant à l'extension de la zone anormale de réchauffement vers l'est. Cela accroît les anomalies positives de vent et le système océan-atmosphère se retrouve donc couplé en un cycle instable de type El Niño où l'océan et l'atmosphère contribuent à se déstabiliser l'un l'autre.

Si aucun autre processus ne venait troubler ce phénomène, l'instabilité El Niño croîtrait indéfiniment. Néanmoins, et là réside la beauté de l'oscillateur retardé, tandis que croissent les anomalies de vent d'ouest et sont générées les ondes de Kelvin de downwelling, les ondes de Rossby d'upwelling partent de la zone de forçage en se propageant librement jusqu'à la frontière ouest de l'océan Pacifique où elles se réfléchissent théoriquement en ondes de Kelvin d'upwelling. Ces ondes de Kelvin d'upwelling reviennent vers la zone d'instabilités dont elles remontent la thermocline (abaissant le niveau de la mer). Elles favorisent l'advection d'eau plus froide vers la couche de surface dont l'anomalie chaude s'estompe peu à peu. Les anomalies de vents d'ouest décroissent en conséquence et le système couplé évolue alors vers une instabilité froide La Niña maintenue par des processus schématiquement opposés aux processus en jeu durant El Niño. Le système couplé en phase froide continue d'évoluer jusqu'à l'apparition d'une nouvelle phase chaude El Niño et ainsi de suite. Tous les modèles de type oscillateur retardé possèdent cette étape cruciale de propagation d'ondes de Rossby équatoriales et de leurs réflexions en ondes de

CHAPITRE I

Kelvin à la frontière ouest du Pacifique qui reviennent dans la zone d'instabilité et finissent par l'inverser.

Par opposition, l'étude de Neelin (1991) met en évidence un modèle théorique d'ENSO qualifié de "mode SST dans la limite des ondes rapides" où la réflexion des ondes libres de Rossby en ondes de Kelvin à la frontière ouest ne joue aucun rôle. Ce mécanisme semble expliquer le comportement de modèles plus élaborés que les modèles intermédiaires du type Zebiak et Cane (1987). Dans ce "mode SST", la dynamique de l'océan (comme celle de l'atmosphère) est considérée comme stationnaire : le temps de réponse dynamique de l'océan, déterminé par le temps d'ajustement des ondes dans le bassin, est supposé infiniment plus rapide que le temps d'évolution des températures de surface. Avec cette hypothèse et au premier ordre, les solutions de l'équation thermodynamique des températures de surface du modèle de Zebiak et Cane (1987) peuvent osciller à des fréquences de type ENSO. Ces modes d'oscillations expliquent le comportement de modèles hybrides comme celui de Neelin (1991).

Les études récentes de Jin et Neelin (1993a, 1993b) et Neelin et Jin (1993) ont cherché à unifier les théories de l'oscillateur retardé et du mode SST en explorant l'espace des paramètres qui permettraient aux modèles précédents d'osciller à des périodes caractéristiques d'ENSO. Ces études très théoriques, qui font appels à de subtiles considérations mathématiques, semblent indiquer que les modèles plus complexes, aux espaces de paramètres variés, devraient posséder, entres autres, des combinaisons de ces deux modes théoriques d'oscillation de type ENSO. Il n'en reste pas moins que, si il est difficile de les discerner dans les modèles complexes, le mode SST et l'oscillateur retardé permettent de comprendre les aspects principaux des oscillations des modèles couplés simples, intermédiaires et hybrides. Pour connaître la validité des modèles d'ENSO, il est donc fondamental de déterminer dans quelle mesure l'océan réel confirme ou infirme l'existence de tel ou tel mode d'oscillation.

CHAPITRE I.

Le deuxième objectif du programme TOGA sur l'étude de la prévision du système couplé et la compréhension des phénomènes physiques nécessaires à celle-ci fut exploré par le programme T-POP (Programme TOGA pour la Prévision). Ce programme est une réussite puisque plusieurs modèles prédirent le développement d'El Niño en 1991. Le modèle de Zebiak et Cane (1987), par sa simplicité, sa facilité d'emploi et son succès à prédire les premiers stades d'ENSO, est un outil puissant pour explorer les processus physiques qui permettent ces prévisions un an à l'avance. De manière générale, des limites ou pertes de prédictabilité apparaissent selon les saisons où les prévisions sont initialisées (Xue et al, 1994; Latif et al., 1994) et jusqu'à présent, les raisons précises pour lesquelles tel ou tel modèle réussit ou manque de prévoir un événement particulier ne sont pas bien connues. Toutefois, il semble que la capacité à prévoir le comportement du système couplé de la région Pacifique un an au moins à l'avance soit liée au temps d'ajustement dynamique de l'océan. Théoriquement, ce temps d'ajustement est lui-même fonction du temps de propagation des ondes océaniques équatoriales dans l'océan et de leurs réflexions aux frontières est et ouest du bassin (Cane et Sarachik, 1977). A nouveau donc, il est important d'évaluer, dans l'océan réel, si les ondes théoriques de la dynamique équatoriale se propagent réellement dans l'océan, quel est leur temps de vie et si elles se réfléchissent aux frontières.

Dès 1986, Cane et al. (1986) montrèrent que certains aspects essentiels d'ENSO étaient prévisibles. Par conséquent, les conditions de développement du troisième objectif de TOGA étaient remplies. Il s'agissait de concevoir et mettre en place des réseaux d'observations capables de mesurer l'évolution de la structure thermique et des courants des premières centaines de mètres de l'océan Pacifique tropical avec une précision adaptée à l'effort parallèle de modélisation et de prévision. Plus particulièrement, les réseaux d'observations mis en place durant TOGA doivent être non seulement capables de fournir les informations essentielles à la surveillance d'ENSO dans le Pacifique tropical mais la teneur et

CHAPITRE I

la précision de leurs observations doivent aussi permettre d'améliorer les simulations et les prévisions d'ENSO. C'est dans ce cadre que fut conçu le réseau d'observations de TOGA-TAO (*Tropical Atmosphere Ocean*, Hayes et al., 1991) qui est, actuellement, l'élément le plus important des systèmes d'observations mis en place durant TOGA. Ce système d'observation couvre tout l'océan Pacifique équatorial (McPhaden, 1993) et fournit, en temps quasi-réel, les températures des 500 premiers mètres de l'océan, l'humidité relative et la température de l'air à la surface de l'océan, les vents de surface et des mesures des courants de surface en quelques points le long de l'équateur.

Avec TOGA-TAO, nous possédons donc une source synoptique de données *in-situ* avec laquelle il est maintenant possible de comprendre si certains processus des modèles conceptuels sont à l'oeuvre dans l'océan réel durant ENSO. Toutefois, la répartition grossière du réseau de TOGA-TAO pose des questions sur la réelle capacité du réseau à résoudre les échelles spatiales des phénomènes importants pour ENSO. Jusqu'à présent, aucune étude n'a pu explorer les performances et limitations du réseau TOGA-TAO, son plein développement étant très récent. Mais il s'agit, bien sûr, de les connaître pour définir la confiance à apporter aux mécanismes déduits des observations, pour évaluer si ces observations peuvent être réellement utilisées à des fins de surveillance du couple océan-atmosphère durant ENSO. Connaissant les limitations intrinsèques de ce réseau, nous serons à même d'examiner comment les données de TOGA-TAO peuvent contribuer à l'effort de modélisation développé durant TOGA. Il convient donc d'évaluer la fiabilité du réseau TOGA-TAO à détecter des phénomènes grandes échelles telles que les ondes océaniques et les phénomènes atmosphériques de surface susceptibles de les générer durant ENSO. Pour ce faire, il est nécessaire de valider les données de TOGA-TAO avec d'autres jeux de données synoptiques.

Le hasard veut que, durant le programme TOGA, les altimètres des deux missions satellitaires de GEOSAT (1985-1986) et de TOPEX/POSEIDON (août 1992-

CHAPITRE I

) permettent d'observer l'évolution synoptique du niveau de la mer et de déduire, théoriquement, les courants géostrophiques océaniques déterminants pour calculer les transports de masse et de chaleur dans les océans. La couverture spatiale et temporelle des deux missions est aussi idéale pour détecter certains des phénomènes ondulatoires postulés dans la théorie de l'oscillateur retardé d'ENSO. La mission du satellite GEOSAT de 1985-1989 offre un jeu de données uniques par sa fine résolution spatiale et la période qu'elle a couverte. De fait, un cycle complet d'ENSO s'est déroulé de 1986 à 1989 avec un événement El Nino de 1986 à 1987 et un événement La-Niña de 1988 à 1989. Mais le signal issu de l'altimètre de GEOSAT, après corrections, est souvent entaché d'erreurs qui peuvent affecter la détection réelle de phénomènes océaniques dans des régions comme le Pacifique équatorial ouest (Cheney et Miller, 1990) essentiel dans la théorie de l'oscillateur retardé. Au contraire, le satellite franco-américain TOPEX/POSEIDON qui fut lancé en août 1992, durant l'El Nino de 1991-1992-1993, permet d'observer la variabilité du niveau des océans avec une précision sans précédent (Picaut et al., 1994). L'époque de lancement de ce satellite correspond justement à la pleine maturation du développement de TOGA-TAO et au second réchauffement anormal de l'El Nino de 1993. Il est donc possible de mesurer les faiblesses/avantages relatifs des altimètres de TOPEX/POSEIDON et du réseau TOGA-TAO et leur capacité respective à détecter les phénomènes océaniques grandes échelles associés à El Nino. Cette étape est indispensable si l'on veut par la suite explorer, jusqu'aux limites de l'Océan Pacifique équatorial ouest et dans la réalité, les mécanismes hypothétiques tels que l'oscillateur retardé

Car là est l'enjeu; nous possédons des modèles simulant, voire prédisant ENSO, mais nous ne savons toujours pas si les mécanismes d'ENSO conceptuels, détectés dans les modèles, existent dans la nature. La possession de jeux de données synoptiques de GEOSAT, TOPEX/POSEIDON et TOGA-TAO ouvre de nouvelles perspectives quant à la validation des théories sur ENSO. Ces trois jeux

CHAPITRE I

de données devraient enfin permettre de conclure sur la validité d'un aspect crucial de la théorie de l'oscillateur retardé. A savoir, des ondes de Rossby libres se propagent-elles à partir de la région d'instabilité pour aller frapper la côte ouest et se réfléchir en ondes de Kelvin qui inverseraient les instabilités durant l'El Niño et La Niña de 1986-1989 et l'El Niño de fin 1992-1993 ?

Pour essayer de répondre à cette question, il faut être à la fois capable de traiter les données océaniques de manière à pouvoir détecter des ondes équatoriales potentielles, leurs réflexions éventuelles sur les côtes et être capable de concevoir une méthode de séparation des ondes océaniques dans chacun des jeux de données de GEOSAT, de TOGA-TAO et de TOPEX/POSEIDON. Ceci, sans postuler ni de leurs propagations zonales ni de leurs réflexions aux frontières. De même, il faut séparer les composantes atmosphériques qui peuvent générer les composantes océaniques. De cette manière, nous pourrions tenter de confirmer ou d'infirmer, dans l'océan, certains postulats de l'oscillateur retardé.

Si, d'aventure, TOGA-TAO se révèle capable de donner de telles informations océaniques et atmosphériques, sa capacité de surveillance de l'Océan Pacifique équatorial durant ENSO sera démontrée. Cependant, il s'agit aussi de prouver que TOGA-TAO peut réellement améliorer l'effort de modélisation (et de prévision) développé au cours des 10 années de TOGA. Jusqu'à présent, peu d'études ont été menées en ce sens mais il est possible, maintenant, avec l'extension complète du réseau, de concevoir des recherches visant à mesurer l'impact de TOGA-TAO sur les simulations de l'océan Pacifique tropical durant ENSO.

En effet, le réseau TOGA-TAO fournit les paramètres atmosphériques qui suffisent à déterminer les tensions de surface de l'océan. Or, la connaissance de ces tensions de surface, dans le Pacifique tropical, est de toute première importance pour les modèles qui simulent ENSO (Busalacchi and O'Brien, 1981) et par conséquent, pour sa prévision. Il est donc possible que les simulations

CHAPITRE I

d'ENSO puisse effectivement bénéficier de la qualité des vents fournis par TAO. Si cela se révélait exact, l'utilisation des données de vents TOGA-TAO à des fins prévisionnelles devrait être fructueuse puisque ce réseau fournit les données journalières de vents synoptiques en temps réel.

Depuis longtemps déjà, la communauté des océanographes utilise un jeu de vents observés de FSU (Florida State University) de Goldenberg et O'Brien (1981) pour, entre autres, simuler le niveau de la mer de l'océan Pacifique tropical. Malgré les incertitudes qui planent sur la précision de ces vents mensuels (ils sont principalement issus d'observations effectuées par les navires marchands), il n'est pas clair que l'utilisation d'autres jeux de vents (satellites ou issus de simulations) améliore la qualité des simulations océaniques interannuelles du niveau de la mer qui résultent du forçage par les vents FSU. Pourtant, il est évident que d'autres jeux de vents sont nécessaires pour simuler des phénomènes atmosphériques d'une variabilité haute fréquence tels que les coups de vents d'ouest du Pacifique ouest équatorial qui sont particulièrement fréquents et énergétiques (Luther et Harrison, 1983). Ces coups de vents d'ouest génèrent des ondes de Kelvin intrasaisonnières (Johnson et McPhaden, 1992) importantes pour le développement et l'évolution d'ENSO (Kessler, McPhaden et Weickmann, 1994). Les données journalières fournies par TOGA-TAO permettent de retenir, en temps réel, toute la variabilité temporelle (sinon spatiale) de ces coups de vents brefs (Delcroix, 1994) que les données mensuelles de FSU moyennent. Donc, il est vraisemblable que les simulations d'ENSO puissent bénéficier de la résolution temporelle et de la précision des mesures des vents TAO. Mais, dans un premier temps, il est important de mesurer si les données de vents TAO sont au moins capables de rivaliser avec d'autres jeux de vents au niveau mensuel tels que le vent de FSU ou si, du moins, les simulations océaniques bénéficient d'une quelconque manière de l'incorporation de TAO dans ces jeux de vents. Enfin, nous étudierons s'il est possible de développer un forçage purement issu des vents de TOGA-TAO. Par là, nous

CHAPITRE I

pourrions réellement quantifier l'impact des vents TAO sur les simulations de l'Océan Pacifique durant ENSO.

Dans ce but, nous utiliserons un modèle océanique linéaire multimode qui simule convenablement la dynamique linéaire de l'Océan Pacifique équatorial durant ENSO (Busalacchi et Cane, 1985). La souplesse et la rapidité d'emploi de ce modèle permettent de tester la fiabilité des méthodes développées pour construire les vents TAO et leur combinaison avec d'autres jeux de vents. Avant toute chose, il s'agit d'ajuster ses paramètres libres pour modéliser, au mieux, les variations du niveau de la mer observés. Il n'en possède que deux: un coefficient de friction océanique et le nombre de modes verticaux utilisés pour le calcul du niveau total de la mer. Dans un modèle multimode de ce type, le nombre de modes verticaux est habituellement choisi pour reproduire au mieux le niveau total de la mer et le coefficient de friction, fixé arbitrairement, est utilisé pour tenir compte de tout facteur dissipatif auquel l'océan réel devrait être sujet. La valeur optimale de la friction océanique peut être obtenue en ajustant les simulations du modèle à divers jeux de données indépendants.

Il n'est ni possible ni raisonnable de donner la signification physique exacte du coefficient de friction. Toutefois, dans la physique du modèle, il permet d'influencer le temps de vie des ondes océaniques qui influencent le temps d'ajustement de l'océan modélisé. Si, dans les observations dont nous disposons, les propagations/réflexions des ondes libres sont importantes (comme postulé dans l'oscillateur retardé), alors il devient intéressant de quantifier (ou tenter de quantifier) le temps de vie moyen des ondes à l'aide de ce modèle ondulatoire. Nous pouvons dès maintenant prévoir que si nous voyons des ondes océaniques se propager et se réfléchir aux frontières est et ouest du Pacifique, l'ajustement du modèle linéaire devrait conduire à un coefficient de friction faible (un temps de vie des ondes important). Si, au contraire, les réflexions supposées par l'oscillateur retardé n'existent pas dans la réalité, ou très peu, le temps de vie des ondes simulées par le modèle linéaire ajusté devrait être faible (friction

CHAPITRE I

importante). Une fois le modèle ajusté, divers jeux de vents combinant les vents TAO seront utilisés et l'influence des vents TAO dans les simulations dynamique du modèle linéaire simple sera évaluée à la lumière des champs de données dynamiques synoptiques de TOPEX/POSEIDON, GEOSAT et TOGA-TAO.

Dans la thèse qui suit, un grand soin est apporté au traitement des jeux d'observations *in-situ* et altimétriques et les efforts qui leur ont été consacrés ont porté certains de leurs fruits. Cette thèse est organisée selon le schéma suivant : une étude décrit la validation des mesures altimétriques de GEOSAT et la dynamique de l'ENSO 1986-1989 en terme d'ondes océaniques équatoriales. La séparation du signal altimétrique de GEOSAT, du vent FSU et du vent SSM/I (Busalacchi et al., 1993) en ondes équatoriales permet de discuter de la validité de certains aspects de l'oscillateur retardé. Toutefois, les limitations des mesures de GEOSAT poussent à confirmer plus avant les résultats suggérés par cette étude et le mécanisme d'oscillateur retardé doit être exploré dans les données de plus grande qualité de TOPEX/POSEIDON et TOGA-TAO. Dans ce but, une étape de validation et comparaison des champs synoptiques déduits de TOGA-TAO et TOPEX est présentée. Celle-ci permet d'évaluer la capacité des deux jeux de données à résoudre les structures spatiales essentielles des ondes équatoriales durant l'El Nino 1992-1993. Puis une discussion est engagée sur les propagations et les réflexions des ondes équatoriales de l'océan réel observé par TOPEX/POSEIDON et TOGA-TAO durant l'El Niño de fin 1992-93. Les postulats les plus récents de l'oscillateur retardé sont alors examinés à la lumière des résultats déduits de GEOSAT, TOPEX/POSEIDON et TOGA-TAO et une brève comparaison est établie entre l'El Niño de fin 1986-1987 observé par GEOSAT et celui de fin 1992-1993 observé par TOPEX/POSEIDON et TOGA-TAO. Une étude d'ajustement des paramètres du modèle linéaire multimode aux observations est alors présentée et des conclusions sont tirées sur le temps de vie des ondes

CHAPITRE I

observées dans les trois jeux de données. Puis, la préparation des vents TAO et leur incorporation dans d'autres jeux de vents permettent de forcer ce modèle ajusté. La validation des simulations du niveau de la mer par les jeux de vents précédents mesurera l'impact des vents TOGA-TAO sur les simulations du niveau de la mer de l'Océan Pacifique équatorial durant ENSO. Enfin, la conclusion résumera les travaux accomplis au cours de la thèse et les idées essentielles qu'on peut en dégager.

II - LES ONDES OCEANIQUES EQUATORIALES DURANT L'ENSO 1986-1989 OBSERVE PAR GEOSAT

Ce chapitre fait l'objet de la publication présentée en annexe 1

2.1 INTRODUCTION

Avec les mesures altimétriques de GEOSAT, voilà que les océanographes possèdent enfin une source synoptique du niveau de la mer et donc, par dérivation, une source de courants géostrophiques globaux. C'est donc le moyen d'explorer si les théories d'ENSO (ou certains de leurs aspects) telles que l'oscillateur retardé existent réellement dans l'océan.

Jusqu'à présent, seules les études de Miller et al. (1988) et Delcroix et al., (1991) ont qualitativement mis en évidence la propagation d'ondes de Kelvin et d'onde de Rossby de premier mode méridien dans tout le Pacifique équatorial et à l'est de 150°E. Pourtant, pour explorer la validité de la dynamique ondulatoire supposée par l'oscillateur retardé, il nous faut pouvoir séparer, jusque dans l'ouest de l'Océan Pacifique, l'influence des ondes de Rossby équatoriales de celle des ondes de Kelvin équatoriales observées par le signal altimétrique de GEOSAT durant l'ENSO de 1986-1989. Il nous faut, de même, déterminer les composantes de Kelvin et de Rossby du vent de surface de l'océan pour pouvoir étudier l'influence respective des processus susceptibles de générer les ondes en question : les réflexions aux frontières est et ouest du bassin ou les vents de surface locaux (Cane et Sarachik, 1979).

Ainsi, en séparant en ondes des signaux océaniques et atmosphériques de la période GEOSAT, nous sommes potentiellement à même de discuter de la validité des principes de base de l'oscillateur retardé. Mais, encore faut-il que la

CHAPITRE II

précision et la disponibilité des données de GEOSAT soient suffisantes. En effet, il est connu que l'imprécision des mesures altimétriques de GEOSAT est plus importante que celle des observations in-situ telles que les marégraphes (Cheney et Miller, 1990) ou les hauteurs dynamiques du réseau de TOGA-TAO. Citons, à ce sujet, certaines sources d'erreurs qui entrent dans le calcul de la hauteur de la mer déduite de l'altimètre dans le Pacifique tropical: les corrections dues aux modèles de marées qui sont particulièrement sujets à caution dans le Pacifique est, les corrections atmosphériques et les modèles d'orbite qui induisent des erreurs importantes dans le calcul final du niveau de la mer. D'autre part, l'altimètre de GEOSAT n'est pas capable d'observer de brutales dénivellations de la surface du globe comme souvent près des régions côtières telles que le Pacifique ouest; il "décroche" et perd la notion du niveau de la mer (ou de la terre) sur plusieurs centaines de kilomètres. De plus, dans le Pacifique ouest où les régions terrestres sont importantes, les erreurs d'orbites sont difficiles à résorber du fait de la petitesse des arcs de la trajectoire. Ainsi, dans cette région, la disponibilité et la précision des données sont très restreintes et, en fait, il n'est pas possible d'effectuer une séparation du signal de GEOSAT en ondes océaniques près de la frontière ouest. Toutefois, le plein océan se prête bien à cette séparation et les méthodes de séparation en structures d'ondes longues équatoriales (Cane et Sarachik, 1976) se sont révélées fructueuses dans les modèles d'ENSO (Wakata et Sarachik, 1991).

Nous nous plaçons à basse fréquence (périodes supérieures à 10 jours) et dans l'approximation des ondes longues. Cela est approprié pour l'étude de phénomènes saisonniers à interannuels de l'océan équatorial (Cane et Sarachik, 1979). Il est alors possible d'effectuer la séparation du signal océanique équatorial en ondes longues connaissant la hauteur de la mer et les courants géostrophiques zonaux associés (Cane et Sarachik, 1976). Toutefois, la méthode développée au chapitre 4 pour traiter les données TOPEX/POSEIDON et TOGA-TAO ne nécessite que la connaissance de la hauteur de l'océan). Or, les courants géostrophiques

CHAPITRE II

associés aux hauteurs de la mer sont extrêmement sensibles aux petites variations du niveau de la mer près de l'équateur (Picaut et al., 1989) que GEOSAT mesure avec une imprécision importante dans le Pacifique ouest. Pour dériver des anomalies de courants géostrophiques qui soient en bon accord avec les observations, nous devons soigner la mise en forme des données de GEOSAT. La qualité de cet accord décidera du degré de confiance à accorder aux mécanismes ondulatoires déduits des données de courants et de hauteurs observées par l'altimètre de GEOSAT.

Insistons sur le fait que séparer le signal océanique en composantes de Kelvin et de Rossby, selon la méthode ci-après, ne présume absolument pas de l'existence de propagations des ondes océaniques. Les résultats de cette séparation prouveront si des ondes longues de Rossby et Kelvin existent et se propagent pendant toute la période étudiée (en accord ou non avec les théories supposées pour ENSO). A cette condition seulement pourrons-nous parler d'ondes équatoriales individuelles dans l'océan réel, affirmer l'existence de phénomènes qui autrement restent de nature purement mathématique, les quantifier et donc mesurer leur impact sur la dynamique (et, ultérieurement, sur la thermodynamique) de l'Océan Pacifique équatorial durant l'ENSO 1986-1989.

2.2 LES ONDES EQUATORIALES DE L'ENSO 1986-1989

Les étapes de transformation des données altimétriques brutes de GEOSAT en données utilisables sont destinées à réduire les erreurs intrinsèques des mesures altimétriques et des corrections diverses qui entrent dans le calcul final des hauteurs de la mer. Après corrections, la répartition spatiale des arcs des hauteurs moyennes (moyenne temporelle) de la mer, avant grillage, permet de caractériser les zones d'absence de données (annexe 1-figure 1). Il est clair, notamment, que le Pacifique équatorial ouest manque cruellement de données. Sur le reste du bassin équatorial, les champs de hauteur et de courants

CHAPITRE II

géostrophiques zonaux qui résultent du grillage des anomalies de hauteur de la mer de l'altimètre de GEOSAT sont en bon accord avec les données ponctuelles *in-situ* des marégraphes et des données de TOGA-TAO (cf figure 2- annexe 1 et table 1). Cela nous permet d'examiner, avec confiance, dans l'Océan Pacifique centre-est, l'évolution des anomalies de courants zonaux et de hauteurs de la mer en termes d'ondes équatoriales durant l'ENSO 1986-1989

La méthode de projection du signal altimétrique de GEOSAT en composantes ondulatoires est donnée en annexe 1. Cette méthode permet de séparer les ondes de Kelvin et les ondes de Rossby potentielles de la hauteur de la mer et des courants ainsi que les composantes atmosphériques qui les peuvent forcer. Telle quelle, elle ne nous permet pas d'effectuer cette séparation dans le Pacifique ouest. Mais, de toutes façons, la qualité et la couverture faibles des données ne donneraient pas une projection fiable au delà de 160-150°E. Les projections du signal altimétrique sont donc limitées, dans la suite, à 160°E-90°W. Dans la bande [4°S-4°N], la somme cumulée des ondes de Kelvin et du premier mode méridien de Rossby (Rossby 1) reproduit 71% de la variance des anomalies de courants géostrophiques zonaux. Ce pourcentage atteint 90% lorsque les contributions des signaux de Rossby 2 et 3 sont prises en compte. Néanmoins, selon l'oscillateur retardé de Battisti (1988), seuls les modes de Kelvin et de Rossby 1 seraient vraiment importants pour l'évolution d'ENSO. Par conséquent et en première approximation, nous limitons cette étude aux deux premiers modes de Kelvin et de Rossby 1. Les modes de Rossby 2 et 3 seront évoqués avec un peu plus de détails dans le chapitre 5.

La qualité des données de GEOSAT décroissant après janvier 1989, nous restreignons notre étude à novembre 1986 - janvier 1989. La contribution individuelle des composantes de Kelvin et de Rossby 1 aux courants géostrophiques zonaux est présentée en annexe 1-"Plate 3", panneaux (b) et (c). Une analyse statistique de corrélation avec décalage effectuée sur ces champs de Kelvin et Rossby 1 indique que les vitesses des propagations qui apparaissent

CHAPITRE II

clairement sur les panneaux (b) et (c) correspondent aux vitesses théoriques de propagation des ondes individuelles de Kelvin et de Rossby 1 du premier mode vertical. Ceci justifie *a posteriori* l'existence d'ondes individuelles de Kelvin et de Rossby 1 durant la mission ERM (Exact Repeat Mission) de GEOSAT.

L'époque que couvre cette mission peut être découpée en trois périodes distinctes: une période El-Niño de Novembre 1986 à Novembre 1987. Une plus courte période de transition et puis une période La Niña à partir de mars 1988. Ces trois phases sont visibles sur les variations de l'index des oscillations australes (SOI) (annexe1-"Plate 2", panneau (c)) qui, durant El-Niño, est nettement négatif et passe de négatif à positif durant la période de transition pour devenir franchement positif durant La Niña. Chacune des époques est maintenant brièvement examinée (voir annexe 1 pour de plus amples détails)

A/ NOVEMBRE 1987-MARS 1988: EL NIÑO ET LA TRANSITION VERS LA NIÑA.

De décembre 1986 à janvier 1987, de fortes ondes de Kelvin de downwelling sont visibles dans les courants (positifs) de la figure "Plate 3" panneau (c) et semblent, forcées dans le Pacifique ouest, par un vent favorable (annexe1-"Plate 2", panneau (a)) et renforcées, dans le Pacifique centre, le long de leur propagation. Elles atteignent le Pacifique est au début de l'année 1987 où elles rencontrent des vents défavorables (annexe1-"Plate 2" (a)) et ne semblent pas se réfléchir, à la côte est, en ondes de Rossby 1. Mais l'activité saisonnière des anomalies de température de surface qui survient à la côte induit probablement les anomalies de vent d'ouest qui sont défavorables à la réflexion des ondes de Kelvin de downwelling. Au contraire, ces vents sont favorables aux ondes de Rossby 1 d'upwelling que l'on voit se propager sur la figure "Plate 3" (c) vers l'ouest du Pacifique (voir aussi du Penhoat et al., 1992). D'avril 1987 jusqu'à novembre - décembre 1987, les anomalies de vents d'ouest sont dominantes dans

CHAPITRE II

le Pacifique centre-ouest et génèrent des séries d'ondes de Kelvin de downwelling tandis qu'un vent d'est dans le Pacifique est, au début de l'été 1987, favorise l'onde de Rossby 1 de downwelling qui se propage également vers le Pacifique ouest. Cette onde, ainsi que celle qui la suit, favorisent la transition d'El Niño vers La Niña (Picaut et Delcroix, 1994) en induisant de forts courants géostrophiques vers l'ouest (annexe1-"Plate 3" (c)). Vers la fin de l'El Niño (fin d'année 1987), les anomalies de vents d'ouest du Pacifique ouest tournent à l'est (annexe1-"Plate 2" (a)) et génèrent, selon la tendance saisonnière, des ondes de Kelvin de downwelling (annexe1-"Plate 3" (b)) qui reviennent dans l'est alors que la période froide débute.

Dans l'oscillateur retardé théorique, l'onde de Rossby 1 d'upwelling qui arrive en mai 1987 dans l'ouest se réfléchirait en ondes de Kelvin d'upwelling qui contribueraient à la décroissance des anomalies chaudes et à leur inversion en anomalies froides. Sur les panneaux (b) et (c) (annexe 1-"Plate 3") , nous voyons, en effet, l'onde de Rossby 1 d'upwelling se propager clairement vers l'ouest mais toutes les ondes de Kelvin dominantes qui émanent de l'ouest du Pacifique sont clairement de downwelling. Nous ne voyons donc pas de façon éclatante, dans GEOSAT, l'oeuvre dynamique supposée par l'oscillateur retardé pour expliquer la renverse de l'El Niño en La Niña. Nous détectons bien la trace d'une onde de Kelvin d'upwelling dans le Pacifique ouest, vers octobre - novembre 1987, mais la faiblesse de son amplitude rend son action certainement ténue. Ce point sera discuté plus en détails en conclusion et dans les chapitres suivants.

B/ Mars 1988-Janvier 1989: La Niña

La Niña est caractérisée par des propagations multiples d'ondes de Kelvin d'upwelling qui sont associées au forçage favorable produit par les anomalies de vent du Pacifique centre-ouest en annexe1-"Plate 2" (a). Ces ondes se propagent

CHAPITRE II

de l'ouest du Pacifique et dominant largement les anomalies de courants équatoriaux vers l'ouest de la annexe1-"Plate 3" (a) qui participent au retrait du réservoir d'eau chaude vers l'ouest (Picaut et Delcroix, 1994). Par contre, nous ne voyons pas de propagation évidente d'ondes de Rossby 1 jusqu'à la fin de la période ce qui ne joue pas en faveur des réflexions continues (des ondes de Rossby en ondes de Kelvin) supposées par les modèles comme Zebiak et Cane (1987) à la frontière ouest. Cette absence de propagation contraste avec la période El Niño et la période de transition. Toutefois, le rôle du vent dans le processus de génération des ondes de Kelvin qui partent de l'ouest du Pacifique est, là encore, évident.

2.3 CONCLUSION

Dans notre étude, l'absence de données précises dans le Pacifique ouest n'a pas permis de conclure catégoriquement sur les processus de réflexions potentielles des ondes de Rossby en ondes de Kelvin à la frontière ouest. Cependant, nous avons vu que l'accord entre les ondes de Kelvin et les vents correspondants indiquaient qu'il n'était sans doute pas nécessaire, contrairement à l'oscillateur retardé de Battisti (1988), d'avoir une réflexion d'ondes de Rossby à l'ouest pour générer les ondes de Kelvin durant l'ENSO 1986-1989.

Pour tester plus précisément l'influence du vent sur la génération des ondes de Kelvin dans l'ouest, le vent SSM/I qui possède une résolution spatiale bien meilleure que FSU dans l'ouest est projeté sur le mode de Kelvin. Le coefficient résultant est moyenné sur 130°E-160°E et comparé au coefficient de Kelvin océanique observé à 160°W (limite ouest du domaine de projection) sur la figure 6 (annexe 1). Le bon accord de phase entre le coefficient de Kelvin du vent SSM/I et de l'océan indique que le vent est quasi-systématiquement propice à la génération des ondes de Kelvin qui partent du Pacifique ouest. A nouveau, ceci ne joue pas en faveur d'un rôle crucial d'une réflexion d'ondes de Rossby à la

CHAPITRE II

frontière ouest. Ce processus de réflexion est pourtant la pierre de taille de l'oscillateur retardé classique. Rappelons, toutefois, que la simplicité de l'oscillateur retardé ne peut évidemment pas reproduire la complexité de l'océan réel. D'ailleurs, des études récentes ont voulu donner une version de l'oscillateur retardé plus applicable à la réalité. Ainsi, Mantua et Battisti (1994) répondent aux doutes que Li et Clarke (1994) expriment à l'encontre de l'oscillateur retardé théorique de Battisti (1988). Mantua et Battisti (1994) insistent sur le fait que l'oscillateur retardé originel est trop idéalisé pour pouvoir tenir compte des apériodicité d'ENSO observées en réalité. Mais il est bien souligné que, si l'oscillateur retardé ne s'applique s'en doute pas strictement comme dans Battisti (1988) pour expliquer l'apparition des anomalies initiales d'ENSO, ses mécanismes principaux jouent un rôle crucial pour la terminaison des évènements chauds. Ainsi, on observerait, dans le cas d'El Niño, le mécanisme de réflexion à la frontière ouest d'ondes de Rossby d'upwelling en ondes de Kelvin d'upwelling qui se propageraient d'ouest en est pour contribuer à la terminaison de l'évènement. Jetons, à nouveau, un regard sur nos observations de l'El Niño 1986-1987 pour déterminer la véracité de ces phénomènes dans l'océan réel.

Une forte onde de Rossby 1 d'upwelling se propage effectivement de l'est du Pacifique jusqu'à, au moins, 160°E de mars 1987 à août-septembre 1987. Théoriquement, c'est cette onde de Rossby 1 qui serait responsable de l'avènement de La Niña en 1988 via la réflexion en onde de Kelvin d'upwelling. Or, d'une part, la seule onde de Kelvin d'upwelling de la fin d'El-Niño part du Pacifique ouest en automne 1987 avec une amplitude très faible (annexe1-"Plate c" (b)) et par conséquent ne devrait avoir qu'une influence minime sur le développement ultérieur des évènements. D'autre part, le bon accord entre le coefficient de Kelvin de projection du vent et de l'océan à 160°E (figure 6 - annexe 1) nous suggère que le vent est le principal générateur des ondes de Kelvin du Pacifique ouest. Bien sûr, le vent agit, dans ce cas, comme si une

CHAPITRE II.

réflexion avait lieu mais ceci ne plaide pas en faveur de l'oscillateur retardé et des remarques de Mantua et Battisti (1994) faites à partir d'un modèle.

Les observations de l'ENSO 1986-1989 rendent donc improbables les postulats selon lesquels l'aspect ondulatoire de l'oscillateur retardé théorique de Battisti (1988) et Mantua et Battisti (1994) serait à l'oeuvre durant 1986-1989. Il convient cependant de jeter un oeil objectif sur nos résultats. D'abord, l'imprécision de GEOSAT dans l'ouest ne permettant pas de regarder en détail l'évolution des ondes, nous ne sommes pas à même de conclure sur le rôle précis de la frontière ouest et ensuite, nous n'avons pu valider GEOSAT (avec succès) qu'en quelques points précis de l'océan. Pour poursuivre nos recherches sur ENSO et la validité de l'oscillateur retardé, il nous faudrait pouvoir prouver, de manière non équivoque, que ce que nous avons observé durant 1986-1989 avec GEOSAT s'applique à d'autres ENSO tel que l'évènement El Niño de 1991-1993. Il nous faut aussi utiliser des jeux de données synoptiques de grande qualité qui puissent également être validés de manière synoptique jusque dans le Pacifique ouest. Avec la mission du satellite TOPEX/POSEIDON et le développement du réseau TOGA-TAO d'observations *in-situ*, nous pensons effectivement posséder de telles observations durant l'El-Niño de fin 1992-1993. Nous nous fixons donc la tâche d'étendre et approfondir l'étude précédente au récent évènement d'ENSO.

III - EVALUATION DES HAUTEURS DE LA MER ET COURANTS GEOSTROPHIQUES DERIVES DE TOGA-TAO ET DE TOPEX/POSEIDON

Ce chapitre fait l'objet de la publication présentée en annexe 2

3.1. INTRODUCTION

Avec les données altimétriques du satellite GEOSAT, nous avons montré que les anomalies du niveau de la mer et des courants géostrophiques zonaux de l'Océan Pacifique équatorial, observé durant 1986-1989 par GEOSAT, étaient essentiellement régis, aux échelles de quelques mois à quelques années, par la dynamique linéaire des ondes équatoriales. Cependant, la faible qualité et disponibilité des données de GEOSAT dans le Pacifique ouest, au delà de 150°E, ne nous a pas permis d'étudier précisément le problème de la réflexion des ondes à la frontière ouest. De plus, nous n'avons pu valider les données de GEOSAT qu'en quelques points précis de l'océan.

Depuis le lancement de TOPEX/POSEIDON, en août 1992, nous possédons à nouveau une source de données synoptiques du niveau de la mer de qualité telle qu'il est potentiellement possible de renouveler et approfondir, avec une précision supérieure à celle de GEOSAT, les recherches des mécanismes théoriques d'ENSO. Bien que cette mission ne couvre pas le début de l'El Niño 1991-1993, les informations qu'elle fournit permettent d'explorer les mécanismes d'évolution et de terminaison du second événement chaud de fin 1992-1993 dans l'Océan Pacifique tropical. Le hasard veut que le réseau de mouillages TOGA-TAO atteigne justement sa pleine extension (ou presque) vers le début de la mission de TOPEX/POSEIDON. De sorte qu'il existe maintenant, pour la première fois dans l'histoire de l'océanographie tropicale, une deuxième source synoptique du niveau de la mer (hauteurs dynamiques) durant El Niño avec

CHAPITRE III

laquelle nous pouvons valider les quantités déduites des observations altimétriques de TOPEX/POSEIDON et examiner, indépendamment, le comportement de la hauteur dynamique de la mer et, par dérivation, des courants géostrophiques océaniques.

La détermination des courants géostrophiques zonaux de surface constitue un des buts principaux de la mission de TOPEX/POSEIDON et est indispensable pour calculer les transports géostrophiques zonaux qui advectent la masse et la chaleur durant ENSO (Picaut et Delcroix, 1994). La connaissance des courants géostrophiques zonaux et de la hauteur de la mer (hauteur dynamique) dans les deux jeux de données de TOPEX/POSEIDON et de TOGA-TAO permet non seulement de valider les variations de la topographie océanique mais aussi les variations de sa pente méridienne qui est importante pour la détection des structures méridiennes des ondes équatoriales sur lesquelles nous voulons projeter le signal océanique équatorial.

Pour poursuivre, dans les données indépendantes de TOPEX/POSEIDON et TOGA-TAO, la décomposition en ondes équatoriales effectuée durant l'ENSO 1986-1989 observé par GEOSAT, nous devons d'abord traiter les données de manière à obtenir des champs synoptiques sur une grille adéquate. La couverture spatiale fine de TOPEX/POSEIDON permet évidemment d'obtenir ces champs de hauteurs et courants sur une grille spatiale fine mais une technique d'interpolation optimale doit être appliquée aux données de TOGA-TAO (Busalacchi et al. 1994) pour produire des champs similaires de hauteurs dynamiques et de courants géostrophiques susceptibles d'être projetés sur les structures méridiennes des ondes équatoriales. Comme pour GEOSAT, la validation des deux champs de courants géostrophiques zonaux déduits de TOGA-TAO et de TOPEX/POSEIDON par les données *in-situ* de courants le long de l'équateur permet d'évaluer la qualité des mesures et des méthodes employées pour les mettre sur une grille.

CHAPITRE III

Avec ces champs, nous pouvons comparer les structures dynamiques de l'océan déduites de TOPEX/POSEIDON et de TOGA-TAO sur tout le Pacifique équatorial [10°S-10°N] et nous pouvons évaluer les limites et les mérites relatifs de ces deux sources uniques de données synoptiques. Cette évaluation est indispensable si nous voulons étudier la capacité réel du réseau TAO à détecter les phénomènes dynamiques importants pour ENSO et décider du degré de confiance à accorder aux résultats déduits des données de TOPEX/POSEIDON. Enfin, nous désirons obtenir les "meilleurs" jeux de données d'anomalies de surface de la mer et de courants géostrophiques zonaux de TOPEX/POSEIDON et de TOGA-TAO sans avoir à utiliser un appareillage technique trop lourd. Nous pourrions alors conclure sur les avantages et potentiels relatifs de TOPEX/POSEIDON et TOGA-TAO. Puis, au chapitre suivant, nous serons à même d'affirmer de façon définitive, dans deux jeux indépendants de données de grande qualité couvrant l'El Niño de fin 1992-1993, la validité des conclusions que nous avons tirées sur l'étude de l'ENSO 1986-1989 et sur l'hypothétique oscillateur retardé.

3.2 LES DONNEES DE TOPEX, TOGA-TAO ET DES COURANTS IN-SITU

Les données altimétriques de TOPEX produites par le groupe de traitement altimétrique pour l'océan de la NASA/Goddard Space Flight Center sont sélectionnées durant les 47 premiers cycles de la mission de TOPEX/POSEIDON (du 25 septembre 1992 au 2 janvier 1994) dans le Pacifique tropical [10°S-10°N,130°E-80°W]. Le modèle de marées utilisé pour le calcul du niveau de la mer est fourni par Ray et al. (1994) et les techniques qui permettent de passer de l'observation produite par TOPEX/POSEIDON au niveau de la mer utilisable sont décrites dans Callahan (1993) et en annexe 2. Après calcul des anomalies sur toute la période, les données de hauteurs de la mer le long des arcs sont moyennées, tous les 10 jours, sur des mailles de 0.5° en latitude et de 10° en

CHAPITRE III

longitude centrées tous les 5° (il y a donc recouvrement des grilles horizontales adjacentes).

Les données de hauteurs dynamiques de TOGA-TAO proviennent du réseau de mouillages ATLAS (Hayes et al., 1991) et PROTEUS (McPhaden, 1993). Du fait du manque de données à certains mouillages durant les 47 premiers cycles de TOPEX/POSEIDON, seules les informations de 60 mouillages ont été exploitées sur un total de 73 mouillages présentement déployés. Ces mouillages sont repartis régulièrement entre [8°S-8°N,137°E-95°W] comme on peut le voir sur la figure 1 en annexe 2. Sur cette figure, les points de TOGA-TAO ont deux tailles. Les plus petits points marquent les mouillages où la disponibilité des données ne dépasse pas la moitié de la période. Les hauteurs dynamiques journalières de TOGA-TAO sont moyennées tous les 10 jours et mises sur une grille spatiale de 0.5° en latitude et de 5° en longitude par interpolation optimale comme dans Busalacchi et al. (1994).

Il est clair que chaque méthode de maillage présente des inconvénients. Il convient d'évaluer si les différences entre les champs de données de TOPEX/POSEIDON et de TOGA-TAO proviennent des différences dues à la nature propre des données ou à leur couverture spatio-temporelle et méthode de maillage différentes. Par exemple, l'interpolation optimale spatiale est une méthode puissante et comble, de façon optimale, des trous de données localisés. Cette procédure est appliquée à chaque pas de temps et c'est ainsi que la couverture temporelle de TOGA-TAO est également améliorée. Il est pourtant possible que des trous de données trop importants ne puissent être raisonnablement comblés. C'est pourquoi il nous faut explorer précisément la manière dont notre interpolation optimale interpole les données de TOGA-TAO aux points de grille. Un nouveau champ de données issues de TOPEX est construit à cet effet : pour chaque mouillage, nous avons retenu les deux arcs de données TOPEX les plus proches et les observations de ces arcs furent moyennées, tous les 10 jours, dans des boîtes de 1° en latitude centrées aux points des

CHAPITRE III

mouillages. Puis, nous avons appliqué la même méthode d'interpolation optimale utilisée sur TOGA-TAO. Le champ d'anomalies de hauteurs de la mer résultant de ce sous-échantillonnage spatio-temporel de TOPEX aux points TOGA-TAO est dorénavant baptisé TAPEX. Si besoin, il sera filtré de manière totalement identique à TOGA-TAO.

Les courants *in-situ* proviennent des mouillages équatoriaux situés à 110°W, 140°W, 170°W et 165°E (annexe 2-figure1). Les données de courant à 50 mètres de profondeur pour 165°E, à 25 m pour 140°W et 110°W (comme au chapitre 2) et à 30 m pour 170°W sont retenues pour les comparaisons.

Dans la suite, seules les anomalies des données précédentes, relatives à la période du 12/12/1993-13/11/1993 sont analysées.

3.3 VALIDATIONS ET COMPARAISONS.

3.3.1 COMPARAISON DES ANOMALIES DE SURFACE DE LA MER OBSERVEE PAR TOPEX ET DE HAUTEUR DYNAMIQUE OBSERVEE PAR TOGA-TAO

Une section zonale des anomalies des hauteurs de la mer de TOPEX, à 5°N, présente des motifs de faibles échelles est-ouest à des périodes de 20-30 jours (voir, par exemple, la figure 6a de Busalacchi et al., 1994). Ces motifs sont typiques d'ondes d'instabilités et sont bien moins visibles sur une coupe identique faite avec TOGA-TAO. En effet, la distribution spatiale de TOGA-TAO est moins adaptée à capter ce signal et les comparaisons entre TOPEX et TOGA-TAO vont s'en trouver nécessairement dégradées. De plus, les composantes de marées S_2 et M_2 des modèles de marées utilisés dans la correction des données de TOPEX introduisent un aliasing à 50-60 jours (Shrama et Ray, 1994). Par conséquent, nous appliquons un filtre passe-bas de Hanning à 70 jours qui élimine partiellement l'aliasing introduit à 50-60 jours et totalement les ondes

CHAPITRE III

d'instabilités à 20-30 jours. Ce filtre résulte d'un compromis entre le désir d'éliminer totalement l'aliasing précédent et l'obligation de garder suffisamment de points indépendants pour des statistiques effectuées sur 470 jours (47 cycles). Dans la suite, tous les jeux de données sont donc filtrés avec ce filtre et les déviations standards des deux jeux de données ainsi filtrés sont données en annexe 2-figures 3a-b.

Dans l'intérieur du bassin [8°S-8°N], les déviations standards des anomalies de surface de la mer de TOPEX (annexe2-figure 3a) et de hauteur dynamique de TOGA-TAO (annexe 2-figure 3b) possèdent les mêmes traits caractéristiques. Il est intéressant de noter que, durant la période considérée, nous voyons une forte variabilité d'anomalies de hauteurs de la mer dans le Pacifique centre vers 5°N qui est caractéristique de variations annuelles et non pas de variations interannuelles. Sur ces cartes de déviations standards, nous observons des zones d'amplitude inférieure à 2 cm et donc en dessous de la précision des hauteurs dynamiques de TOGA-TAO (Busalacchi et al., 1994) et des altimètres de TOPEX/POSEIDON (Picaut et al., 1994). C'est pourquoi, une confiance limitée est accordée aux signaux détectés dans ces zones et, dans la carte de corrélation présentée ci-après, ces régions sont masquées.

La carte de corrélation des anomalies de hauteur de la mer de TOPEX et de hauteur dynamique de TOGA-TAO est visible sur la figure 4a (annexe 2). Nous y voyons des corrélations homogènes et importantes dans tout le bassin intérieur [8°S-8°N] (en excluant, les zones masquées, la corrélation moyenne vaut 0.79). Malgré tout, il existe des zones localisées de plus basses corrélations dont la plupart sont confinées aux bords du domaine de TOGA-TAO et près de 2°S/170°E. Cette dernière zone est inattendue d'autant que les corrélations avoisinantes sont élevées. Cela pose typiquement la question de l'échantillonnage spatio-temporel de TOGA-TAO dans cette région et des performances de la méthode d'interpolation. Notons que la ligne de mouillage à 180°, ainsi que le mouillage à EQ/170°E ne comportent que des séries temporelles dont la durée est inférieure à

CHAPITRE III

la moitié de la période considérée. En fait, la plupart des mouillages alentour ont des trous de données à des temps qui varient selon les mouillages. La méthode d'interpolation optimale ne peut pas remplacer ce qui aurait été le vrai signal et il est possible qu'elle comble les trous de données de manière non adéquate. Pour explorer cette hypothèse plus avant, nous examinons maintenant les comparaisons entre TAPEX et TOPEX.

Les corrélations entre TAPEX et TOPEX sont présentées en annexe 2-figures 5a. Lorsqu'on compare les figures 5a et 4a (annexe 2), on s'aperçoit immédiatement que toutes les régions de désaccord entre TOPEX et TOGA-TAO sont également présentes sur la figure 5a. Cela était attendu aux extrémités méridiennes du domaine de TOGA-TAO puisqu'il n'y a plus de mouillages TOGA-TAO au delà de 8°S et 8°N. De manière plus remarquable, les comparaisons TOPEX/TAPEX confirment que la répartition spatio-temporelle des trous dans les données TOGA-TAO est la principale cause des désaccords situés vers 2°S/170°E. En bref, il est fortement suggéré que les trous dans la répartition spatio-temporelle de TOGA-TAO (et non pas la qualité des données *in-situ*), sont la cause des différences mises en évidence dans les comparaisons entre les hauteurs de TOPEX et TOGA-TAO. Ces résultats soulignent le problème de la disponibilité des données de TOGA-TAO. Des pertes de données dans les séries temporelles mettent en danger la capacité du réseau TOGA-TAO à surveiller, efficacement et en temps réel, tous les développements de la dynamique océanique durant ENSO. Cependant, à ce stade, les trous de données sont temporellement limités et peu étendus spatialement. De plus, les différences trouvées entre les données de TOPEX et de TOGA-TAO sont globalement peu importantes et ne devraient nullement affecter la recherche des phénomènes dynamiques à l'échelle du bassin équatorial comme les ondes équatoriales durant d'ENSO.

Ces ondes équatoriales étant caractérisées par leur structure méridienne, il est important de valider et comparer la structure méridienne de la hauteur de la

CHAPITRE III

mer observée par TOGA-TAO et TOPEX. Cette structure est justement reliée, par dérivation, aux courants géostrophiques zonaux de surface qui constituent une source d'information plus sensible à la précision de données que la hauteur de la mer. Les validations et comparaisons des courants géostrophiques zonaux dérivés de TOPEX et TOGA-TAO constituent donc une contrainte de qualité supplémentaire et nous avons déjà discuté de l'importance d'obtenir des champs de courants géostrophiques zonaux au chapitre précédent.

3.3.2 COMPARAISONS DES ANOMALIES DE COURANTS GEOSTROPHIQUES ZONAUX DERIVES DE TOPEX ET DE TOGA-TAO.

Les schémas de dérivation des anomalies de courants géostrophiques zonaux (ZCA) à partir des hauteurs de TOPEX et TOGA-TAO sont identiques à ceux du chapitre 2.

A/ LES COURANTS DERIVES DES ANOMALIES DE LA HAUTEUR DE LA MER OBSERVEE PAR TOPEX

Une première comparaison entre les anomalies de courants géostrophiques zonaux (ZCA) de TOPEX et les courants *in-situ* nous a montré qu'il était nécessaire d'appliquer, aux données grillées de TOPEX, un filtre méridien de Hanning de 4.5° (cette valeur optimise les comparaisons avec les courants mesurés, présentés ci-après) avant de dériver les courants. Les statistiques des comparaisons sont présentées dans la table 1 (annexe 2) et les courbes des courants dérivés (courbes en lignes brisées) et des courants *in-situ* (courbes en traits pleins) sont visibles en annexe 2-figure 6.

A 165°E, 170°W, 140°W et 110°W, les corrélations sont bonnes et significatives et les amplitudes des courants dérivés et observés sont comparables. Contrairement à l'étude de Picaut et al. (1990) et aux comparaisons du chapitre

CHAPITRE III

précédent (Delcroix et al. 1994 en annexe 1), les courbes à 110°W, leur corrélation (0.95) et le rapport des déviations standards montrent un accord parfait entre les courants de TOPEX et les courants *in-situ*. Dans Picaut et al. (1990) et Delcroix et al. (1994), le mauvais accord entre courants dérivés et observés est attribué à la faible résolution spatio-temporelle de GEOSAT dans cette région. Le satellite TOPEX/POSEIDON ne pose pas le même problème et possède une résolution spatio-temporelle uniforme même près des côtes où GEOSAT "décrochait". Certainement, la combinaison heureuse du meilleur modèle de marées à l'est, de la plus grande précision et couverture spatiale des données de TOPEX/POSEIDON est le ferment qui permet les excellentes comparaisons de la figure 6 et de la table 1 de l'annexe 2.

En conclusion, la qualité des mesures de TOPEX nous permet d'obtenir, simplement, un jeu de données sur une grille régulière sans avoir recours à des processus de traitement (comme visualisation individuelle des arcs et réduction d'orbite) indispensables pour le traitement de GEOSAT. Cela représente un progrès (attendu) par rapport à la mission de GEOSAT et il sera sans doute possible, avec cette nouvelle précision et les nouveaux modèles de géoïdes marins, de dériver les courants géostrophiques totaux (par opposition aux anomalies) des données de TOPEX/POSEIDON. Les comparaisons de courants furent malheureusement limitées à quatre points le long de l'équateur. Pourtant, il s'agit d'évaluer la qualité des ZCA de TOPEX sur l'étendue du bassin équatorial. La comparaison des ZCA synoptiques, déduits des hauteurs dynamiques grillées de TOGA-TAO, est le moyen de poursuivre notre validation sur tout le bassin. Pour ce faire, il faut d'abord prendre la mesure des performances des ZCA de TOGA-TAO.

B/ LES COURANTS DERIVES DES ANOMALIES DE HAUTEUR DYNAMIQUE DE TOGA-TAO

CHAPITRE III

Les méthodes de dérivation des anomalies de courants géostrophiques zonaux à partir du champ de hauteurs dynamiques de TOGA-TAO sont identiques à celles utilisées pour TOPEX mais un filtre de Hanning de 5.5° en latitude permet d'obtenir les meilleurs comparaisons avec les courants *in-situ*. Les statistiques et courbes des courants sont donnés en figure 6 et table 1. A 110°W , 140°W et 170°W , les courants dérivés sont en bon accord de phase et d'amplitude avec les courants observés mais ce n'est pas du tout le cas à 165°E où ni les phases ni les amplitudes ne sont en accord. Cela est assez curieux car Picaut et al. (1989) ont trouvé un très bon accord entre courants dérivés des hauteurs dynamiques de TAO et courants *in-situ*. Mais dans leur étude, les courants dérivés de TAO furent calculés en prenant les hauteurs dynamiques aux points de mouillages à 2°S , EQ et 2°N . Pour déterminer si notre procédure d'interpolation est responsable de nos mauvaises corrélations, nous dérivons les courants géostrophiques zonaux à EQ/ 110°W , EQ/ 140°W , EQ/ 170°W et à EQ/ 165°E en ne prenant que les hauteurs dynamiques de TAO disponibles à 2°N , EQ et 2°S . Les courbes correspondantes sont présentées en annexe 2 - figure 6 en courbes pointillées.

A 140°W et 170°W , les trous de données des séries des hauteurs dynamiques ne nous permettent pas de dériver les courants à l'équateur alors que le champ interpolé optimalement de TOGA-TAO nous l'avait permis (avec succès). A 165°E , le nouveau courant n'est pas meilleur que le précédent ce qui indique que la méthode d'interpolation optimale utilisée pour griller les anomalies de hauteur dynamique n'est aucunement responsable des différences entre courants *in-situ* et courants dérivés des hauteurs dynamiques. Les hauteurs dynamiques de TAO sont calculées à l'aide des salinités moyennes de Levitus (1982). Il est possible qu'utiliser ces salinités moyennes plutôt que les salinités réelles et instantanées soit une des causes d'erreur. En effet, Delcroix et al, (1987) ont souligné que cette utilisation pouvait conduire, à 165° , à des sous-estimations de la hauteur dynamique de l'ordre de 5 cm lorsque les flux halins étaient

CHAPITRE III

importants dans l'océan. Il est possible que, durant notre période, ces flux halins affectent de manière inhomogène les hauteurs dynamiques à 2°N, EQ et 2°S et, par dérivation, conduisent à de mauvais courants géostrophiques. Les données de salinités ne furent pas disponibles pour tester ces hypothèses.

Les deux jeux de données de ZCA précédents étant ajustés aux données *in-situ* de courants, nous pouvons maintenant évaluer les performances synoptiques de ces ZCA.

C/ COMPARAISON DES CHAMPS DE COURANTS DERIVES DE TOPEX ET TOGA-TAO

Les cartes de corrélation, de la déviation standard des différences entre les courants (RMSD) de TOGA-TAO et de TOPEX ainsi que les cartes de leur déviation standard sont présentées sur les figures 7a-d en annexe2. Des zones de basses corrélations sont principalement situées près du partage des eaux du CCEN (contre courant équatorial nord) et CSE (courant sud équatorial), au sud de 5°S et aux limites du domaine de TOGA-TAO. Mais, les corrélations dans le Pacifique équatorial de 170°E à 100°W sont bonnes. Les figures de déviation standard exhibent le même déplacement vers le nord du maximum des courants, observé GEOSAT (annexe 1-figure 4) qui est lié à une activité asymétrique de la dynamique des courants géostrophiques de l'océan. La déviation standard des ZCA de TOPEX présente un maximum local à la rencontre du CEN (courant nord équatorial) et du CCEN, comme durant la mission de GEOSAT. De façon non surprenante, cette activité n'est pas figurée sur la déviation standard des courants de TOGA-TAO. Il est probable que cette variabilité ne puisse être saisie par la répartition méridienne grossière des mouillages de TOGA-TAO qui ne sont disposés qu'à l'équateur, 2°N, 5°N et 8°N dans l'hémisphère nord. Pour déterminer si la répartition spatiale est effectivement responsable des

CHAPITRE III

désaccords mis en évidence dans ce paragraphe, il nous faut examiner les comparaisons entre les ZCA de TAPEX et les ZCA de TOPEX.

De façon tout à fait remarquable, les cartes de corrélation (figure 8a-annexe 2) et de RMSD (figure 8b-annexe 2) sont très similaires aux cartes de corrélation et RMSD entre les ZCA de TOPEX et TOGA-TAO des figures 7a-b, annexe 2. Notons que dans le Pacifique ouest équatorial, la distribution spatio-temporelle de TAPEX (donc celle de TOGA-TAO) ne dégrade pas les corrélation à EQ/165°E ce qui nous donne encore à penser que la salinité pourrait être responsable des problèmes discutés dans le paragraphe précédent. La figure 8b (annexe 2) démontre que la différence de structure des ZCA de TOPEX et TOGA-TAO détectée près du CEN et CCEN (voir figure 7b) est liée à la couverture méridienne grossière des mouillages TOGA-TAO qui ne peuvent pas rendre compte des variations de cette région observée plus finement avec les données de GEOSAT (figure 4, annexe 1) et de TOPEX.

Les comparaisons de hauteurs et des courants de TOPEX et TAPEX nous ont montré que les trous dans la répartition spatio-temporelle des mouillages du réseau TOGA-TAO étaient la cause principale des régions de désaccords des figures de comparaisons entre TOGA-TAO et TOPEX. Malgré les différences locales, la topographie dynamique du guide d'onde équatorial est décrite par les deux jeux de données de façon cohérente. Il est donc anticipé que les phénomènes dynamiques ondulatoires (mis en évidence au chapitre IV) de l'ENSO de fin 1992-1993 seront visibles dans les deux jeux de données.

3.3 CONCLUSION

Dans les comparaisons précédentes, nous avons cherché à évaluer les performances des données issues de TOGA-TAO et de l'altimètre de TOPEX. Nous avons trouvé que, à des périodes plus longues que 40 jours, les anomalies de hauteur de la mer de TOPEX étaient en très bon accord avec les anomalies de

CHAPITRE III

hauteur dynamique de TOGA-TAO (la corrélation et la déviation standard des différences moyennées sur [8°S-8°N] sont de 0.79 et de 2.6 cm rms). Les ZCA de TOPEX sont en très bonne adéquation avec les mesures *in-situ* à l'équateur et, malgré des différences locales, ils sont comparables aux courants dérivés de TOGA-TAO dans le bassin équatorial.

Pour étudier les phénomènes océaniques (et atmosphériques) qui sont à l'oeuvre durant ENSO, il est indispensable d'obtenir des jeux de données grillées couvrant le Pacifique équatorial. Les processus de grillage appliqués aux données discrètes de TOGA-TAO ont rendu possible la dérivation et l'évaluation des champs synoptiques d'anomalies des hauteurs de la mer et des courants géostrophiques zonaux. Ces méthodes de grillage, avec leurs qualités et leurs défauts, sont inévitables et il convient, dans chaque cas, de connaître les limitations qui y sont associées. Ici, nous aussi avons montré que les zones de différences locales qui existent entre les champs déduits de TOPEX et de TOGA-TAO proviennent principalement de trous de données en temps et espace dans réseau de TOGA-TAO. Ces résultats soulignent l'importance de maintenir un réseau de données TOGA-TAO de couverture homogène sans laquelle la capacité de surveillance efficace peut décroître.

En tout état de cause, la qualité globale des comparaisons entre les champs de TOGA-TAO et de TOPEX nous montre que le réseau TOGA-TAO ainsi que le satellite TOPEX/POSEIDON sont certainement capables de surveiller l'évolution des anomalies de hauteurs de la mer et de courants géostrophiques zonaux de l'Océan Pacifique équatorial durant l'El Niño de fin 1992-1993. Fort de ces DEUX champs de données, nous pouvons maintenant déterminer si les doutes que nous avons émis durant la mission GEOSAT, à propos de l'oscillateur retardé, sont également fondés durant la mission de TOPEX/POSEIDON.

IV - LA DYNAMIQUE DE L'EL NIÑO DE FIN 1992-1993 A TRAVERS LES DONNEES DE TOGA-TAO ET TOPEX/POSEIDON.

Ce chapitre fait l'objet d'une publication Boulanger et Menkes (1995)

4.1. INTRODUCTION

Dans la chapitre 2, nous avons mentionné que la faible qualité et disponibilité des données altimétriques de hauteurs de la mer de GEOSAT ne nous permettaient pas d'étudier la dynamique ondulatoire de l'ENSO 1986-1989 dans le Pacifique ouest (au-delà de 150°E) et donc de regarder en détail les processus de réflexions potentielles à la frontière ouest. Avec les hauteurs de la mer déduites de TOPEX/POSEIDON et TOGA-TAO, cette étude est maintenant possible (à partir de septembre 1992) car nous disposons de jeux de données indépendantes dont les comparaisons sont bonnes jusqu'aux limites ouest du bassin (voir figure 4a-annexe 2).

Le problème de la réflexion des ondes Rossby équatoriales à la frontière ouest a fait l'objet de nombreuses discussions controversées et n'est toujours pas résolu. Par exemple, White et Tai (1992) supposent que la frontière ouest est parfaitement réfléchissante à 130°E pour pouvoir séparer les composantes ondulatoires de la hauteur de la mer de GEOSAT. L'approche adoptée par White et Tai (1992) ne résout donc en rien le problème de réflexion à l'ouest et leurs composantes ondulatoires ne peuvent avoir de sens tant que l'efficacité de la réflexion n'est pas démontrée. Plus récemment, Kessler et McPhaden (1994) affirment, dans leur conclusion, que *"the termination [of the 1991-1992 warm event] could not be accounted for by interior equatorial winds, and appeared to have been due to the reflection of an upwelling Rossby wave generated during the event, exactly as predicted by delayed oscillator theory"*. Leur étude ne

CHAPITRE IV

séparant pas le signal en ondes océaniques, la réflexion à l'ouest reste hypothétique. Au contraire, la séparation en ondes du chapitre 2 est une étape supplémentaire qui tend à prouver qu'une telle réflexion n'existe pas clairement durant 1986-1989. Au delà du problème de la qualité des données dans le Pacifique ouest, nous pouvons nous demander pourquoi les auteurs précédents ne purent projeter les signaux océaniques (et atmosphériques) sur les ondes équatoriales.

Nous avons partiellement répondu à cette question dans le chapitre 2 où nous avons vu qu'il fallait théoriquement, dans l'approximation basse fréquence et ondes longues, connaître les hauteurs de la mer et les courants géostrophiques zonaux associés pour séparer le signal océanique en ondes. En fait, les courants géostrophiques zonaux étant issus de la dérivation méridienne des hauteurs de la mer, seule la connaissance réelle du niveau de la mer est indispensable si tant est que nous soyons capable d'effectuer cette dérivation méridienne. Là réside toute la source du problème. En effet, les régions cotières du Pacifique ouest sont proches de l'équateur (figure1-annexe 2) et, par exemple, la première grille de données disponibles d'anomalies de hauteurs de la mer de TOPEX se trouve juste sur l'équateur à 130°E, 2°S à 140°E et 4°S à 150°E/155°E. Or, nous avons vu qu'il nous fallait appliquer un filtre méridien supplémentaire de 4.5° pour obtenir des courants géostrophiques convenables. Ceci signifie que les premières données de courants géostrophiques disponibles se trouvent à 2°N à 130°E, l'équateur à 140°E et 2°S à 150°E/155°E.

Or, dans la théorie de Cane et Sarachik (1976) (utilisée au chapitre 2), pour projeter le signal océanique sur les ondes équatoriales avec précision, il faut arriver à extraire la part de la structure méridienne océanique qui correspond à la structure méridienne de chaque onde de Kelvin et Rossby équatoriale en hauteur et courant géostrophique. En regardant la figure 1 nous voyons que l'amplitude

CHAPITRE IV

des structures de courants de l'onde de Kelvin et de Rossby 1 est non négligeable jusqu'à 5°S.

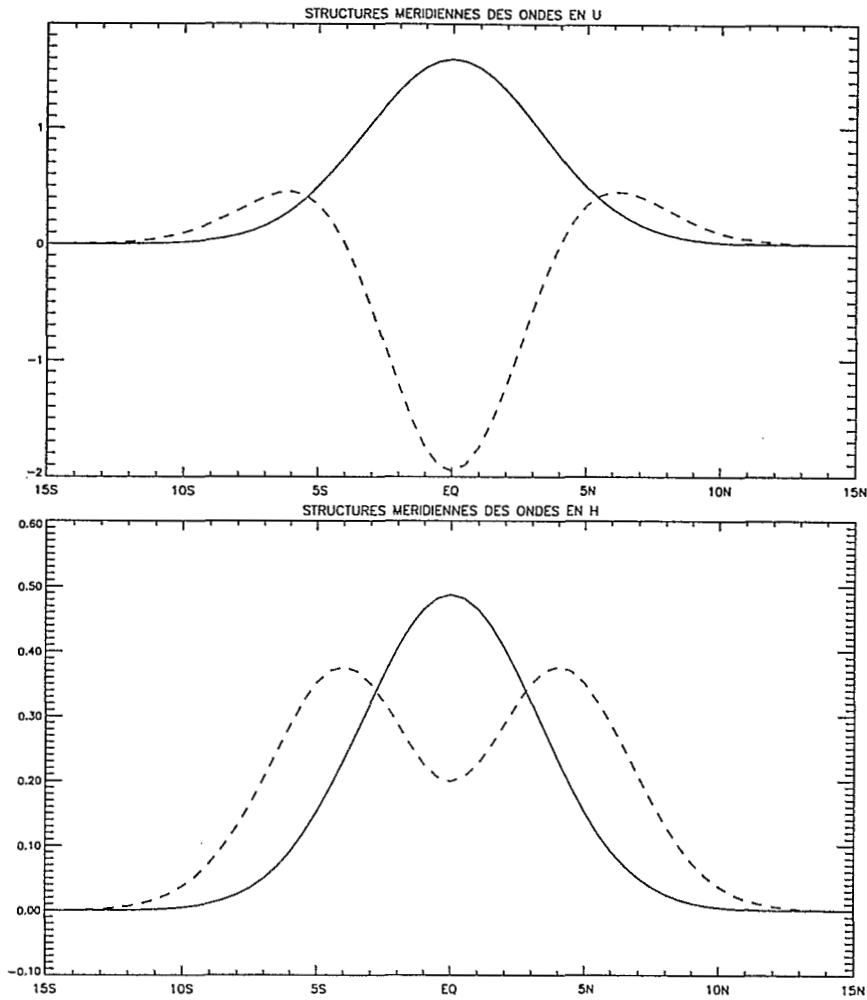


Figure 1 : structures méridiennes en U (haut) et H (bas) de l'onde de Kelvin (trait plein) et de l'onde de Rossby 1 (trait brisé)

Comme les données de courants géostrophiques de TOPEX (ou TOGA-TAO), dans l'ouest, ne sont pas disponibles au-delà de 4°S, il n'est pas raisonnable de vouloir séparer les composantes de Kelvin et Rossby 1 de cette région en utilisant la méthode développée dans le chapitre 2. Par conséquent, cette méthode ne nous permet d'aborder ni la question de la propagation des ondes de Rossby 1 dans l'ouest ni celle de leur réflexion à la frontière ouest en ondes de Kelvin. Rappelons-le, la somme de ces deux ondes explique la majeure partie de la variabilité de la dynamique équatoriale durant ENSO (chapitre 2) et celles-ci sont

CHAPITRE IV

au coeur du problème de la réflexion supposée par l'oscillateur retardé. Il nous faut donc trouver une méthode alternative pour séparer les composantes ondulatoires dans l'ouest.

4.2 UNE NOUVELLE METHODE DE SEPARATION DE LA HAUTEUR DE LA MER EN ONDES EQUATORIALES.

Posons à nouveau le problème : soit un signal $H(x,y,t)$ qui représente le niveau de la mer, nous voulons être capable de trouver les coefficients r_n des $N+1$ premières ondes $R_n(y)$ de Kelvin et Rossby de la figure 1 (pour l'onde de Kelvin et l'onde de Rossby 1) tels que $H(x,y,t) = \sum_{n=0}^{n=N} r_n R_n(y)$ ou, ce qui revient au même, trouver r_n tels que: $b_j = \int_{Y_S}^{Y_N} H(x,y,t) R_j(y) dy = \sum_{n=0}^{n=N} r_n(x,t) \int_{Y_S}^{Y_N} R_n(y) R_j(y) dy$ pour j variant de 0 à N avec Y_S et Y_N les frontières nord et sud des données. Résoudre cela, c'est trouver la solution \mathbf{R} du système matriciel $\mathbf{A}\mathbf{R}=\mathbf{B}$ où \mathbf{R} est le vecteur des coefficients à trouver et $\mathbf{B} = (b_j)_{j \in \{0, N\}}$. Mais, comme \mathbf{A} est une matrice singulière, (puisque les structures des ondes de Rossby et de Kelvin en H ne forment pas une base complète de l'espace des solutions (Cane et Sarachik, 1976)), il n'est théoriquement pas possible d'inverser \mathbf{A} pour obtenir \mathbf{R} . Cela ne doit pas nous surprendre puisque nous n'avons fait aucune transformation réelle par rapport à la méthode du chapitre 2 qui nécessitait U et H .

Si, mathématiquement, le système est singulier, il existe des méthodes puissantes dites de DVS (Décomposition en Valeurs Singulières) qui permettent d'inverser \mathbf{A} numériquement avec une bonne approximation (Press et al., 1992). Ainsi, par DVS, nous sommes à même de trouver les coefficients \mathbf{R} convoités. Cette méthode requiert beaucoup d'attention et nous ne discutons pas ici des procédures de résolution et de vérification qui peuvent être trouvées dans Boulanger et Menkes (1994).

Dans cette étude, il est établi que la technique de DVS permet aussi de décomposer le signal du vent de TOGA-TAO (voir le paragraphe suivant et

CHAPITRE IV

chapitre 7 pour de plus amples détails) en composantes de Kelvin et de Rossby dans le Pacifique ouest. Muni de ces composantes, il est possible d'étudier la propagation des ondes dans l'ouest, leurs relations avec les vents et déterminer si la réflexion à la frontière ouest peut exister durant la période observée par TOPEX/POSEIDON. Auparavant, il nous faut présenter les données supplémentaires que nous utiliserons pour décrire l'évolution de l'ENSO de fin 1992-1993.

4.3 LES VENTS ET TEMPERATURES DE SURFACE DE TOGA-TAO.

Très brièvement, puisque ceci sera détaillé au chapitre 7, les vents journaliers de surface de TOGA-TAO sont convertis en tensions de surface en utilisant les formules de Liu et al. (1979). Ces tensions journalières sont moyennées tous les 10 jours et interpolées sur une grille de manière totalement identique à la hauteur dynamique de TOGA-TAO (voir chapitre 3). Les SST issues du premier capteur de température des mouillages TOGA-TAO à 1 mètre de profondeur sont également mises sur une grille par cette même méthode.

Dans ce chapitre, il ne s'agit pas d'effectuer une validation approfondie de chacun de ces champs mais la SST de est en bon accord visuel avec les SST du CAC (Climate Analysis Center) fournies par Dick Reynolds (Reynolds et Smith, 1994). Dans les propos essentiellement dynamiques qui suivront, la SST sera utilisée de manière qualitative. Quant aux vents de TOGA-TAO, leur qualité permettra des simulations océaniques de qualité supérieure à celles effectuées avec FSU (chapitre 7).

Avec ces champs de données supplémentaires et de la nouvelle méthode de décomposition en ondes, nous pouvons explorer les mécanismes ondulatoires à l'oeuvre durant la période de TOPEX/POSEIDON. Dans la suite, seules les anomalies des données, relatives à la période 12/12/1992-13/11/1993, seront utilisées.

4.4 UNE VUE GLOBALE DU DEROULEMENT DE L'EL NIÑO DE FIN 1992-1993 DANS LE PACIFIQUE EQUATORIAL

Dans un premier temps, nous donnons une vue générale de l'évènement de fin 1992-1993 à travers des coupes présentées en figure 2. Durant toute la période considérée, des vents d'ouest sont situés à l'ouest de 180°, là où les eaux sont les plus chaudes (figure 2a et c). En revanche, les vents d'est les plus intenses sont centrés, dans le Pacifique centre, sur les régions de fort gradient horizontal de SST. Ce gradient disparaît subitement durant le printemps 1993 et des températures de l'ordre de 28°C sont visibles jusque dans le Pacifique est. A cette époque, les champs de SSTA (figure 2b) et de SST semblent se propager d'est en ouest. Cette propagation apparente est clairement associée au cycle annuel (Horel, 1982) mais l'amplitude des SSTA est d'un degré plus élevée que dans le cycle annuel (voir la figure 6 du chapitre V et la figure 3 de Kessler et McPhaden, 1994) et caractéristique d'un faible évènement chaud.

Notons qu'au niveau saisonnier, l'évolution des températures du Pacifique est fortement liée aux variations de la profondeur de la couche de mélange qui est faible et elle-même contrôlée par les forçages atmosphériques locaux (forçage solaire et vents) (Chen et al., 1994). D'autre part, la thermocline, dans l'est, est proche de la surface et donc proche de la base de la couche de mélange. Ainsi, la modification de la profondeur de cette thermocline peut influencer la température de la couche mélange (SST). De façon intéressante, l'apparition de cette anomalie chaude dans le pacifique est concomitante à l'arrivée d'ondes de Kelvin de downwelling (figure 2e) qui augmentent la profondeur de la thermocline et, en réduisant ainsi la remontée d'eaux froides vers la surface, peuvent participer au déclenchement de l'anomalie chaude. Ces ondes de Kelvin sont générées et/ou renforcées, en novembre 1992, par des anomalies de vents

CHAPITRE IV

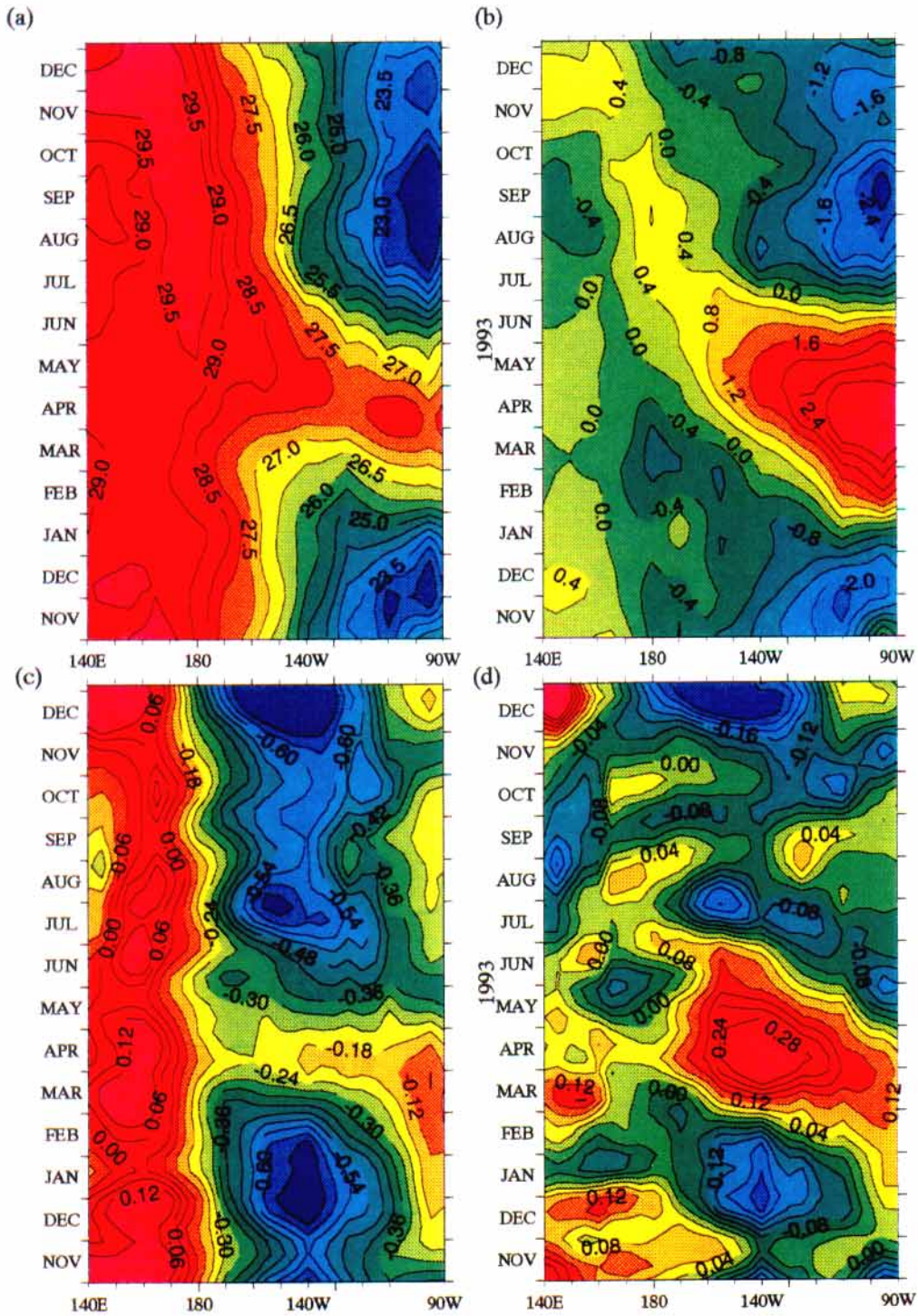


Figure 2: (a) Coupe equatoriale des SST de TOGA-TAO. (b) Meme chose pour leurs anomalies (SSTA)
 (c) Coupe equatoriale des tensions de vent zonal (ZWS) de TOGA-TAO.
 (d) Meme chose pour les anomalies (ZWSA)

CHAPITRE IV

d'ouest du Pacifique ouest (oscillations de Madden-Julian, Madden et Julian, 1971).

Le long de leur propagation, ces ondes créent ou renforcent des ZCA d'est (figure 2f) qui advectent de la chaleur de l'ouest et contribuent aussi à l'apparition de l'anomalie d'eaux chaudes dans l'est. Alors que cette anomalie de températures de surface se développe, une forte anomalie de vent d'ouest (figure 2d) se développe, à l'ouest de l'anomalie des SST, selon le schéma classique de Gill (1980). Ces anomalies de vents créent ou renforcent les ondes de Rossby d'upwelling que nous voyons se propager vers l'ouest sur la figure 2g en phase avec le signal annuel détecté par Meyers (1979), Kessler (1990) et Delcroix et al. (1991). Elles créent, à l'ouest de l'anomalie de vent et de SST où elles se propagent, des ZCA vers l'est (figure 2f) qui advectent certainement d'avantage de chaleur de l'ouest vers l'anomalie chaude; ce qui ne peut que la renforcer et accentuer la migration d'eau chaude vers l'est observée sur la figure 2a. A l'est de l'anomalie de vents, des ondes de Kelvin de downwelling sont générées (figure 2e) et produisent, avec le vent d'ouest, de fortes anomalies de courant vers l'est qui advectent la chaleur vers l'anomalie chaude. Ce couplage positif constant entre l'océan et l'atmosphère contribue sûrement à augmenter les SSTA qui présentent alors les caractéristiques d'El Niño. Si aucun autre processus ne venait rompre cette rétroaction positive entre l'océan et l'atmosphère, l'instabilité chaude croîtrait indéfiniment.

Pourtant, elle disparaît peu à peu (sans doute sous l'action des forçages saisonniers) et laisse place au refroidissement saisonnier. Au début de juillet 1993, à nouveau, l'action combinée du développement saisonnier et de l'arrivée des ondes de Kelvin d'upwelling (figure 2e) renversent les anomalies de températures de surface qui deviennent froides. Alors, les développements décrits pour le pic saisonnier chaud semblent s'inverser : les ondes de Kelvin d'upwelling qui furent générées par les vents d'est de fin mai 1993, à 160-170°E, et renforcées par les vents d'est estivaux (été boréal), à 140-160°W, facilitent la

CHAPITRE IV

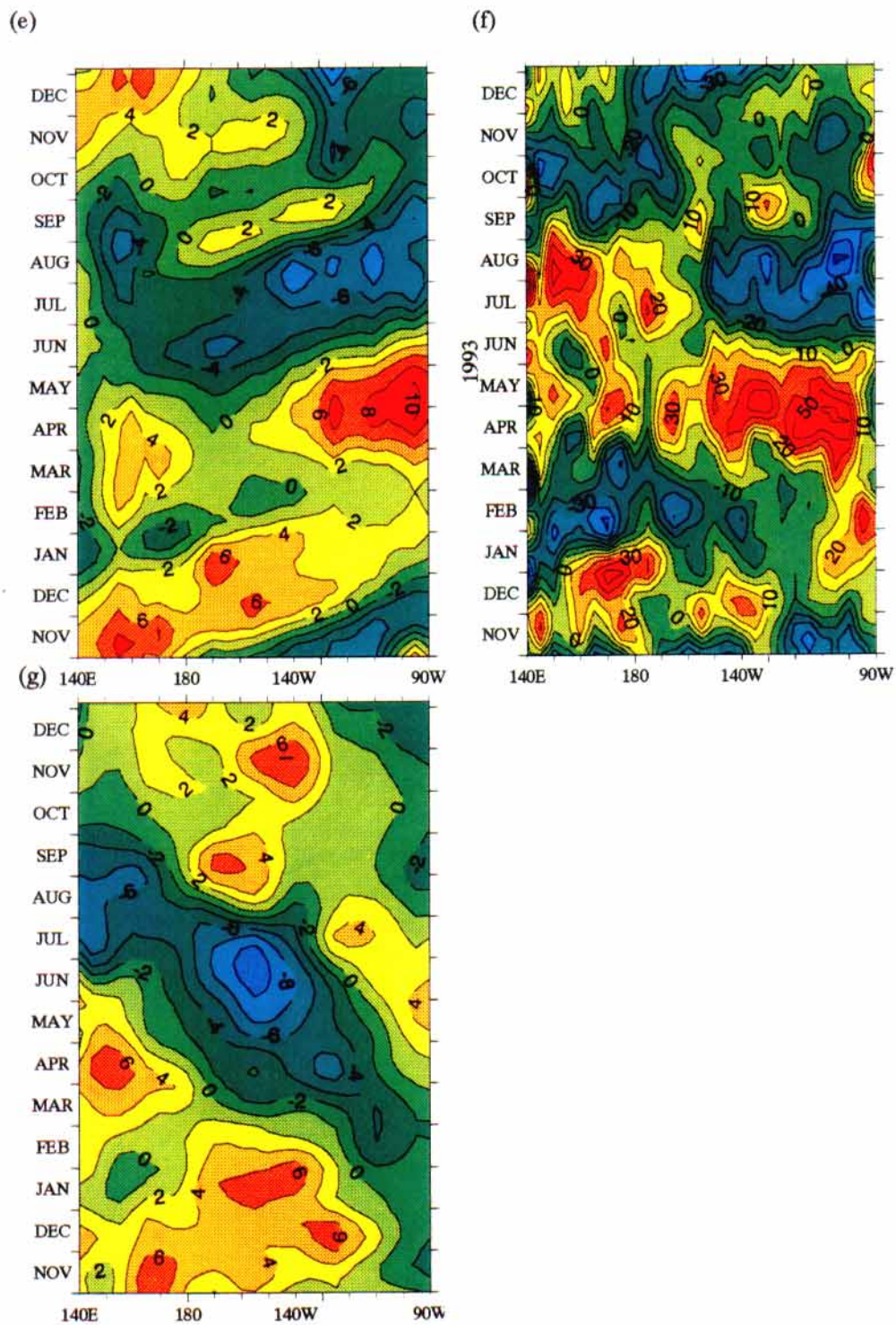


Figure 2: (e) Coupe equatoriale des anomalies de hauteur dynamique de TOGA-TAO (DHA)
 (f) Coupe equatoriale des anomalies de courants geostrophiques zonaux de TOPEX (ZCA)
 (g) Coupe des anomalies de hauteur dynamique de TOGA-TAO (DHA) a 4N

CHAPITRE IV

remontée d'eaux plus froides vers la couche de mélange à l'époque où la phase froide du cycle saisonnier s'amorce. Elles génèrent des courants vers l'ouest qui agissent sur un gradient de SST redevenu plus fort dans le Pacifique centre-est (figure 2a) et doivent donc advecter plus facilement les eaux plus froides de l'est vers l'ouest ce qui doit étendre l'anomalie froide de SST vers l'ouest. Alors que cette anomalie croît et croissent, plus à l'ouest, les anomalies de vent d'est, des ondes de Rossby de downwelling se propagent vers l'ouest en contribuant aussi aux courants d'est et à l'advection d'eaux plus froides vers l'ouest. Le système océan-atmosphère semblent être à nouveau couplé dans une phase saisonnière (froide) globalement opposée à la précédente.

Un autre phénomène du système couplé océan-atmosphère semble renforcer le retour des anomalies froides dans le bassin. En effet, à la fin de l'été boréal, alors que l'onde de Rossby d'upwelling se propage dans le Pacifique ouest (figure 2g), une anomalie légèrement froide de SST, déclenchée mi-juin vers 140°E, atteint son maximum. Avec elle, une forte anomalie locale de vents d'ouest apparaît (figure 2b). Nous ne spéculerons pas ici sur la nature du couplage océan-atmosphère qui permet un tel processus mais toujours est-il que ces anomalies renforcent très fortement, à l'équateur, une anomalie de hauteur dynamique déjà négative (figure 2e) qui a pu provenir de la réflexion de l'onde de Rossby d'upwelling de type saisonnier. On voit alors une onde de Kelvin d'upwelling se propager d'ouest en est (figure 2e) le long d'anomalies de vent d'est (figure 2d). Cette onde de Kelvin d'upwelling se propage dans le bassin alors que l'évènement chaud de fin 1992-1993 est justement sur le point de se terminer. La coïncidence de cette onde de Kelvin d'upwelling (dont l'amplitude, faible, semble être générée par le vent et, peut-être, par la réflexion de l'onde de Rossby 1 d'upwelling saisonnière) et de la terminaison de l'El Niño de fin 1992-1993 pourrait être une indication de la validité des hypothèses de Mantua et Battisti (1994) et sera explorée dans la suite.

CHAPITRE IV

En attendant, il nous a semblé que, durant l'El Niño de fin 1992-1993, le système océan-atmosphère produisait, dans l'ouest, des ondes de Kelvin propices à augmenter la variabilité saisonnière des SSTA de l'est. Il est possible que la production de ces ondes de Kelvin "au bon moment" puisse ne pas être fortuite. Toutefois, les phénomènes de couplage que nous avons qualitativement décrits ne peuvent être réellement prouvés que par une étude détaillée physique et thermodynamique de la structure thermique verticale de l'océan et des échanges réels à l'interface. Sans cela, nos hypothèses précédentes restent à l'état de spéculations. Pour l'heure, il ne nous est pas possible d'étudier, dans les données, les processus de couplage entre l'océan et l'atmosphère. Mais nous pouvons dès maintenant explorer la validité dynamique des hypothèses que nous avons formulées sur la production des ondes, leurs propagations, leurs réflexions potentielles aux frontières et leur(s) relation(s) avec les vents durant l'ENSO de fin 1992-1993.

4.5 LES ONDES OCEANIQUES INDIVIDUELLES DE L'EL NIÑO DE FIN 1992-1993 A TRAVERS LES DONNEES DE TOPEX ET DE TOGA-TAO ET LEURS REFLEXIONS AUX FRONTIERES EST ET OUEST.

Dans Picaut et Delcroix (1994), il est montré que, dans la bande équatoriale, le déplacement d'une particule d'extension [4°S,4°N] soumise aux ZCA dérivés de GEOSAT est identique à celui calculé en utilisant les courants associés à la somme des ondes de Kelvin et de Rossby¹ seulement. Cela étant vrai pour toute la période de GEOSAT, nous supposons qu'une telle situation reste encore valable durant la fin 1992-1993. Ainsi, dans la suite, nous ne détaillons que l'action des ondes de Kelvin et de Rossby 1 durant l'El Niño de fin 1992-1993 et nous ne décrivons pas les propagations des ondes de Rossby 2 et 3 et leurs relations avec le vent qui pourtant sont visibles dans GEOSAT et TOPEX/POSEIDON (voir chapitre suivant) et TOGA-TAO (Boulangier et Menkes,

1994). Rappelons aussi que, comme dans le chapitre 2, la méthode DVS ne présume ni de la propagation des ondes ni de leurs réflexions (potentielles) aux frontières.

4.5.1 LES PROPAGATIONS DES ONDES DE KELVIN ET DE ROSSBY 1.

En figure 3, nous avons tracé les coefficients de projection en Kelvin (panneau du haut) et en Rossby 1 (panneau du bas) des hauteurs de TOPEX (à gauche), TOGA-TAO (au milieu) et du forçage du vent (à droite). Pour simplifier l'écriture, les coefficients en ondes de Kelvin (resp. Rossby 1) du niveau de la mer de TOPEX, de TOGA-TAO seront notés : C_{topK} (resp. C_{topR1}), C_{togK} (resp. C_{togR1}) et ceux du vent seront notés: C_{venK} (resp. C_{venR1}). Les coefficients océaniques des ondes représentent l'amplitude des structures méridiennes normalisées en hauteur de la mer des ondes de Kelvin et de Rossby (panneau du bas de la figure 1).

Pour obtenir la hauteur de la mer réelle associée à chaque onde, à une latitude donnée, il faut multiplier chaque coefficient par leur structure méridienne à cette même latitude. Pour respecter les conventions habituellement utilisées, toute onde qui induit une augmentation (diminution) des anomalies du niveau de la mer, à une latitude donnée, est qualifiée de downwelling (resp. d'upwelling) à cette latitude. Après projection sur des structures méridiennes, la notion de latitude devient obsolète et il s'agit de définir précisément, pour chaque coefficient résultant, ce que downwelling (resp. upwelling) signifie. Pour les ondes de Kelvin et de Rossby 1, les conventions de signes naturellement adoptées pour les coefficients sont les suivantes. Lorsque les coefficients de Kelvin et Rossby 1 sont positifs, ils induisent une augmentation positive des anomalies du niveau de la mer à l'équateur (le produit de la fonction méridienne, à l'équateur, par le coefficient positif est positif) et ceux-ci seront donc qualifiés de downwelling. Par opposition, tout ce qui n'est pas

CHAPITRE IV

downwelling sera upwelling. Cela étant posé, nous pouvons nous attaquer à la figure 3.

Un vue d'ensemble de cette figure nous révèle la très bonne correspondance entre les phases et les amplitudes des coefficients des ondes de TOGA-TAO et de TOPEX. Ceci indique que les caractéristiques globales de TOPEX et TOGA-TAO sont similaires dans la bande équatoriale et confirme le très bon accord statistique que nous avons trouvé au chapitre précédent. De plus, nous voyons clairement des propagations des coefficients de Kelvin et de Rossby 1 dans les deux jeux de données. Une étude statistique effectuée dans Boulanger et Menkes (1994) montre que la vitesse moyenne de propagation des coefficients de Kelvin de TOPEX et TOGA-TAO est 2.5 m/s et que celle des coefficients de Rossby 1 est de 1 m/s. Ces vitesses correspondent aux vitesses théoriques attendues pour la propagation des ondes de Kelvin et de Rossby 1 du Pacifique équatorial. Le fait que les coefficients (des deux champs de données indépendantes) se propagent selon les vitesses théoriques (alors que nous n'avons pas supposé de propagations *a priori*) prouve sans l'ombre d'un doute que les ondes individuelles de Kelvin et de Rossby 1 (mais aussi de Rossby 2 et 3 comme montré dans Boulanger et Menkes, 1994) existent véritablement durant la période considérée. Nous pouvons donc décrire, comme durant l'ENSO de 1986-1989, l'évolution de l'El Niño de fin 1992-1993 en termes d'ondes individuelles de Kelvin et de Rossby 1.

Comme attendu et observé durant la mission de GEOSAT, les structures des forçages en Kelvin (figure 3, panneau supérieur-droite) se retrouvent avec un signe opposé dans les structures en Rossby 1 (figure 3, panneau inférieur-droite) (Wakata et Sarachik, 1991). Selon la théorie de Cane et Sarachik (1976), des coefficients de Kelvin de vent positifs et de Rossby 1 négatifs devraient induire, dans l'océan, des ondes de Kelvin de downwelling se propageant de la zone de forçage vers l'est et des ondes de Rossby 1 d'upwelling se propageant du forçage vers l'ouest. Ces relations théoriques, déjà mises en évidence au chapitre 2, entre

CHAPITRE IV

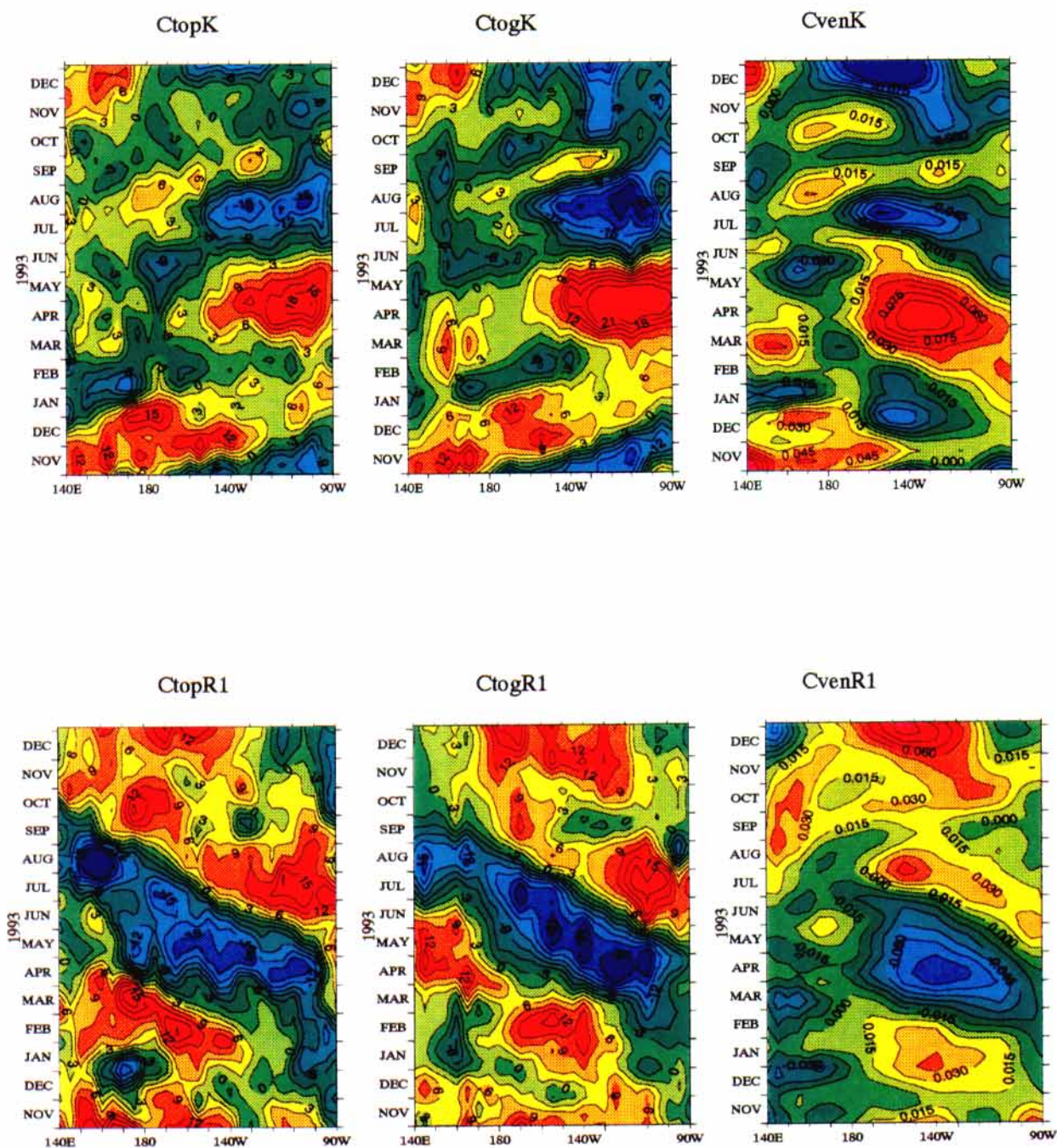


Figure 3 : En haut. CtopK : coefficient de Kelvin de TOPEX.
 CtogK : coefficient de Kelvin des hauteurs dynamiques de TOGA-TAO
 CvenK : coefficient de Kelvin des tensions de vents zonaux de TOGA-TAO.
 En bas. Meme chose mais pour les coefficients du premier mode meridien de Rossby (R1)

CHAPITRE IV

les vents et la production/propagation des ondes océaniques sont maintenant examinées durant toute la période observée par TOPEX/POSEIDON.

De novembre à décembre 1992, de fortes anomalies de vents d'ouest sont observées dans le Pacifique ouest-centre. Ces dernières forcent ou renforcent des ondes de Kelvin de downwelling qui se propagent, dans TOPEX et TOGA-TAO, jusqu'à la côte est (figure 3, panneau supérieur) qu'elles atteignent au moment où les anomalies de SST à l'équateur passent de négatives à positives (figure 2b). A cette époque (début janvier 1993), les vents saisonniers locaux participent à la diminution des remontées d'eaux plus froides vers la surface (diminution de l'upwelling saisonnier) et les ondes de Kelvin qui abaissent également la thermocline arrivent à point nommé pour augmenter l'action saisonnière du vent. L'action de ces ondes de Kelvin est néanmoins freinée par un forçage atmosphérique de type upwelling (CvenK) à 140°W qui ne suffit pas à arrêter la propagation des ondes Kelvin de downwelling vers l'est. Cette anomalie de vent d'est force, dans l'océan, un signal d'onde de Rossby 1 de downwelling (CvenR1, figure 3) qui se propage dans les deux jeux de données (CtopR1, CtogR1 de la figure 3 panneau inférieur) vers le Pacifique ouest.

En janvier 1993, une forte anomalie de vent d'est du Pacifique ouest se traduit par un forçage en Kelvin d'upwelling. Celui-ci génère, vers 170°E, des ondes de Kelvin d'upwelling. Elles se propagent vers le Pacifique est qu'elles atteignent, début mars, dans TOPEX (CtopK) mais pas dans TOGA-TAO (CtogK). A leur arrivée dans l'est du bassin, elles sont dispersées par une forte anomalie de vent d'ouest qui se traduit, dans les coefficients du vent, par un puissant forçage de Kelvin de downwelling (CvenK) et de Rossby 1 d'upwelling (CvenR1). Ce forçage est en phase avec le forçage saisonnier du vent et contribue à augmenter l'anomalie chaude de SST du Pacifique est (selon des schémas décrits dans les paragraphes précédents) en régénérant, à l'est de l'anomalie, des ondes de Kelvin de fort downwelling (CtopK et CtogK) et à l'est, des ondes de Rossby 1 d'upwelling (CtopR1, CtogR1) de type saisonnier (voir chapitre suivant). Ces

CHAPITRE IV

ondes de Rossby 1 d'upwelling constituent un des éléments marquants de la figure 3 (panneau du bas). Elles se propagent librement, dans les deux jeux de données, jusqu'à 140°E qu'elles atteignent début juillet.

Après le pic d'anomalies de SST d'avril 1993, les conditions chaudes du Pacifique est commencent à décroître (figure 2b). Les anomalies de vents d'ouest font de même et tournent aux anomalies d'est (figure 2d). Elles forcent des ondes de Rossby 1 de downwelling dont l'action contre celle des fortes ondes de Rossby 1 d'upwelling précédentes. Ces ondes de Rossby1 de downwelling qui se propagent vers l'ouest dans les deux jeux de données doivent contribuer aux ZCA d'est (négatives) de la figure 2f. En mai-juin 1993, une forte anomalie d'est, d'extension supérieure à 30° en longitude, est centrée sur 165°E. Le forçage en Kelvin associé (CvenK) produit des ondes de Kelvin d'upwelling qui se propagent de la zone de forçage vers le Pacifique est (CtopR1 et CtogR1) où elles rencontrent les anomalies de vents d'est qui commencent à se développer dans le Pacifique centre à la fin du mois de juin 1993. Ces anomalies de vent d'est forçissent, entre 160°W et 140°W durant les deux mois consécutifs. Elles renforcent les ondes Rossby 1 de downwelling qui se propageaient dans cette zone et génèrent, dès juillet 1993, des ondes de Kelvin d'upwelling qui atteignent la côte au moment où les SSTA changent de signe et amorcent leur cycle saisonnier (figure 2a-b). A nouveau, les vents saisonniers de la côte est et l'arrivée propice des ondes de Kelvin d'upwelling à l'est (qui remontent la thermocline et permettent, comme le vent, de faciliter la remontée d'eaux plus froides vers la surface) contribuent à renverser l'anomalie chaude du printemps au profit de l'anomalie saisonnière froide qui atteint son maximum, à la côte est, en début septembre.

En août-septembre 1993, vers 165°E, un forçage favorable aux ondes de Kelvin de downwelling (CvenK) induit des ondes de Kelvin de downwelling qui se propagent vers l'est et se dissipent tandis qu'elles rencontrent les conditions d'upwelling de la côte est. A la même époque mais plus à l'ouest (vers 140-150°E),

CHAPITRE IV

une anomalie de vent d'est force ou renforce des ondes de Kelvin d'upwelling qui se propagent clairement vers l'est dans TOGA-TAO (CtogK) et beaucoup moins clairement dans TOPEX (CtopK). Cette anomalie d'est, dans une région dominée par des vents d'ouest, (figure 2c-d) est associée à l'anomalie de SST observée, à cet endroit; dans la coupe équatoriale de la figure 2a-b. Les ondes de Kelvin d'upwelling qui se propagent dans TOGA-TAO parviennent à 130°W, en octobre 1993, et doivent participer, bien que faiblement, à l'augmentation générale des anomalies négatives du niveau de la mer à l'équateur (figure 2e) et des anomalies de SST négatives du Pacifique est. Celles-ci marquent le déclin des conditions El Niño du Pacifique est où les vents et la hauteur de la mer retrouvent leurs niveaux saisonniers; si bien qu'en janvier 1994, le second El Niño de fin 1992-1993 est, semble-t-il, terminé. Selon les remarques de Mantua et Battisti (1994) et la théorie classique de l'oscillateur retardé, ces ondes de Kelvin d'upwelling seraient importantes pour expliquer la terminaison de l'évènement chaud et seraient théoriquement générées par la réflexion de l'onde de Rossby 1 d'upwelling à la frontière ouest. Pour approfondir cette question, nous étudions maintenant le problème plus spécifique des réflexions aux frontières.

4.5.2 LES REFLEXIONS

A/ LES REFLEXIONS A LA FRONTIERE EST.

Dans Boulanger et Menkes (1994), il est montré théoriquement qu'une onde de Kelvin de downwelling (coefficient positif) qui se réfléchit à la côte produit, entre autres, une onde de Rossby 1 de downwelling (coefficient positif). Sachant que la limite est de notre domaine se situe à 90°W et que les derniers mouillages de TOGA-TAO se trouvent à 95°W, il est préférable d'étudier les réflexions à 90°W dans les données de TOPEX (en fait, la similarité des coefficients de TOPEX et TOGA-TAO à l'est est telle que nos résultats principaux sont inchangés avec

CHAPITRE IV

TOGA-TAO). Pour détecter si de telles réflexions ont réellement lieu dans l'Océan Pacifique durant la fin 1992-1993, nous avons tracé bout à bout, sur la figure 4, le coefficient C_{topK} de $140^{\circ}W$ à $90^{\circ}W$ (panneau de gauche) puis le coefficient de C_{topR1} , à l'envers, de $90^{\circ}W$ à $140^{\circ}W$ (panneau central).

La limite de nos données à $90^{\circ}W$ n'est pas la limite océanique réelle. L'équateur intercepte la côte du Pérou vers $80^{\circ}W$. Ainsi, toute onde de Kelvin qui partirait de $90^{\circ}W$ pour aller frapper la côte à $80^{\circ}W$ mettrait environ 15 jours à revenir sous forme d'onde de Rossby 1 à $90^{\circ}W$. De sorte que, si la réflexion des ondes des Kelvin en ondes Rossby 1 se produisait constamment à la côte est, nous verrions, sur la figure 4, un léger décalage temporel entre les phases des coefficients de Kelvin et des coefficients de Rossby 1 à $90^{\circ}W$. Cela ne se produit jamais sauf en novembre-décembre 1992. Après cette période, les coefficients en Kelvin (C_{topK} - figure 4) et en Rossby 1 (C_{topR1} - figure 4) sont, la plupart du temps, de signe opposé. Ajoutons que, sur toute la période, les coefficients de Kelvin (C_{topR1}) et de Rossby 1 du vent (C_{venR1} en figure 3) sont en phase dans le Pacifique est. En novembre-décembre 1992, une anomalie favorable aux ondes de Rossby 1 de downwelling se situe juste à $90^{\circ}W$ (C_{venR1}) et génère une réponse de type Rossby 1 de downwelling au moment où l'onde de Kelvin d'upwelling se réfléchit en un signal de Rossby 1 d'upwelling. Cette onde (potentielle) de Rossby 1 d'upwelling est donc atténuée et/ou dispersée par un vent défavorable qui persiste dans le Pacifique est-centre jusqu'en février. Pendant ce temps, toute réflexion de l'onde de Kelvin d'upwelling est empêchée et le signal de Rossby 1 d'upwelling est confiné à la côte est (C_{topR1}). Ensuite, les anomalies de vents qui règnent dans l'est du bassin sont systématiquement défavorables à la réflexion des ondes de Kelvin d'upwelling ou de downwelling. Cela ne veut pas forcément dire que les réflexions ne se produisent pas effectivement à la frontière est. Dans le cas où les réflexions se produisent, elles sont soit fortement renforcées par le vent soit contrées par ce vent qui génère des ondes de signe opposé et ce, durant toute la période.

CHAPITRE IV

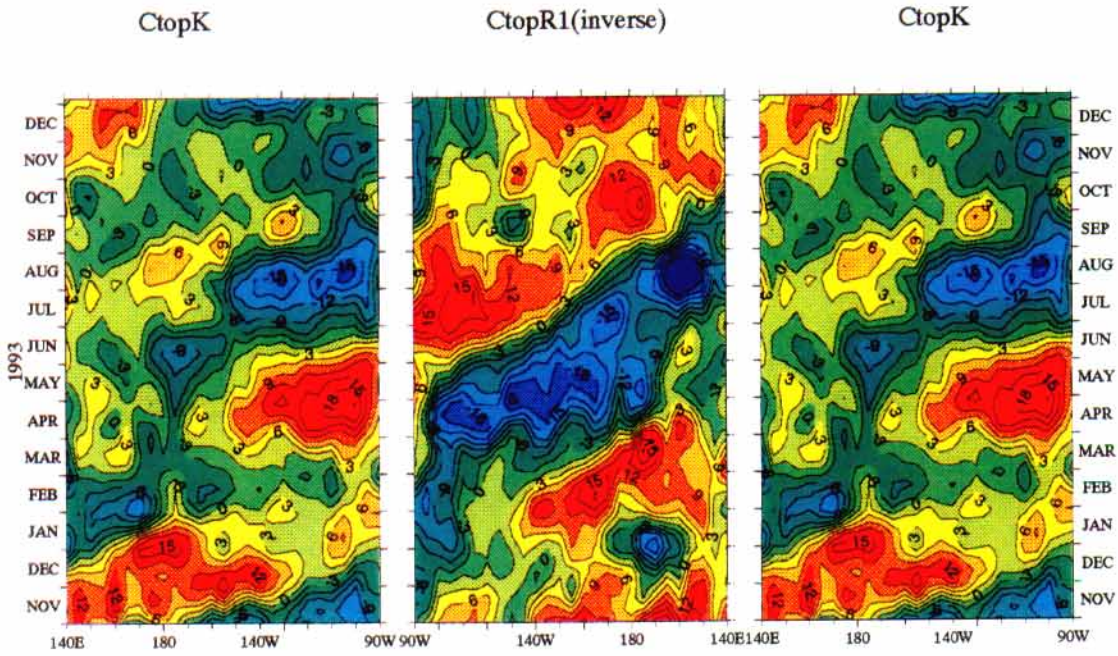


Figure 4 : a gauche : la coupe longitude (ouest vers est)-temps du coefficient de Kelvin de TOPEX (CtopK)
au centre : la coupe longitude (inversee : est vers ouest)-temps du coefficient de Rossby 1 de TOPEX (CtopR1)
a droite : meme chose que le panneau de gauche (CtopK)

CHAPITRE IV

Nous pouvons postuler les raisons probables pour lesquelles les réflexions des ondes de Kelvin en Rossby 1 sont souvent empêchées (ou dispersées). En effet, nous avons déjà évoqué la relation de phase qui liait l'arrivée des ondes de Kelvin de downwelling (d'upwelling) à l'est avec le développement des SSTA positives (négatives) saisonnières dans cette région. Puis nous avons évoqué le lien qualitatif entre ces SSTA positives (négatives) et les anomalies de vent positives (négatives) qui se déclenchaient à l'ouest du maximum des SSTA saisonnières. Enfin, nous avons montré que ces anomalies de vents positives (négatives) généraient les ondes de Rossby 1 d'upwelling (de downwelling) qui partaient de l'est. Nous ne sommes pas en mesure d'étudier les temps de réponse entre l'océan et l'atmosphère mais il semble bien, sur nos figures, que les interactions océan-atmosphère précédentes soient très rapides. En bref, une onde de Kelvin d'upwelling arrive à l'est et renforce l'activité saisonnière des SST qui produira systématiquement une onde de Rossby 1 de signe opposée à l'onde Rossby 1 qui se réfléchit. Comme l'activité saisonnière est renforcée, il est vraisemblable que cette onde de Rossby 1 saisonnière est d'amplitude supérieure à l'onde de Rossby 1 qui serait réfléchiée et donc la disperse. En conclusion, nous ne devrions pas pouvoir observer d'ondes de Rossby 1 réfléchies à l'est, lorsque que le couple océan-atmosphère est en phase avec le cycle saisonnier, comme durant cet El Niño. (Notons que nous n'avons pas vu ces réflexions durant l'El Niño 1986-1987 qui est aussi en phase avec le cycle saisonnier; voir chapitre suivant).

B/ LES REFLEXIONS A LA FRONTIERE OUEST.

Selon la théorie de l'oscillateur retardé de Battisti (1988) et les hypothèses de White et Tai (1992), les ondes de Rossby 1 incidentes doivent toujours se réfléchir en ondes de Kelvin à la frontière ouest. En fait, les études théoriques de Clarke

CHAPITRE IV

(1991) et du Penhoat et Cane (1991) montrent que la structure de la côte ouest ne permettrait la réflexion que de 80% de l'amplitude des ondes de Rossby incidentes. Par contre, même si l'amplitude incidente n'est pas totalement réfléchi, les phases des coefficients incidents et réfléchis doivent être identiques lors d'une réflexion.

Pour examiner si ces réflexions théoriques sont observées dans nos données, nous portons à nouveau notre attention sur la figure 4. Sur le panneau de droite, nous avons tracé le coefficient de l'onde de Kelvin de TOPEX (C_{topK}) de $140^{\circ}E$ à $90^{\circ}W$ comme sur le panneau de gauche. Si les réflexions se produisaient effectivement à la côte ouest, il faudrait environ 15 jours pour que le signal de Rossby 1 incident à $140^{\circ}E$ revienne sous la forme d'une onde de Kelvin à $140^{\circ}E$. En premier lieu, il n'y a pas, à l'oeil, de cohérence frappante entre les coefficients des ondes de Kelvin (C_{topK}) et de Rossby 1 (C_{topR1}), à l'ouest, pendant toute la période. Pourtant, il existe trois époques durant lesquelles les réflexions des ondes de Rossby 1 pourraient se produire à l'ouest. D'abord, en novembre-décembre 1992 (mais là, le manque de données avant novembre 1992 nous empêche d'affirmer que le signal incident de downwelling observé sur les coefficients en Rossby 1 (C_{topR1}) représente effectivement une onde de Rossby1), puis, en juillet-septembre 1993, lors de l'arrivée de l'importante onde de Rossby 1 d'upwelling et, enfin, à partir de novembre 1993. Toutefois, nous avons observé, dans le paragraphe 4.5.1, que les forçages atmosphériques en Kelvin, à l'ouest, étaient systématiquement en phase avec les ondes de Kelvin qui se propageaient vers l'est et, dans certains cas, en étaient manifestement la source (voir C_{venK} et $C_{topK}-C_{togK}$ de la figure 3). Pour examiner plus précisément la contribution relative des vents et des réflexions potentielles à l'ouest, la stratégie suivante est adoptée.

Nous nous plaçons à $165^{\circ}E$. Nous construisons alors une réflexion artificielle de la façon suivante : comme dans la théorie de l'oscillateur retardé, le signal de Rossby 1 incident, observé à $165^{\circ}E$, est artificiellement propagé et

CHAPITRE IV

totallement réfléchi à la côte ouest à 130°E . La réflexion artificielle en signal de Kelvin est alors ramenée à 165°E . Nous appelons ce signal artificiel : onde de Kelvin artificielle et les détails de sa construction sont donnés dans Boulanger et Menkes (1994) où il est également montré que le signal des ondes de Rossby 2 et 3 peut être négligé. Puis, nous contruisons la moyenne zonale des coefficients de Kelvin des vents observés entre 140°E et 165°E pour mesurer l'impact du forçage sur la génération des ondes de Kelvin entre 140°E et 165°E . Nous pouvons alors comparer, à 160°E , le vrai coefficient de Kelvin observé par TOPEX et TOGA-TAO, l'onde de Kelvin artificielle contruite à partir des ondes de Rossby 1 observées de TOPEX et TOGA-TAO et le forçage en Kelvin entre 140°E et 165°E . Si les ondes de Kelvin détectées à 160°E ne provenaient que des réflexions des ondes de Rossby 1 à la frontière ouest, nous devrions trouver une corrélation proche de 1 entre les signaux de Kelvin observés et artificiels. Au contraire, si les vents généraient toutes les ondes de Kelvin de l'ouest, nous devrions trouver une corrélation proche de 1 entre les signaux du forçage moyen en Kelvin et ceux des ondes de Kelvin observées à 165°E .

Sur la figure 5, nous avons tracé, en haut à gauche (a), le coefficient observé en Kelvin à 165°E de TOPEX (trait plein) et celui du forçage moyen en Kelvin (trait pointillé) multiplié par un coefficient arbitraire de 300. Ce coefficient sert simplement à faciliter la comparaison visuelle mais, bien sur, n'influe en rien les variations de phase du coefficient de vent. Or dans la suite, nous allons nous intéresser aux accords de phase des coefficients qui sont essentiels pour les réflexions. A droite (b), le coefficient de Kelvin observé, à 165°E , par TOGA-TAO (trait plein) et celui du forçage moyen. Sur les panneaux du bas, le coefficient du forçage moyen est remplacé par celui du coefficient de Kelvin de l'onde artificielle pour TOPEX (à gauche, (c)) et TOGA-TAO (à droite, (d)). La corrélation entre les séries de la figure 5 est 0.73 pour (a), 0.68 pour (b), 0.07 pour (c) et -0.13 pour (d). Donc, en moyenne, la corrélation entre les coefficients de Kelvin observés à 165°E dans TOPEX et TOGA-TAO et le forçage en Kelvin moyen

CHAPITRE IV

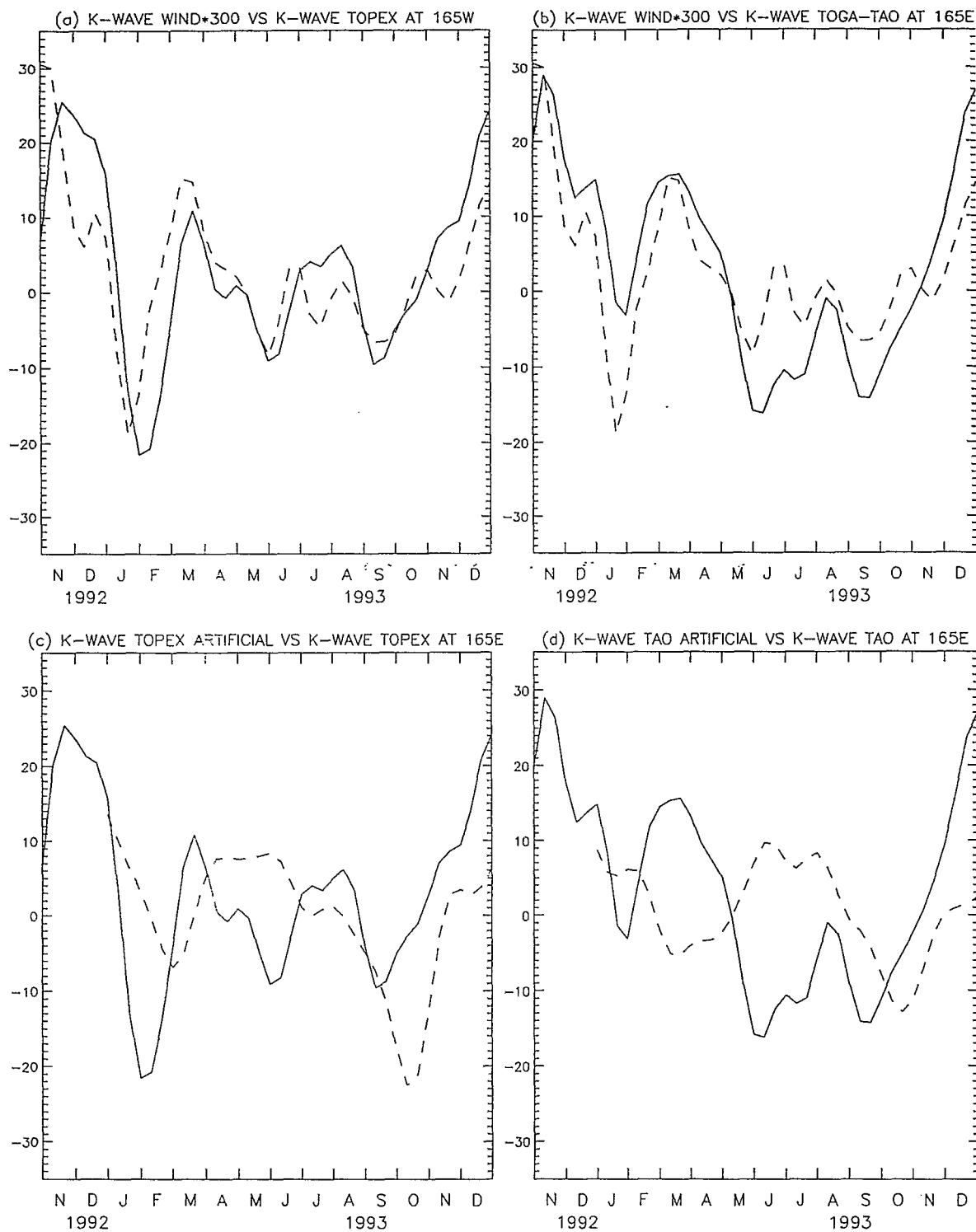


Figure 5 : (a) : Coefficient de Kelvin de TOPEX (C_{topK}) a 165E en trait plein. En trait brise, le coefficient du vent (C_{venK}) moyenne sur [140E-160E]. Le coefficient C_{venK} est multiplie par 300 pour faciliter les comparaisons.
 (b) : meme chose qu'en (a) mais TOPEX est remplace par TOGA-TAO.
 (c) : Coefficient de Kelvin de TOPEX (C_{togK}) a 165E en trait plein. En trait brise, le coefficient de Kelvin de l'onde artificiellement reconstruite a partir de la reflexion artificielle totale de l'onde de Rossby 1 de TOPEX incidente a 165E.
 (d) : meme chose qu'en (c) mais TOPEX est remplace par TOGA-TAO.

CHAPITRE IV

(140°E-165°E) est 0.71 (soit 50% de variance commune) et celle entre les coefficients des ondes de Kelvin artificielles (issues de la réflexion totale et artificielle des ondes de Rossby 1 à l'ouest) et des coefficients des ondes de Kelvin réellement observées à 160°E est -0.03 (soit aucune variance commune observée). Ainsi, la réflexion à l'ouest n'est pas un phénomène qui est prépondérant durant la période étudiée.

En conclusion, les vents situés dans le Pacifique ouest, plutôt que la réflexion des ondes de Rossby à l'ouest, constituent la source génératrice principale des ondes de Kelvin qui, venant du Pacifique ouest, passent à 165°E et se propagent vers l'est (voir paragraphe 4.5.1). En novembre-décembre 1992, particulièrement, des coups de vents d'ouest (observés aussi de manière saisonnière) du Pacifique ouest sont certainement les principales sources des ondes de Kelvin de downwelling qui, nous l'avons vu, arrivent à la côte est pour augmenter l'activité saisonnière des températures de surface. Ces vents, en renvoyant vers l'est des ondes de Kelvin de downwelling, agissent comme si le signal downwelling incident des ondes de Rossby 1 se réfléchissait à l'ouest. Et, en septembre 1993, un coup de vent d'est situé dans l'ouest (observé aussi de façon saisonnière dans la figure 6 du chapitre 5, panneau du bas à droite) est aussi le principal générateur de l'onde de Kelvin d'upwelling qui se propage vers l'est du Pacifique au moment où l'El Niño de fin 1992-1993 se termine. Selon l'étude de Mantua et Battisti (1994), cette onde serait un élément clé de la terminaison de l'El Niño de fin 1992-1993 et serait générée par la réflexion des ondes de Rossby à l'ouest. Dans nos observations, cette onde n'est pas principalement générée par la réflexion mais par les vents locaux qui agissent, à nouveau, comme si l'onde de Rossby 1 incidente se réfléchissait. Mais bien que pouvant contribuer au déclin de l'El Niño, la faiblesse de l'onde de Kelvin renvoyée vers l'est (voir C_{topK} et C_{togK}) ne devrait pas être un facteur essentiel du développement ultérieur de l'évènement.

4.6 CONCLUSION

Avec l'extension importante du réseau TOGA-TAO et le succès de la mission de TOPEX/POSEIDON, nous avons maintenant deux sources de données synoptiques indépendantes avec lesquelles nous pouvons observer la dynamique de l'Océan Pacifique équatorial. La qualité sans précédent de ces deux sources de données nous permet d'évaluer la capacité des données à surveiller l'évolution de l'El Niño de fin 1992-1993 et d'étudier, durant cette période, la validité de mécanismes tels que l'oscillateur retardé.

Dans l'étude qui précède, une méthode originale de projection des anomalies du niveau de la mer déduites des données de TOPEX et de hauteurs dynamiques fournies par TOGA-TAO fut conçue pour détecter les ondes équatoriales sur l'ensemble du bassin et étudier le problème des réflexions des ondes aux frontières est et ouest du Pacifique. Cette méthode permet aussi de séparer les composantes des vents qui sont susceptibles de générer les ondes équatoriales océaniques. Ce faisant, nous pouvons étudier les relations ondes/vent jusque dans les régions côtières du Pacifique équatorial ouest et est.

Durant l'El Niño de fin 1992-1993, nous avons clairement observé la propagation d'ondes individuelles de Kelvin et de Rossby 1 dans TOGA-TAO et TOPEX. Le très bon accord entre les ondes de Kelvin et Rossby 1 dans TOPEX et TOGA-TAO confirme, comme dans le chapitre 3, que la structure méridienne du réseau TOGA-TAO résout les principales composantes de la dynamique océanique équatoriale ($[5^{\circ}\text{S}, 5^{\circ}\text{N}]$) durant ENSO.

Sur toute l'étendue du bassin, les ondes équatoriales sont principalement générées par les vents et, comme dans l'étude de l'ENSO 1986-1989, le système océan (ondes) -atmosphère (vent) agit en parfait accord avec les théories équatoriales de Cane et Sarachik (1976) où une anomalie de vent d'ouest, par exemple, crée une onde de Rossby 1 d'upwelling qui va se propager vers l'ouest et une onde de Kelvin de downwelling qui va se propager vers l'est. Puisque que

CHAPITRE IV

nous avons observé les ondes individuelles dans deux jeux de données indépendants et dans les données altimétriques de GEOSAT, la décomposition mathématique ondulatoire de l'océan Pacifique équatorial prend un sens pleinement physique (voir la controverse entre Chao et Philander (1991) et Cane et Zebiak (1991)) et l'analyse en ondes équatoriales individuelles nous permet d'explorer la validité de modèles conceptuels tel l'oscillateur retardé.

Durant l'El Niño de fin 1992-1993, nous avons vu, d'une part, qu'il n'y pas eu de réflexion majeure de Rossby 1 en Kelvin et, d'autre part, que le vent du Pacifique ouest était la source principale des ondes de Kelvin se propageant de l'ouest vers l'est. Ceci est en contradiction avec l'oscillateur retardé qui repose sur les réflexions à l'ouest. De plus, selon l'oscillateur retardé modifié de Mantua et Battisti (1994), la terminaison des événements chauds serait fortement aidée par une onde de Kelvin d'upwelling (issue de la réflexion des ondes de Rossby 1 d'upwelling), qui se propagerait à point nommé pour aider la renverse des anomalies chaudes d'El Niño. Ici, nous avons, en effet, observé une faible onde de Kelvin d'upwelling qui traverse le bassin alors que l'El Niño faiblit. Mais cette onde est principalement générée par une anomalie de vent d'est du Pacifique ouest et son amplitude est limitée. Il est donc peu probable que son influence sur El Niño soit importante. Toutes ces considérations nous permettent de conclure que, sous sa forme présente, l'oscillateur retardé n'est pas le processus majoritairement à l'oeuvre durant le développement et la terminaison de l'El Niño de fin 1992-1993.

En revanche, les ondes de Kelvin générées par les vents du Pacifique ouest, en novembre-décembre 1993, semblent avoir joué un rôle important. En effet, nous avons décrit comment ces ondes de Kelvin de novembre-décembre 1992 pouvaient modifier les températures de surface du Pacifique est en conjonction avec les tendances saisonnières. Dans une étude ultérieure, il conviendra de comprendre, en détails, les liens encore obscurs qui existent entre l'activité dite "saisonnière" et les développement de l'El Niño de fin 1992-1993 ainsi que la

CHAPITRE IV

nature du couplage océan-atmosphère "saisonnier" observé dans l'est. Nous pourrions alors vérifier si il est vrai que ce couplage empêche, systématiquement, la réflexion en Rossby 1 des fortes ondes de Kelvin incidentes à la côte est. Ensuite, nous pourrions déterminer si il est effectivement un élément moteur du développement et de la disparition de l'événement chaud dont l'initiation semble associé à l'arrivée de Kelvin downwelling générées dans l'ouest aux moments adéquats.

Pour le moment, nous allons rassembler les informations recueillies au cours de ce chapitre et au chapitre 2 pour donner une vue unifiée des ondes océaniques équatoriales observées et des mises en défaut de certains aspects de l'oscillateur retardé durant les El Niño de fin 1986-1987 et de fin 1992-1993.

V - LES ENSO DE 1986-1987 ET DE 1992-1993 ET LE CYCLE SAISONNIER.

5.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons rappeler les principaux résultats dynamiques déduits des chapitres 2 et 4 pour décrire brièvement les similitudes de l'évolution des SST et de la dynamique ondulatoire équatoriale durant les deux événements chauds de fin 1986-1987 et fin 1992-1993 et durant le cycle saisonnier. Nous ne chercherons pas explorer le détail des contrastes ou des similitudes des deux événements chauds et de leurs anomalies par rapport à l'activité saisonnière mais une étude ultérieure y sera consacrée.

A l'heure où ce manuscrit est écrit, les conditions anormalement chaudes qui existent dans le Pacifique centre laissent penser que l'El Niño de fin 1992-1993 ne sera pas suivi d'une phase froide La Niña mais, en fait, d'un réchauffement. L'index de l'oscillation australe (SOI) recommence à décroître comme lors d'un El Niño alors que les prévisions à 6 mois des modèles, tels que celui de Zebiak et Cane (1987) ne prévoient rien très anormal : ni événement particulièrement chaud, ni événement froid. De plus, tandis que l'El Niño de fin 1986-1987 fut bien prévu par le modèle de Zebiak et Cane, le deuxième événement chaud de 1992-1993 ne fut pas prévu. Les deux El Niño semblent donc évoluer de façon différente et pourtant, nous avons vu qu'ils présentent des similarités étonnantes - qui contrastent avec l'oscillateur retardé de Battisti (1988) et Mantua et Battisti (1994). - que nous résumons maintenant.

5.2 LES DONNEES UTILISEES

CHAPITRE V

Pour examiner, qualitativement, l'évolution de l'activité saisonnière du niveau de la mer, nous utilisons le fichier climatologique de hauteurs dynamiques créés à partir des données hydrologiques de Kessler et McCreary (1993) gracieusement fournies par Billy Kessler. De plus, GEOSAT est examiné de 140°E à 95°W. Nous avons insisté sur le fait que, au-delà de 150°E, les données de GEOSAT étaient bien moins fiables et elle sont donc à prendre avec précautions entre 140°E et 150°E. Les vents de FSU sont aussi utilisés et sont projetés sur les ondes équatoriales selon la méthode exposée au chapitre 4. La climatologie des vents est calculée sur les 33 années de vent disponible (1961-1993). Enfin, les données de températures de surface (SST) sont déduites des données hebdomadaires du Climate Analysis Center (CAC) et décrites dans Reynolds et Smith (1994). Celles-ci sont interpolées aux pas de GEOSAT et TOPEX/POSEIDON, tous les 10 jours. Le cycle saisonnier des températures de surface est calculé sur les 12 années disponibles de 1982 à 1993. Dans la suite, nous qualifierons d'anomalies, les anomalies des données relatives aux périodes 30/12/1986-30/11/1987 pour GEOSAT, 30/12/1992-30/11/1993 pour TOPEX/POSEIDON et relatives au 30/12-30/11 pour la climatologie.

5.3 LES SIMILITUDES DES EVENEMENTS DE 1986-1987, DE 1992-1993 ET DU CYCLE SAISONNIER

Une vue purement descriptive de l'évolution parallèle des deux événements chauds et de l'activité saisonnière est présentée en figures 6-11.

Sur la figure 6, on peut voir une coupe équatoriale de SST et de tensions de vent zonal durant la fin 1986-1987 et la fin 1992-1993 et pour le cycle saisonnier. A l'ouest de 170°E, les variations de phase et d'amplitude des températures des deux événements sont identiques et liées à une activité saisonnière avec, en particulier, une anomalie froide de température en automne 1987 et 1993 dans l'extrême ouest ainsi que dans le cycle saisonnier. A l'est de 170°E, les

CHAPITRE V

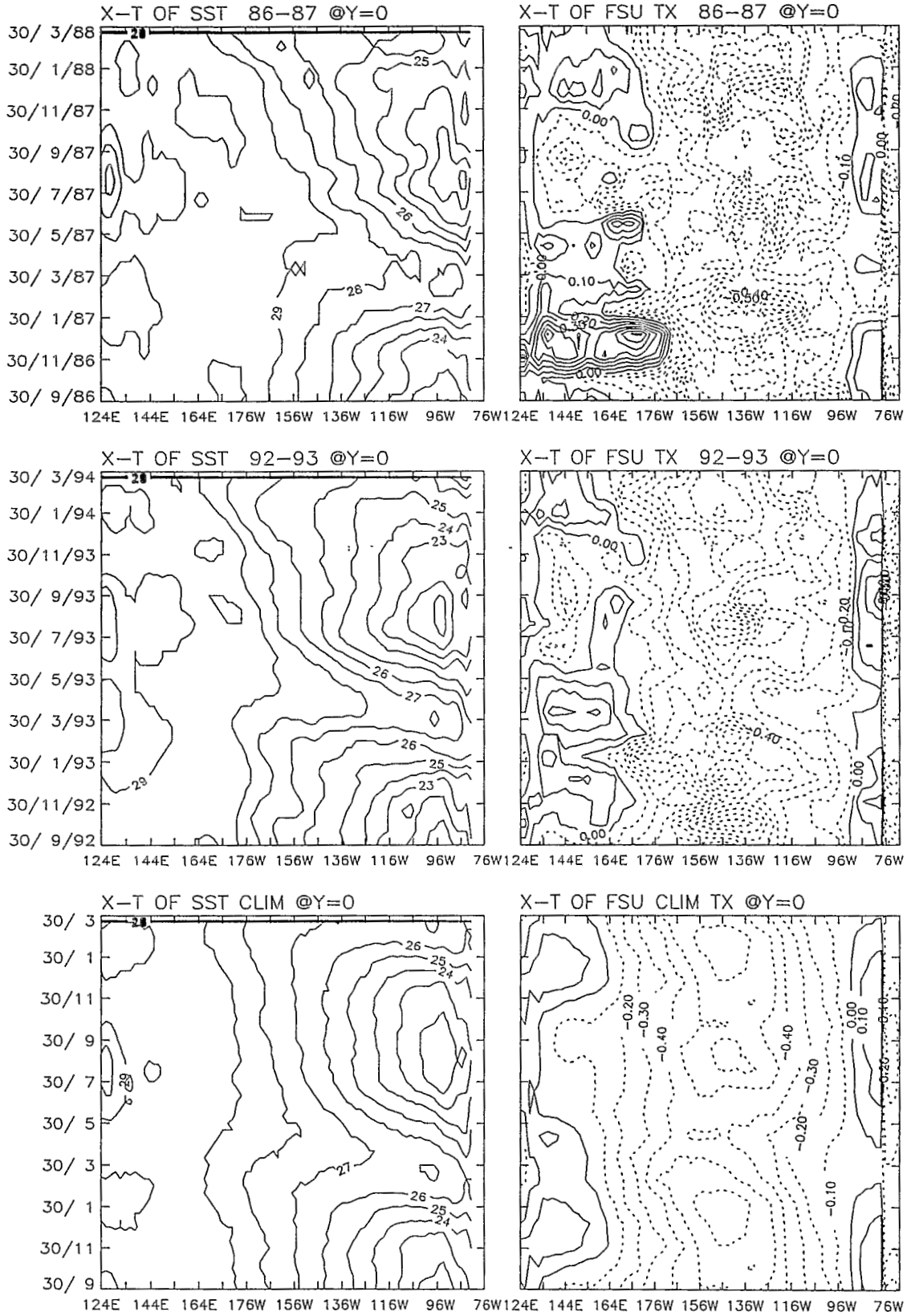


Figure 6 : En haut. Coupes equatoriales des SST (gauche) et des vents FSU (droite) durant la mission de GEOSAT
 Au centre. Les memes coupes sont effectuees durant la mission de TOPEX/POSEIDON
 En bas. Ce sont les coupes des champs climatologiques qui sont presentees

CHAPITRE V

températures de la fin 1986-1987 sont environ d'un degré plus élevées que celles observées durant la fin 1992-1993. Les deux événements exhibent le même déplacement apparent des températures de l'est vers l'ouest, en avril, caractéristique de l'activité saisonnière. La répartition globale des vents zonaux à l'équateur est identique durant les deux événements et durant le cycle saisonnier mais les vents d'ouest du Pacifique sont plus marqués en fin 1986-début 1987 qu'en fin 1992-début 1993. Notons les vents d'est centrés entre 140°E-150°E durant l'été et le début de l'automne boréal de 1987 et 1993 et, dans une moindre mesure, dans le cycle saisonnier. Ces vents sont situés à l'est des zones de plus basses températures du Pacifique ouest (entre 124°E et 134°E).

Comme nous l'avons vu, ces vents de l'ouest du Pacifique génèrent des ondes de Kelvin. Nous pouvons en voir la trace, en 1987 et 1993, sur les coupes équatoriales des anomalies de hauteur de la mer de la figure 7 (panneau du haut). Durant l'hiver boréal de 1986-1987 et de 1992-1993, des vents d'ouest, plus marqués en 1986-87, génèrent une onde de Kelvin de downwelling, plus marquée en hiver 1986-1987, qui arrive à la côte est en phase avec le réchauffement saisonnier et les anomalies saisonnières positives du niveau de la mer (figure 6). Notons la ressemblance entre les variations de phases de la coupe équatoriale de TOPEX et de la climatologie qui indique le caractère saisonnier marqué de la fin 1992-1993.

A 4°N, l'activité observée durant les El Niño de fin 1986-1987 et de fin 1992-1993 (figure 7, panneau du bas) est typiquement liée à une activité saisonnière comme on peut le voir sur le panneau de la climatologie (figure 7, panneau du bas-droite). Ainsi, des ondes de Rossby de downwelling et d'upwelling sont forcées dans l'est du Pacifique, durant la fin 1986-1987 et la fin 1992-1993, de manière saisonnière. En particulier, l'onde de Rossby d'upwelling de type saisonnier est immédiatement suivie par une onde de Rossby de downwelling qui est renforcée aux mêmes points "spatio-temporels" en 1987 et en 1993. Contrairement aux coupes équatoriales, les amplitudes et les phases des coupes à

CHAPITRE V

4°N de GEOSAT et de TOPEX sont remarquablement similaires. Les différences qui existent au niveau des coupes équatoriales de GEOSAT et de TOPEX et qui disparaissent au niveau des coupes à 4°N indiquent que seule l'activité des ondes de Kelvin durant GEOSAT diffère du caractère saisonnier observé durant la période TOPEX/POSEIDON. Pour confirmer ce point, nous présentons maintenant les coupes des coefficients de Kelvin (figure 8) et de Rossby 1-3 (figure 9-11) des hauteurs de la mer observée par GEOSAT et TOPEX/POSEIDON et des vents FSU ainsi que les coefficients des climatologies de hauteur dynamique et de vent .

Il est clair que les coefficients en Kelvin du vent et de l'océan sont plus énergétiques au début de l'année 1987 qu'au début de l'année 1993 et que dans la climatologie. Cela explique la variabilité plus importante observée sur les coupes équatoriales de la figure 7 durant l'El Niño 1986-1987. Il conviendra de rechercher, dans une prochaine étude, si les différences d'amplitude entre les ondes Kelvin de fin 1986-1987 et de fin 1992-1993 contribuent aux divergences des comportements ultérieurs des deux événements chauds. Par contre, l'activité moins équatoriale (de hauteur de la mer) représentée par les coefficients de Rossby 1, 2 et 3 (figures 9-11) est d'amplitude comparable durant 1987 et 1993. Cet accord de phase et d'amplitude est également visible sur les coefficients de Rossby 1 et de Rossby 2 de la climatologie (figures 9-10). Ceci explique les amplitudes identiques des coupes de GEOSAT, TOPEX et de la climatologie, à 4°N, et cela renforce l'idée que, d'une part, l'El Niño de fin 1992-1993 est extrêmement lié à l'activité saisonnière et que, d'autre part, l'activité des ondes de Kelvin durant la fin 1986-1987 est un des facteurs importants qui ont pu contribuer à la différence d'intensité des El Niño de fin 1986-1987 et de fin 1992-1993.

Dans l'ouest du Pacifique, à un facteur d'amplitude près, les coefficients des ondes de Kelvin océaniques et du vent évoluent de manière très similaire en 1986-1987 et 1992-1993. En particulier, les coups de vents d'ouest des hivers boréaux de 1986-1987 et de 1992-1993 génèrent les ondes de Kelvin de downwelling

CHAPITRE V

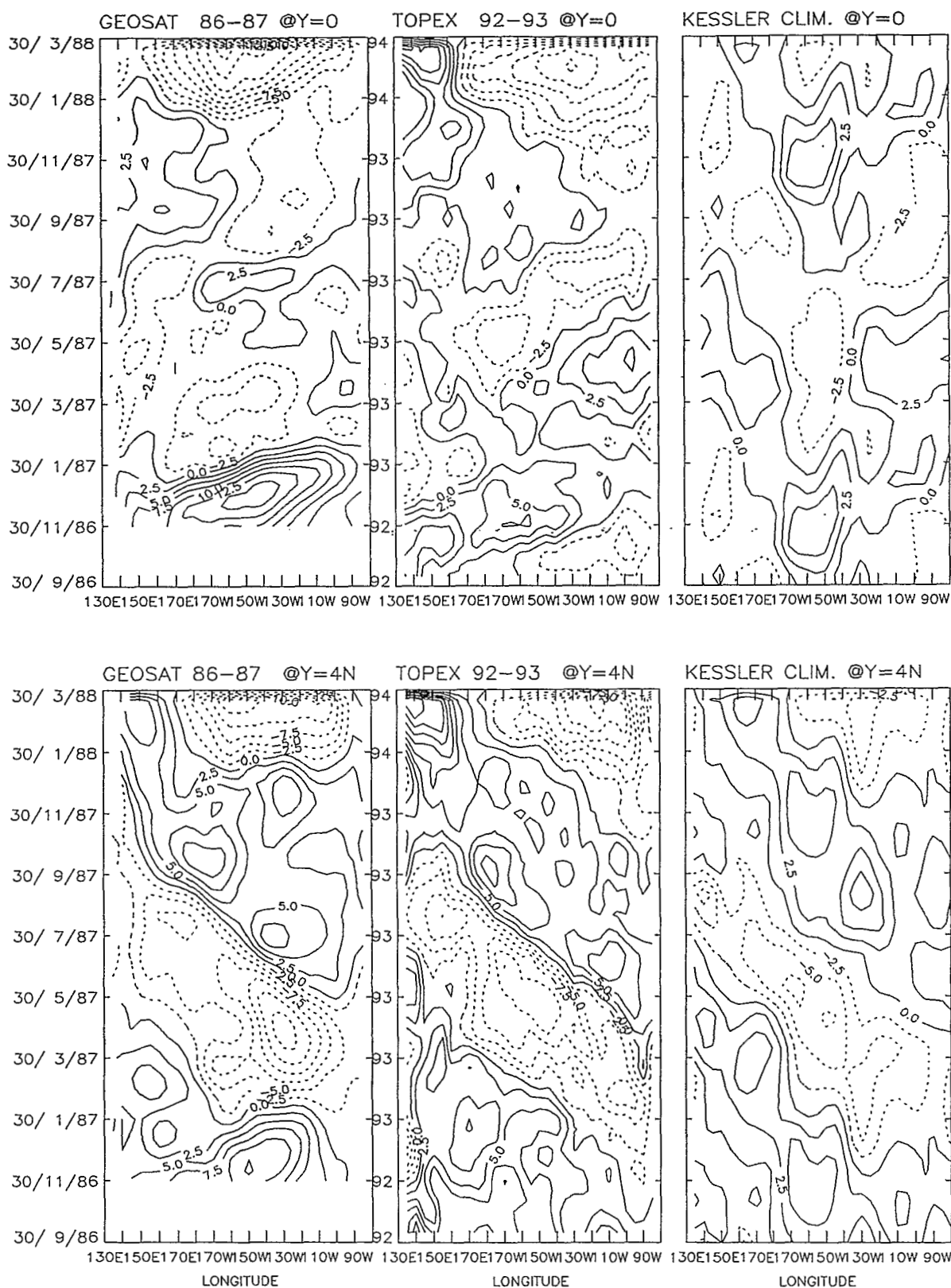


Figure 7 : En haut. Coupes équatoriales des anomalies de niveau de la mer de GEOSAT (gauche), de TOPEX (centre) et des anomalies de hauteurs dynamiques de la climatologie de Kessler (Kessler et McCreary, 1993)
 En bas. Les mêmes coupes sont effectuées à 4 degrés nord

CHAPITRE V

précédemment évoquées qui se propagent jusqu'à la côte américaine dans GEOSAT et TOPEX pour augmenter l'activité saisonnière des anomalies chaudes de SST de l'est du Pacifique (figure 6). Puis des anomalies de vent d'est, centrées vers 170°E , génèrent des ondes de Kelvin d'upwelling qui se propagent également jusqu'à la côte est. Les anomalies de vents redeviennent d'ouest à 145°E , de mars à mai 1987 et 1993, puis des anomalies de vent d'est perdurent de juin à novembre 1987 et 1993 avec une activité plus marquée en septembre 1987 et 1993. Ces anomalies de vents génèrent, pour la plus grande partie (chapitre 2 et 4), les ondes de Kelvin d'upwelling que nous voyons se propager, faiblement, vers septembre-octobre 1987 et 1993 du Pacifique ouest vers le Pacifique est alors que les événements de fin 1986-1987 et de fin 1992-1993 amorcent leur déclin.

Mais, contrairement à l'idée de Mantua et Battisti (1994), nous avons vu que la génération de ces ondes, en 1987 et en 1993, était plutôt induite par les variations des vents, à l'ouest de 160°E , que par la réflexion des ondes de Rossby 1 d'upwelling (chapitres 2 et 4) de type saisonnier (figure 9). De plus, ces ondes de Kelvin sont de faible amplitude et ne peuvent avoir une grande influence sur le déclin des deux événements chauds. A nouveau, l'accord entre les résultats des études menées durant la période fin 1986-1989 et fin 1992-1993 ne semble pas accréditer l'idée du mécanisme d'oscillateur retardé (Mantua et Battisti, 1994) qui explique, théoriquement, la terminaison de tous les événements El Niño.

Picaut et Delcroix (1994) ont insisté sur le fait que l'onde de Rossby 1 de downwelling qui suivait l'onde de Rossby 1 d'upwelling pouvait contribuer au basculement des conditions chaudes de 1987 en conditions froides de 1988. En 1993, cette onde de Rossby 1 de downwelling devrait déplacer les eaux équatoriales de l'est vers l'ouest de manière identique. D'ailleurs, en avril 1994, la répartition ouest-est des températures équatoriales est très proche de celle observée en avril 1988 (figure 6). Pourtant, les deux événements semblent évoluer de façon différente et, en tous cas, l'événement chaud de 1991-1993 ne semble pas suivi par un événement froid. Il conviendra donc de déterminer les

CHAPITRE V

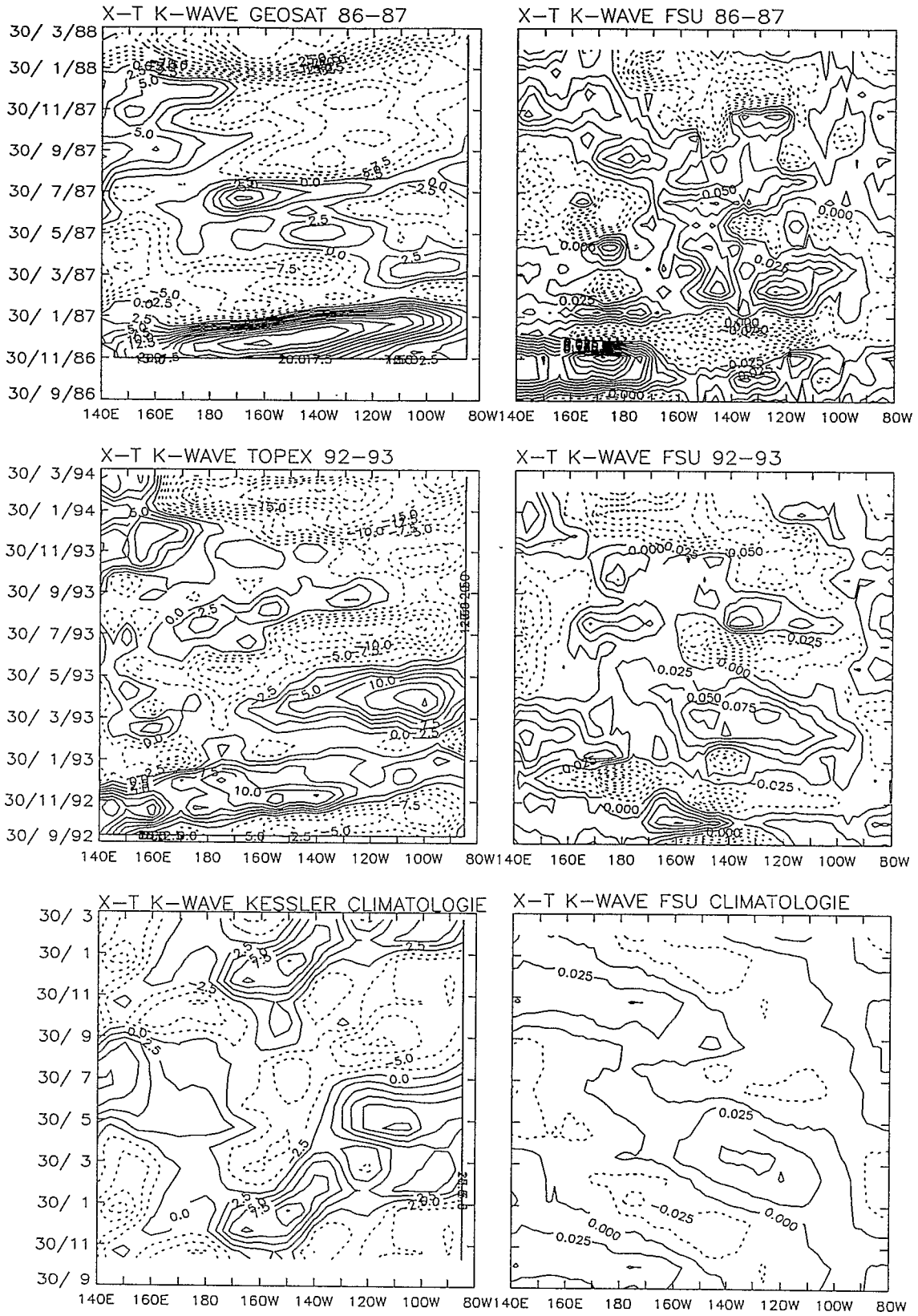


Figure 8 : En haut. Coupes X-T des coefficients de Kelvin de GEOSAT(gauche) et des vents FSU (droite)
 Au centre. Coupes X-T des coefficients de Kelvin de TOPEX (gauche) et des vents FSU (droite)
 En bas. Coupes X-T des coefficients de Kelvin de la climatologie de hauteur dynamique de Kessler
 (Kessler et McCreary, 1993) (gauche) et de la climatologie des vents FSU (droite)

CHAPITRE V

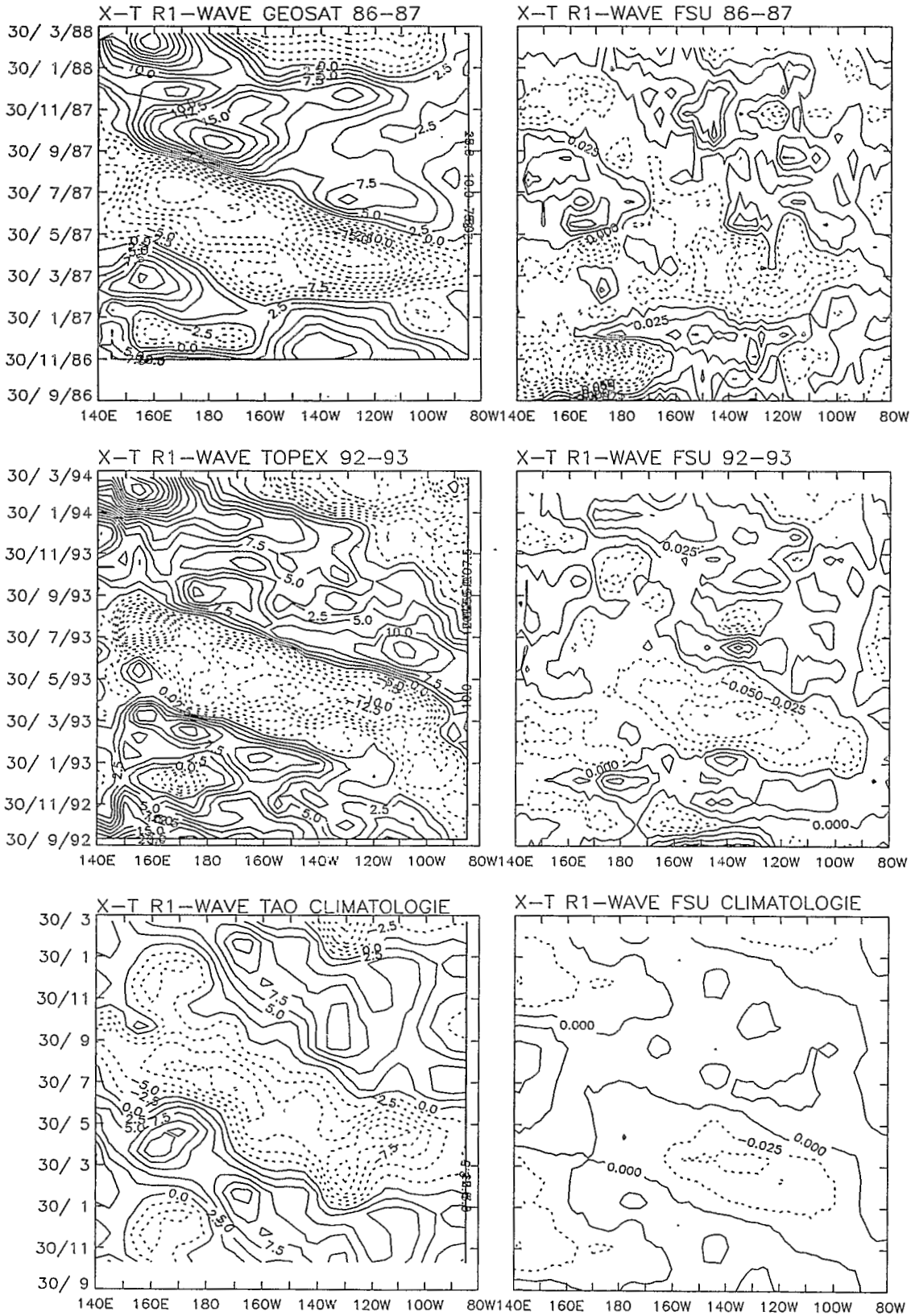


Figure 9 : En haut. Coupes X-T des coefficients de Rossby 1 de GEOSAT(gauche) et des vents FSU (droite)
 Au centre. Coupes X-T des coefficients de Rossby 1 de TOPEX (gauche) et des vents FSU (droite)
 En bas. Coupes X-T des coefficients de Rossby 1 de la climatologie de hauteur dynamique de Kessler
 (Kessler et McCreary, 1993) (gauche) et de la climatologie des vents FSU (droite)

CHAPITRE V

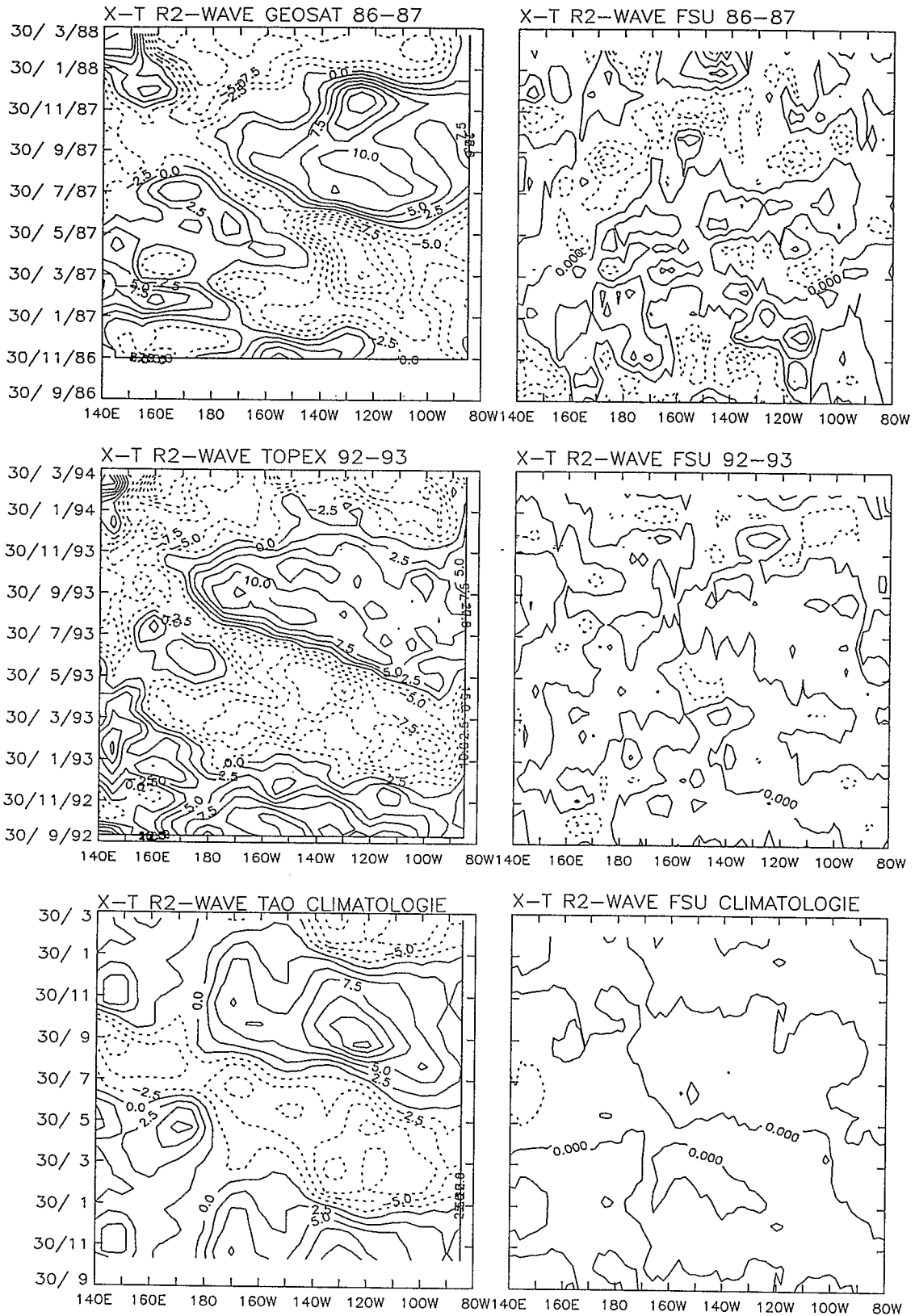


Figure 10 : En haut. Coupes X-T des coefficients de Rossby 2 de GEOSAT(gauche) et des vents FSU (droite)
 Au centre. Coupes X-T des coefficients de Rossby 2 de TOPEX (gauche) et des vents FSU (droite)
 En bas. Coupes X-T des coefficients de Rossby 2 de la climatologie de hauteur dynamique de Kessler
 (Kessler et McCreary, 1993) (gauche) et de la climatologie des vents FSU (droite)

CHAPITRE V

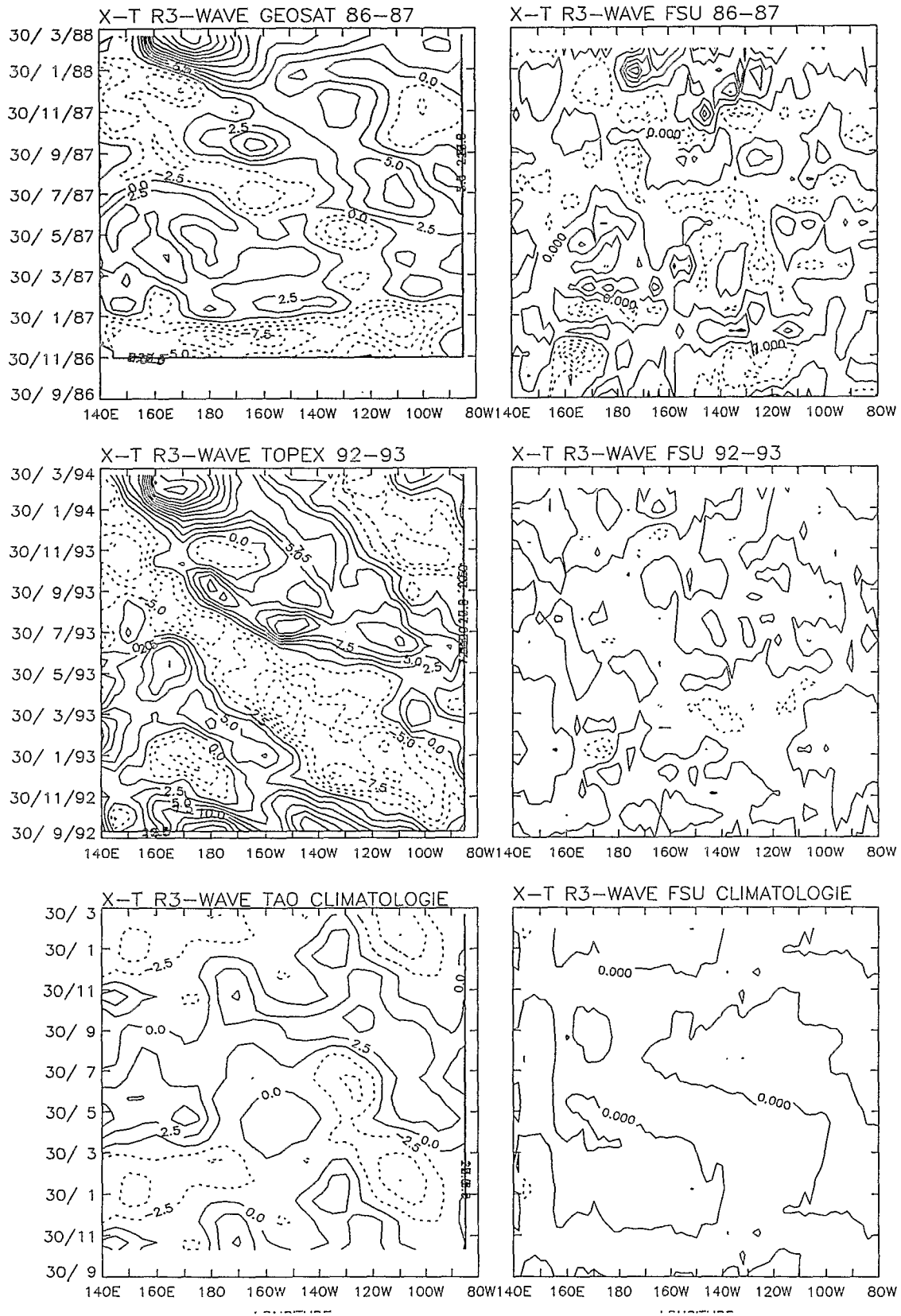


Figure 11 : En haut. Coupes X-T des coefficients de Rossby 3 de GEOSAT(gauche) et des vents FSU (droite)
 Au centre. Coupes X-T des coefficients de Rossby 3 de TOPEX (gauche) et des vents FSU (droite)
 En bas. Coupes X-T des coefficients de Rossby 3 de la climatologie de hauteur dynamique de Kessler
 (Kessler et McCreary, 1993) (gauche) et de la climatologie des vents FSU (droite)

CHAPITRE V

processus physiques essentiels qui rendent différents les évolutions dynamiques et thermodynamiques ultérieures des deux événements chauds de type saisonnier .

Une telle étude nécessite la connaissance des variations de la structure verticale des premières centaines de mètres de l'océan et des processus qui les gouvernent. Pour les déterminer de manière systématique et approfondie, il faudrait utiliser des jeux de données de hauteurs de la mer, courants zonaux et méridiens, SST, etc...synoptiques en temps et espace. Un tel jeu de données observées n'existe pas et l'alternative consiste à étudier les processus qui déterminent les variations simulées des événements de 1986-1989 et 1991-1993. Ceci ne peut se faire, bien sur, qu'avec des simulations équatoriales dont la qualité est jugée suffisante au regard des observations de l'océan réel. Pour obtenir de telles simulations, nous allons d'abord faire usage des observations pour ajuster un modèle linéaire équatorial. Puis nous déterminerons si la qualité des vents observés de TOGA-TAO (cette qualité est essentielle pour produire des simulations "raisonnables") permet d'améliorer les simulations du niveau de la mer.

VI - AJUSTEMENT D'UN MODELE LINEAIRE MULTIMODE DU PACIFIQUE TROPICAL.

Ce chapitre fait l'objet d'une publication donnée en annexe 3

6.1. INTRODUCTION

Nous avons vu, dans les chapitres précédents, que les ondes océaniques équatoriales de Kelvin et de Rossby 1 se propageaient dans l'Océan Pacifique durant la fin 1986-1989 et fin 1992-1993 mais ne se réfléchissaient pas efficacement aux frontières est et ouest. Pendant ces périodes, la somme des signaux de ces deux ondes régit les variations principales des anomalies du niveau de la mer et des courants géostrophiques zonaux de surface dans la bande équatoriale. Ceci signifie que les processus qui déterminent les variations dynamiques de surface de l'Océan Pacifique équatorial ont un temps de vie limité, grossièrement, au temps que met une onde libre de Rossby 1 pour traverser tout le bassin; soit moins d'un an. A cela, il faut rajouter le fait que les ondes sont renforcées ou détruites le long de leurs propagations par les forçages locaux de vent (voir chapitres précédents) ce qui fait que la mémoire des processus dynamiques océaniques linéaires ne devrait réellement pas être supérieure à un an.

En grande majorité, les modèles simples (ou relativement simples) d'ENSO comme le modèle de Zebiak et Cane (1987) paramétrisent la dissipation des processus dynamiques en introduisant un coefficient de friction r de type Rayleigh qui conduit à atténuer temporellement les variations des hauteurs de la mer et des courants selon la loi exponentielle e^{-rt} . Faut de connaître le temps de vie des processus dynamiques réels de l'océan équatorial, ce coefficient de friction est choisi arbitrairement dans les limites qui permettent au modèle de simuler raisonnablement cette dynamique (soit $r=(2.5\text{ans})^{-1}$ pour ce modèle). Le modèle

CHAPITRE VI

couplé de Zebiak et Cane (1987) ne possède pas (ou peu) la variabilité intrasaisonnière des vents observés dans le Pacifique ouest. Or, nous avons vu que ces vents observés généraient la majorité des ondes de Kelvin qui se propagent de l'ouest vers le Pacifique centre et que ces vents agissaient, le plus souvent, comme si une réflexion avait lieu. L'absence de génération d'ondes de Kelvin par le vent du modèle de Zebiak et Cane (1987), dans l'ouest, est en partie compensée par la réflexion totale des ondes de Rossby qui proviennent du Pacifique centre. Ce processus artificiel nécessite la propagation libre des ondes de Rossby équatoriales et donc justifie une friction qui soit sans effet sur leur amplitude. Une friction de $r=(2.5\text{ans})^{-1}$ est appropriée pour que ce modèle couplé développe les oscillations de type ENSO (Wakata et Sarachik, 1991). Mais il s'agit pourtant de régler le modèle au plus proche de la réalité et la réalité ne semble pas favoriser une friction is faible.

Récemment, Périgaud et Dewitte (1994) ont comparé les simulations du modèle océanique non couplé de Zebiak et Cane (1987) avec diverses observations durant 1980-1993. Ils concluent que les ondes libres du modèle et leur réflexion aux frontières transportent plus d'énergie qu'il ne faudrait et conduisent à un mode résonant de l'ordre 9 mois non réaliste. Ce mode résonant peut être atténué au profit d'un mode interannuel plus proche de la réalité en supprimant la réflexion des ondes aux frontières et/ou en augmentant la friction océanique du modèle à $r=(9 \text{ mois})^{-1}$. Notons que les deux conclusions précédentes: friction plus importante et absence de réflexion aux frontières sont en accord avec les conclusions issues des chapitres précédents et les propos du début de ce chapitre.

L'étude qui suit vise à déduire le coefficient de friction optimale à utiliser dans un modèle de océanique de type Zebiak et Cane (1987). Comme ce modèle océanique linéaire, forcé par des vents observés, simule raisonnablement la dynamique équatoriale du Pacifique (Busalacchi et Cane, 1985), l'ajustement du modèle océanique aux observations devrait démontrer que la friction qui entre

CHAPITRE VI

dans le modèle linéaire est de l'ordre d'un an ou plus. Si tel est le cas, cela appuiera notre thèse selon laquelle le temps de vie des processus linéaires du Pacifique tropical est au plus d'un an, confirmera que les ondes ne peuvent pas faire d'aller retour en se réfléchissant aux diverses frontières ce qui corroborera les conclusions de Périgaud et Dewitte (1994). Du même coup, nous aurons un modèle linéaire ajusté avec lequel nous expérimenterons, au chapitre suivant, l'influence de différents jeux de vents sur les simulations du Pacifique tropical.

6.2 LE MODELE ET LES DONNEES

Le modèle océanique linéaire dont nous disposons est, comme celui de Zebiak et Cane (1987), basé sur le modèle de Cane et Patton (1984) et sera utilisé dans sa version multimode (Busalacchi et Cane, 1985). Le seul jeu de vent observé disponible pour étudier le comportement à long terme du modèle est le vent de FSU. Comme ce vent est fourni sous la forme de pseudo-tensions de surface, l'amplitude des tensions de vent nécessaire pour forcer le modèle est choisie sous la forme d'un coefficient de frottement dont la valeur résultera de l'ajustement aux données (paragraphe suivant). Nous ne considérons que les deux premiers modes baroclines pour simuler la variabilité de l'océan tropical. Cette décision se base sur les conclusions exprimées par Busalacchi et Cane (1985).

Les données sont constituées des hauteurs de la mer issues de 14 marégraphes du Pacifique tropical, de 12 mouillages TOGA-TAO (hauteurs dynamiques) et GEOSAT (figure 1 en annexe 3) et sont traitées selon les méthodes décrites en annexe 3. Tandis que les données de GEOSAT et des marégraphes mesurent une hauteur de la mer, les données de TOGA-TAO ne représentent que les variations intégrées des 500 premiers mètres de l'océan et constituent donc une source de nature légèrement différente des deux autres jeux de données.

CHAPITRE VI

6.3 METHODE D'AJUSTEMENT DU MODELE AUX OBSERVATIONS ET RESULTATS

Dans ce modèle à deux modes verticaux, les coefficients de frottement et de friction (le premier réfère au coefficient de transfert du vent et, le second, au coefficient r) sont les deux seuls paramètres ajustables. Il existe des méthodes puissantes pour ajuster les paramètres d'un modèle aux observations. Ici, pour ce modèle simple, nous choisissons une méthode moins élaborée pour déterminer la meilleure combinaison des paramètres du modèle. Chaque mode possède un coefficient de friction à ajuster. Pour ce faire, nous effectuons des simulations océaniques (avec un coefficient de frottement de référence de $1.5 \cdot 10^{-3}$) où les temps de dissipation (inverse des coefficients de friction) des deux modes verticaux (T_1 et T_2) varient indépendamment de 1 mois à 400 ans. La meilleure combinaison des frictions optimales ($1/T_1$ et $1/T_2$) est déterminée en maximisant la corrélation entre les multiples simulations de hauteur de la mer et les trois jeux de données indépendants. Puis, le meilleur coefficient de frottement est déterminé en minimisant la déviation standard des différences des hauteurs de la mer simulée et observée par les jeux de données. En annexe 3, il est montré comment la maximisation de la corrélation conduit, du même coup, à la minimisation de la différence des déviations standards.

Les résultats de l'ajustement sont présentés en figure 3 (annexe 3). Les valeurs maximales de corrélation entre les simulations effectuées avec différentes frictions ($1/T_1$ et $1/T_2$) et les jeux de données (panneaux de gauche) conduisent à un temps de friction moyen de 6 mois pour le premier mode vertical (T_1) et 3 mois pour le second mode vertical (T_2) comme il est discuté en annexe 3. Le coefficient de frottement résultant est 1.6×10^{-3} . Etant donnée la forme assez large des corrélations de la figure 3 en annexe 3 et la valeur des corrélations aux maxima, nous estimons que les meilleures frictions des modes verticaux 1 et 2 sont globalement comprises entre 3 mois et un an.

6.4 CONCLUSION.

La gamme des coefficients de friction, de $(3 \text{ mois})^{-1}$ à $(\text{un an})^{-1}$, qui permet d'ajuster le modèle linéaire à trois jeux indépendants d'observations confirme le fait que la friction utilisée dans le modèle océanique de Zebiak et Cane (1987) n'est pas optimale pour simuler, au mieux, la dynamique équatoriale du Pacifique (en accord avec les résultats de Périgaud et Dewitte, 1994). De plus, ces résultats renforcent l'idée que la dynamique équatoriale linéaire de l'océan, essentiellement ondulatoire (voir chapitres précédents), n'a pas une mémoire réellement supérieure à un an ce qui va aussi dans le sens de l'absence de réflexion efficace des ondes libres aux frontières est et ouest. A nouveau, la combinaison d'une friction si forte qui peut affecter le comportement du modèle de Zebiak et Cane (Wakata et Sarachik, 1991) et l'inefficacité des réflexions observée dans l'océan réel plaide contre l'oscillateur retardé du modèle de Zebiak et Cane (1987) durant 1986-1989 et fin 1992-1993.

Le modèle est maintenant ajusté aux observations. Par sa simplicité de conception et d'utilisation, il constitue un terrain d'essai idéal pour tester l'efficacité de différents jeux de vents tels que les vents issues de TOGA-TAO. Jusqu'à présent, en effet, la capacité du réseau TOGA-TAO à produire des vents de surface de qualité pouvant améliorer nos simulations, puis nos prévisions n'a pas été démontré. Il convient donc de concevoir des méthodes par lesquelles nous pouvons tester cette capacité. Aux échelles de temps qui nous intéressent, un tel modèle linéaire simule la hauteur de la mer aussi précisément (ou imprécisément) que des modèles plus complexes. Il constitue donc un outil puissant (car rapide) pour déterminer l'influence des vents issus de TOGA-TAO sur les simulations du niveau de la mer. Si les résultats déduits de ce modèle ajusté s'avèrent encourageants, il conviendra alors de passer à un modèle

CHAPITRE VI

océanique plus complet pour définir l'impact réel des vents TOGA-TAO sur les simulations des courants et des températures de surface durant ENSO.

VII - INFLUENCE DES VENTS TAO SUR LES SIMULATIONS DU NIVEAU DE LA MER DU PACIFIQUE EQUATORIAL

7.1 INTRODUCTION

Plus que tout autre élément de forçage, les vents de surface de l'océan sont des composantes essentielles pour simuler convenablement les variations du niveau de la mer de l'Océan Pacifique tropical. Par exemple, Ji et Smith (1994) ont montré que les simulations du modèle climatique de NMC (National Meteorological Center) bénéficiaient de l'assimilation de la structure thermique observée de l'océan mais que cette assimilation ne pouvait pas compenser les erreurs des forçages qui entachent le vent forçant leur océan. La qualité des vents est donc importante pour les simulations et peut-être encore plus pour les prévisions des phénomènes ENSO. Jusqu'à présent, ce sont les vents observés de FSU qui sont utilisés le plus fréquemment pour initialiser les prévisions des modèles couplés. Or, les prévisions d'ENSO sont extrêmement sensibles aux conditions initiales (Goswami et Shukla, 1991) et ces vents mensuels sont analysés de façon subjective et sont sujets à de nombreuses erreurs. C'est pourquoi les centres opérationnels de prévision comme le centre de NMC sont très intéressés par la qualité des vents observés tels les vents de TAO qui peuvent être assimilés, en temps réels, pour améliorer (potentiellement) les vents des modèles couplés tournés vers la prévision.

A l'heure actuelle, il est certain que le réseau de TOGA-TAO est l'élément le plus important du système d'observations mis en place durant le programme décennal TOGA. Dans une large mesure, le succès potentiel du réseau TOGA-TAO repose sur sa capacité à produire des observations capables d'améliorer l'effort de modélisation et de prévision déployé durant TOGA. Néanmoins,

CHAPITRE VII

aucune étude n'a réellement évalué ou même démontré l'impact des observations des vents du réseau TAO sur les simulations - et encore moins sur les prévisions - de phénomènes tels qu'ENSO. En plus de sa capacité à observer l'évolution dynamique de l'océan durant ENSO (voir chapitre 4), le réseau de TOGA-TAO fournit les éléments de surface qui permettent de calculer, en temps réel, les vents et tensions de surface aux points de mouillages (figure 12). Pour déterminer l'impact des vents de TAO sur les simulations océaniques, nous allons étudier si l'incorporation des vents TAO dans les vents de modèles atmosphériques, comme celui de NMC, permet d'obtenir des simulations océaniques de qualité au moins égale à celles obtenues avec les vents FSU. Cette même incorporation sera effectuée sur les vents FSU et, avec le développement quasi-complet du réseau de TOGA-TAO depuis 1992, nous construirons un forçage purement issu des vents TAO.

Dans l'étude qui suit, seul l'impact des vents de TOGA-TAO sur les simulations dynamiques des hauteurs de la mer de l'Océan Pacifique équatorial est étudié. Dans un premier temps, la méthode de création des champs de tensions de vent incorporant TOGA-TAO est présentée. Puis leur validité est testée en comparant les simulations dynamiques issues du modèle linéaire du chapitre 6 aux observations *in-situ* diverses dont nous avons fait usage dans les chapitres précédents.

7.2 PREPARATION DES CHAMPS DE TENSIONS DE SURFACE.

A/ PREPARATION DES TENSIONS DE VENT DE TAO

Les données de vents de TOGA-TAO sont traitées de 1983 à novembre 1993. Durant notre période, un maximum de 66 mouillages est disponible (figure 12). Pour dériver les tensions de surface associées aux vents mesurés aux points de mouillages de TOGA-TAO, l'algorithme de Liu et Blanc (1984) est adopté. Cet

CHAPITRE VII

algorithme est directement dérivé du modèle de Liu et al. (1979) qui prend en compte les échanges dynamiques et thermodynamiques des couches de surface de l'océan et de l'atmosphère où les contraintes moléculaires de transport sont importantes. Les flux d'échanges de quantité de mouvement entre l'atmosphère et l'océan, déduits du modèle de Liu et al. (1979), permettent de calculer le coefficient de transfert de cette quantité de mouvement (coefficient de frottement) qui dépend de la vitesse du vent, de la différence entre la température de l'océan et de l'atmosphère à l'interface et de l'humidité relative à la surface de l'océan.

Souvent, les mouillages de TOGA-TAO mesurent ces quatre quantités et un coefficient de frottement peut donc être déduit pour transformer les vents mesurés par TAO en tensions de surface selon la formule classique: $\bar{\tau} = \rho_{air} C_d \|\bar{u}\| \bar{u}$ où ρ_{air} représente la densité de l'air, C_d est le coefficient de frottement et \bar{u} est la vitesse du vent. Toutefois, certains mouillages ne furent complètement instrumentés que tardivement et il arrive que l'humidité relative ou les températures de l'océan ou de l'atmosphère ne soient pas disponibles. Par contre, les données de vents le sont presque toujours. Pour conserver l'information de vent, la procédure suivante est adoptée : à chaque mouillage, une courbe $C_d = F(\|\bar{u}\|)$ est déduite du calcul de toutes les données possédant les vents, températures et humidité relative. Puis, lorsque les mesures ne comportent que les vents, le coefficient de frottement est calculé en prenant la valeur de la fonction F au point du vent mesuré ce qui permet de déduire la tension de vent associée. En figure 12, nous pouvons voir les coefficients de frottement moyens \bar{C}_d (moyenne effectuée sur la période considérée) obtenus par cette méthode aux points de mouillages. En dessous de chaque mouillage, la moyenne du coefficient de frottement (chiffre du dessus) est donnée avec le nombre de mois d'observations (de 1984 à novembre 1993) disponibles. Les valeurs moyennes des coefficients varient entre 1.1 et 1.3×10^{-3} et la moyenne de ces coefficients sur tout le bassin est de 1.2×10^{-3} .

CHAPITRE VII

B/ PREPARATION DES VENTS AMIP DE NMC ,AMIP+TAO, FSU, FSU+TAO et TAO SEUL

Les pseudo-tensions mensuelles de FSU sont converties en tensions de surface en utilisant un coefficient de frottement de 1.2×10^{-3} comme déduit des données de TOGA-TAO. Il se trouve aussi que ce coefficient de frottement minimise la différence des moyennes des tensions de vent TAO et FSU aux points des mouillages TAO. Clairement, ces tensions de vent FSU n'auront pas assez d'amplitude pour forcer, de manière optimale, le modèle linéaire puisque le coefficient de frottement optimal tiré de l'étude précédente (chapitre 6) est plus proche de 1.6×10^{-3} . Néanmoins, ce fort coefficient de frottement est artificiel et ne fait que refléter les déficiences du modèle linéaire qui manque d'amplitude lorsqu'il est forcé avec FSU. D'autre part, les tensions de TAO vont être incorporées aux vents FSU comme décrit ci-après. Il est donc normal d'utiliser les tensions de vents FSU les mieux ajustées aux tensions de vent de TAO, soit avec ce coefficient de frottement de 1.2×10^{-3} . Nous garderons à l'esprit, toutefois, que l'amplitude résultante des simulations effectuées avec FSU sous-estime nécessairement la réalité. Notons, enfin, que les vents FSU d'après décembre 1993 proviennent du produit dit "quick look" puisque le produit final n'est pas encore disponible.

Les tensions de vents mensuels de NMC résultent des simulations de la version climatique du modèle MRF (Medium Range Forecast) et sont gracieusement fournies (sous forme de tensions de vent) par Ming Ji de février 1982 à novembre 1993. Les paramètres de ce modèle atmosphérique (Ji et al., 1994) ont été ajusté pour augmenter ses performances dans le Pacifique tropical. Les températures mensuelles observées sont utilisées comme conditions limites à la surface de l'océan selon les techniques décrites dans le Projet d'Intercomparaison de Modèles Atmosphériques (AMIP, Gates, 1992). Le modèle atmosphérique ne

CHAPITRE VII

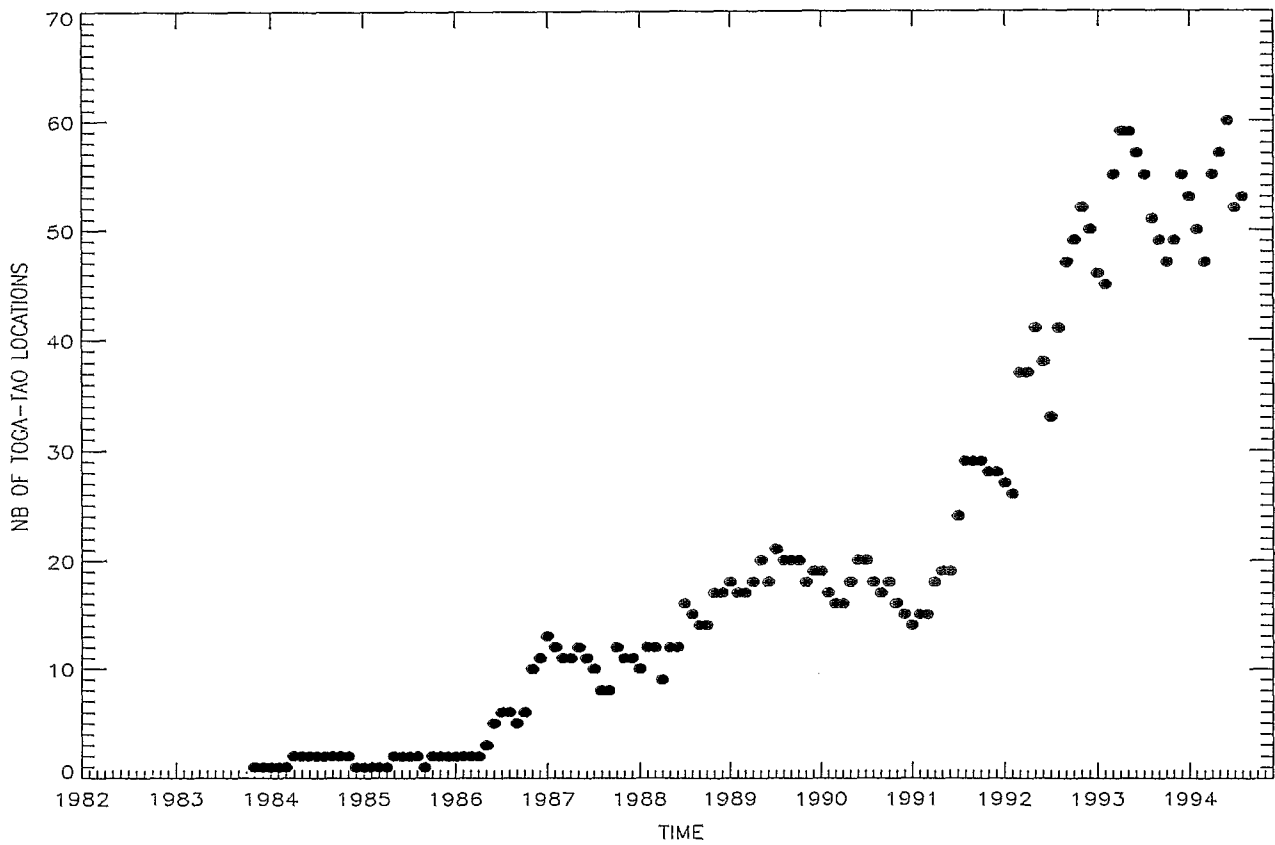
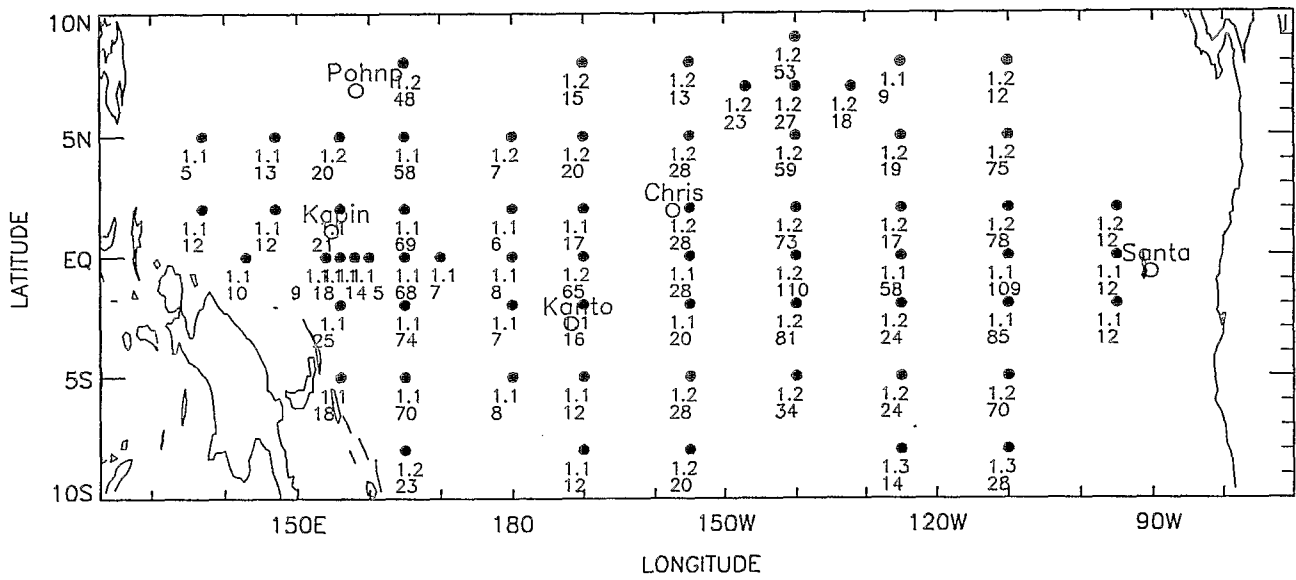


Figure 12 : Panneau superieur : Emplacement des mouillages de TOGA-TAO et des maregraphes.

Le premier nombre en dessous des mouillages represente la valeur du coefficient de frottement (*1.e03) moyenne sur le nombre de mois (deuxieme nombre du dessous) de vents TAO disponibles et calculee avec les formules de Liu et al. (1979)

Panneau inferieur : Nombre de mouillages de TOGA-TAO disponibles en fonction du temps pour le calcul des tensions de surface

CHAPITRE VII

comporte aucune assimilation de données et les tensions de surface simulées proviennent d'une moyenne de 9 simulations. Le modèle produit un cycle saisonnier de tensions de surface non réaliste (Ji et al., 1995). Nous calculons donc les anomalies interannuelles des tensions de vent AMIP et choisissons de remplacer le cycle saisonnier (AMIP) par le cycle saisonnier de Hellerman et Rosenstein (1983). L'amplitude de cette climatologie est connue pour être trop importante et est réduite d'un facteur 0.7. Ce facteur représente la valeur moyenne sur $[130^{\circ}\text{E}-80^{\circ}\text{W}, 29^{\circ}\text{S}-29^{\circ}\text{N}]$ du rapport de l'amplitude entre la climatologie de FSU (calculée avec un coefficient de frottement de 1.2×10^{-3}) et la climatologie de Hellerman et Rosenstein (1983). Ces vents NMC sont appelés vents AMIP dans la suite.

Les tensions de vent de TOGA-TAO sont incorporées dans les deux jeux de vents FSU et AMIP de la façon suivante: les données journalières sont moyennées mensuellement aux points de mouillages et la différence mensuelle TAO-AMIP (FSU) des tensions est calculée, à chaque mouillage, lorsque les données de TAO sont disponibles. Puis, le champ des différences est grillé par la méthode d'interpolation optimale du chapitre 3. Enfin, ce champ grillé est rajouté au champ de tensions AMIP (FSU) initial. Ceci résulte en un nouveau champ AMIP+TAO (FSU+TAO) où les données sont principalement issues de TAO aux points et temps où les données de TAO sont disponibles et sont la combinaison de TAO et AMIP (FSU) aux points restants. Notons que, depuis décembre 1992, les vents TAO entrent déjà dans la composition des vents FSU et devraient dominer les vents FSU aux points où les TAO sont disponibles (communication personnelle de David Legler). Les données de FSU+TAO sont traitées de février 1982 jusqu'à novembre 1993 comme les vents AMIP et AMIP+TAO. Le jeu de vent FSU est étendu jusqu'à août 1994 pour évaluer la qualité des simulations du jeu de vent construit ci-après.

Depuis le début de l'année 1992 environ, la couverture du réseau de TOGA-TAO dans le Pacifique tropical est raisonnable (voir le panneau du bas de la figure

CHAPITRE VII

12 qui suit l'évolution du nombre d'observations de tensions de vent de TAO disponibles en fonction du temps). Pour mesurer la qualité réelle du forçage de TOGA-TAO, nous construisons un dernier jeu de vent basé uniquement sur les données de TAO de la façon suivante: les tensions de surface mensuelles issues de TAO sont directement grillées avec la méthode d'interpolation optimale. Comme les limites méridiennes du domaine de TOGA-TAO sont restreintes à [8°S,9°N] (figure 12), la méthode d'interpolation amène doucement les données de vents des points extrêmes du domaine à zéro en dehors des limites méridiennes du réseau. Ce jeu de vent qui couvre la période de janvier 1992 à août 1994 est ajouté à la suite du jeu de vent AMIP+TAO limité à décembre 1991. Il en résulte un vent couvrant le période de février 1982 à août 1994 dont la composition en TAO augmente graduellement jusqu'en décembre 1991 pour ne plus être que TAO après. Une attention particulière sera donc portée à la période de janvier 1992 à août 1994 qui couvre pratiquement l'El Niño de 1991-1993.

7.3 LES OBSERVATIONS UTILISEES POUR VALIDER LES SIMULATIONS.

Les données utilisées pour évaluer l'impact des vents de TOGA-TAO sont de deux natures: des données discrètes constituées par les données *in-situ* de niveau de la mer des marégraphes et de hauteur dynamique des mouillages de TOGA-TAO. Puis, les champs grillés, sur tout le bassin équatorial, d'anomalies de hauteurs de la mer de TOPEX de septembre 1992 à juin 1994 (64 cycles) et un champ grillé des hauteurs dynamiques de TOGA-TAO de janvier 1992 à août 1994 (selon les méthodes exposées au chapitre 3) sont utilisés pour comparer les simulations de façon synotique. Pour les raisons exposées au chapitre 3, les données grillées furent filtrées avec un filtre de Hanning temporel de 70 jours. Le même filtre est employé, ici, sur toutes les données et, par soucis d'homogénéité, sur les sorties des simulations.

CHAPITRE VII

7.4 RESULTATS DES SIMULATIONS

A/ EVALUATION DES SIMULATIONS DE NIVEAU DE LA MER EN QUELQUES POINTS DE L'OCEAN

Pour mesurer l'impact graduel des vents TAO sur les simulations du modèle, il convient de comparer ces simulations avec des séries temporelles suffisamment longues de données observées. Les seules données qui fournissent ces séries sont les données de hauteur dynamique de TAO à l'équateur et 110°W, 140°W et 165°E et les données discrètes des marégraphes. La validation des sorties du modèle, à Santa Cruz (0.8°S-90.3°W) et à EQ/110°W, permettra de mesurer l'effet intégré des vents dans la région du Pacifique équatorial dominée par les ondes de Kelvin générées plus à l'ouest. La validation du modèle à Kanton (2.8°S-171.7°W), Christmas (2°N-157.5°W), et à EQ/140°W mesurera l'effet des vents TAO dans les simulations du Pacifique équatorial centre et les validations effectuées à Kapingamarangui(1.1°N-154.8°E), Pohnpei (7°N-158.2°E) et EQ/165°E rendront compte de l'impact (local) des vents TAO plus à l'ouest (voir figure 12).

Pour mesurer l'effet de la couverture spatiale croissante de TAO (avec le temps) sur les simulations, des corrélations entre les sorties du modèle et les données *in-situ*, aux points de mouillages et des marégraphes, sont effectuées de février 1982 à novembre 1993 puis graduellement réduites d'un an (janvier 1983 - novembre 1993, janvier 1984 - novembre 1993...) jusqu'à ne plus être calculées que sur janvier 1992- novembre 1993. Ces statistiques, fonction de la période qui se réduit progressivement jusqu'à la période de forte concentration en TAO (à partir de 1992), donnent une idée de l'impact graduel des vents TAO sur les simulations. Il est bien entendu que des corrélations seules ne suffisent pas à mesurer l'accord entre les séries du modèles et les observations. Néanmoins, le manque d'amplitude du modèle rend inutile des comparaisons statistiques d'amplitude. Une comparaison visuelle des séries temporelles suffit à saisir

CHAPITRE VII

l'accord ou non des amplitudes simulées et observées. Les résultats de ces simulations ainsi que les corrélations correspondantes sont présentées en figures 13-19. Dans ces figures, les simulations effectuées avec AMIP, AMIP+TAO, FSU, FSU+TAO et TAO seuls sont dénotées AMIP, AMTA, FSUU, FSTA, TATA. Bien que les simulations FSUU et TATA aillent au delà de novembre 1993, les statistiques qui suivent sont effectuées sur la période commune à toutes les simulations : de février 1982 à novembre 1993.

A Santa Cruz (figure 13) ainsi qu'à EQ/110°W (figure 14), les simulations et leurs statistiques sont globalement identiques. Tout d'abord, la simulation AMIP manque totalement les variations de phase (corrélation=0.4 aux deux points d'observations) et d'amplitude des ENSO de 82-84, 86-89 et 91-93. alors que la simulation de FSU possède clairement la capacité de simuler plus correctement ces évènements (corrélation=0.8). Ces différences frappantes illustrent le fait que le vent AMIP, contrairement à FSU, ne possède pas la structure zonale de vent équatorial indispensable pour forcer les ondes de Kelvin qui entrent dans la composition des hauteurs de la mer du Pacifique équatorial est (Ji et Smith, 1994).

Dans le chapitre 2 et 4, nous avons vu que le pic de hauteur de la mer, observé par GEOSAT au début de l'année 1987 et par TOPEX/POSEIDON et TOGA-TAO au début de l'année 1993, à la côte est du Pacifique, provenait d'un ensemble d'ondes de Kelvin principalement générées durant l'hiver boréal de 1986-1987 et 1992-1993 dans le Pacifique ouest et renforcées sur leur passage. Puisque que le vent AMIP manque une partie de la variabilité qui permet la génération des ondes de Kelvin, il n'est pas étonnant que la simulation AMIP ne puisse simuler convenablement les pics de hauteurs de la mer d'El Niño au niveau de Santa Cruz et du mouillage à 110°W. Par contre, il est remarquable que l'ajout de quelques 10-11 points de vents TAO disponibles en fin d'année 1986 (figure 12, panneau du bas) permettent au vent AMIP+TAO de simuler, à Santa Cruz et à 110°W, l'évènement chaud de 1986-1987 avec une amplitude approchant la simulation de FSU. L'impact croissant des vents TAO dans les

CHAPITRE VII

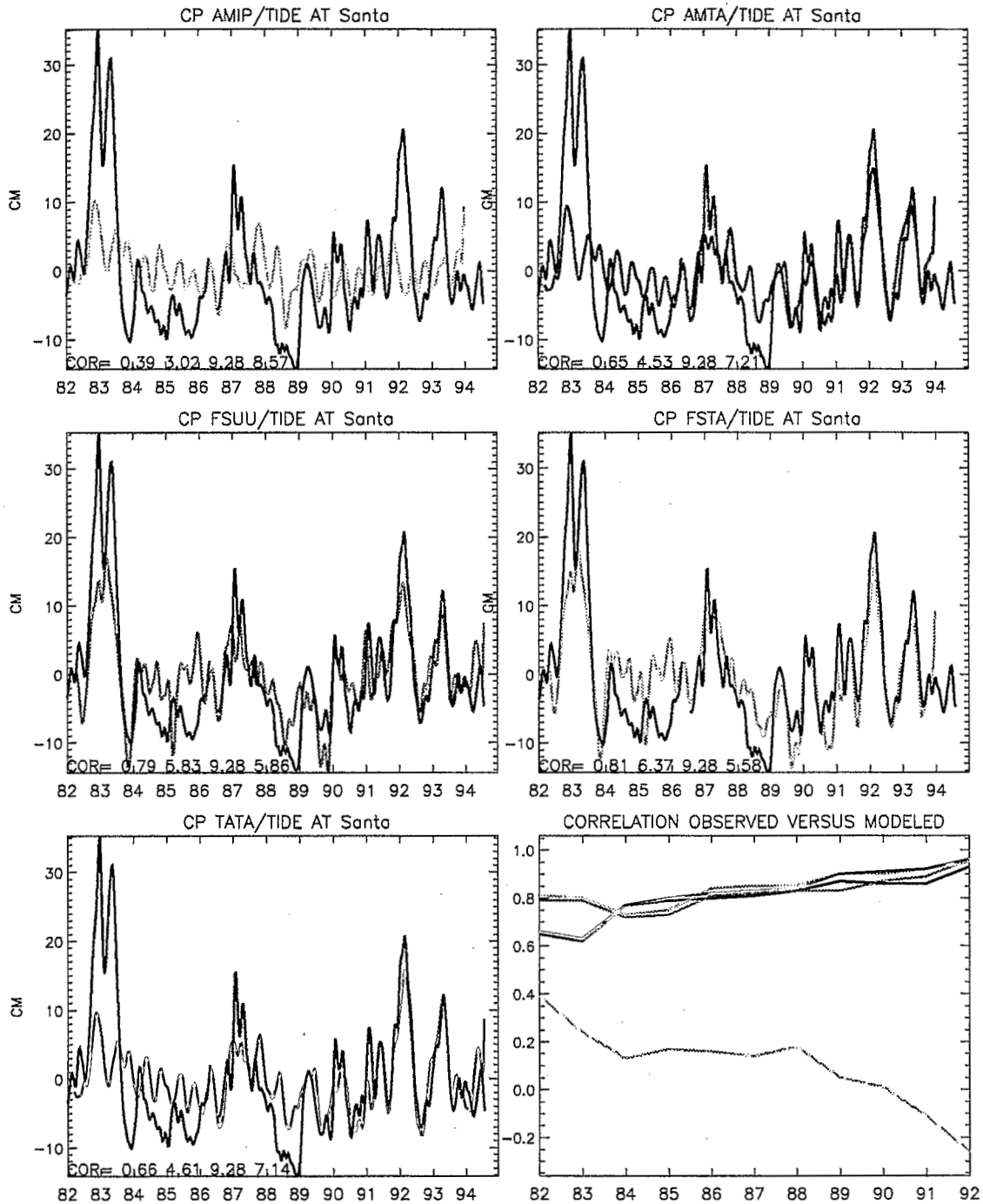


Figure 13 : De gauche a droite et de haut en bas (5 premiers panneaux) : series temporelles des anomalies de hauteur de la mer simulee (AMIP, AMTA, FSUU, FSTA et TATA) en couleur et des anomalies du niveau de la mer a Santa Cruz en noir. Les chiffres en bas a gauche de chaque cadre representent, dans l'ordre, la correlation (de janvier 1982 a novembre 1993) entre les simulations et les observations, la deviation standard des simulations, la deviation standard des observations et la difference RMS des series observees et simulees en CM.

Panneau du bas a droite : Correlations entre les series simulees et les observations. Chaque courbe (couleur) correspond aux correlations entre les observations et les simulations en couleur des autres panneaux. Les correlations sont effectuees sur la duree : date de debut en abscisse jusqu'en novembre 1993.

CHAPITRE VII

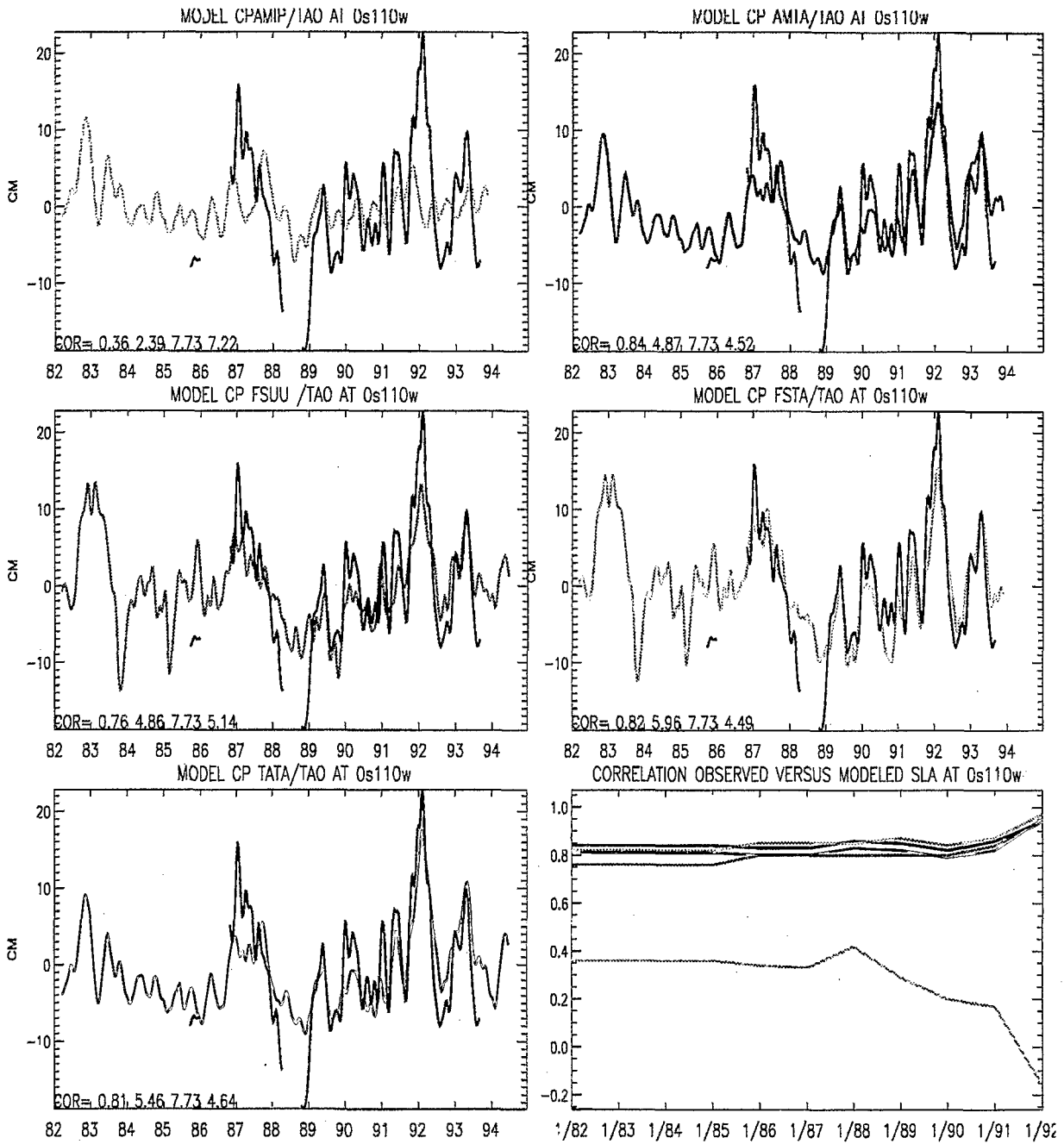


Figure 14 : De gauche a droite et de haut en bas (5 premiers panneaux) : series temporelles des anomalies de hauteur de la mer simulee (AMIP, AMTA, FSUU, FSTA et TATA) en couleur et des anomalies de hauteur dynamique a EQ/110W en noir. Les chiffres en bas a gauche de chaque cadre representent, dans l'ordre, la correlation (de janvier 1982 a novembre 1993) entre les simulations et les observations, la deviation standard des simulations, la deviation standard des observations et la difference RMS des series observees et simulees en CM.

Panneau du bas a droite : Correlations entre les series simulees et les observations. Chaque courbe (couleur) correspond aux correlations entre les observations et les simulations en couleur des autres panneaux. Les correlations sont effectuees sur la duree : date de debut en abscisse jusqu'en novembre 1993

CHAPITRE VII

simulations AMIP+TAO devient de plus en plus évident (et bénéfique) à fur et à mesure que le réseau TAO s'étend. Ainsi, les simulations AMIP+TAO sont en très bon accord de phase et d'amplitude avec les observations durant 1991-1993 alors que les simulations AMIP ne reproduisaient pas l'évènement chaud. Les vents TAO permettent de combler les déficiences des vents AMIP qui s'accroissent avec le temps dans l'est équatorial. Ceci peut être vu au niveau des courbes de corrélations qui chutent dramatiquement avec les simulations AMIP alors qu'elles atteignent un niveau supérieur à 0.8 avec les forçages AMIP+TAO et se maintiennent à un niveau au moins égal aux corrélations issues des simulations FSU. L'impact positif de TOGA-TAO en ces points de comparaison est également visible sur les simulations FSU+TAO dont l'amplitude s'accorde très bien aux observations dès le début 1991 (figures 13 et 14) et dont la corrélation globale est légèrement supérieure à celles des vents FSU. Enfin, la simulation effectuée avec les vents TAO seuls, à partir de 1992, démontre l'efficacité et la qualité des tensions de vent TAO, calculées sans coefficient de frottement artificiel (contrairement à FSU), qui induisent des simulations dont les variations de phase et d'amplitude permettent d'approcher très convenablement les hauteurs de la mer observées. Ceci indique qu'il est sans doute possible de développer un forçage purement issu de TOGA-TAO pour les simulations du Pacifique équatorial. Néanmoins, nous devons confirmer ces résultats en d'autres points de l'océan où l'influence intégrée des vents TAO sera moins visible.

Les simulations du Pacifique centre équatorial sont donc évaluées aux points marégraphiques de Kanton (figure 17), Christmas (figure 16) et au mouillage équatorial à 140°W (figure 15). Une vue générale de l'évolution dynamique des hauteurs de la mer observée aux trois emplacements permet de constater que le signal du cycle saisonnier est de plus en plus marqué lorsqu'on passe de EQ/140°W à Christmas puis à Kanton. Ceci est lié à l'emplacement méridien des trois points. A l'équateur, le signal de Kelvin est prépondérant et ne possède pas

CHAPITRE VII

cette forte variabilité saisonnière si visible aux latitudes où les ondes de Rossby deviennent prépondérantes (Lukas et Firing, 1985) comme à Christmas et plus encore à Kanton. Ce même cycle saisonnier est très marqué dans le modèle alors que la variabilité interannuelle l'est beaucoup moins et, en particulier, les simulations des figure 16 et 17 ne peuvent reproduire les évènements froids de 1984 et 1988 (le manque de données, observé en figure 15, empêche de conclure à EQ/140°W).

Contrairement au cas du Pacifique équatorial est (figures 13 et 14), les corrélations globales (sur toute la période) des simulations AMIP avec les observations sont semblables aux corrélations des autres simulations (l'amplitude, par contre est toujours trop faible). De façon frappante, les corrélations effectuées avec FSU sont systématiquement inférieures aux simulations de AMIP+TAO, FSU+TAO et TAO seuls et ce phénomène ne fait que s'accroître à fur et à mesure que la composition des vents en TAO augmente. Ainsi, les corrélations moyennes effectuées, aux trois points de mesure, sur les 2 années de 1992 à 1993, avec les simulations de FSU+TAO, AMIP+TAO et TAO seuls, sont d'environ 0.8 alors qu'elles sont de 0.6 avec les simulations de FSU. Notons que les vents TAO permettent d'obtenir l'amplitude exacte du pic négatif du début de l'année 1992. La qualité des vents apportés par TAO est à nouveau responsable de ces améliorations. En effet, l'apport des TAO dans les vents FSU (vents FSU+TAO) et dans les vents AMIP (vents AMIP+TAO) permet aux corrélations des simulations AMIP et FSU des figures 15 et 16 et 17 d'atteindre un niveau comparable aux observations. Ce résultat était attendu pour les simulations AMIP dont les performances sont assez médiocres dans la bande équatoriale (Ji et Smith, 1994). mais assez surprenant pour les simulations FSU (qui incluent déjà les vents TAO depuis 1992). Enfin, notons que les corrélations des simulations TAO seuls, de 1992 à 1993 (2 ans), atteignent un niveau supérieur ou égal aux meilleurs simulations AMIP+TAO ou FSU+TAO ce qui renforce l'idée qu'il est maintenant possible de développer un forçage de bonne qualité

CHAPITRE VII

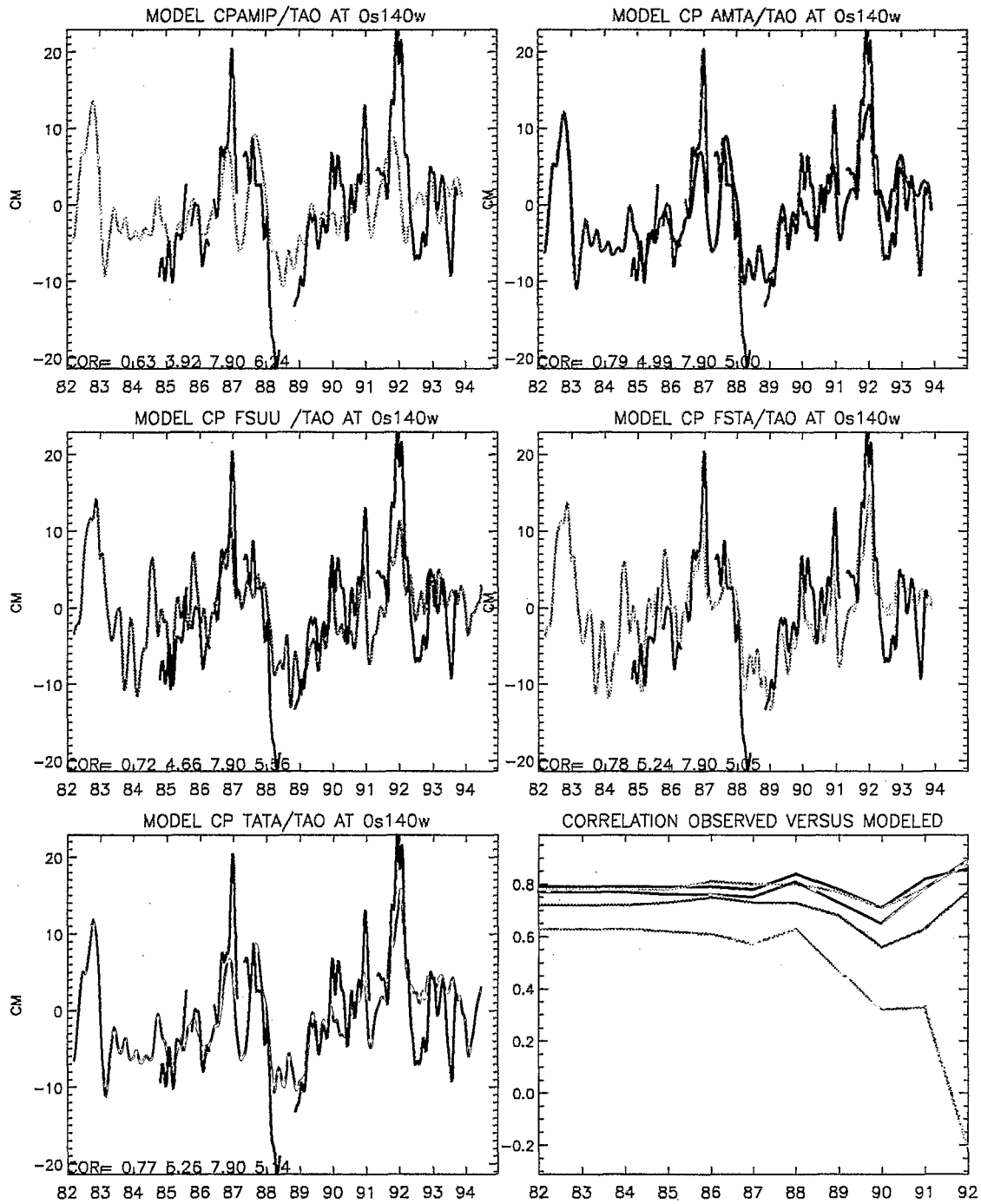


Figure 15 : De gauche a droite et de haut en bas (5 premiers panneaux) : series temporelles des anomalies de hauteur de la mer simulee (AMIP, AMTA, FSUU, FSTA et TATA) en couleur et des anomalies de hauteur dynamique a EQ/140W en noir. Les chiffres en bas a gauche de chaque cadre representent, dans l'ordre, la correlation (de janvier 1982 a novembre 1993) entre les simulations et les observations, la deviation standard des simulations, la deviation standard des observations et la difference RMS des series observees et simulees en CM.

Panneau du bas a droite : Correlations entre les series simulees et les observations. Chaque courbe (couleur) correspond aux correlations entre les observations et les simulations en couleur des autres panneaux. Les correlations sont effectuees sur la duree : date de debut en abscisse jusqu'en novembre 1993.

CHAPITRE VII

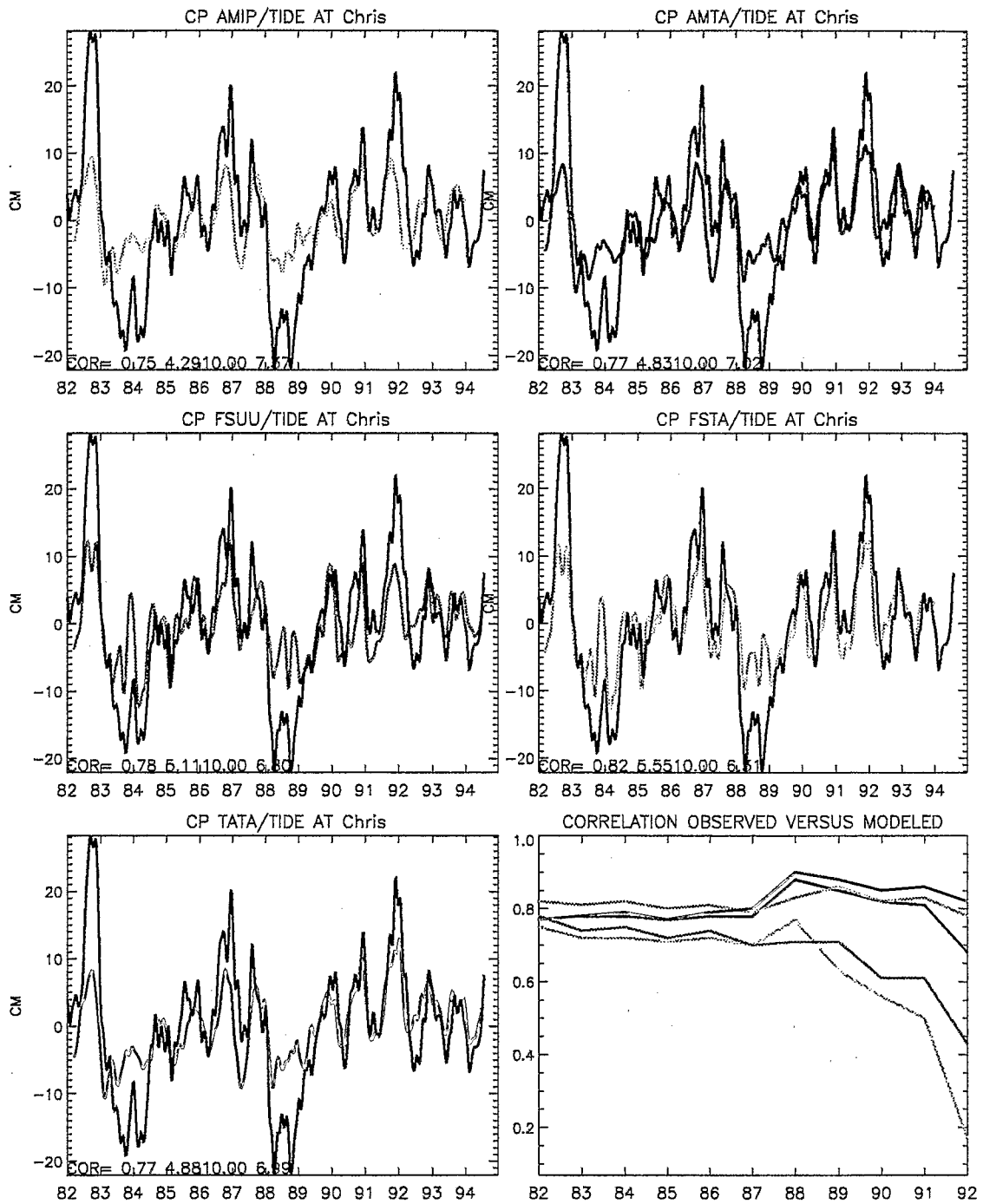


Figure 16 : De gauche a droite et de haut en bas (5 premiers panneaux) : series temporelles des anomalies de hauteur de la mer simulee (AMIP, AMTA, FSUU, FSTA et TATA) en couleur et des anomalies du niveau de la mer a Christmas en noir. Les chiffres en bas a gauche de chaque cadre representent, dans l'ordre, la correlation (de janvier 1982 a novembre 1993) entre les simulations et les observations, la deviation standard des simulations, la deviation standard des observations et la difference RMS des series observees et simulees en CM.
 Panneau du bas a droite : Correlations entre les series simulees et les observations. Chaque courbe (couleur) correspond aux correlations entre les observations et les simulations en couleur des autres panneaux. Les correlations sont effectuees sur la duree : date de debut en abscisse jusqu'en novembre 1993.

CHAPITRE VII

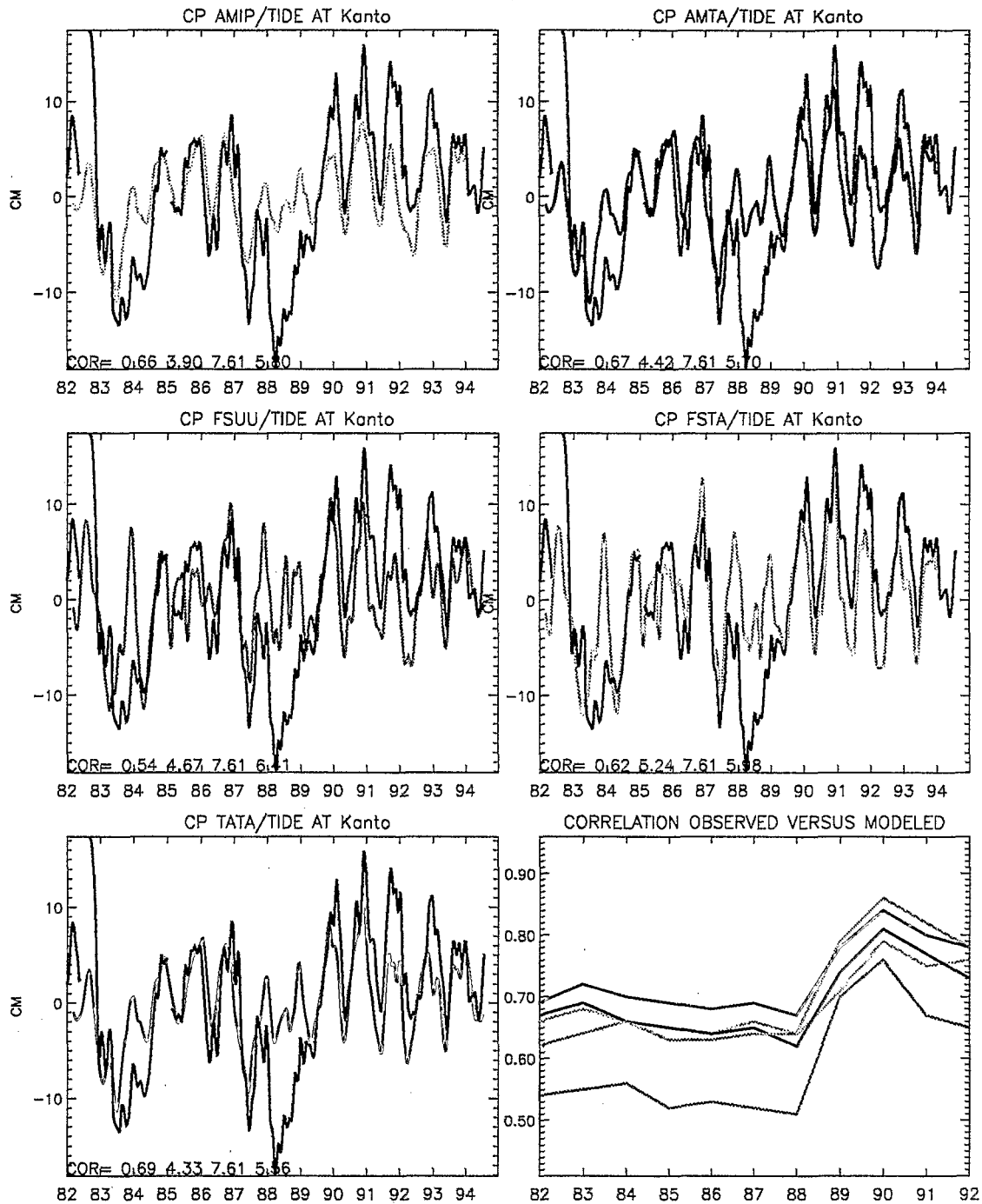


Figure 17 : De gauche a droite et de haut en bas (5 premiers panneaux) : series temporelles des anomalies de hauteur de la mer simulee (AMIP, AMTA, FSUU, FSTA et TATA) en couleur et des anomalies du niveau de la mer a Kanton en noir. Les chiffres en bas a gauche de chaque cadre representent, dans l'ordre, la correlation (de janvier 1982 a novembre 1993) entre les simulations et les observations, la deviation standard des simulations, la deviation standard des observations et la difference RMS des series observees et simulees en CM.
 Panneau du bas a droite : Correlations entre les series simulees et les observations. Chaque courbe (couleur) correspond aux correlations entre les observations et les simulations en couleur des autres panneaux. Les correlations sont effectuees sur la duree : date de debut en abscisse jusqu'en novembre 1993.

CHAPITRE VII

issu des TAO seuls. Pour continuer de nous convaincre, nous examinons maintenant les simulations plus à l'ouest.

Les simulations aux points de mouillage EQ/165°E et des marégraphes de Kapingamarangui et de Pohnpei sont présentées en figures 18, 19 et 20. Sur ces figures, on peut voir que l'ajout des vents TAO (FSU+TAO, AMIP+TAO) permet encore d'augmenter l'accord global entre les simulations FSU et AMIP et les observations. Toutefois, sachant que les vents AMIP+TAO et FSU+TAO incluent les vents TAO, il est curieux de constater l'écart des corrélations, en 1992, entre les simulations à Pohnpei effectuées avec TAO seuls (corrélation=0.5), FSU+TAO (corrélation=0.3) et AMIP+TAO (corrélation=0.1). Cela est sans doute lié à la méthode de préparation des jeux de vents: Pohnpei se trouve juste aux confins du domaine de mouillages (figure 12) où le champ de l'interpolation optimale de la différence TAO-FSU (AMIP) est raccordé au vent FSU (AMIP). Il est possible que nos méthodes de raccordement des jeux de vents ne soient pas optimales et soient responsables des écarts de corrélation ci-dessus. Il serait utile d'étudier les moyens de raccordement les plus appropriés mais ceci sort du cadre immédiat de notre étude. Enfin, en accord avec les résultats obtenus dans les comparaisons dans le Pacifique équatorial centre et est, les corrélations finales obtenues, en moyenne de 1992 à 1993 aux trois points de comparaison de l'ouest, entre les simulations avec TAO seuls et les observations sont les plus élevées et l'amplitude des simulations effectuées avec TAO seuls est la plus proche de la réalité.

En résumé, l'implantation d'un nombre, même restreint, de vents TAO dans les vents AMIP permet d'obtenir des simulations de qualité semblable, en 8 points d'observations du Pacifique équatorial, aux simulations effectuées avec les vents de FSU. Ceci est assez remarquable sachant la couverture spatio-temporelle mouvante et limitée des vents TAO et la faible qualité des vents AMIP du Pacifique équatorial centre et est (Ji et Smith, 1994). A fur et à mesure que la taille du réseau TAO augmente, l'impact manifestement croissant et bénéfique des

CHAPITRE VII

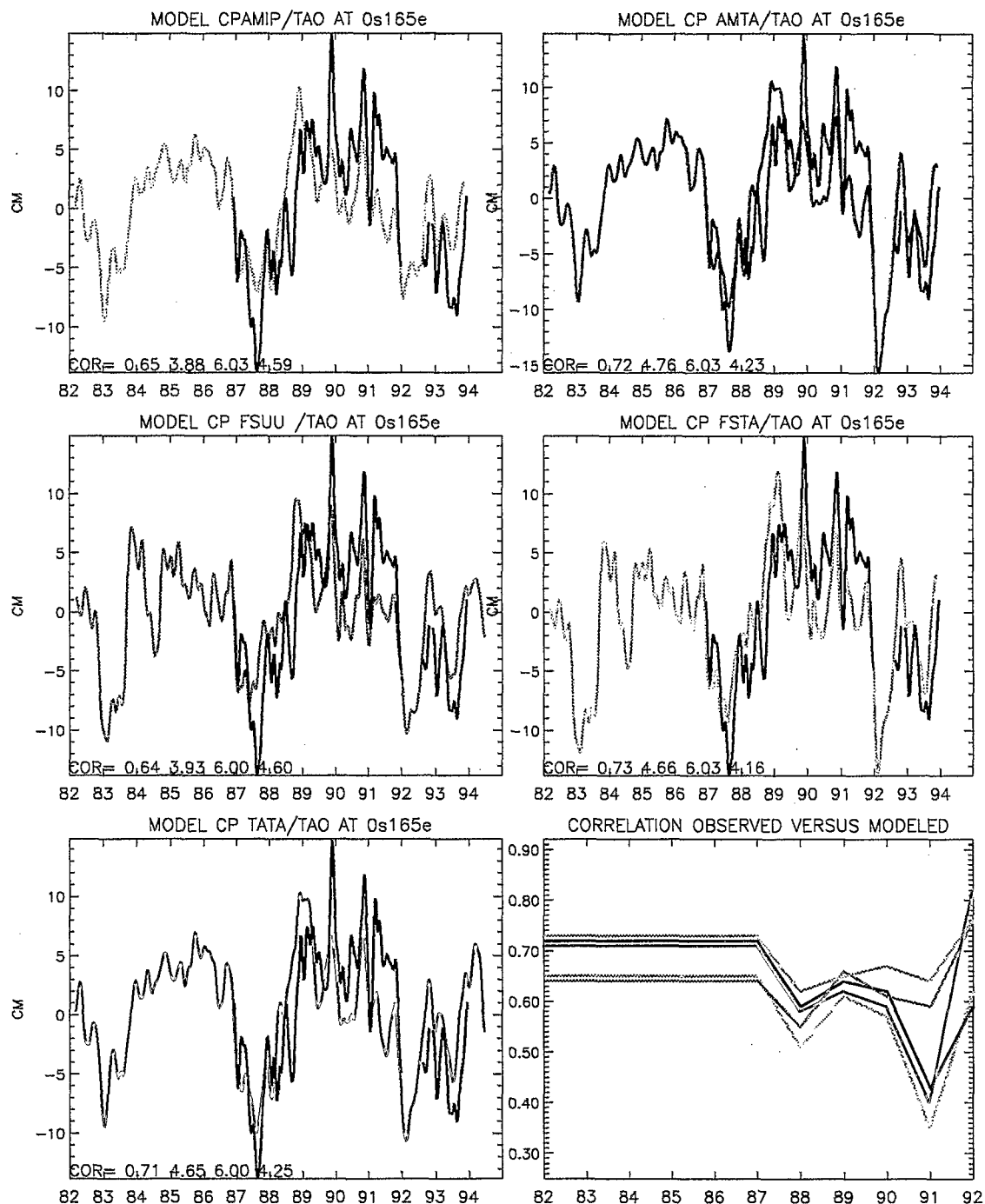


Figure 18 : De gauche a droite et de haut en bas (5 premiers panneaux) : series temporelles des anomalies de hauteur de la mer simulee (AMIP, AMTA, FSUU, FSTA et TATA) en couleur et des anomalies de hauteur dynamique a EQ/165E en noir. Les chiffres en bas a gauche de chaque cadre representent, dans l'ordre, la correlation (de janvier 1982 a novembre 1993) entre les simulations et les observations, la deviation standard des simulations, la deviation standard des observations et la difference RMS des series observees et simulees en CM.

Panneau du bas a droite : Correlations entre les series simulees et les observations. Chaque courbe (couleur) correspond aux correlations entre les observations et les simulations en couleur des autres panneaux. Les correlations sont effectuees sur la duree : date de debut en abscisse jusque en novembre 1993.

CHAPITRE VII

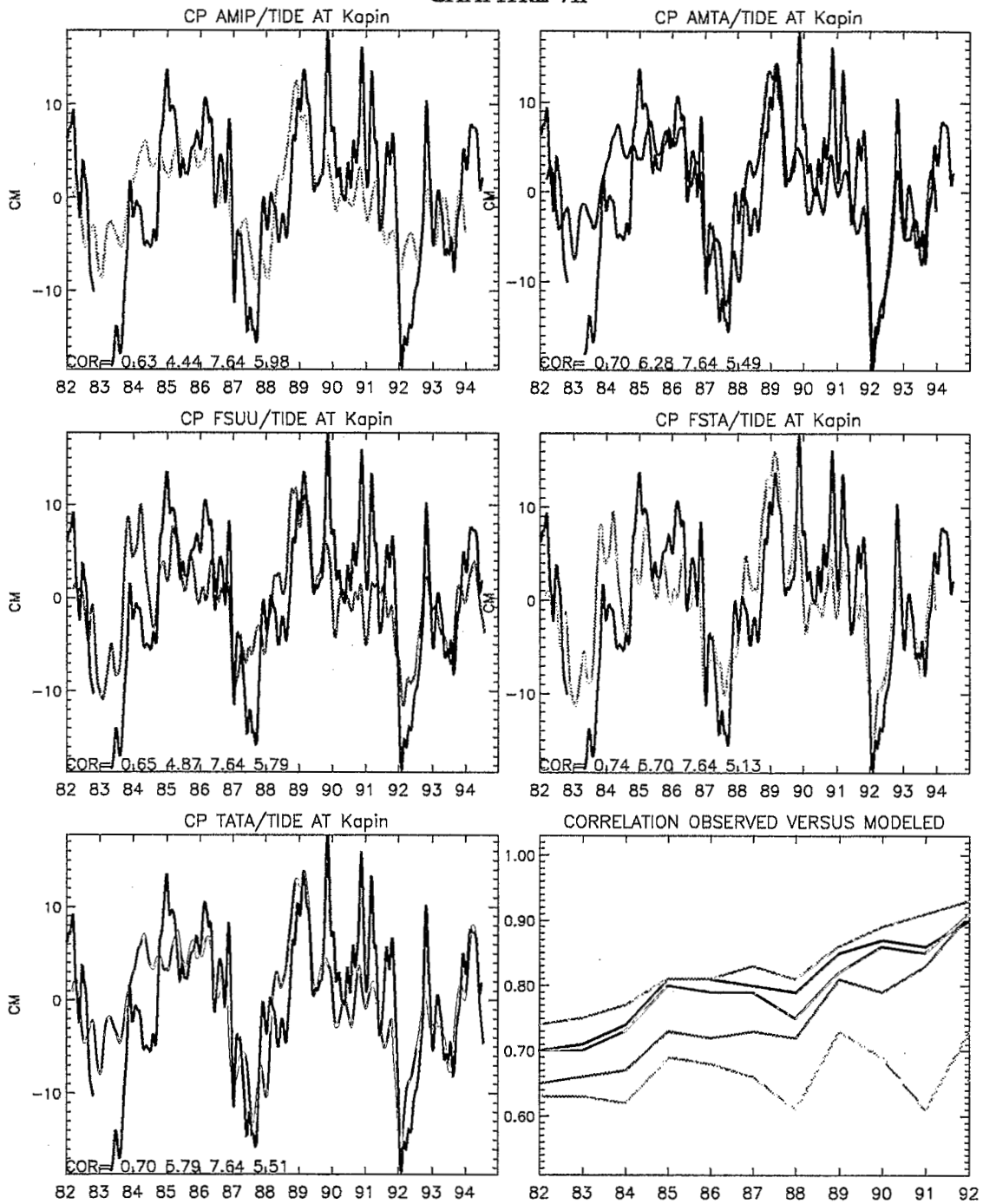


Figure 19 : De gauche a droite et de haut en bas (5 premiers panneaux) : series temporelles des anomalies de hauteur de la mer simulee (AMIP, AMTA, FSUU, FSTA et TATA) en couleur et des anomalies du niveau de la mer a Kapingamarangui en noir. Les chiffres en bas a gauche de chaque cadre representent, dans l'ordre, la correlation (de janvier 1982 a novembre 1993) entre les simulations et les observations, la deviation standard des simulations, la deviation standard des observations et la difference RMS des series observees et simulees en CM.

Panneau du bas a droite : Correlations entre les series simulees et les observations. Chaque courbe (couleur) correspond aux correlations entre les observations et les simulations en couleur des autres panneaux. Les correlations sont effectuees sur la duree : date de debut en abscisse jusqu'en novembre 1993.

CHAPITRE VII

vents TAO ne se limite pas aux simulations de AMIP+TAO puisque la combinaison de FSU avec les vents TAO (FSU+TAO) donnent, en 7 des points d'observations, des comparaisons de qualité toujours supérieures à celles effectuées avec FSU de février 1982 à novembre 1993. A partir de 1992, l'extension du réseau de TOGA-TAO nous permet de mesurer l'impact des vents TAO seuls sur les simulations et cet impact est tel que les comparaisons avec les données observées sont de qualité au moins égale ou supérieure aux meilleures simulations effectuées avec AMIP, AMIP+TAO, FSU et même FSU+TAO. Ces résultats sont encourageants et, pour aller au delà de l'évaluation ponctuelle de l'impact des vents TAO, nous concentrons notre étude sur la période débutant en 1992 pour laquelle des comparaisons synoptiques des simulations avec des jeux de hauteurs observées comme les champs grillés de hauteur de TOGA-TAO et de TOPEX sont possibles.

B/ EVALUATION SYNOPTIQUE DE L'IMPACT DES VENTS TAO SUR LES SIMULATIONS DE HAUTEUR DU PACIFIQUE EQUATORIAL.

Aux chapitres 2 et 3, nous avons prouvé que le champ de hauteurs dynamiques grillées de TOGA-TAO constituait une source d'observations de qualité. Ce champ synoptique, grillé de janvier 1992 à août 1994, est maintenant utilisé pour évaluer les simulations AMIP, FSU, AMIP+TAO, FSU+TAO et TAO seuls des hauteurs de la mer.

Des cartes de corrélations effectuées sur la période commune aux 5 simulations (janvier 1992 - novembre 1993) sont présentées en figure 21. En accord avec les conclusions du chapitre précédent, les simulations AMIP sont incapables de reproduire les observations dans le Pacifique équatorial centre et est et les zones d'accord sont localisées dans les zones de convergences de vent intertropicales sud et nord où la variabilité des vents est la plus forte (voir panneau AMIP). La simple combinaison des vents TAO avec les vents AMIP

CHAPITRE VII

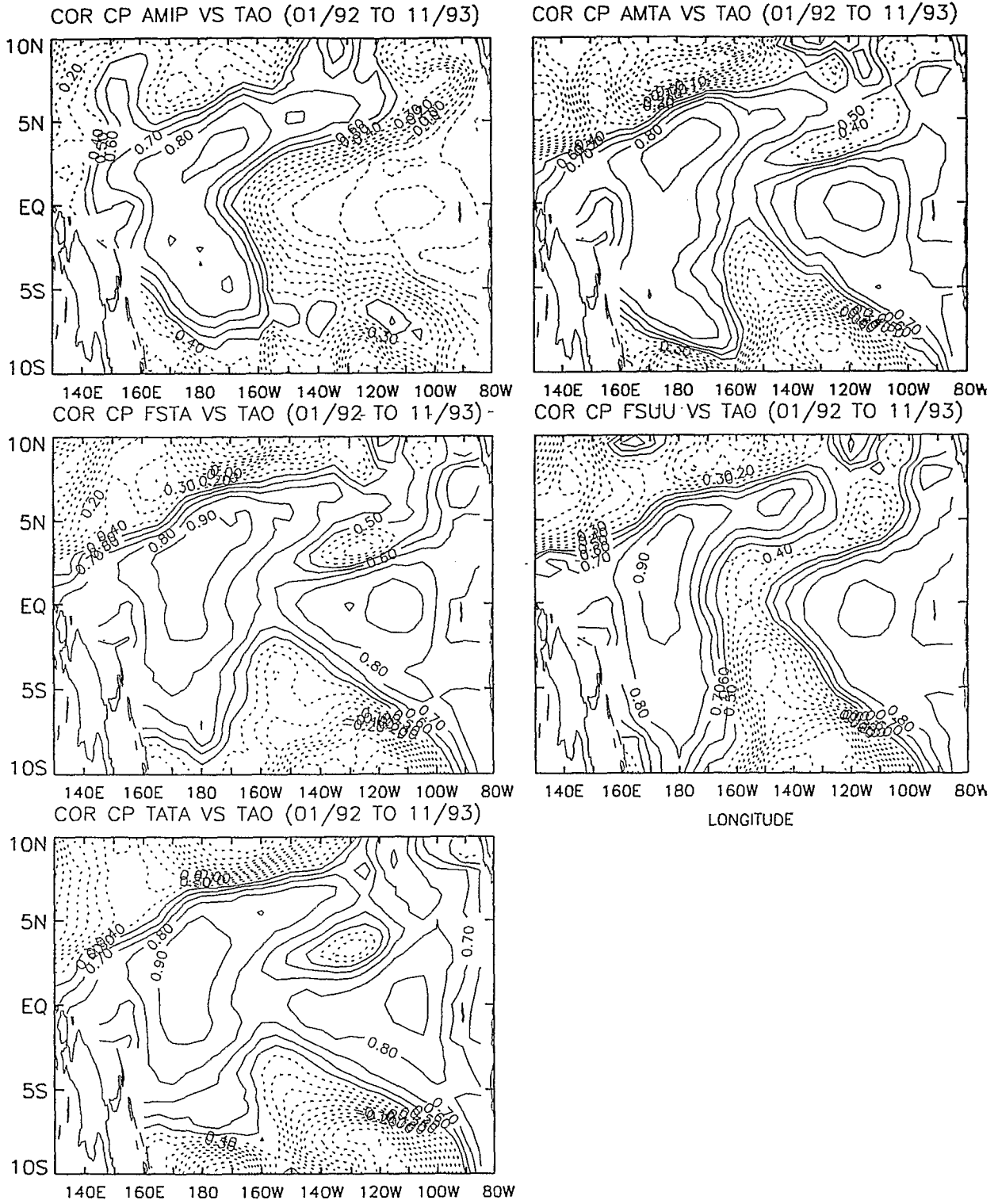


Figure 21 : Cartes latitude-longitude des corrélations entre les anomalies du niveau de la mer simulée à l'aide des 5 champs de vent AMIP, AMTA, FSTA, FSUU, TATA et le champ grille (chapitre 3) des anomalies de hauteur dynamique de TOGA-TAO. Les corrélations sont effectuées sur la période couvrant janvier 1992 – novembre 1993.

CHAPITRE VII

(panneau AMTA) réintroduit la variabilité observée du Pacifique équatorial centre-est puisque des corrélations inférieures à 0.5 avec la simulation AMIP passent maintenant au-delà de 0.8 avec AMIP+TAO. Cette simulation est même de qualité supérieure, entre [140°W-160°W] et [2°S-2°N], à la simulation FSU (panneau FSU) qui manque une partie de la variabilité observée. Les mêmes améliorations sont observées sur la panneau des corrélations FSTA où les vents TAO ajoutés aux vents FSU permettent de retrouver la variabilité non simulée par FSU dans le Pacifique centre-équatorial. De façon frappante, les simulations AMIP+TAO sont globalement à un niveau de qualité égale ou supérieure à la simulation de FSU dans la bande équatoriale. Ceci avait déjà été remarqué aux points de validation du paragraphe précédent. Enfin, la simulation effectuée avec les vents TAO seuls est, dans le guide d'onde équatorial, de qualité comparable à la simulation AMIP+TAO ou FSU+TAO et supérieure à la simulation effectuée avec FSU. Les traits communs aux simulations AMIP+TAO, FSU+TAO et TAO seuls sont évidemment liés à l'apport des vents de qualité issus du réseau de TOGA-TAO.

Dans le paragraphe précédent (A), nous avons vu que l'amplitude des tensions TOGA-TAO, calculée directement à l'aide des formules de Liu et al. (1979), permettait aux simulations AMIP+TAO, FSU+TAO et TAO seuls de retrouver une partie de l'amplitude des observations sous-estimée par les simulations de FSU et AMIP. Pour donner une idée de l'impact synoptique des vents TAO sur l'amplitude des simulations, nous présentons maintenant, en figure 22, la carte des déviations standards des simulations du niveau de la mer effectuées avec les 5 jeux de vents durant la période commune observée par TOPEX/POSEIDON (septembre 1992 - novembre 1993) et la déviation standard des anomalies des hauteurs de la mer de TOPEX. La raison de ce choix provient des résultats du chapitre 2 où il a été vu que la répartition spatio/temporelle et la méthode grillage des hauteurs dynamiques de TOGA-TAO produisaient, dans le champ grillé de hauteur dynamique, une sous-estimation des hauteurs observées

CHAPITRE VII

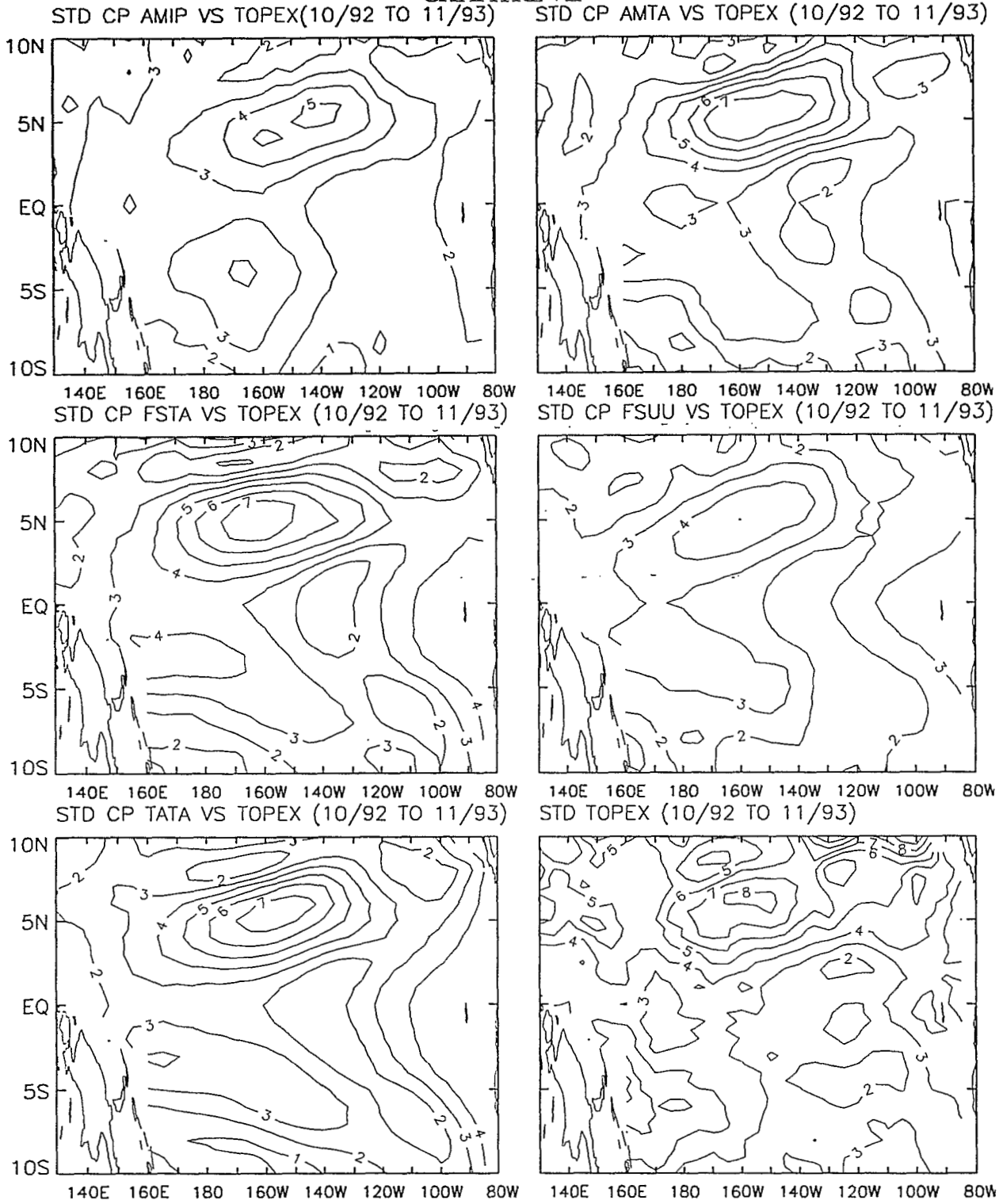


Figure 22 : Cartes latitude-longitude des deviations standards des anomalies du niveau de la mer simulee a l'aide des 5 champs de vent AMIP, AMTA, FSTA, FSUU, TATA et du champ grille (chapitre 3) des anomalies du niveau de la mer observee par TOPEX/POSEIDON. Les deviations standards sont effectuees sur la periode couvrant octobre 1992 - novembre 1993.

CHAPITRE VII

par TOPEX. Il nous semble donc que la comparaison en amplitude la plus appropriée doit donc se faire avec les données observées par TOPEX/POSEIDON.

L'amplitude des observations (STD TOPEX) est clairement sous-estimée le long de 5°N dans la simulation FSU. Le coefficient de frottement de 1.2×10^{-3} utilisé avec FSU - qui provient de l'ajustement des tensions de FSU aux tensions TAO et minimise aussi la différence entre la moyenne des tensions zonales de FSU et de TAO - n'est pas optimal pour simuler, au mieux, l'amplitude des observations. Un coefficient de frottement artificiel de 1.6×10^{-3} (voir chapitre précédent) est plus approprié. Comme le coefficient de frottement agit directement sur l'amplitude des simulations de FSU, nous pouvons voir que le maximum d'anomalies de hauteur de la mer simulées avec FSU aurait été d'environ $4 \times 1.6 / 1.2 = 5.3$ cm vers 5°N/160°W. alors que les observations de TOPEX indiquent que ce maximum est de l'ordre de 8 cm. Ceci signifie que, même avec un coefficient de frottement artificiellement élevé, les simulations FSU sous-estiment de 30% l'amplitude observée dans cette région par TOPEX. De même, l'amplitude des simulations AMIP est trop faible sur la majorité du bassin. Au contraire, l'ajout des tensions TAO dont l'amplitude est calculée sans coefficient de frottement artificiel permet aux simulations AMIP+TAO et FSU+TAO de retrouver un niveau très comparable aux observations et, comme pour les cartes de corrélations, l'amplitude des simulations effectuées avec les tensions de vents de TAO seuls possède la variabilité des simulations AMIP+TAO et FSU+TAO proche des observations. Cela démontre, une fois de plus, la qualité supérieure des vents TAO.

7.5 DISCUSSION ET CONCLUSION

Dans l'étude qui précède, nous avons voulu déterminer l'impact des vents issus du réseau d'observations de TOGA-TAO sur les simulations océaniques de hauteur de la mer du Pacifique équatorial. Il est clairement apparu que

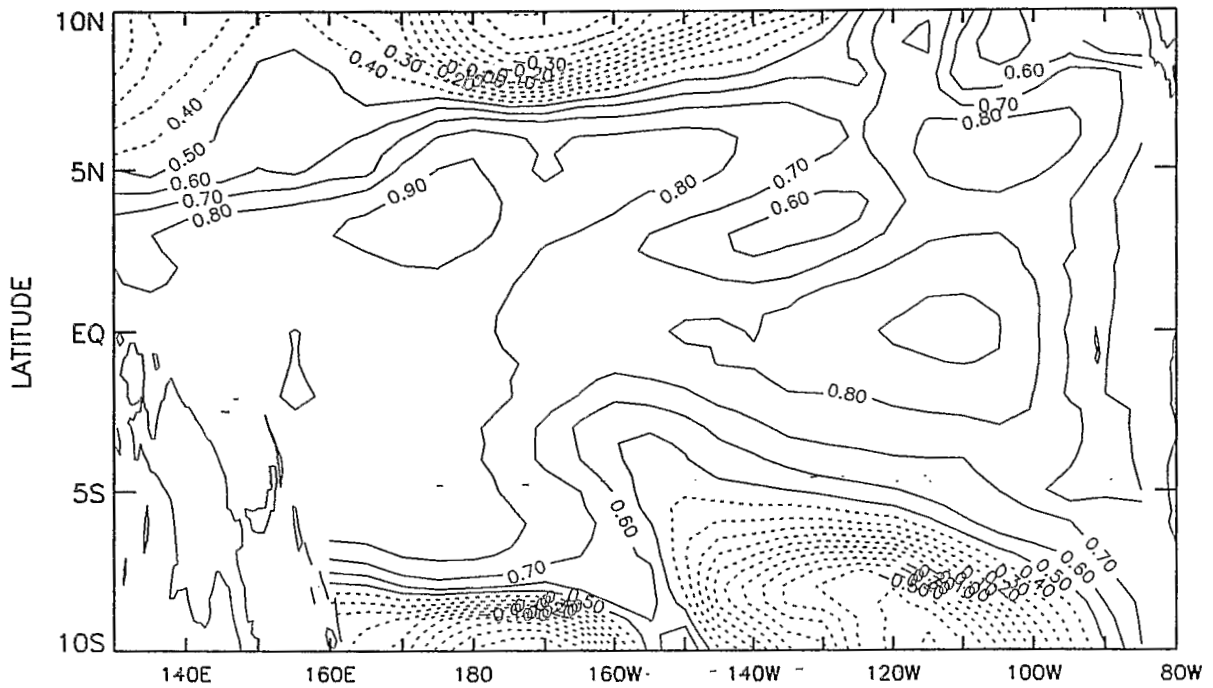
CHAPITRE VII

l'influence bénéfique et croissante des vents TAO, même en petits nombres, permettait aux simulations AMIP, faible dans le Pacifique équatorial centre-est, d'atteindre ou de dépasser le niveau des simulations de FSU. Ce même impact augmentait également la qualité des simulations de FSU. La comparaison synoptique des hauteurs de la mer simulée sur tout le Pacifique équatorial, à partir de 1992, avec les champs de hauteurs grillées de TOPEX et de TOGA-TAO du chapitre 2, confirma que l'usage des vents TAO augmentait nettement la qualité des variations de phase et d'amplitude des simulations AMIP et FSU jusqu'au niveau où les simulations AMIP+TAO et FSU+TAO des hauteurs de la mer étaient également bonnes.

A fur et à mesure que le réseau de TOGA-TAO s'accroît, il ne fait aucun doute que l'utilisation des vents TAO seuls, permet d'améliorer les simulations de hauteur de la mer effectuées avec les vents de FSU qui pourtant incluent les vents TAO depuis novembre 1992 (mais le poids des vents TAO dans les vents produits par FSU ne nous est pas connu). Ceci est bien visible sur les cartes de corrélation de janvier 1992 à août 1994 de la figure 23 effectuées entre les observations grillées de hauteur dynamique du réseau de TAO et les simulations FSU et TAO seuls. L'accord remarquable entre la simulation avec TAO seuls et les hauteurs dynamiques de TAO, dans le guide d'ondes, permet de traiter la simulation avec TAO seuls comme un autre jeu indépendant d'observations et d'étudier si l'évolution dynamique des ondes équatoriales observées dans les chapitres 4 et 5 est aussi visible dans les sorties du modèle océanique. Par exemple, nous présentons, en figure 24, les composantes de Kelvin, Rossby 1 et Rossby 2 des anomalies de hauteur de la mer de la simulation TAO seuls et des anomalies de hauteurs dynamiques de TOGA-TAO sur la période janvier 1992 - août 1994. Les propagations observées dans le modèle forcé par TAO seuls sont clairement identiques aux propagations observées dans les hauteurs dynamiques TAO. En particulier, l'excellent accord de phase visuel jusqu'à 140°W, confirmé par la figure 23, renforce les conclusions des chapitres 4 et 5 sur l'impact

CHAPITRE VII

COR CP TATA VS TAO (01/92 TO 08/94)



COR CP FSUU VS TAO (01/92 TO 08/94)

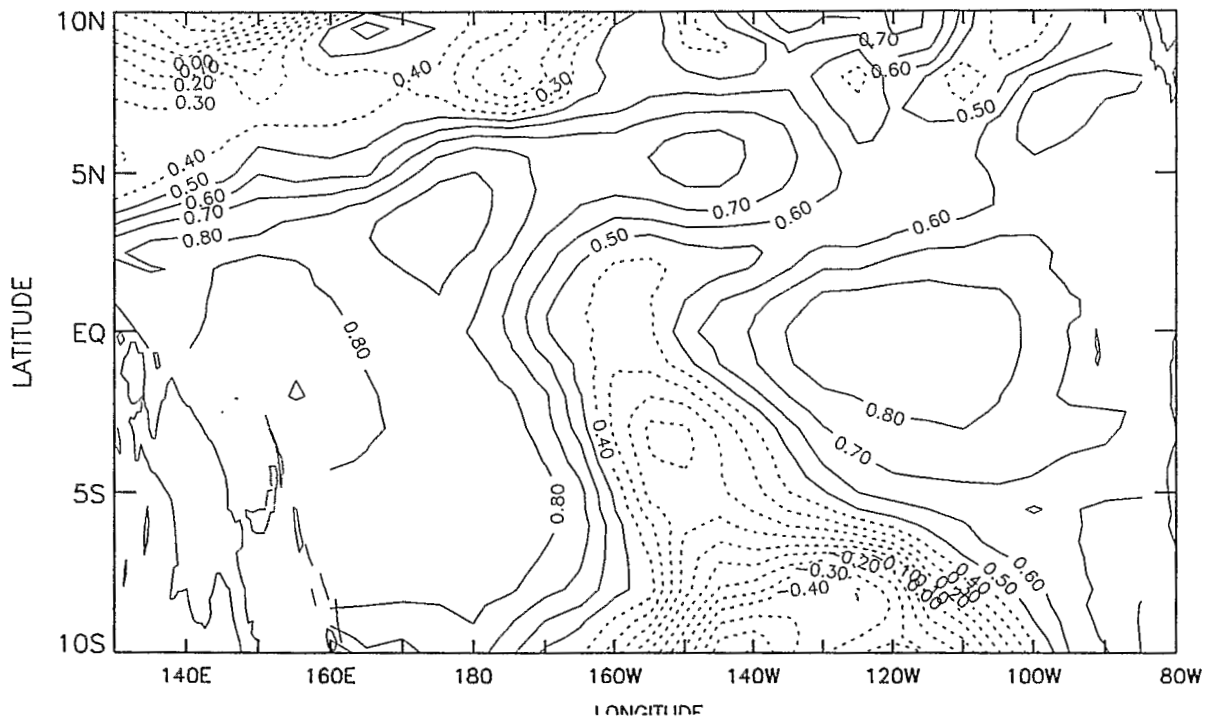


Figure 23 : Cartes latitude-longitude des corrélations entre les anomalies du niveau de la mer simulée à l'aide des 2 champs de vent TATA, FSUU et le champ grille (chapitre 3) des anomalies de hauteur dynamique de TOGA-TAO. Les corrélations sont effectuées sur la période couvrant janvier 1992 – aout 1994.

CHAPITRE VII

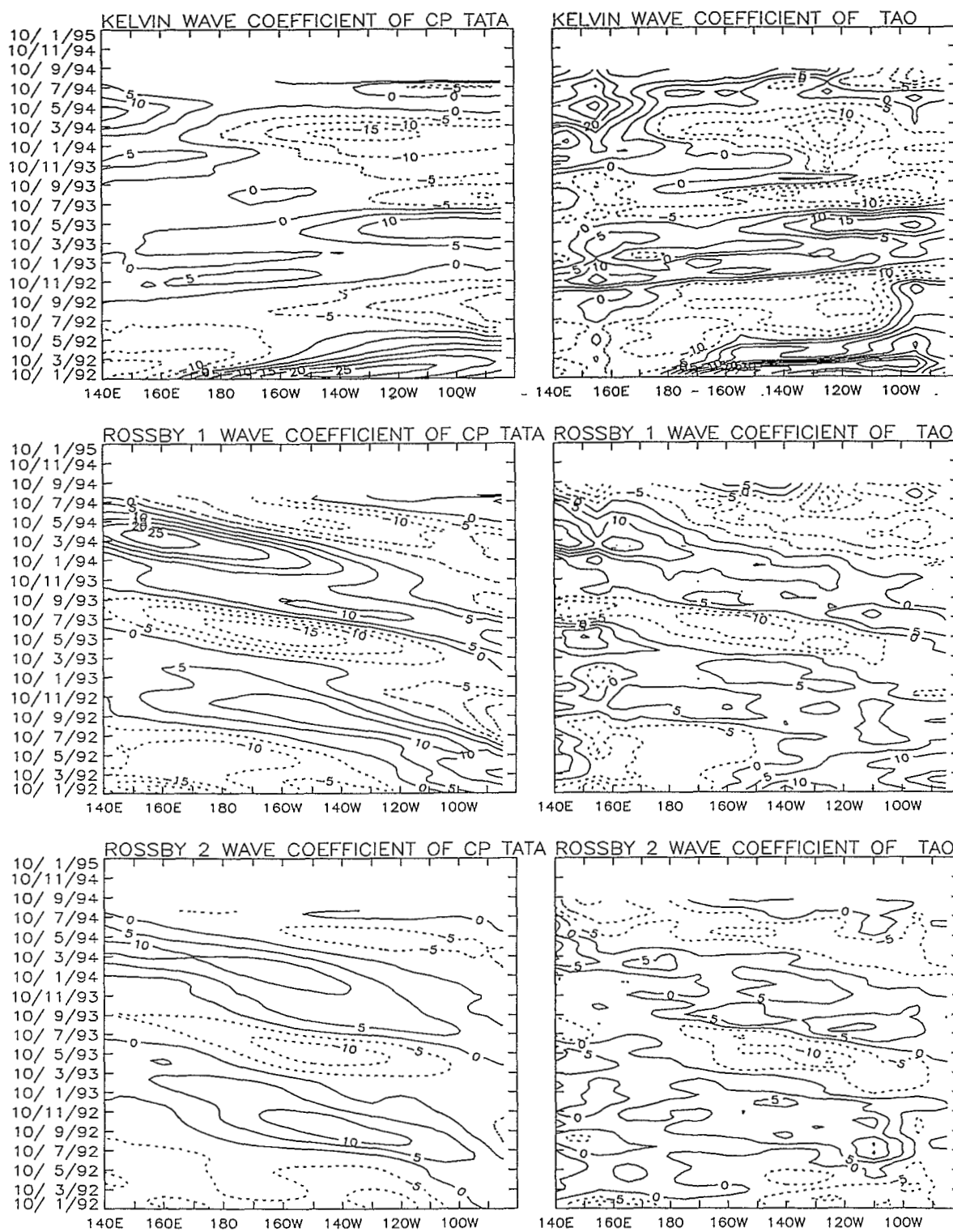


Figure 24 : Panneaux de gauche. De haut en bas : Coupe longitude–temps des coefficients de Kelvin (haut), de Rossby 1 (milieu) et de Rossby 2 des anomalies de la hauteur de la mer simulée a l’aide de TATA durant janvier 1992 – aout 1994.
 Panneaux de droite. Meme chose mais pour le champ d’anomalies de hauteur dynamique de TOGA–TAO

CHAPITRE VII

négligeable des ondes de Rossby réfléchies à la frontière ouest de fin 1992-1993. Rappelons-le, la réflexion à l'ouest est imposée dans le modèle. Au vu des figures 23-24, les vents du réseau TAO sont incontestablement capables de fournir un forçage suffisant pour simuler correctement les anomalies de hauteur de la mer depuis 1992. Néanmoins, l'évolution saisonnière et interannuelle du système couplé océan-atmosphère du Pacifique équatorial est principalement régie par l'évolution des températures de surface de l'océan (et des processus qui modifient ces températures). Il est donc nécessaire de déterminer l'impact des vents TAO sur les simulations thermodynamiques et dynamiques de la structure verticale de l'océan. Pour ce faire, le modèle de circulation générale de Gent et Cane (1989) modifié par Chen et al. (1994) sera utilisé (Menkes et al., 1995).

Comme discuté en introduction, Ji et Smith (1994) évoquent le fait que l'assimilation de la structure thermique des premières centaines de mètres de l'océan améliore nettement les simulations océaniques mais ne peut pas remplacer l'impact lié à la qualité du vent. Nos résultats préliminaires laissent penser que l'incorporation des vents TAO dans les vents AMIP du modèle couplé climatique de NMC, en comblant les défauts des vents AMIP, augmentera nettement la qualité des simulations océaniques couplées. Dans un deuxième temps, il s'agira de mesurer les bénéfices respectifs et/ou cumulés qu'apportent les procédures d'assimilation du vent TAO et/ou de la structure thermique de l'océan.

Les procédures d'assimilation de la structure thermique sont non seulement importantes pour augmenter la capacité des simulations océaniques mais ont un impact important sur la capacité de prévision de certains modèles couplés (Rosati et al., 1994). Les conclusions de Ji et Smith (1994) sur l'impact des vents dans leurs simulations laissent penser que l'état des conditions initiales de vents, plus encore que l'état des conditions initiales de la structure océanique, est un élément déterminant la qualité des prévisions saisonnières et interannuelles du Pacifique tropical. L'une des justifications du déploiement de TOGA-TAO réside dans la

CHAPITRE VII

capacité potentielle des données de TOGA-TAO à pouvoir améliorer les prévisions d'ENSO de quelques mois à quelques années. Ayant démontré, au niveau des simulations des hauteurs de la mer, que la qualité des vents de TAO était supérieure à celle des vents FSU, il convient maintenant de s'attaquer au problème de la prévision initialisée avec des vents purement TAO ou combinant TAO. Par là, nous pourrions cerner la capacité potentielle du vent TAO à améliorer les prévisions d'ENSO et justifier une partie de l'effort consacré à son maintien.

VIII - CONCLUSION

Le programme TOGA (1985-1994) a été mis en place pour comprendre, observer, simuler et prévoir ENSO qui constitue le dérèglement climatique de notre planète le plus spectaculaire à l'échelle de quelques mois à quelques années. Durant ce programme, des théories sur l'apparition et la disparition d'ENSO ont été postulées mais rarement confirmées par les observations de l'océan réel. Parmi ces théories, la plus populaire est la théorie de l'oscillateur retardé (Battisti, 1988). Elle est particulièrement séduisante car elle explique, simplement, le comportement du modèle de Zebiak et Cane (1987) qui a prévu les ENSO de 1986-1989 et de 1991-1992 un an à l'avance. Le modèle théorique d'oscillateur retardé repose sur la propagation d'ondes longues équatoriales de Rossby dans le Pacifique et sur leur réflexion à la frontière ouest en ondes de Kelvin. Mais, jusqu'à très récemment, le manque d'observations synoptiques de l'Océan Pacifique équatorial empêchait d'infirmer ou de confirmer l'existence même de ces ondes individuelles de Rossby au niveau interannuel.

Pour répondre justement au besoin d'observer l'océan, diverses stratégies ont été mises au point. Par exemple, les missions satellitaires telles que les missions de GEOSAT (1985-1989) et de TOPEX/POSEIDON (1992-) permettent de fournir une vision synoptique globale de l'évolution du niveau des océans et, par dérivation, des courants géostrophiques de surface. Ces missions constituent donc des sources de données inestimables. Toutefois, les données altimétriques, coûteuses, sont d'une manipulation délicate et doivent être soumises à diverses corrections avant d'être utilisables. D'autre part, ces missions satellitaires ont des durées de vie limitées, pour l'instant, à quelques années et la combinaison des informations issues de plusieurs missions satellitaires est une tâche longue et très ardue. Ainsi, ces missions satellitaires ne peuvent actuellement pas fournir d'informations sur l'évolution climatique de notre planète. Toutefois, ces

CHAPITRE VIII

données sont appropriées pour étudier des phénomènes océaniques particuliers de l'ordre de quelques mois à quelques années comme les événements d'ENSO. Durant TOGA, par chance, les altimètres de GEOSAT et de TOPEX/POSEIDON permettent d'obtenir une couverture spatialement fine de l'évolution du niveau de la mer du Pacifique durant l'ENSO de 1986-1989 et le second El Niño de fin 1992-1993.

Durant TOGA aussi, mais plus spécifiquement axés sur l'évolution de l'océan équatorial durant ENSO, des réseaux d'observations *in situ* ont été développés. L'élément central de ces réseaux *in-situ* est constitué par les mouillages de TOGA-TAO. En plus d'être théoriquement capable d'observer l'évolution d'ENSO en temps réel, le réseau TOGA-TAO est censé fournir les données permettant d'augmenter notre capacité, développée durant TOGA, de simuler et de prédire ENSO. Contrairement aux observations altimétriques, les données *in-situ* de TOGA-TAO sont facilement accessibles et ne nécessitent pas de lourdes corrections. Par contre, la répartition discrète des mouillages de TOGA-TAO, le vandalisme perpétré sur ces mouillages, les pannes de capteurs...; bref, la perte de données en des points de mouillages particuliers peut potentiellement gêner la détection de certains phénomènes océaniques qui sont importants durant ENSO. Par conséquent, il est important de déterminer la réelle capacité de TOGA-TAO à fournir les données requises pour mieux comprendre ENSO.

La possession des observations satellitaires de GEOSAT, de TOPEX/POSEIDON et des données *in situ* de TOGA-TAO fournit un vivier d'observations indépendantes du Pacifique équatorial avec lesquelles nous pouvons étudier la réalité des théories postulées pour expliquer le phénomène d'ENSO. Cette même combinaison d'informations indépendantes permet d'évaluer la qualité mutuelle des sources d'observations et de déterminer leur capacité à valider l'effort d'observation, de simulation et de prévision d'ENSO déployé au cours du programme de TOGA.

CHAPITRE VIII

Dans la thèse qui précède, j'ai cherché à valider une partie de l'effort théorique et observationnel, développé durant TOGA, en tentant de répondre aux questions entremêlées suivantes:

1 - Les données satellitaires de GEOSAT, de TOPEX/POSEIDON et de TOGA-TAO nous permettent-elles de confirmer ou infirmer, dans l'océan réel, une partie des mécanismes supposés par la théorie d'ENSO de l'oscillateur retardé (Battisti, 1988 et Mantua et Battisti, 1994) qui repose sur la propagation d'ondes de Rossby vers l'ouest et leur réflexion à la frontière ouest en ondes de Kelvin ?

2 - Le réseau TOGA-TAO est-il réellement capable d'observer l'évolution d'ENSO, de produire des données susceptibles de valider ses théories, d'améliorer les simulations et, potentiellement, les prévisions ?

Pour répondre à la question 1, nous avons traité les données synoptiques de hauteurs de la mer de GEOSAT (novembre 1986-février 1989), de TOPEX/POSEIDON et d'un champ grillé d'anomalies de hauteur dynamique du réseau TOGA-TAO. Nous avons vu qu'il était possible d'obtenir des champs d'anomalies de hauteurs de la mer et de courants géostrophiques zonaux de qualité durant la période 1986-1989 et de fin 1992-1993 dans le Pacifique équatorial. Pour arriver à ce stade, les données de GEOSAT demandent un effort de traitement très important qui peut être fortement réduit avec des données de TOPEX/POSEIDON de plus grande qualité. Malgré tout, les données utilisables de ce dernier ne peuvent être obtenue qu'après diverses corrections qui sont inévitables du fait de la nature indirecte des mesures du niveau de la mer. Au contraire, les données de TOGA-TAO sont immédiatement et facilement utilisables en temps réel. Et, malgré la répartition grossière du réseau de TOGA-TAO, le champ grillé de hauteur dynamique est en excellent accord avec les données de résolution plus fines de TOPEX/POSEIDON. Ayant obtenu et validé les données synoptiques de GEOSAT, TOPEX/POSEIDON et TOGA-TAO, nous

CHAPITRE VIII

avons exploré la validité des propagations et réflexions supposées par l'oscillateur retardé.

Une méthode originale de projection permet de séparer les ondes océaniques du niveau de la mer observée par GEOSAT, TOPEX/POSEIDON et TOGA-TAO ainsi que les composantes de vents de surface qui les peuvent générer jusqu'aux limites ouest et est du Pacifique équatorial. Durant la période des ENSO 1986-1989 et de fin 1992-1993 et, sur toute l'étendue du bassin, il est démontré que des ondes individuelles de Kelvin, premier et deuxième modes méridiens de Rossby se propagent dans les données observées par TOGA-TAO et de Kelvin, premier, deuxième et troisième mode méridiens de Rossby se propagent dans les données altimétriques de GEOSAT et de TOPEX/POSEIDON. Ces ondes expliquent la majorité de la variance des anomalies de hauteur de la mer et des courants géostrophiques zonaux observés dans la bande équatoriale [5°S,5°N]. Ceci prouve qu'il est possible de regarder, aux échelles saisonnières à interannuelles, l'évolution des anomalies de hauteurs et courants géostrophiques zonaux de l'Océan Pacifique équatorial en termes d'ondes équatoriales individuelles. Par voie de conséquence, les variations océaniques précédentes sont, à ces échelles de temps, essentiellement linéaires comme prévu par les théories équatoriales d'ENSO et les modèles numériques océaniques simples de la dynamique équatoriale.

Nous avons montré que, durant ces périodes, le vent jouait un rôle primordial pour la génération des ondes de Kelvin et de Rossby observées dans le Pacifique ouest, centre et est alors que les réflexions des ondes aux frontières est et ouest semblaient négligeables. En particulier, c'est le vent intrasaisonnier du Pacifique équatorial ouest qui est le principal générateur des ondes de Kelvin intrasaisonniers qui atteignent la côte est du Pacifique en phase avec le réchauffement saisonnier qui dégénère en El Niño. La coincidence de la génération de ces vents du Pacifique ouest et des développements El Niño de type saisonnier qui suivent ne peut pas être fortuite. Toutefois, les connexions entre

CHAPITRE VIII

les phénomènes intrasaisonniers, saisonniers et interannuels ne sont pas bien connus et constituent un terrain d'investigations qui promettent d'être fructueuses.

L'absence de réflexion efficace à la frontière ouest est en contradiction avec la dynamique de l'oscillateur retardé de Battisti (1988) et l'étude de Mantua et Battisti (1994). Pour expliquer la fin des événements El Niño de fin 1986-1987 et fin 1992-1993, il faut donc chercher une alternative à la théorie de l'oscillateur retardé. Picaut et Delcroix (1994) suggèrent que des ondes de premier mode méridien de Rossby de downwelling observées durant 1987 participent à la renverse des anomalies chaudes d'El Niño en anomalies froides de La Niña de 1988-1989. En 1993, une onde très similaire est observée et pourtant, l'événement chaud de 1991-1993 n'est, pour l'instant, suivi d'un événement froid. Au contraire, il semble suivi d'un nouveau réchauffement. Il faut donc rechercher des mécanismes autres que ceux purement basés sur la théorie des ondes équatoriales.

Les études théoriques de Hirst (1988) et Neelin (1991) suggèrent une approche différente mettant en jeu des modes couplés propres au système océan-atmosphère pour lesquels l'action des ondes océaniques libres est négligeable. Puisque nous avons observé des ondes libres qui ont une action sur la dynamique et la thermodynamique (Picaut et Delcroix, 1994) de l'océan, c'est sans doute la combinaison de divers mécanismes qui peut expliquer le développement et l'évolution de tous les ENSO (Wakata et Sarachik, 1992). Toutefois, il est clair que chaque événement ENSO est différent, il est donc très dangereux de créer des composites qui dénaturent l'évolution réelle et distincte des événements El Niño (ou La Niña). De même, il est irréaliste de vouloir généraliser, à d'autres ENSO, les conclusions que nous avons tirées durant 1986-1989 et fin 1992-1993. Lorsque les données le permettent, il convient d'étudier minutieusement l'évolution de chaque événement séparément et, cela fait, tirer

CHAPITRE VIII

des conclusions sur les processus susceptibles d'expliquer certains traits de leur(s) évolution(s).

Certainement, la simplification du comportement d'ENSO qui conduit à postuler des théories comme l'oscillateur retardé est d'un grand intérêt pour la discussion scientifique. Malheureusement, le comportement réel de l'océan durant ENSO est infiniment plus compliqué et non répétitif et il est donc indispensable d'étudier, en parallèle, les observations disponibles pour déterminer la véracité des théories. Avec le développement des réseaux d'observations synoptiques, cela devient enfin possible et il faut absolument poursuivre et amplifier l'effort observationnel existant. Pour poursuivre le cadre plus particulier de la recherche effectuée au cours de la thèse, pour comprendre les mécanismes qui semblent mettre en défaut l'aspect ondulatoire de la théorie de l'oscillateur retardé durant la fin 1986-1987 et la fin 1992-1993, pour déterminer l'impact du cycle saisonnier sur ces Los Niños, expliquer l'évolution thermodynamique de l'océan et donc la différence d'évolution ultérieure des événements, nous devons, en fin de compte, nous tourner aussi vers les modèles de circulation générale simulant la variabilité dynamique et thermodynamique du Pacifique tropical.

Toutefois, en étudiant les observations de hauteurs de la mer déduites des altimètres de GEOSAT, TOPEX/POSEIDON et du réseau de TOGA-TAO, nous avons mis en défaut, durant deux El Niño, certains aspects de l'oscillateur retardé évoqué par Mantua et Battisti (1994), nous avons observé le déroulement des événements et leur coïncidence avec le cycle saisonnier et donc répondu à la question 1. Nous avons aussi répondu partiellement à la question 2 puisque la similitude des aspects dynamiques observés par TOGA-TAO et TOPEX/POSEIDON prouve que le réseau TOGA-TAO est maintenant capable de détecter les ondes longues essentielles à la dynamique de l'océan Pacifique équatorial aux échelles de quelques mois à quelques années.

CHAPITRE VIII

Pour répondre plus profondément à la question 2, nous avons cherché à déterminer si les données TOGA-TAO pouvaient augmenter les performances de ces simulations. Puisque les vents de l'océan constituent un forçage primordial des modèles et que les données de TOGA-TAO fournissent ces vents, il est naturel de mesurer l'impact des vents TOGA-TAO sur les simulations du Pacifique équatorial.

Dans un premier temps, nous avons mesuré l'impact des vents TAO sur les simulations des hauteurs de la mer du modèle linéaire à deux modes verticaux utilisé par Busalacchi et Cane (1985) que nous avons ajusté, auparavant, à diverses observations *in-situ*. La combinaison des vents observés de TOGA-TAO permettent de rehausser la pauvre qualité des simulations effectuées avec les vents AMIP de NMC à un niveau comparable, voire supérieur, aux simulations effectuées avec FSU. Aussi, avec l'extension importante du réseau depuis 1992, nous avons montré qu'il était possible de dériver un jeu de vent purement issu de TAO avec lequel les simulations atteignaient un niveau de qualité supérieure aux simulations de FSU. L'accord trouvé entre les simulations de hauteur de la mer du modèle linéaire purement forcé avec les vents TAO et les observations *in-situ* grillées de hauteur dynamique de TOGA-TAO est au niveau d'accord obtenu entre les observations de TOPEX/POSEIDON et de TOGA-TAO. Il est donc possible de manipuler les simulations du modèle linéaire forcé comme une autre source indépendante d'observations.

Le réseau de TOGA-TAO fournit donc les informations atmosphériques de surface capables d'augmenter la qualité des simulations de hauteur du niveau de la mer du modèle linéaire. Pour démontrer l'impact bénéfique des vents TOGA-TAO sur les simulations océaniques, il ne suffit pas d'améliorer les simulations des anomalies du niveau de la mer d'un modèle linéaire mais il faut aussi améliorer les simulations dynamiques et thermodynamiques des modèles océaniques de circulation générale. Or, des études en préparation (Menkes et al., 1995) prouvent que les vents TAO ont aussi un impact positif sur les simulations

CHAPITRE VIII

dynamiques et thermodynamiques du modèle de circulation générale océanique utilisé par Chen et al. (1994).

Un des grands enjeux actuels est de pouvoir obtenir un jeu cohérent d'informations océaniques de toutes les données observées et des simulations. Il n'existe pas de jeu de données complet en temps et espace relatant la réalité. Ce jeu de données n'existera jamais mais il est possible de s'en approcher en combinant de façon optimale les informations issues des observations et des simulations océaniques lorsque la qualité des simulations et des observations est proche, comme pour nos champs de niveaux de la mer. Ceci sera effectué par projection des observations sur le modèle linéaire avec un filtre de Kalman selon (Miller et al., 1994). Combiner les observations et les simulations est une tâche qui s'effectue déjà dans certains modèles couplés qui pratiquent l'assimilation de données. Le but est d'améliorer l'état simulé de l'océan et/ou de l'atmosphère en le rapprochant de l'état observé. Cette procédure donne des résultats très encourageants dans le modèle couplé de NMC (Ji et al., 1994).

Améliorer l'état des simulations en assimilant les données, c'est aussi améliorer la capacité de prévision (Rosati et al., 1994) qui est sensible aux conditions initiales de l'océan et de l'atmosphère. En l'état actuel des choses, pourtant, personne n'a évalué l'impact, sur les prévisions d'ENSO, de l'assimilation de la structure thermique observée de l'océan versus l'impact du forçage par des vents de qualité de TAO. Mais, les résultats de Ji et al. (1994) indiquent que l'assimilation de la structure thermique de l'océan ne peut pas compenser les erreurs de forçage de leur vent AMIP.

Puisque nous avons développé un forçage combinant les vents TAO avec les vents AMIP qui donnent de meilleures simulations dynamiques que les vents FSU. Nous avons donc bon espoir que l'implantation des vents TAO, dans les vents AMIP de NMC, permette de meilleures simulations dynamiques et, peut-être de meilleures prévisions. Avant de tester l'apport respectif d'un meilleur jeu vent comme le vent TAO ou de l'assimilation de la structure thermique dans les

CHAPITRE VIII

modèles couplés complexes, il s'agira de tester l'impact des vents TAO sur les prévisions d'un modèle couplé plus simple comme le Zebiak et Cane (1987). Vue la qualité des données issues de TOGA-TAO il est sans doute possible d'augmenter la capacité de prévision du système océan-atmosphère et, en particulier, prévoir le second événement El Niño de 1993 qui ne fut pas prévu par les modèles.

ANNEXE 1

ANNEXE 1

Geosat-derived sea level and surface current anomalies in the equatorial Pacific during the 1986–1989 El Niño and La Niña

Thierry Delcroix,¹ Jean-Philippe Boulanger,² François Masia,¹ and Christophe Menkes³

Abstract. Equatorial wave dynamics are essential in most oceanic models for reproducing aspects of the El Niño–Southern Oscillation (ENSO) phenomenon. In this paper, observational evidence of first baroclinic equatorial Kelvin and first symmetric meridional Rossby waves is found in Geosat-derived sea level anomalies (SLA) and surface zonal current anomalies (ZCA) in the equatorial Pacific ocean during the 1986–1987 El Niño and the ensuing 1988–1989 La Niña. This was made possible after extensive quality control and specific processing of the recently improved Geosat geophysical data records pertaining to the 17-day Exact Repeat Mission. In particular, the processing was made so that the Geosat-derived ZCA best fit near-surface zonal currents from three equatorial moorings at 165°E, 140°W, and 110°W. The Geosat-derived SLA and ZCA are decomposed into first baroclinic equatorial Kelvin and gravest Rossby modes. The emphasis is then put on the chronology of the ZCA at the equator where the currents are the most energetic and where Kelvin and first symmetric Rossby waves explain most of the variance in ZCA, in similar proportion. The 1986–1987 El Niño is mostly characterized by a strong downwelling Kelvin wave in December 1986, a series of downwelling Kelvin waves in March–October 1987, and a strong upwelling Rossby wave in March–September 1987. These waves are consistent with wind forcing, and all give rise to notable eastward ZCA for almost an entire year. During the El Niño–La Niña transition period there is the occurrence of two downwelling Rossby waves originating from the eastern Pacific at times of favorable wind forcing. These Rossby waves switch the basin-wide ZCA from eastward to westward, terminating the warm event. Then, the 1988–1989 La Niña shows the generation of a series of upwelling Kelvin waves which are clearly identified in March/April and September/October 1988. These upwelling Kelvin waves are apparently related to the enhancement of the trade wind in the western half of the basin. These waves maintain the basin-wide westward ZCA for more than a year, although the ZCA is slightly reduced by a front of upwelling Rossby waves in phase with the normal seasonal cycle. The Kelvin wave forcing and sign of Kelvin wave contribution versus Rossby wave contribution to ZCA in the western Pacific are discussed, and we conclude that neither pleads in favor of the delayed action oscillator mechanism.

1. Introduction

Climate variability is caused by complex interactions between geophysical fluids and land surfaces. On interannual timescales, efforts to understand these interactions have mostly focused on the irregular El Niño–Southern Oscillation (ENSO) phenomenon, given its huge signature in and over the tropical Pacific and Indian Oceans, together with its possible impact on global atmospheric and oceanic conditions [see *Philander*, 1990]. Being of major importance to the economies of many nations, ENSO generated a large amount of scientific interest and endeavor with, as a back-

ground, the idea to get some skill in its prediction. Although successful predictions were made [*Cane et al.*, 1986], they cannot be fully satisfactory without understanding the intrinsic ENSO mechanisms.

From a theoretical point of view the theory of equatorial waves [*Matsuno*, 1966; *Moore*, 1968] appears as a historically important step toward the understanding of El Niño events, and linear models related to this theory were rather successful in reproducing integrated quantities such as sea level [*Busalacchi and O'Brien*, 1981; *Busalacchi and Cane*, 1985]. Moreover, long equatorial waves have remained pivotal components in models coupling the ocean and the atmosphere, thereby generating new ideas on why ENSO occurs [e.g., *Battisti*, 1988]. From an observational point of view the size of the tropical Pacific was a major impediment to the global description of ENSO and to the assessment of the foundation of equatorial waves. Providing an almost synoptic coverage of the tropical Pacific, at short time intervals, the U.S. Geodetic Satellite (Geosat) was instrumental in these goals (see *Arnault and Périgaud* [1992] for a review). More than one decade after the seminal observa-

¹Groupe Surveillance Trans-Océanique du Pacifique, ORSTOM, Noumea, New Caledonia.

²Laboratoire d'Océanographie Dynamique et de Climatologie, ORSTOM, Université Pierre et Marie Curie, Paris.

³Universities Space Research Association, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland.

Copyright 1994 by the American Geophysical Union.

Paper number 94JC02138.
0148-0227/94/94JC-02138\$05.00

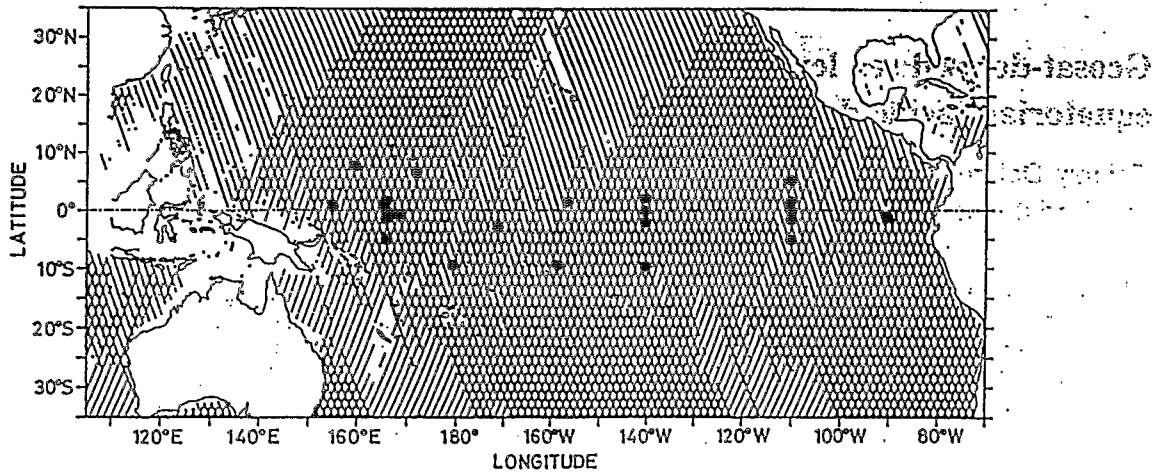


Figure 1. Available ground tracks of the mean Geosat 17-day repeat orbit over the tropical Pacific. The dots denote the locations of in situ comparisons, as detailed in Table 1.

tional work of Wyrki [1975], it is only with the advent of Geosat that equatorial Kelvin and first symmetric Rossby waves were comprehensively evidenced over the whole Pacific basin [Miller *et al.*, 1988; Delcroix *et al.*, 1991].

The present paper is an extension of the work of Delcroix *et al.* [1991] which was based on the first 13 months of the Geosat Exact Repeat Mission, from November 1986 to November 1987. Here we will use an improved version of the Geosat geophysical data record [Cheney *et al.*, 1991], and we will describe and analyze both the 1986–1987 El Niño and the ensuing 1988–1989 La Niña, from November 1986 to February 1989. Also, the emphasis will be put mainly upon the surface zonal current anomalies (ZCA) which are more intrinsically involved than the sea level anomalies (SLA) in equatorial ocean dynamics. Furthermore, the analysis will be done in such a way as to obtain some quantitative information on the actual role and possible origin of equatorial waves. Specifically, the ZCA will be analyzed in terms of orthogonal equatorial waves, assuming that the major contribution to SLA and ZCA is produced by the first baroclinic mode so that the other modes will be ignored. Evidence in support of this is given from models [Busalacchi and O'Brien, 1981] and observations [Gill, 1982], although the second baroclinic mode is likely to contribute in SLA and ZCA [Busalacchi and Cane, 1985; Bigg and Blundell, 1989]. Such an approach has already been employed on model results [Battisti, 1988; Wakata and Sarachik, 1991] and on observational along-track expendable bathythermograph (XBT) data [Gill and Bigg, 1985; Bigg and Blundell, 1989]. To our knowledge, the basin-wide observation of ZCA during a complete ENSO cycle has been neither described, nor so analyzed previously.

The arrangement of the remainder of the paper is as follows. Section 2 presents the Geosat data and data processing, starting from the raw sea level data to obtaining gridded SLA and ZCA fields. Section 3 details useful supplementary in situ data and their processing. These will be used in section 4 in order to validate the Geosat-derived SLA and ZCA using sea level from 10 island stations situated within 10°N–10°S, 0/500-dbar dynamic height anomalies from 12 moorings in the equatorial belt, and measured ZCA from three equatorial moorings. The description of the

standard deviations in Geosat-derived SLA and ZCA over the tropical Pacific is given in section 5, together with first evidence in SLA of first baroclinic equatorial Kelvin and first symmetric Rossby wave propagation during November 1986 to February 1989. In section 6 the respective contributions of equatorial Kelvin and gravest Rossby waves are quantified in ZCA, projecting the SLA and ZCA into meridional modes; details on the projection are found in the appendix. The results indicate that about 70% of the variance in ZCA can be accounted for by equatorial Kelvin and first symmetric Rossby modes within 4°N to 4°S. This is the region where the ZCA are the most energetic and are likely play a crucial role in ENSO cycle. Projection of the zonal wind anomaly forcing into Kelvin and first symmetric Rossby modes is also presented. Focusing only on the equatorial band, section 7 presents a chronology of the ZCA, which are described in terms of Kelvin and first symmetric ($m = 1$) Rossby waves and related to the evolving zonal wind anomaly forcing. A conclusion is given in the last section.

2. Geosat Data and Data Processing

2.1. Geosat-Derived Sea Level Anomaly

The present analysis is derived from the new version of the Geosat geophysical data records (GDR), produced by the National Oceanic and Atmospheric Administration [Cheney *et al.*, 1991]. Following the original GDR [Cheney *et al.*, 1987], this new version uses improved satellite ephemeris and environmental corrections, all of which enhance the overall accuracy of the Geosat data. From the new GDR we have selected data covering the tropical Pacific Ocean (35°S–35°N; 105°E–70°W) from November 8, 1986, to September 26, 1989 (62 cycles). During this period, called the Exact Repeat Mission (ERM), Geosat was in a 72° orbit inclination and its ground tracks repeated every 17 days. At the equator the intertrack distance was about 1.6° longitude and 3 days, although the distance between ascending and descending tracks reduced to 0.8° and 1.5 days (see Figure 1). In the GDR the along-track measurements were averaged every 1 s, resulting in a 6.8-km along-track resolution.

Techniques to retrieve sea surface heights from Geosat altimeter and other measurements are amply documented by

Cheney et al. [1987, 1991]. Here we only outline the corrections we used. Corrections accounting for the effects of solid earth and ocean tides, dry troposphere, ionosphere, inverted barometer, and electromagnetic bias were similar to the ones given in the original GDR. Besides, unlike the original GDR, the new tropospheric water vapor correction was derived from measurements made by the TIROS operational vertical sounder (TOVS) before July 1987 [Emery et al., 1990] and by the special sensor microwave/imager (SSM/I) from July 1987 [Wentz, 1989]. Moreover, the new orbit was calculated from the ephemeris computed by Haines et al. [1990] which is based on the geopotential Goddard Earth Model (GEM)-T2 of Marsh et al. [1990], along with Doppler data from a network of stations. All these corrections were worked out as they are proposed in the GDR by Cheney et al. [1991].

Even though the new GDR was an improvement over the original one, additional processing was still necessary, mainly to "remove" the geoid, to minimize residual orbit error, to filter out unrealistic physical values, and to reduce the huge amount of data to gridded fields. This was done in the following five steps: (1) a "mean" sea level was obtained along each repeat track, ignoring small longitude departures (<1 km) of all repeats; (2) sea level anomalies (SLA) were subsequently computed; (3) along-track filtering was then performed; (4) along each track a first-order polynomial was fitted to the SLA and the linear trend was removed; and (5) SLA and derived surface geostrophic zonal current anomalies (ZCA) were finally gridded. These steps are detailed below, keeping in mind that all adjustable parameters (orbit correction scheme, time/space filter lengths, grid size, etc.) were chosen so that the ZCA approach in situ measurements of near-surface zonal current at three equatorial mooring locations (see section 4). This approach constitutes the most stringent test for validating Geosat in view of the sensitivity of the geostrophic approximation to small sea level perturbations near the equator.

In the first step the mean sea level was considered defined at any one position if at least 31 out of 43 possible values ranging within $\pm 25,000$ cm were present during the first 43 repeat cycles (November 8, 1986, to November 7, 1988); otherwise, no mean was computed. This 31/43 threshold is a compromise between having a minimum of values so that the mean is a meaningful quantity and having a sufficient spatial/temporal data coverage; it is similar to the 70% threshold used by Zlotnicki [1991] and Fu et al. [1991]. We note that the mean is computed over 2 entire years which include both an El Niño and a La Niña event so as to minimize a possible bias introduced by the seasonal and interannual variability. In the second step the mean was subtracted from each value, and only SLA ranging within ± 150 cm were considered. In the third step, along-track slopes in SLA yielding surface geostrophic current anomalies faster than 2 m/s were excluded after being visualized. Then, following a technique described by Picaut et al. [1990], 200-km (total length) median and Hanning filters were applied to the along-track data, in order to suppress remaining nonphysical spikes [see Picaut et al., 1990, Figure 2]. Also, data gaps smaller than 100 km were filled through linear interpolation. The fourth step consisted of removing a polynomial trend from the SLA along each 35°S–35°N track in order to minimize the residual orbit error. Sensitivity studies based on comparisons with in situ measurements (see section 4) led us to choose a first-order polynomial. This is consistent with the results of

Cheney et al. [1989] which have shown that the orbit error can be modeled as a linear trend to a few centimeters over arcs as long as 10,000 km, given the radial precision of the new orbit (40 cm rms). In practice, long continuous arcs were sometimes not available owing to data gaps or near the periphery of the Pacific basin. Because computations of tilt and bias over short arcs could be ill defined or lead to elimination of oceanic signal, we plotted each arc shorter than 2500 km, compared it visually to its neighbors, and discarded obviously erroneous ones and ones that did not reach 1250-km length. Moreover, information about the arc length relative to each SLA was kept to be used further in the gridding procedure. At this stage of the processing we had "removed" the geoid and the 2-year average sea level (steps 1 and 2), the along-track wavelengths shorter than 200 km (step 3), and the orbit error (step 4).

The last step of our data processing was to summarize the huge amount of SLA data onto a regular space/time grid. Given our objectives and following Delcroix et al. [1991], we chose to grid the SLA data onto 0.5° latitude, 5° longitude, and 5-day bins covering the tropical Pacific from 28.5°S to 28.5°N, 125°E to 75°W (see Figure 1), and from November 23, 1986, to March 2, 1989. Note that reduction of the original space/time coverage results from filtering and quality control procedures; in particular, from March 1989 the amount of validated data collected by Geosat decreased dramatically owing to large solar activity [Cheney et al., 1991]. To construct the three-dimensional grid, the SLA data were first grouped into 33, 10° overlapping longitude bands centered every 5° of longitude from 125°E to 75°W. In each longitude band the SLA were then grouped in 5-day bins and averaged every 0.5° latitude, each value being weighted both by its distance to the closest grid point and the length of the track from which it was issued. The SLA data were then gridded in time using a Laplacian interpolation scheme. Finally, the gridded SLA were smoothed with 3.5° latitude, 15° longitude, and 35-day Hanning filters to reduce small-scale noise resulting from time/space combination techniques.

2.2. Geosat-Derived Surface Geostrophic Current Anomaly

Given the SLA h , the anomalies of zonal surface geostrophic current u off and at the equator are expressed respectively as

$$fu = -gh_y \tag{1a}$$

$$\beta u = -gh_{yy} \tag{1b}$$

where f is the Coriolis parameter; β , its meridional derivative at the equator; g , the acceleration due to gravity; and the subscripts denote the first (y) and second (yy) derivatives in the meridional direction. Following Picaut and Tournier [1991], a correction factor $C(y)$ must be added to h to ensure continuity between u deduced from the first- and second-derivative calculations. The equatorially trapped correction factor $C(y)$ is expressed as:

$$C(y) = -(h_y)_{y=0} y e^{-y^2/L^2} \tag{2}$$

Given (1) and (2), the ZCA were calculated from the gridded SLA using first- and second-order, centered finite difference schemes off and right at the equator, respectively, with a trapping scale L of 2° latitude. It must be remembered that

Table 1. Comparison Between Geosat-Derived Sea Level and Zonal Current Anomalies Versus in Situ Measurements

Site	Location, Latitude, Longitude	N	R	rms _g	rms _f	G/I	rms _{diff}
<i>Sea Level Anomaly</i>							
Kapingamarangi	1.1°N, 154.8°E	27	0.49	3.3	7.5	0.44	6.6
Pohnpei	7°N, 158.2°E	27.5	0.93	5.0	11.4	0.44	7.0
Mooring, mean TS	2°N, 165°E	14	0.58	4.3	5.9	0.72	4.9
with monthly TS		14	0.59	4.3	5.5	0.78	4.6
Mooring, mean TS	0°, 165°E	27	0.15	4.0	5.4	0.75	6.2
with monthly TS		27	0.47	4.0	4.6	0.87	4.5
Nauru	0.5°S, 166.9°E	27.5	0.65	4.2	7.1	0.60	5.4
Mooring, mean TS	2°S, 165°E	20.5	0.40	4.2	7.0	0.59	6.6
with monthly TS		20.5	0.64	4.2	5.9	0.71	4.6
Mooring, mean TS	5°S, 165°E	16	0.82	6.8	12.5	0.55	7.9
with monthly TS		16	0.88	6.8	11.0	0.62	6.0
Majuro	7.1°N, 171.4°E	26.5	0.86	5.8	8.8	0.66	4.8
Funafuti	8.5°S, 179.2°E	27.5	0.77	6.9	8.9	0.78	5.7
Kanton	2.8°S, 171.7°W	27.5	0.73	6.0	7.0	0.86	4.9
Penrhyn	9°S, 158°W	27.5	0.76	4.4	5.9	0.76	3.9
Christmas	2°N, 157.5°W	27.5	0.85	8.6	11.9	0.72	6.4
Mooring, mean TS	2°N, 140°W	15.5	0.86	6.4	10.7	0.55	6.2
Mooring, mean TS	0°, 140°W	28	0.95	9.0	12.3	0.73	4.8
Mooring, mean TS	2°S, 140°W	21.5	0.93	7.2	8.8	0.82	3.4
Nukuhiva	8.9°S, 140°W	24	0.72	3.3	5.2	0.63	3.6
Mooring, mean TS	5°N, 110°W	24	0.77	6.2	8.4	0.74	5.4
Mooring, mean TS	2°N, 110°W	21.5	0.81	5.8	8.0	0.73	4.7
Mooring, mean TS	0°, 110°W	28	0.79	6.0	9.3	0.64	5.9
Mooring, mean TS	2°S, 110°W	22	0.70	5.7	8.7	0.66	6.2
Mooring, mean TS	5°S, 110°W	21	0.61	4.3	6.9	0.62	5.5
Santa Cruz	0.8°S, 90.3°W	27.5	0.46	3.3	8.2	0.40	7.3
Mean			0.74			0.67	5.3
<i>Zonal Current Anomaly</i>							
Mooring, z = 50 m	0°, 165°E	24.5	0.92	41.9	41.9	1.0	16.6
Mooring, z = 10 m	0°, 140°W	27	0.70	30.7	31.7	1.0	24.0
Mooring, z = 10 m	0°, 110°W	28	0.49	29.3	32.3	0.9	31.4
Mean			0.70	34.0	35.3	1.0	24.0

Computed at each site is the length of the time series N in months, the correlation coefficient R , the rms of the Geosat-derived rms_g and in situ rms_f measurements, their ratio G/I , and the rms difference rms_{diff} . Dimensionalized units are centimeters and dynamic centimeters (mooring data) for sea level and centimeters per second for surface current.

the correction factor $C(y)$ does not alter the SLA and ZCA right at the equator ($y = 0$); it just smoothes out the ZCA within $\pm L$ degrees off the equator [see Picaut and Tournier, 1991, Figure 3].

3. Additional Data

Various supplementary data are used in the following discussion in order to assess the quality of Geosat-derived SLA and ZCA, as well as to help interpreting the ZCA during the 1986–1988 El Niño and La Niña period.

In situ comparisons of Geosat-derived SLA were performed from tide gauge measurements and 0/500-dbar dynamic height anomalies. Tide gauge sea level data were provided by the Tropical Ocean and Global Atmosphere (TOGA) sea level network [Wyrki et al., 1988]. Among all available sea level stations we selected 10 stations located within 10°N to 10°S, far from continental masses, and with almost continuous records from November 1986 to February 1989 (Figure 1 and Table 1). The sea level data consist of daily mean values that do not include the diurnal and semidiurnal tidal components. Instrumental uncertainties combined with island effects result in an error of 3–7 cm in the in situ sea level estimates.

In the open ocean, daily 0/500-dbar dynamic height anom-

alies were obtained from temperature sensors of 12 TOGA-Tropical Atmosphere Ocean (TAO) moorings located in the equatorial band at 165°E, 140°W, and 110°W (Figure 1 and Table 1). These "sea level" time series present the advantage of being evenly distributed in the equatorial wave guide, in contrast to sea level stations mainly located in the western half of the Pacific. The 0/500-dbar calculation was done, for all moorings, with Levitus [1982] mean TS relations and, for the moorings at 165°E, with monthly TS relations derived from 11 cruises [see Delcroix et al., 1992]. Few short data gaps in the temperature time series at specific levels have been filled by extrapolation of neighboring levels using linear regression coefficients derived from overlapping time series; extrapolated values represent only 7% of the total values. It is interesting to note that the significance of our 0/500-dbar dynamic height anomaly is altered by the use of mean TS curve (at 110°W and 140°W) and 500-dbar reference level. The use of mean TS curves can result in a more than 5-cm error along 165°E [Delcroix et al., 1987] and a 1-cm error at 110°W [McPhaden and Hayes, 1990]. Density variations below 500 dbar would result in about a 1- to 2-cm error when using 500 dbar as an absolute reference level. Compared with this, errors introduced by discrete vertical temperature sampling along the mooring lines appear negligible. Following the Geosat data processing, all daily sea level and

0/500-dbar dynamic height anomaly data were averaged over 5-day bins and low-pass filtered with a 35-day Hanning filter, and anomalies were computed relative to the 2-year period November 1986 to October 1988.

In situ comparisons of Geosat-derived ZCA were also performed from currents measured from three taut-line surface moorings located along the Pacific equator at 165°E, 140°W, and 110°W. Each surface mooring was instrumented in the upper 250–300 m with six to seven vector averaging current meters (VACM). The VACM recorded 5-min average currents which were processed to daily average in a manner similar to that described by Freitag *et al.* [1987]. The shallowest records with a minimum of 1-year duration were used for each mooring for comparison with Geosat-derived ZCA. The current data at 50-m depth were selected for 0°–165°E and at 10-m depth for 0°–140°W and 0°–110°W. As already noticed by McPhaden *et al.* [1990], we found the 50-m current variability at 165°E representative of the flow at 10 m; the correlation coefficient between daily averaged 10- and 50-m data is 0.83 for 893 common measurements in 1986–1991, with a rms difference of 18 cm/s. A 7-month data gap at 140°W was filled in by extrapolating 25-m data to 10 m, based on linear regression fit of 10- and 25-m daily values; the correlation coefficient between 10- and 25-m data is 0.96 for 1916 common measurements in 1984–1991, with a rms difference of 11 cm/s. To conform with the Geosat data processing, current time series were processed into 5-day bins and filtered in time with a 35-day Hanning filter, and anomalies were computed relative to the 2-year period November 1986 to October 1988.

To help understand the ZCA changes, we also used the Florida State University (FSU) wind field analysis [Goldenberg and O'Brien, 1981]. The original monthly 2° latitude by 2° longitude wind field was smoothed with a 14° longitude Hanning filter to approach the Geosat data processing. We also commented on two indicators of ENSO obtained from the Climate Analysis Center (Washington, D. C.), the Southern Oscillation Index (SOI) (as defined in Plate 2) and the SST averaged in the Niño3 region (5°S–5°N, 150°W–90°W). Monthly anomalies of SST in the Niño3 region (hereinafter defined as SSTA) were calculated relative to the 2-year period November 1986 to October 1988.

4. In Situ Comparisons

Comparisons between Geosat-derived and in situ sea level and surface currents were performed to assess how well Geosat data capture the variability of these two quantities.

4.1. Geosat-Derived and in Situ Sea Level

Statistical comparisons between Geosat-derived and in situ sea level measurements are given in Table 1, and sea level time series at the equator and 110°W, 140°W, and 165°E are exemplified in Figure 2. From Table 1 we see that the Geosat SLA are in reasonably good agreement with in situ measurements, with averaged correlation of 0.74, rms difference of 5.3 cm, and signal ratio (defined as the rms Geosat signal over the rms in situ signal) of 67%. These values are the same order of magnitude as the ones found by Chao *et al.* [1993] for somewhat different locations. It is worth noting that the best correlations, the smallest rms differences, and the signal ratios closest to 1 are obtained in the central basin, suggesting that interpretation of our Geosat data for the far

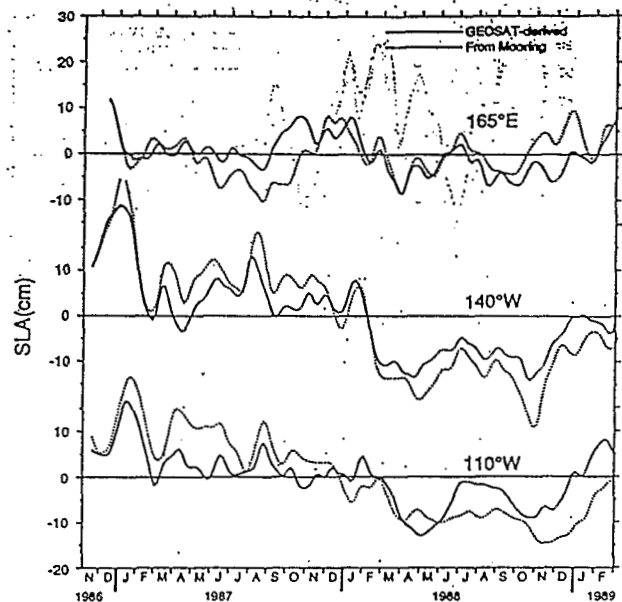


Figure 2. Comparisons between Geosat-derived sea level anomalies and 0/500-dbar dynamic height anomalies at the equator and (top) 165°E, (middle) 140°W, and (bottom) 110°W. Units are in centimeters.

eastern and western equatorial Pacific must be viewed with some caution. Also, it is worth noting that the Geosat signals appear damped at all locations (67%, on average), as exemplified in Figure 2 along the equator. This may reflect that Geosat sea level data are averaged over 10° longitude by 0.5° latitude and smoothed with a 3.5° latitude and 15° longitude Hanning filter, in contrast to in situ data. Note that a sensitivity study was performed by using either bias only or quadratic orbit error correction schemes, and this did not improve, but rather degraded, the mean signal ratio. A thorough investigation of the specific processes contributing to the differences between Geosat and in situ measurements is beyond the scope of this paper.

4.2. Geosat-Derived and in Situ Surface Current

Time series of Geosat-derived and in situ ZCA are shown in Figure 3 for each equatorial mooring, along with basic statistical coefficients which are provided in Table 1. In agreement with Picaut *et al.* [1990], but with the addition of 15 months of measurements, the calculated and observed currents present a good correspondence at 165°E and 140°W. The correlation coefficients between the two time series are 0.92 (165°E) and 0.70 (140°W), with corresponding rms differences of 17 and 24 cm/s, compared respectively with the 42 and 32 cm/s rms of the observed currents. Also, the ratios of the rms calculated currents over the rms observed currents are close to 1 for each mooring. These comparisons indicate that low-frequency variations of zonal surface currents at 0°–165°E and 0°–140°W can be fairly well deduced from Geosat data during the ERM. It is worth noting that the Geosat-derived ZCA seem slightly overestimated during the El Niño period (November 86 to November 87), when the zonal wind stress anomalies are eastward, and slightly underestimated during the La Niña period (after November 87), when the zonal wind stress anomalies are westward. This may reflect the effect of wind-induced frictional velocity

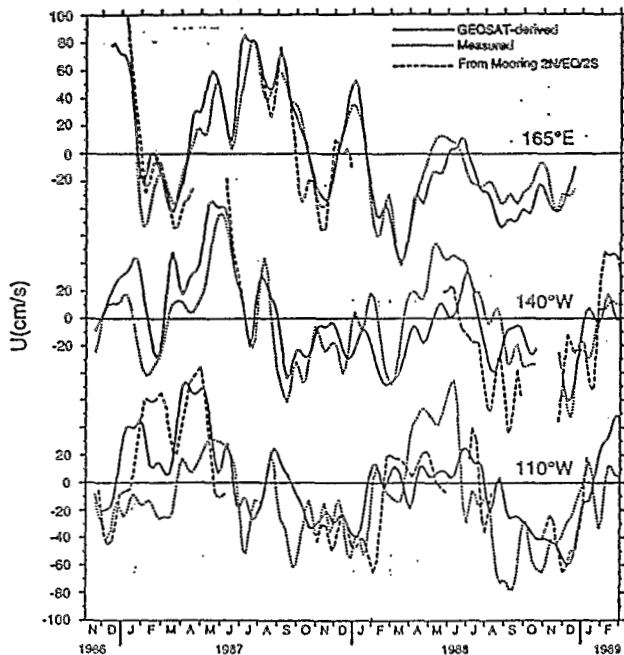


Figure 3. Comparisons between zonal Geosat-derived surface current anomalies (solid line), near-surface measured current anomalies (dotted line), and surface current anomalies deduced from the 0/500-dbar dynamic height curvatures (P_{yy}) obtained from the 2°N, 0°, 2°S mooring data (dashed line). The comparisons are presented at the equator and (top) 165°E, (middle) 140°W, and (bottom) 110°W. The mean near-surface measured currents over the November 1986 to October 1988 reference period are -2 , -14 , and -17 cm/s for 165°E, 140°W, and 110°W, respectively. Positive current anomalies are eastward. Units are centimeters per second.

which contributes to the measured ZCA but not to the Geosat-derived ZCA deduced from geostrophy.

A similar comparison performed at 110°W is less convincing (Figure 3). Although the ratio of the rms calculated currents (29 cm/s) over rms observed currents (32 cm/s) is close to 1, the correlation coefficient is only 0.49 and the rms difference (31 cm/s) is of the same order of magnitude as the rms observed current. As noticed by *Picaut et al.* [1990], part of the discrepancy could be explained by the fact that descending tracks near 0°–110°W are sometimes not present at the time of the observations, therefore reducing the optimum temporal resolution (80%, on average) and the efficiency of the low-pass filter. However, Figure 3 reveals that large discrepancies between the time series occur during March–June 1987 and 1988, at a time of large eastward surface current associated with the surfacing of the Equatorial Undercurrent. Interestingly, the March–June discrepancies do not exist when comparing Geosat-derived ZCA with another geostrophic in situ ZCA derived from 0/500-dbar dynamic height curvature P_{yy} obtained from the 2°N, 0°, and 2°S mooring data. In this latter comparison the correlation coefficient is 0.78 (0.88 at 0°–165°E, 0.79 at 0°–140°W) with a rms difference of 24 cm/s (21 cm/s at 0°–165°E, 34 cm/s at 0°–140°W). Since Geosat-derived and 2°N/0°/2°S mooring-derived ZCA are both derived from geostrophic relations, in contrast to the directly measured ZCA, this suggests that the poor agreement at 0°–110°W may not only be linked to the poor density of the surrounding Geosat data, but may also

reflect dynamic reasons. The reason for this is unclear and deserves further investigation.

5. Geosat-Derived Variabilities

5.1. The Sea Level

The spatial distribution of the rms of SLA about the 2-year period from November 1986 to October 1988 is given in Figure 4. The rms is greater than 4 cm over most of the tropical Pacific, except north of 15°N, in the far eastern and western equatorial Pacific and in the southeastern Pacific. The largest rms appears in the central Pacific, 110°–180°W, with one maximum trapped at the equator and a second one along a zonal band near 10°–12°N. Moreover, the rms presents two maxima west of the date line, on both sides of the equator at 4–12° latitudes. As reported by *White and Tai* [1992] and *Chao et al.* [1993], this rms distribution mostly results, in the central Pacific, from the combined effects of the seasonal and interannual variability and, west of the date line, from the interannual variability associated with the 1986–1989 El Niño and La Niña events. We also note that the present rms distribution is similar to the one obtained using 1970–1987 time series of the depth of the 20°C isotherm, a proxy for sea level [*Kessler*, 1990].

The longitude–time plot of SLA along the equator (Plate 1b) reveals eastward propagation of SLA with mainly positive SLA during the El Niño period, November 1986 to February 1988, and negative SLA during the La Niña period, from March 1988. Along 4°S and 4°N latitudes (Plates 1a and 1c) the SLA propagate westward with roughly semiannual alternation of positive and negative SLA, more easily discernible along 4°N. Similar results have been obtained by *Delcroix et al.* [1991] and *Fu et al.* [1991, 1993]. Along the equator, time lag correlation matrix analysis yields a mean eastward phase speed $c_K = 3.1 \pm 0.5$ m/s (the second number is 1 standard deviation), indicative of a first baroclinic Kelvin mode. Along 4°N/4°S the mean westward phase speed is $c_R = 1.0 \pm 0.3$ m/s; it corresponds to the theoretical phase speed $c_K/2m + 1$ of the first symmetric ($m = 1$) Rossby wave. Interestingly, we confirm the dominance of the first baroclinic mode.

5.2. The Surface Current

The spatial distribution of the rms of ZCA is given in Figure 4b. The rms is greater than 10 cm/s inside a zonal band ranging from about 8°N to 8°S, reduced to 4°N to 4°S near the eastern Pacific coast. As expected from geostrophy, the rms values increase equatorward, to reach as much as 40 cm/s at or close to the equator. The maximum values appear trapped at the equator, in the western half of the basin, where surface current reversal is frequently observed [*Delcroix et al.*, 1992], and in the eastern half of the basin, slightly displaced to the north near the shear zone between the South Equatorial Current and North Equatorial Countercurrent. The magnitude of these Geosat-derived rms is in excellent agreement with observational results based on mooring data (see Table 1), drifting buoys [*Hansen and Paul*, 1984, Figure 5], and XBT data [*Tournier*, 1989, Figure 24].

The near-equatorial rms maxima displayed in Figure 4b occur at latitudes corresponding to the location of peak amplitude in equatorial Kelvin and $m = 1$ Rossby modes, suggesting, in agreement with the SLA in Plate 1, that these

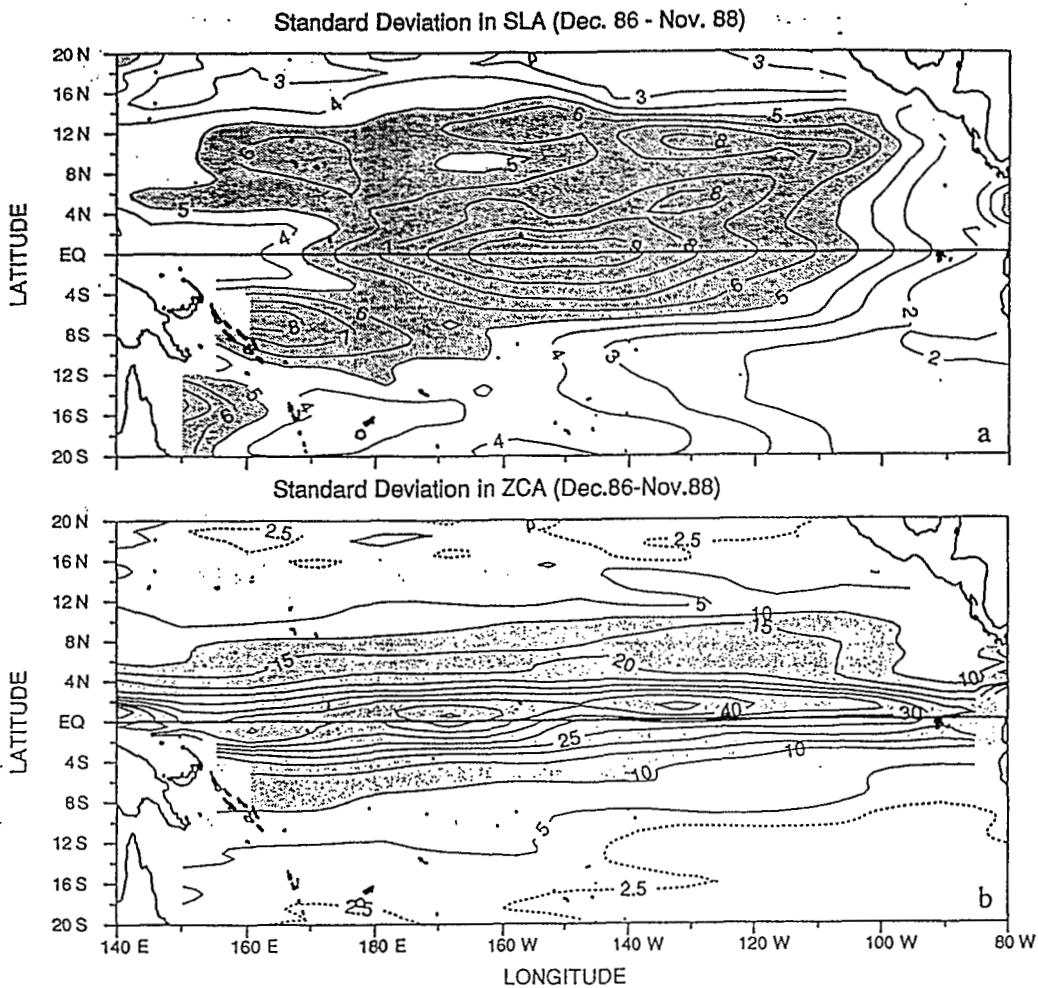


Figure 4. Maps of the standard deviation of (a) sea level anomalies (in centimeters) and (b) surface zonal current anomalies (in centimeters per second). Shaded areas denote values greater than (top) 5 cm and (bottom) 10 cm/s. The contour intervals are (top) 1 cm and (bottom) 5 cm/s, except for the 2.5-cm/s dotted lines.

modes may play an important role in the evolution of ZCA. (It needs to be kept in mind that U on Figure A1 is maximum at the equator in terms of Kelvin and $m = 1$ Rossby modes). As a consequence, we now put the emphasis on the signature of Kelvin and Rossby waves, in terms of ZCA.

6. Synopsis of Kelvin and Rossby Modes in Zonal Current and Wind Forcing

6.1. The Kelvin and Rossby Modes in Zonal Current Anomaly

To identify the signature of first baroclinic Kelvin and Rossby waves as the ones identified in Plate 1, the ZCA is projected into equatorial orthogonal modes (see appendix), restricting our attention to the Kelvin, first symmetric ($m = 1$), first antisymmetric ($m = 2$), and second symmetric ($m = 3$) meridional Rossby modes. Figure 5 shows the 160°E–90°W zonally averaged rms of the ZCA and the cumulative contributions of the Kelvin, $m = 1$, $m = 2$, and $m = 3$

Rossby modes. The zonally averaged rms of the ZCA ranges within 10 to 20 cm/s near 4° latitudes, where it decreases almost linearly poleward. Within 4°N–4°S it is roughly a bell-shaped function with the peak at 1°N. Most importantly, the cumulative contribution of the Kelvin and $m = 1$ Rossby modes is almost identical to the total rms, meaning that these two modes contribute equally to most of the rms in ZCA. A statistical study reveals that within 4°N–4°S (a bit more than one radius of deformation of the first baroclinic mode off the equator), 71% of the total variance in ZCA can be accounted for by the contribution of the Kelvin and $m = 1$ Rossby modes. This percentage increases to 85% when we also consider the $m = 2$ Rossby mode, which is responsible for the slight northward shift of the total rms of ZCA in Figure 5.

Clearly, Figures 4 and 5 indicate that the zonal current within 4°N–4°S is the most energetic anywhere and that its variability can be fairly well reproduced using only the Kelvin and $m = 1$ Rossby modes. Moreover, modeling studies involving the delayed action oscillator mechanism



Plate 1. Longitude-time plots of sea level anomalies (SLA) along (a) the 4°S latitude, (b) the equator, and (c) the 4°N latitude. Contour intervals are 4 cm.

[Battisti, 1988; Wakata and Sarachik, 1991] suggest that these two modes are very important in the ENSO cycle. As a consequence, we now focus on these two modes only.

6.2. The Kelvin and Rossby Modes in the Wind Forcing

The projection of normalized zonal wind anomaly onto the Kelvin mode, as detailed in the appendix, is shown in Plate 2a. The projection of the zonal wind anomaly onto the $m = 1$ Rossby mode is not shown here. As discussed by Wakata and Sarachik [1991], it has almost the same pattern as in Plate 2a but of opposite sign and about half ($\sim 2^{1/2}/3$) the amplitude. As a consequence, it is useful to note that a westerly Kelvin wave forcing, i.e., a positive value on Plate 2a tends to build up downwelling Kelvin and upwelling Rossby waves with both eastward ZCA signature, i.e., a positive value on Plates 3b and 3c and vice versa. Because it is almost identical to the zonal wind anomaly observed in the equatorial band, the Kelvin wave forcing will be hereafter defined as the zonal wind anomaly. Schematically, we observe westerly (easterly) wind anomaly west (east) of 130°W during El Niño and, conversely, easterly (westerly) wind anomaly east (west) of 130°W during La Niña. A more thorough description is given in the following section.

7. Chronology of the Zonal Current Anomaly Near the Equator

The longitude-time plot of the ZCA along the equator (Plate 3a) shows that El Niño is mostly characterized by the dominance of eastward ZCA, whereas La Niña is mostly characterized by the dominance of westward ZCA. During the whole period, in agreement with Plate 1, we note the occurrence of both eastward and westward propagation of

ZCA, reflecting the competing influence of Kelvin and $m = 1$ Rossby modes. The longitude-time plots of these two modes along the equator is given in Plates 3b and 3c, keeping in mind that off-equatorial contribution can be deduced from Figure A1. Plate 3b shows that downwelling Kelvin waves appear mainly during El Niño, whereas upwelling Kelvin waves appear mainly during La Niña. In agreement with the SLA, Plate 3c shows the semiannual alternation of upwelling and downwelling $m = 1$ Rossby waves during the whole period, consistent with the normal seasonal cycle [duPenhoat *et al.*, 1992], but with enhanced amplitude. Interest-

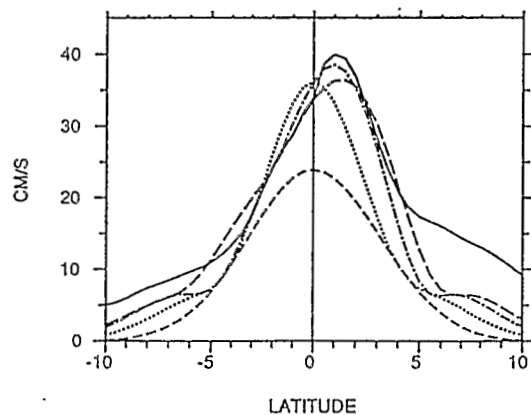


Figure 5. Meridional distribution of the 160°E-90°W averaged standard deviation for the surface zonal current anomaly (ZCA) (solid line) and the cumulative contributions of the Kelvin (short-dashed line), first symmetric Rossby (dotted line), first antisymmetric Rossby (dash-dotted line), and second symmetric Rossby modes (long-dashed line).

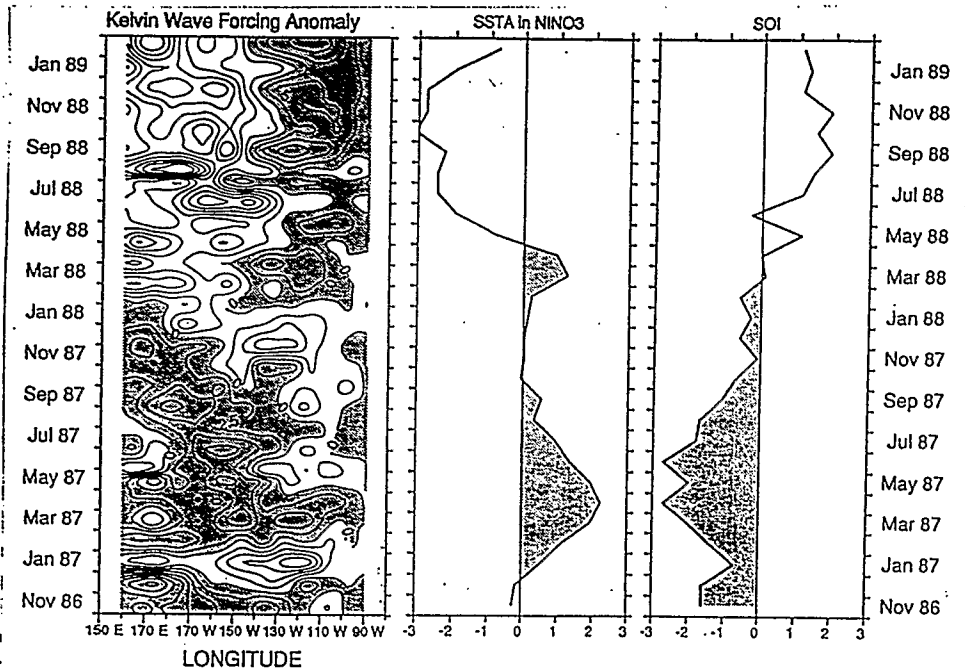


Plate 2. (a) Longitude–time plot of the projection of the zonal wind anomalies onto the Kelvin mode. Units are nondimensionalized (see the appendix); note that 2.5 units roughly correspond to $10 \text{ m}^2/\text{s}^2$ zonal pseudostress at the equator. Contour intervals are 2.5 units. Positive values denote westerly Kelvin forcing anomaly. (b) Monthly sea surface temperature anomalies (SSTA) relative to the 2-year period November 1986 to October 1988, averaged in the so-called Niño3 region (5°S – 5°N , 150°W – 90°W). Units are degrees Celsius, and positive values are shaded. (c) Monthly Southern Oscillation Index (SOI) defined as the differences between the standardized sea level pressure anomalies at Tahiti and Darwin (Tahiti minus Darwin). Values are normalized by the mean annual standard deviation. Negative values are shaded.

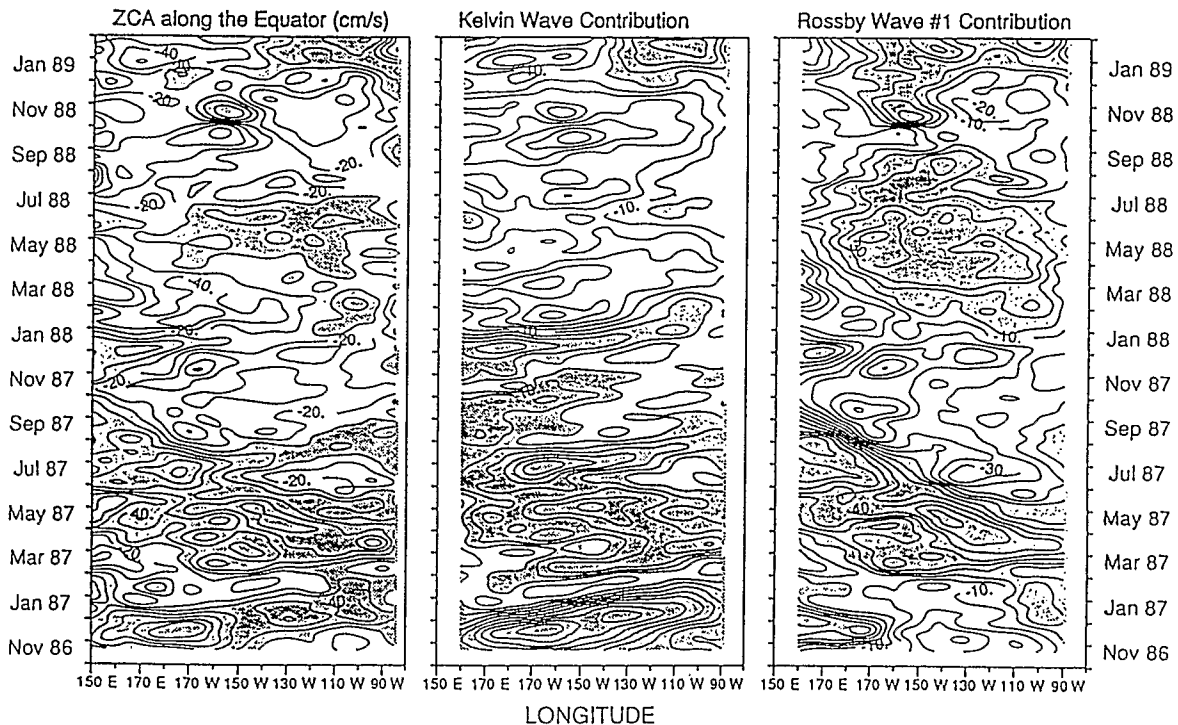


Plate 3. Longitude–time plots along the equator of (a) the surface zonal current anomalies (ZCA), (b) the ZCA projected onto the first baroclinic Kelvin mode, and (c) the ZCA projected onto the first symmetric Rossby mode. Contour intervals are 20 cm/s.

ingly, time lag correlation matrix analysis performed between 180° and 100°W on Plates 3b and 3c yields phase speeds of 3.1 ± 0.8 and 1.1 ± 0.3 m/s, respectively. Once again, this justifies a posteriori using the first baroclinic mode phase speed ($c = 2.8$ m/s) to project the ZCA.

With this overall view in mind we now turn to a detailed description of the ZCA near the equator during 1986–1988, to be identified in terms of Kelvin and first symmetric Rossby modes.

7.1. The El Niño Period

At the beginning of the analyzed time series, November 1986, the SSTA (still defined in the Niño3 region) was close to zero, although the SOI was already negative (Plates 2b and 2c), reflecting that the large-scale trade wind has started to decrease for 3–4 months [Delcroix *et al.*, 1992, Figure 9], following Wyrki's [1975] ENSO scenario.

In December 1986 a large and strong patch of westerly wind anomaly occurred in the warm pool region, west of 170°W, with the highest value centered near the date line (Plate 2a). Concomitant with this patch was the appearance of a well-marked downwelling Kelvin wave; it propagated all the way to the eastern boundary and had a ZCA signature of the order of 40–80 cm/s (Plate 3b). Delcroix *et al.* [1991] have also highlighted this strong downwelling Kelvin wave in SLA through time lag correlation analysis ($c = 2.8$ m/s) and least squares fits of its meridional structures at different longitudes ($c = 2.3$ m/s). Still in December 1986, consistent with the zonal wind anomaly, was a hint in Plate 3c of an upwelling Rossby wave propagating westward from 170°W.

In January 1987 the strong downwelling Kelvin wave reached the eastern Pacific coast when it encountered unfavorable easterly wind anomaly (Plate 2a). Model results suggest that this wind anomaly prevents the downwelling Kelvin wave from reflecting [duPenhoat *et al.*, 1992], yet no sign of reflection was seen in our observations. The January 1987 easterly wind anomaly not only existed in the eastern basin, but also as far as the warm pool region where Plate 3b reveals its possible effect in triggering a weak upwelling Kelvin wave of 10 cm/s westward ZCA.

In early March 1987 the weak upwelling Kelvin wave passed the Galapagos Islands. At that time, westerly wind anomaly had resumed in the western Pacific. As expected from theory, our observations suggest that this westerly wind anomaly induced a March 1987 downwelling Kelvin wave starting from about 160°W and of 20 cm/s eastward ZCA. Most importantly, the westerly wind anomaly strengthened toward the eastern boundary, probably in relation to the SSTA increase (Plate 2b) associated with the reduction of the seasonal upwelling [e.g., Delcroix, 1993] and/or the thermocline depression resulting from the strong downwelling and weak upwelling Kelvin waves acting in opposition, with the former dominating. As a possible result of this westerly wind anomaly, a March–September 1987 strong upwelling Rossby wave propagated across the whole equatorial basin with 40–80 cm/s eastward ZCA (Plate 3c). Given the large amplitude of this Rossby wave, it was even evident in the earlier, less accurate Geosat data [Delcroix *et al.*, 1991]. Interestingly, duPenhoat *et al.* [1992] demonstrated that in their model the reflection of the weak upwelling Kelvin wave weakly contributes to this strong upwelling Rossby wave and makes it visible all the way from the eastern to the western Pacific. At the eastern boundary

the timing of our observed upwelling Kelvin and Rossby waves agrees with their results.

From April to November 1987 the westerly wind anomaly prevailed in the central Pacific as long as SSTA remained positive (Plate 2b). During that period a series of downwelling Kelvin waves was being produced with eastward ZCA of 20–50 cm/s (Plate 3b). Namely, three main downwelling Kelvin waves propagated from 170°–180°W, respectively, in May/June (20–40 cm/s ZCA), July/August (20–60 cm/s ZCA), and the last one in October/November 1987 with the lowest ZCA. These three downwelling Kelvin waves obviously arose in SLA (Plate 1b), and the second one was noted by Delcroix *et al.* [1991]. Surprisingly, given the 1-month resolution of the original wind field, the patches of maximum westerly wind anomaly, 5 to 7.5 units in Plate 2a, closely coincide with the three observed downwelling Kelvin waves. We note that the July/August downwelling Kelvin wave emanates from about 170°W where and when the FSU wind field analysis shows easterly wind anomaly. Direct wind measurements, however, conflict with this FSU analysis. Strong westerly winds were observed at 0°–165°E in June and July [McPhaden *et al.*, 1990] and from 4°S–3°N during the Surtropac 8 cruise along 165°E from July 9 to 12 [Delcroix *et al.*, 1992].

7.2. The Transition Period

The October/November 1987 downwelling Kelvin wave, the last of the El Niño downwelling Kelvin wave series, entered the central Pacific when the SOI and the SSTA returned to zero (Plates 2b and 2c). Then, this downwelling Kelvin wave encountered easterly wind anomaly, which apparently severely reduced its amplitude and prevented it from reaching the eastern Pacific. To a certain extent, the easterly wind anomaly seems to reinforce a downwelling Rossby wave which could have left the eastern Pacific in June/July 1987, as easterly wind anomaly built in phase with the normal seasonal cycle.

From November 1987 to February 1988 the central Pacific westerly wind anomaly decreased while the SSTA was close to zero. This gave way to easterly wind anomaly which seems instrumental in forcing another downwelling Rossby wave. This wave encountered continuous, favorable easterly wind anomaly while propagating to the western boundary, which it reached in March/April 1988. Besides, as the zonal wind anomaly increased westward in the western Pacific, during November/December 1987, a downwelling Kelvin wave was produced, closely in phase with the normal seasonal cycle [duPenhoat *et al.*, 1992]. Its eastward ZCA signature, 10–30 cm/s, counteracted in the west and reduced in the east the westward ZCA associated with the previously mentioned downwelling Rossby wave.

7.3. The La Niña Period

The SOI crossed zero from negative to positive values in March 1988 (Plate 2c). In contrast, the SSTA became positive again, in phase with the normal seasonal cycle [e.g., Delcroix, 1993], and perhaps as a result of the early 1988 seasonal downwelling Kelvin wave which may have acted to warm the SST in moving the cold water away from the surface (although its effects should be weak because the upwelling is minimum at this time). The return of positive SSTA in March 1988 corresponded to the occurrence of westerly wind anomaly in the eastern half of the basin.

Following this, the SSTA became frankly negative and the westerly wind anomaly in the eastern Pacific migrated eastward to July 1988 when its amplitude fell to zero. As long as this westerly wind anomaly existed, during March–July 1988, upwelling Rossby waves continued to be produced from the eastern Pacific, with westward ZCA signature of the order of 10–30 cm/s.

In contrast to March–April 1987, when westerly wind anomaly occupied almost the whole basin, the positive SSTA in March–April 1988 coincided with westerly wind anomaly in the east but not in the west. In fact, easterly wind anomaly prevailed in the western half of the Pacific, probably in relation to the westward return of the warm pool under the 6-month cumulative effects of westward ZCA associated mainly with the previously noted downwelling Rossby wave. McPhaden and Picaut [1990] with direct velocity measurements at 0°–165°E and J. Picaut and T. Delcroix (Equatorial wave sequence associated with the warm pool displacement during the 1986–1989 El Niño and La Niña, submitted to *Journal of Geophysical Research*, 1994) (hereinafter referred to as Picaut and Delcroix, submitted manuscript, 1994) with the present basin-wide ZCA bolster this explanation.

Between March 1988 and the end of 1988 the SSTA reached its coldest values since 1975 and the easterly wind anomaly correspondingly persisted in the west, up to the end of the analyzed time series. With the persistence of easterly wind anomaly a series of upwelling Kelvin waves was generated from the warm pool region. Two main upwelling Kelvin waves are clearly discernible in ZCA, as well as in SLA (Plate 1b), with eastward ZCA signature of 20–50 cm/s (Plate 3b). The first main upwelling Kelvin wave started near the date line in March 1988, concurrent with a strong patch of easterly wind anomaly (>7.5 units on Plate 2a). It encountered favorable easterly wind anomaly while propagating to the central basin, and it reached the eastern basin in May 1988 as the SSTA cooled rapidly. The second main upwelling Kelvin wave arose near the date line, in September 1988, almost simultaneously with the strongest recorded easterly wind anomaly (>10 units on Plate 2a). As did the first main upwelling Kelvin wave, this second upwelling Kelvin wave propagated all the way to the east, most of the time accompanied by favorable wind forcing, and it likely contributed to increasing the cooling of the SSTA at the time of strong upwelling. Plate 2a shows other strong patches of easterly wind anomaly (>7.5 units), in particular the one centered at 150°W in July 1988; this corresponds to a relative maximum in eastward ZCA, but its eastward propagation is not clear.

At the end of the analyzed time series, in early 1989, easterly and westerly wind anomaly still prevailed in the western and eastern halves of the equatorial Pacific, respectively. Then, consistent with the wind forcing, Plates 8b and 8c show, in the western half of the basin, an upwelling Kelvin wave with eastward ZCA of 10–20 cm/s, and, in the eastern half, a downwelling Rossby wave with westward ZCA of 10–20 cm/s, both resulting in a mean ZCA close to zero at the 0°–140°W mooring location (Figure 3). By January 1989 the SOI was still positive and then decreased to zero, which was only reached by the end of 1989 (not shown here). The SSTA, however, began to rise sharply in early 1989, in phase with the normal seasonal cycle, heralding the progressive demise of the cold event.

8.—Summary and Discussion

A comprehensive description of low-frequency sea level anomalies (SLA) and surface geostrophic zonal current anomalies (ZCA) in the tropical Pacific was made possible with altimeter data pertaining to the first 2 1/2 years of the Geosat 17-day Exact Repeat Mission (November 8, 1986, to March 2, 1989). To this end, the recently improved Geosat geophysical data records [Chéney *et al.*, 1991] were processed carefully through various steps, with the idea to best fit the derived ZCA to in situ, near-surface zonal current observations at three equatorial mooring locations (165°E, 140°W, and 110°W).

Once confidence was gained in Geosat-derived ZCA (and SLA), the emphasis was put on the equatorial wave guide where ZCA are more energetic than anywhere. Projecting the observed ZCA onto equatorial first baroclinic meridional modes, it was first demonstrated that the cumulative contribution of Kelvin and first symmetric ($m = 1$) Rossby modes matches the observed 4°N–4°S variability fairly well. Owing to the importance of these two modes in ENSO cycle models, the chronology of the ZCA in the equatorial wave guide was then interpreted in terms of Kelvin and $m = 1$ Rossby modes during the 1986–1987 El Niño and the ensuing 1988–1989 La Niña.

The 1986–1989 complete ENSO cycle was divided into three periods, relying on ENSO indicators such as the Southern Oscillation Index (SOI), the SSTA in the Niño3 region (5°N–5°S, 150°W–90°W), and the occurrence of basin-wide mean eastward and westward ZCA. The first period, the 1986–1987 El Niño, is characterized by a strong downwelling Kelvin wave in December 1986 to January 1987, a series of downwelling Kelvin waves in March–October 1987, and a strong $m = 1$ upwelling Rossby wave in March–September 1987. Of main interest, these waves are all consistent with the zonal wind anomaly forcing. Moreover, they all gave rise to notable eastward ZCA for almost an entire year during the 1986–1987 El Niño, as was modeled during the 1972–1973 [Gill, 1983] and 1982–1983 [Bigg and Blundell, 1989] El Niño events. The second period, the transition, reveals the occurrence of two $m = 1$ downwelling Rossby waves originating from the eastern Pacific at times of favorable zonal wind anomaly forcing. These downwelling Rossby waves, propagating in the second half of 1987 and early 1988, acted to switch the basin-wide mean ZCA from eastward to westward. This terminated the warm event, El Niño, and gave rise to the subsequent cold event, La Niña. The third period, La Niña, shows the generation of a series of upwelling Kelvin waves, clearly identified in March/April and September/October 1988. These upwelling Kelvin waves are apparently in close relation with the advent and persistence of easterly wind anomaly in the western half of the basin, from March 1988 to early 1989. The occurrence of this easterly wind anomaly in the west seems associated with the anomalous westward displacement of the warm pool produced by the westward ZCA during the transition period. In contrast with the El Niño period, these upwelling Kelvin waves yielded to the dominance of basin-wide mean westward ZCA for more than 1 year, this ZCA being slightly reduced by a front of $m = 1$ upwelling Rossby waves in phase with the normal seasonal cycle.

Interestingly, the zonal wind anomaly forcing appears repeatedly as the main source for Kelvin and $m = 1$ Rossby

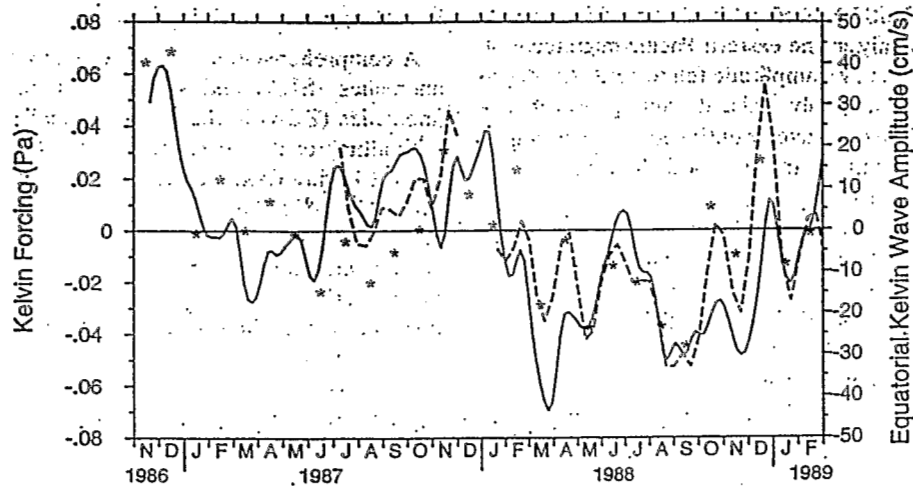


Figure 6. Time series of 130°E – 160°E averaged Kelvin forcing anomaly derived from the special sensor microwave imager (dashed line) and Florida State University wind products (stars) and equatorial Kelvin amplitude at 0° – 160°E (solid line).

waves which both mostly govern the ZCA within 4°N – 4°S . In the eastern half of the basin we noted that the zonal wind anomaly is closely related to the enhanced/reduced SST seasonal cycle during El Niño/La Niña, respectively. In the western half of the basin we suspected a tight relation between the zonal wind anomaly and the zonal displacement of the eastern edge of the warm pool resulting from the ZCA signature of Kelvin and Rossby waves forced by the zonal wind anomaly itself. Clearly, the way sea surface temperature, surface zonal current associated with Kelvin and $m = 1$ Rossby waves, zonal wind anomaly, and zonal displacement of the warm pool in the equatorial band combined to constructively build the 1986–1989 El Niño and La Niña cycle deserves further in-depth investigations, to be dealt with in another paper (Picaut and Delcroix, submitted manuscript, 1994).

At this point, comparing our analysis with modeling results is instructive. Most importantly, we would like to emphasize the repeated time/space coincidence of observed favorable wind forcing with observed Kelvin and $m = 1$ Rossby waves. In other words, our analysis of a peculiar ENSO cycle was made without the need to take into account eastern and/or western boundary reflections. Still, at the eastern boundary, Plates 3b and 3c indicate possibilities for the upwelling Kelvin waves arriving around March 1987 and May 1988 ($\text{ZCA} < 0$) to reflect into upwelling Rossby waves ($\text{ZCA} > 0$). There is also a hint in Plates 3b and 3c that the downwelling Kelvin waves ($\text{ZCA} > 0$) arriving in June 1987 might reflect as downwelling Rossby waves ($\text{ZCA} < 0$). Modeling results indeed suggest these eastern boundary reflections, at least during El Niño, although they would only contribute weakly in sending Rossby waves back to the central Pacific [duPenhoat *et al.*, 1992].

As noted in section 4.1, the relatively poor quality of the Geosat data near the western Pacific rim prevents us from exploring the evolution of Rossby waves west of 160°E longitude. However, at this longitude the sign of the ZCA in Plates 3b and 3c shows that a possible western boundary reflection could occur in December 1987 when a downwelling Rossby wave ($\text{ZCA} < 0$) might reflect as a downwelling Kelvin wave ($\text{ZCA} > 0$). If factual, then this western

boundary reflection would yield eastward ZCA that would tend to plunge the ocean into a warm event, contrasting with the delayed oscillator theory, where reflections of upwelling Rossby wave into upwelling Kelvin wave act to terminate the warm event.

In order to assess the possible role of western boundary reflections, we projected the FSU and SSM/I western Pacific wind stress in terms of Kelvin forcing. As discussed by Busalacchi *et al.* [1993], the SSM/I wind product has a better time/space resolution in the western Pacific than other products relying on ship and buoy wind observations. Figure 6 shows the FSU and SSM/I Kelvin forcing averaged within 130°E – 160°E , together with Kelvin contribution to ZCA at the equator and 160°E (the western limit of our domain). Interestingly, time series of Kelvin forcing and Kelvin contribution to ZCA present a good correspondence, propounding that wind forcing was the main trigger of Kelvin waves propagating from the western toward the central Pacific. Once again, this tends to controvert the possible role of Rossby reflection at the western boundary regarding the termination of the 1986–1987 El Niño.

Given the sign of Kelvin and Rossby contributions to ZCA at 160°E (discussed above from Plates 3b and 3c) and the close relation between Kelvin forcing and Kelvin contribution to ZCA in the western Pacific (discussed above from Figure 6), our observational study does not plead in favor of the delayed action oscillator mechanism, at least during the specific 1986–1989 ENSO cycle. The schematic scenario proposed by Picaut and Delcroix (submitted manuscript, 1994), in which a downwelling Rossby wave originating from the eastern Pacific was the reason for the 1986–1987 El Niño to turn to the 1988–1989 La Niña, gives credit to this conclusion. Notwithstanding, the importance of western boundary reflections, i.e., the relevance of the delayed action oscillator mechanism, is still debated in modeling studies. As a matter of fact, sensitivity tests conducted on idealized ENSO cycles show that replacing the solid western boundary with an open boundary (i.e., allowing no reflection) either annihilates [e.g., Battisti, 1988] or does not change [Yang and O'Brien, 1993] the period of simulated ENSO. As noted by Battisti [1988], only a thorough obser-

vational study in the western equatorial Pacific might decide whether or not reflection is a potentially important mechanism. We can expect that the unprecedented high-quality altimeter data gathered by the ongoing TOPEX/POSEIDON mission will help to refine and extend our analysis to the 1992–1993 ENSO.

Appendix

A brief review of the linear theory of equatorial waves is presented to establish the framework of our analysis. Considering a 1/2-layer, reduced gravity model on an equatorial β plane, scaled by a horizontal length scale $L = (c/\beta)^{1/2}$ and a timescale $T = 1/(\beta c)^{1/2}$ with $c = (g'H)^{1/2}$, where g' is the reduced gravity and H is the mean thermocline depth, the long-wave, low-frequency, shallow water equations are written as:

$$\begin{aligned} u_t - yv + h_x &= F \\ yu + h_y &= G \end{aligned} \quad (A1)$$

$$h_t + u_x + v_y = 0$$

where $x(y)$ is the zonal (meridional) distance; $u(v)$ is the zonal (meridional) velocity component; h , the upper layer thickness, F , G , 0 , the components of the scaled forcing function, and subscripts denote differentiation. *Cane and Sarachik* [1976] have shown that the homogeneous equations (A1) with variables proportional to $\exp[i(kx - \omega t)]$, where k and ω are the zonal wavenumber component and frequency, respectively, may be reduced to a single equation in v

$$v_{yy} + \left(\omega^2 - \frac{k}{\omega} - k^2 - y^2 \right) v = 0. \quad (A2)$$

The dispersion relation

$$\omega^2 - \frac{k}{\omega} - k^2 = 2n + 1 \quad (A3)$$

results from the boundary solution that $v \rightarrow 0$ when $y \rightarrow \pm\infty$, and the corresponding eigenfunctions are

$$\psi_n(y) = (2^n n! \pi^{1/2})^{-1/2} e^{-y^2/2} H_n(y) \quad (A4)$$

where $n > 0$ is an integer meridional mode number and $H_n(y)$ are the Hermite polynomials ($H_1 = y$; $H_2 = 4y^2 - 2$, etc. . . .). One additional solution $v = 0$ exists in (A2) for which $\omega = k$ and n is set to -1 in extrapolating (A3).

The Kelvin ($n = -1$) and Rossby ($n > 1$) solutions form a complete and orthogonal system for the shallow water equations [Cane and Sarachik, 1976]. Following Cane and Sarachik [1981], we define an inner product $[A, B]$ together with normalized Kelvin (M_k) and Rossby (R_n) vector functions as

$$\begin{aligned} [A, B] &= \int_{-\infty}^{+\infty} (A_u B_u + A_h B_h) dy \\ A &= \begin{bmatrix} A_u \\ A_h \end{bmatrix} \quad B = \begin{bmatrix} B_u \\ B_h \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (A5)$$

$$M_k = 2^{-1/2} \begin{bmatrix} \psi_0(y) \\ \psi_0(y) \end{bmatrix} \quad (A6a)$$

$$R_n = 2^{-3/2} \begin{bmatrix} (n+1)^{-1/2} \psi_{n+1}(y) - n^{-1/2} \psi_{n-1}(y) \\ (n+1)^{-1/2} \psi_{n+1}(y) + n^{-1/2} \psi_{n-1}(y) \end{bmatrix} \quad (A6b)$$

where the first and second component in M_k and R_n refer to u and h , respectively. The orthogonal vector functions M_k and R_n have their u velocities in geostrophic balance and satisfy the normalization conditions:

$$[M_k, M_k] = 1 \quad [R_n, R_m] = \frac{2n+1}{4n(n+1)} \delta_{n,m} \quad (A7)$$

with

$$\delta_{n,m} = 1 \quad n = m$$

$$\delta_{n,m} = 0 \quad n \neq m$$

Given the orthogonality and completeness of the Kelvin and Rossby vectors, any vector G can be written as:

$$G = \alpha_k M_k + \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_{r,n} R_n \quad (A8)$$

with

$$\alpha_k = \frac{[G, M_k]}{[M_k, M_k]} \quad \alpha_{r,n} = \frac{[G, R_n]}{[R_n, R_n]} \quad (A9)$$

Defining a "Geosat vector" G as

$$G = \begin{bmatrix} u'_g \\ h'_g \end{bmatrix} \quad (A10)$$

where u'_g and h'_g are the scaled components ($u'_g = u/c$; $h'_g = gh/c$), this theoretical approach is applied to the Geosat-derived sea level and surface zonal velocity. Using (A4) and (A6), the normalized Kelvin (M_k) and first three Rossby (R_1, R_2, R_3) vector functions become

$$M_k = 2^{-1/2} \pi^{-1/4} e^{-y^2/2} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$$

$$R_1 = 2^{-3/2} \pi^{-1/4} e^{-y^2/2} \begin{bmatrix} y^2 - 3/2 \\ y^2 + 1/2 \end{bmatrix} \quad (A11)$$

$$R_2 = 2^{-1/2} \pi^{-1/4} e^{-y^2/2} \begin{bmatrix} y^3/3 - y \\ y^3/3 \end{bmatrix}$$

$$R_3 = [4(3)^{1/2}]^{-1} \pi^{-1/4} e^{-y^2/2} \begin{bmatrix} y^4 - 5y^2 + 7/4 \\ y^4 - y^2 - 1/4 \end{bmatrix}$$

These components are shown in Figure A1. The projection of the Kelvin and first three Rossby modes to the scaled surface current and sea level is then derived from (A8) and (A9).

In a similar way the forcing function, defined as the scaled wind stress vectors $\tau' = \tau/\rho H$, is projected onto the equatorial modes. In general, the Rossby modes are forced by both components of the wind stress. However, it is only the zonal wind stress that matters for the long-wave approximation. From the forced shallow water equations the pro-

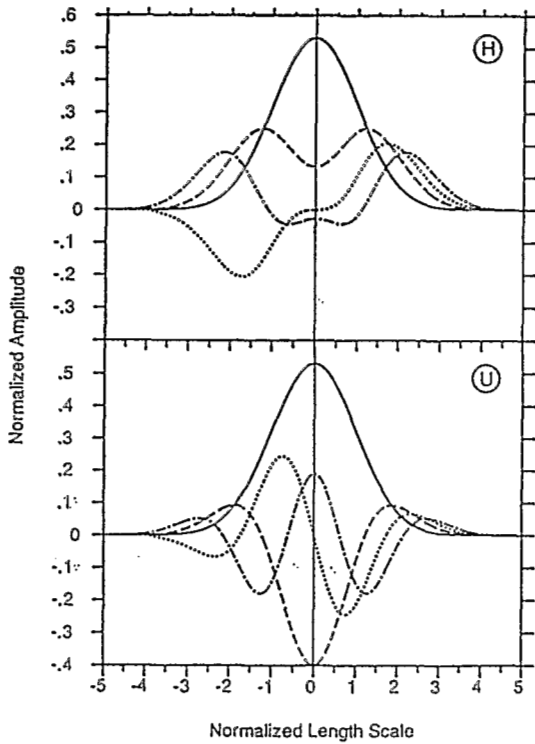


Figure A1. Meridional distributions of the normalized Kelvin modes (solid line), first symmetric Rossby modes (dashed line), first antisymmetric Rossby modes (dotted line), and second symmetric Rossby modes (dash-dotted line). The length scale is normalized by $L = (c/\beta)^{1/2}$, meaning that 1 unit is equivalent to 3.15° latitude using $c = 2.8$ m/s. (top) H is for sea level, and (bottom) U is for zonal current.

jection of the zonal wind anomalies onto the Kelvin and first symmetric Rossby modes in the meridionally unbounded case are written as

$$F_k = 2^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \tau^x \psi_0(y) dy \quad (\text{A12a})$$

$$F_{R_1} = \frac{1}{3} \int_{-\infty}^{+\infty} \tau^x \{\psi_2(y) - [2^{1/2} \psi_0(y)]\} dy \quad (\text{A12b})$$

The integrals in (A9) and (A12) are calculated numerically using the trapezoidal rule. Combined with the fact that the FSU wind field is averaged over 1 month, it is worth noting that the numerical calculation underestimates (A12), given the 2° latitude coarse meridional resolution of this wind field. Sensitivity studies using analytical test functions show that for the 2° latitude spacing the degradation of integrals tantamount to (A12) is of the order of 25% [Gill and Bigg, 1985]. The meridional ocean boundaries y are defined between 30°N and 30°S when they exist. As expected from Figure A1, confining (A9) and (A12) between $y = 10^\circ\text{N}$ and 10°S does not change the result significantly, as long as only first baroclinic Kelvin and mode 1–3 Rossby waves are concerned. Given the presence of continents, calculation of (A9) and (A12b) thus zonally restrict our domain to 160°E – 90°W . Note, however, that (A12a) can be estimated west of 160°E where meridional boundaries exist near the equator

[Cane and Sarachik, 1979]. Besides, (A9) and (A12) are calculated with a constant phase speed $c = 2.8$ m/s everywhere, although the real hydrographic structure of the tropical Pacific indicates zonal and meridional variation in the first baroclinic mode speed [Picaut and Sombardier, 1993]. Choosing different phase speed $c \pm 10\%$ does not affect our main conclusions.

Acknowledgments. The bulk of this work relies on the Geosat geophysical data records (GDR) prepared and distributed on six CD ROMs by the U.S. National Oceanic and Atmospheric Administration. Fruitful and informative electronic mail with R. E. Cheney has clarified numerous questions dealing with GDR and Geosat data processing. Programming support at the early stage of this work was given by J. P. Porte. Part of the Geosat validation study was made possible using in situ TOGA sea level measurements made available to us by K. Wyrki and G. Mitchum. The TOGA-TAO measurements of temperature, salinity, and equatorial current, provided by M. McPhaden and coworkers, were instrumental in the validation study. The Florida State University wind field data set was supplied by J. O'Brien and coworkers. The SSM/I wind product was provided by E. Hackert. We had copious helpful discussions with J. Picaut and fruitful comments from Y. duPenhoat and A. Busalacchi. Referenced modeling studies inspired us to focus within the equatorial band, trying to unravel the 1986–1989 ENSO in terms of equatorial Kelvin and first symmetric Rossby modes only. Support for this work was provided by the Programme National de Télédétection Spatiale. All these direct and indirect contributions are gratefully acknowledged.

References

- Arnault, S., and C. Périgaud, Altimetry and models in the tropical oceans: A review, *Oceanol. Acta*, 15, 411–430, 1992.
- Battisti, D., Dynamics and thermodynamics of a warming event in a coupled tropical atmosphere-ocean model, *J. Atmos. Sci.*, 45, 2889–2919, 1988.
- Bigg, G., and J. Blundell, The equatorial Pacific prior to and during El Niño of 1982/83—A normal mode model view, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 115, 1039–1069, 1989.
- Busalacchi, A., and M. Cane, Hindcasts of sea level variations during the 1982–83 El Niño, *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 213–221, 1985.
- Busalacchi, A., and J. O'Brien, Interannual variability of the equatorial Pacific in the 1960s, *J. Geophys. Res.*, 86, 10,901–10,907, 1981.
- Busalacchi, A., R. Atlas, and E. Hackert, Comparison of special sensor microwave imager vector wind stress with model-derived and subjective products for the tropical Pacific, *J. Geophys. Res.*, 98, 6961–6977, 1993.
- Cane, M., and E. Sarachik, Forced baroclinic ocean motions, I, The linear equatorial unbounded case, *J. Mar. Res.*, 34, 629–665, 1976.
- Cane, M., and E. Sarachik, Forced baroclinic ocean motions, III, The linear equatorial basin case, *J. Mar. Res.*, 37, 355–398, 1979.
- Cane, M., and E. Sarachik, The response of a linear baroclinic equatorial ocean to periodic forcing, *J. Mar. Res.*, 39, 651–693, 1981.
- Cane, M., S. Zebiak, and S. Dolan, Experimental forecasts of El Niño, *Nature*, 321, 827–832, 1986.
- Chao, Y., D. Halpern, and C. Périgaud, Sea surface height variability during 1986–1988 in the tropical Pacific ocean, *J. Geophys. Res.*, 98, 6947–6959, 1993.
- Cheney, R., B. Douglas, R. Agreen, L. Miller, D. Porter, and N. Doyle, GEOSAT altimeter GDR, user handbook, 29 pp., Natl. Ocean Surv., Natl. Oceanic and Atmos. Admin., Silver Spring, Md., 1987.
- Cheney, B., B. Douglas, and L. Miller, Evaluation of Geosat altimeter data with application to tropical Pacific sea level variability, *J. Geophys. Res.*, 94, 4737–4747, 1989.
- Cheney, R., N. Doyle, B. Douglas, R. Agreen, L. Miller, E. Timmerman, and D. McAdoo, The complete GEOSAT altimeter

- GDR handbook, 79 pp., Natl. Ocean Surv., Natl. Oceanic and Atmos. Admin., Silver Spring, Md., 1991.
- Delcroix, T., Seasonal and interannual variability of sea-surface temperatures in the tropical Pacific, 1969–1991, *Deep Sea Res., Part 1*, 40, 2217–2228, 1993.
- Delcroix, T., G. Eldin, and C. Hénin, Upper ocean water masses and transports in the western tropical Pacific (165°E), *J. Phys. Oceanogr.*, 17, 2248–2262, 1987.
- 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., G. Eldin, M. H. Radenac, J. Toole, and E. Firing, Variations of the western equatorial Pacific Ocean, 1986–1988, *J. Geophys. Res.*, 97, 5423–5445, 1992.
- duPenhoat, Y., T. Delcroix, and J. Picaut, Interpretation of Kelvin/Rossby waves in the equatorial Pacific from model-GEOSAT data intercomparison during the 1986–1987 El Niño, *Oceanol. Acta*, 15, 545–554, 1992.
- Emery, W., G. Born, D. Baldwin, and C. Norris, Satellite-derived water vapor corrections for Geosat altimetry, *J. Geophys. Res.*, 95, 2953–2964, 1990.
- Freitag, H., M. McPhaden, and A. Shepherd, Equatorial current and temperature data: 108°W to 110°W, October 1979 to November 1983, *NOAA Data Rep. ERL PMEL-17*, 99 pp., Pac. Mar. Environ. Lab., Seattle, Wash., 1987.
- Fu, L., J. Vasquez, and C. Périgaud, Fitting dynamic models to the Geosat sea level observations in the tropical Pacific Ocean, I, A free wave model, *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 798–809, 1991.
- Fu, L., I. Fukumori, and R. Miller, Fitting dynamic models to the Geosat sea level observations in the tropical Pacific Ocean, II, A linear, wind-driven model, *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 2162–2181, 1993.
- Gill, A., Changes in thermal structure of the equatorial Pacific during the 1972 El Niño, as revealed by bathythermograph observations, *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 1373–1387, 1982.
- Gill, A., An estimation of sea-level and surface-current anomalies during the 1972 El Niño and consequent thermal effects, *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 586–606, 1983.
- Gill, A., and G. Bigg, Some preliminary results of a search for equatorial long waves, *Trop. Ocean Atmos. Newsl.*, 31, 2–4, 1985.
- Goldenberg, S., and J. O'Brien, Time and space variability of tropical wind stress, *Mon. Weather Rev.*, 109, 1190–1207, 1981.
- Haines, B., G. Born, G. Rosborough, J. Marsh, and R. Williamson, Precise orbit computation for the Geosat exact repeat mission, *J. Geophys. Res.*, 95, 2871–2886, 1990.
- Hansen, D., and C. Paul, Genesis and effects of long waves in the equatorial Pacific, *J. Geophys. Res.*, 89, 10,431–10,440, 1984.
- Kessler, W., Observations of long Rossby waves in the northern tropical Pacific, *J. Geophys. Res.*, 95, 5183–5219, 1990.
- Levitus, S., Climatological atlas of the world ocean, *NOAA Prof. Pap.* 13, 173 pp., U.S. Govt. Print. Office, Washington, D. C., 1982.
- Marsh, J., et al., The GEM-T2 gravitational model, *J. Geophys. Res.*, 95, 22,043–22,071, 1990.
- Matsuno, T., Quasi-geostrophic motions in the equatorial area, *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, 44, 25–42, 1966.
- McPhaden, M., and S. Hayes, Variability in the eastern equatorial Pacific ocean during 1986–1988, *J. Geophys. Res.*, 95, 13,195–13,208, 1990.
- McPhaden, M., and J. Picaut, El Niño–Southern Oscillation displacements of the western equatorial Pacific warm pool, *Science*, 250, 1385–1388, 1990.
- McPhaden, M., S. Hayes, L. Mangum, and J. Toole, Variability in the western equatorial Pacific Ocean during the 1986–87 El Niño/Southern Oscillation Event, *J. Phys. Oceanogr.*, 20, 190–208, 1990.
- Miller, L., R. Cheney, and B. Douglas, GEOSAT altimeter observations of Kelvin waves and the 1986–1987 El Niño, *Science*, 239, 52–54, 1988.
- Moore, D., Planetary-gravity waves in an equatorial ocean, Ph.D. thesis, 207 pp., Harvard Univ., Cambridge, Mass., 1968.
- Philander, S. G., *El Niño, La Niña, and the Southern Oscillation*, 293 pp., Academic, San Diego, Calif., 1990.
- 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., and R. Tournier, Monitoring the 1979–1985 equatorial Pacific current transports with bathythermograph data, *J. Geophys. Res.*, 96, 3263–3277, 1991.
- Picaut, J., A. Busalacchi, M. McPhaden, and B. Camusat, Validation of the geostrophic method for estimating zonal currents at the equator from Geosat altimeter data, *J. Geophys. Res.*, 95, 3015–3024, 1990.
- Tournier, R., Variabilité de la structure thermique et des courants à l'ouest et au centre de l'océan Pacifique tropical, thèse, 154 pp., Univ. Pierre et Marie Curie, Paris, 1989.
- Wakata, Y., and E. Sarachik, On the role of equatorial ocean modes in the ENSO cycle, *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 434–443, 1991.
- Wentz, F., User's manual for the collocated GEOSAT SSM/I tape, 16 pp., Remote Sens. Syst., Santa Rosa, Calif., 1989.
- White, W. B., and 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.
- Wyrtki, K., El Niño—The dynamic response of the equatorial Pacific ocean to atmospheric forcing, *J. Phys. Oceanogr.*, 5, 572–584, 1975.
- Wyrtki, K., et al., The Pacific island sea level network, *Contrib. 88-0137, Data Rep. 002*, Joint Inst. for Mar. and Atmos. Res., Honolulu, Hawaii, 1988.
- Yang, J., and J. O'Brien, A coupled atmosphere-ocean model in the tropics with different thermocline profiles, *J. Clim.*, 6, 1027–1040, 1993.
- Zlotnicki, V., Sea level differences across the Gulf Stream and Kuroshio extension, *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 599–609, 1991.
- J.-P. Boulanger, ORSTOM/LOYDC, Université Pierre et Marie Curie, 4, place Jussieu, Paris, France.
- T. Delcroix and F. Masia, Groupe SURTROPAC, ORSTOM, B. P. A5, Noumea, New Caledonia.
- C. Menkes, Universities Space Research Association, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771.

(Received February 10, 1994; revised June 14, 1994; accepted August 15, 1994.)

ANNEXE 2

ANNEXE 2

EVALUATION OF TOPEX AND BASIN-WIDE TOGA-TAO SEA-SURFACE TOPOGRAPHIES AND DERIVED GEOSTROPHIC CURRENTS

Christophe Menkes

Laboratory for Hydrospheric Processes

USRA/Goddard Space Flight Center

Greenbelt, MD 20771, USA

Jean-Philippe Boulanger

LODYC, Unité mixte de recherche ORSTOM/CNRS/UPMC

boîte 100, Université Paris VI, 4 Place Jussieu

75252 Paris, France

Antonio J. Busalacchi

Laboratory for Hydrospheric Processes

NASA/Goddard Space Flight Center

Greenbelt, MD 20771, USA

Submitted to *J. of Geophys. Res.*

ANNEXE 2

ABSTRACT

Fields of TOPEX derived sea-level anomalies are validated against and compared to fields of TOGA-TAO dynamic height anomalies for the first 470 days of the TOPEX/POSEIDON mission. At periods longer than 40 days, TOPEX sea-level anomalies compare extremely well with TOGA-TAO dynamic height anomalies throughout the whole basin with a mean correlation of 0.79 and mean rms differences of 2.6 cm. Zonal geostrophic currents are then derived from both data sets and are first validated against *in-situ* current meter measurements at the equator. TOPEX derived geostrophic currents at the equator are in good agreement with *in-situ* currents at EQ/165°E, EQ/170°W, EQ/140°W and EQ/110°W without the need of an along track filter. TOGA-TAO derived currents compare well with *in-situ* currents at EQ/110°W, EQ/140°W and EQ/170°W but poor comparisons at EQ/165°E are thought to be linked to the absence of instantaneous salinity measurements in the dynamic height calculation. Despite localized discrepancies, basin-wide TOGA-TAO geostrophic currents compare reasonably well with TOPEX derived geostrophic currents. The discrepancies in the comparison between TOPEX and TAO are shown to be associated with gaps in TOGA-TAO space/time sampling and subsequent gridding procedures.

1. INTRODUCTION.

From 1985 to 1989, the GEOSAT altimeter mission provided the first basin-wide sea-level observations of an El Niño (1986-1987) and subsequent La Niña (1988-1989) in the Tropical Pacific. GEOSAT, despite its success at monitoring ENSO (El Niño-Southern Oscillation), was known to present serious drawbacks such as an error level beyond that of tide gauge sea-level or TOGA-TAO (Tropical Ocean Global Atmosphere-Tropical Atmosphere Ocean, Hayes et al., 1991, McPhaden, 1993) dynamic heights. TOPEX/POSEIDON, launched in 1992, was designed to produce a synoptic view of the ocean surface topography with improved accuracy. Although the TOPEX/POSEIDON mission does not cover the beginning of the extended 1991-1992-1993 El-Nino, the high quality altimeter data from September 1992 onward provide information that can be exploited to understand better the evolution and termination of this particular ENSO event. At about the time when TOPEX/POSEIDON was launched, the TOGA-TAO network was nearly fully implemented so that there is now a basin-wide source of *in-situ* observations with which to validate the greater accuracy of TOPEX/POSEIDON and to monitor large scale upper ocean thermal structure and surface winds during ENSO. The Tropical Pacific ocean is now the unique ocean for which its dynamics can be monitored and studied by two basin wide sources of observations. Yet, one has to evaluate what limitations and relative merits are to be expected from these two different data sets for ENSO diagnosis.

ANNEXE 2

Both data sources have different strengths and limitations. On the one hand, TOPEX/POSEIDON gives a synoptic view of the global ocean every 10 days (TOPEX/POSEIDON has 10 day repeat cycles) but requires a number of environmental corrections which may introduce errors in sea-level retrievals. As such, the TOGA-TAO moorings give direct measurements of upper ocean structure and surface winds with fine time resolution but coarse spatial resolution in the Tropical Pacific. Moreover, the TOGA-TAO array was designed partly to monitor short-term climatic variability such as ENSO. One implication of this is that TOGA-TAO moorings provide continuous time series over periods much longer than those observed by satellites such as GEOSAT or TOPEX/POSEIDON which inherently have shorter lifetimes (TOPEX/POSEIDON mission is planned to be over by 1998). At present, the ability to remotely sense the surface topography of the global ocean over a long period of time via a series of contiguous altimeter missions is uncertain. Yet, the relatively short time series provided by altimeters are particularly relevant in the tropical Pacific Ocean where the lifetime of motions important for ENSO are short with respect to the length of a satellite mission. Hence, we now possess two basin-wide sources of observations with which to diagnose the large scale oceanic evolution of ENSO. However, given the inherent differences in these types of measurements, a preliminary step must be taken to assess the performances to be expected from these two different data sources. This can only be done by a thorough intercomparison and validation of both data sets.

As part of the initial validation/calibration phase of the TOPEX/POSEIDON mission, Busalacchi et al. (1994) (hereafter BMP) made a preliminary comparison between TOPEX sea-level anomalies (SLA) and

ANNEXE 2

a gridded field of TOGA-TAO dynamic height anomalies (DHA) during the first 51 cycles of the TOPEX/POSEIDON mission. They found that overall features of DHA and SLA were in good agreement, but there were regions of disagreement for reasons not fully understood. It is one purpose of our study to build on their work by investigating further and, in greater detail, possible causes for such discrepancies between TOPEX SLA and TOGA-TAO DHA. We aim at deciphering whether there are intrinsic differences between remotely-sensed and *in-situ* data or whether their respective time/space sampling patterns are responsible for some of the discrepancies. It is crucial to assess what kind of limitations should be expected from each data prior to basin-wide studies of tropical ocean dynamics of ENSO. For instance, application of those data in a subsequent paper will include projection of sea-level topographies and surface forcing onto equatorial wave constituents to examine wave propagation throughout the Pacific basin and their possible reflections at the western and eastern boundaries. Thus, a thorough knowledge of the data set limitations or potential is needed to produce improved gridded data sets for TOPEX SLA and TOGA-TAO DHA.

For ENSO studies, it is important to evaluate the horizontal transports of mass and heat in the upper ocean. Such knowledge cannot be gained without an estimate of the horizontal flow field associated with oceanic phenomena. While SLA/DHA provides an estimate of heat content in the ocean, currents are important factors that advect this heat content. In particular, an estimate of geostrophic surface currents is needed to evaluate geostrophic advection of sea-surface temperatures, a key element of the coupled ocean-atmosphere behavior during ENSO.

ANNEXE 2

Consequently, we seek to assess the ability to derive basin-wide geostrophic currents from TOPEX and TOGA-TAO

The primary goal of the TOPEX/POSEIDON mission is to estimate the geostrophic flow field of the global oceans. Previously, the GEOSAT altimeter data proved capable of estimating reasonable geostrophic zonal current anomalies in the western-central tropical Pacific (Picaut et al., 1990) and therefore allowed a detailed monitoring of the dynamics of the 1986-1989 ENSO (Delcroix et al., 1994). In order for this to be possible, the satellite data required processing in a careful and time consuming manner that consisted of orbit error reduction and visual inspection of each individual ground track in regions such as the western and eastern Pacific. Despite this processing, derived currents did not compare well with *in-situ* currents in the eastern Pacific. If one eventually desires to study the thermodynamics of ENSO from satellite, it remains essential that currents derived from satellite altimetry be accurate across the entire basin since horizontal advection seems to play a leading role in ENSO development (Picaut and Delcroix, 1994). Furthermore, the processing such as that required for GEOSAT (Delcroix et al, 1994), which demands a number of long and painful steps, is not acceptable for quasi real-time applications of satellite data. It is therefore of main importance to assess, first, what necessary steps are needed in the TOPEX processing to yield reasonably accurate surface geostrophic currents in the tropical Pacific and, second, to determine if these geostrophic currents are representative of the equatorial surface currents throughout the whole Pacific ocean. It is expected that the greater accuracy given by TOPEX will allow such processing to be rather straightforward and yield comparisons of equal quality for the western, central and eastern equatorial Pacific.

ANNEXE 2

Now that the TOGA-TAO array is almost fully implemented and given the primary goal of monitoring the subsurface thermal structure and surface wind field, it is of great interest to evaluate the degree to which TOGA-TAO can also monitor the geostrophic flow field. A combination of dynamic height and the corresponding geostrophic current give an account of how the sea-level topography and its meridional slope evolve with time. Should one be able to derive basin-wide TOGA-TAO geostrophic currents that compare well with basin-wide TOPEX derived geostrophic currents, one would gain confidence on the adequacy of the spatial coverage of the TOGA-TAO array to indeed depict the large scale dynamical features of the ocean prominent during ENSO.

Ultimately, we aim at deriving easily processed basin-wide sea-level, dynamic height and geostrophic current data sets from both remotely-sensed and *in-situ* observations that can be used for equatorial ocean studies on ENSO time scales. With such data sets at hand, we will be able to contrast the potential and relative merits of the two sources of observations. Whether there are mechanisms such as the hypothesized delayed action oscillator (Battisti, 1988) in the real ocean is an issue at stake to be considered with these two data sets in Boulanger and Menkes (1994).

2. DATA PROCESSING

2.1. TOPEX sea-level and TOGA-TAO dynamic heights.

The TOPEX altimeter data used here are from an enhanced Geophysical Data Record (GDR) produced by the Goddard ocean altimetry group (courtesy of C. Koblinsky). In this data set, the GDR's from the

ANNEXE 2

TOPEX Project have been interpolated every 6 km to fixed points along track and referenced to the locations of the cycle 17 ground-tracks. The first 47 10-day cycles are considered here (25 September 1992 to 2 January 1994). We have selected data covering the tropical Pacific (10°S - 10°N ; 130°E - 80°W). Techniques to retrieve sea-level fields from the TOPEX altimeter, environmental and orbit corrections have been worked out as proposed in the TOPEX GDR Users Handbook (Callahan, 1993). A mean sea-level over the whole period is computed along each repeat track. Anomalies are subsequently computed. In some instances, detailed in the following, sea-level anomalies (SLA) are filtered along track with 200-km median and Hanning filters and gaps shorter than 100 km are filled by linear interpolation. The along-track anomalies are gridded in space onto 10° overlapping longitude bands centered on 5° -longitude \times 0.5° -latitude grids and binned into 10 day bins starting September 30, 1992.

The TOGA-TAO data studied here are from the TOGA-TAO array of ATLAS and PROTEUS moorings (McPhaden, 1993). During the first 47 TOPEX/POSEIDON cycles, dynamic height data from up to 60 TOGA-TAO moorings (out of a maximum of 72 currently deployed) were available between 95°W and 137°E as shown in figure 1. In this figure, TOGA-TAO locations have been represented with two different dot sizes. Smaller dots indicate that the mooring time series is half or less than the entire period under study. Detailed information about these data, such as accuracy, can be found in BMP. The data are gridded as follows: TOGA-TAO point measurements are binned every 10 days like TOPEX and then optimally interpolated (e.g. Carton and Hackert, 1989) in $5^{\circ}\times 0.5^{\circ}$ grid to match TOPEX binning using constant decorrelation scales of 15° -longitude \times 3° -latitude as recommended by Sprintall and Meyers (1991).

ANNEXE 2

In our study, it is of main importance to differentiate whether discrepancies that may occur in TOPEX/TOGA-TAO comparisons are attributable to differences in data sources or due to discrepancies in data coverage (space and time) and subsequent gridding methods. The two-dimensional optimum interpolation is a powerful method to grid TOGA-TAO spatially and is utilized to optimally fill gaps in the TOGA-TAO spatial coverage. Such gaps in the TOGA-TAO spatial coverage for a given 10-day bin also represent a gap in time. Therefore, the gaps in temporal coverage are also filled, but without any regard for the temporal continuity. Given the TOGA-TAO space and time coverage, it is important to know how this gridding method effectively fills space/time gaps. To examine this, an additional sea-level field is constructed using TOPEX sea-level data as follows: at each TOGA-TAO location, the two closest TOPEX track are selected. The along-track data are binned, at this location, in a 10-day \times 1°-latitude box only at times when TOGA-TAO dynamic heights are available (results are insensitive to meridional grid box size). This TOPEX data set, subsampled at TOGA-TAO locations and times, is then optimally interpolated spatially with the same optimum interpolation technique as that used for gridding the TOGA-TAO field. This new field will be referred to as TAPEX sea-level field in the following and will be filtered identically to TOGA-TAO fields when needed. It has to be kept in mind that it is not our purpose to force TOPEX data to resemble TOGA-TAO data but, *given the TOGA-TAO space/time coverage*, we seek to determine where possible discrepancies between TOPEX sea-level/derived currents and TOGA-TAO gridded dynamic height/currents may arise.

2.2. *In-situ* currents

In-situ currents at EQ/170°W (figure 1) are kindly provided by Dr. Bob Weisberg and are measured from a 150Khz ADCP mounted on a subsurface mooring looking upward from about 270 m depth. After corrections for sound speed at the transducer and ambient sound speed through the water column, the data were navigated vertically and resampled by linear interpolation at fixed 10m intervals. The 30m bin is unaffected by side lobe reflections from the surface and is chosen for comparisons and measurements are processed to 10-day averages. *In-situ* currents at EQ/165°E, EQ/140°W and EQ/110°W are measured from three taut-line surface moorings (figure 1). Each EQ/165°E, EQ/140°W and EQ/110°W surface mooring was instrumented in the upper 250-300 m with 6-7 Vector Averaging Current Meters (VACM). The VACM recorded 5-min average currents which were processed to daily average in a manner similar to that described in Freitag et al., (1987). Due to data availability, current meter data at 50 m depth for EQ/165°E, at 25 m depth for EQ/140°W and 110°W were selected. But, as mentioned by Delcroix et al. (1994), 50-m current variability at EQ/165°E is representative of the flow at 10m. Moreover, *in-situ* currents at 25m and 10m at EQ/140°W and EQ/110°W have similar amplitudes and are extremely well correlated (0.96 in our study). Therefore these current records are thought to be representative of surface currents and are binned every 10 days.

3. VALIDATIONS AND INTERCOMPARISONS

3.1. TOPEX-TAPEX SLA/TOGA-TAO DHA inter comparisons.

When one considers BMP's correlations and root mean square differences (noted RMSD in the following) between TOPEX SLA and TOGA-TAO DHA (see their figures 9a and 9b), one can note two things: first, in their correlation map, the broad meridional domain of good agreement between TOPEX and TOGA-TAO narrows sharply east of 150°W to a band centered on the equator. Second, the RMSD exhibits a meridional asymmetry particularly visible east of 150°W where RMSD can reach 10 cm beyond 3-4°N, in regions where correlations drop down to 0.2 and below. BMP note that "such low correlations in the eastern Pacific [are] unexpected" and offer possible explanations for such discrepancies such as sampling errors pertaining to the instability waves or tide model errors.

To determine in what areas tide model errors in the satellite data may be partly held responsible for such low correlations in the eastern Pacific, three tide models of Schwiderski (1980), Cartwright and Ray (1990) and Ray et al. (1994) are successively used for TOPEX sea-level retrieval. Correlation maps between TOPEX and TOGA-TAO are presented in figures 2a-c with the three tide models. One can see that correlations, in the far eastern Pacific and both hemispheres, are slightly improved from the Schwidersky (1980) tide model to the Cartwright and Ray (1990) tide model and again slightly improved with that of Ray et al. (1994). Therefore, the Ray et al. (1994) model is retained in the following. As seen in figure 2c, there still remains localized regions of discrepancies centered on the 125°W TAO array at 5°S, 8°S, 2°N and 8°N which may be due, in

ANNEXE 2

the northern hemisphere, to instability wave patterns particularly visible in this region.

Indeed, BMP's x-t section at 5°N of TOPEX/POSEIDON SLA (see their figure 6a) shows small east-west scales at 20-30 days in this region that resemble wave instability patterns that are difficult to discern in TOGA-TAO data (see their figure 6b). Due to the spatial distribution of the TOGA-TAO array, these wave signals cannot be reasonably captured in the TOGA-TAO gridded field and therefore will degrade comparisons. In BMP, these small scale features are certainly a depiction of real instability wave signals. However, their processing of the TOPEX data is also likely to introduce small scale spatial and temporal signals that do not exist in the TOGA-TAO data: given that the two closest tracks of TOPEX are approximately 1.4° apart at the equator, BMP's 1° x 1° x 10 day binning requires an additional spatial optimum interpolation to fill up numerous remaining gaps. This procedure introduces signals at 2° x 2° x 20 day scale (Nyquist threshold). In our study, the larger binning of our TOPEX data should average out some of this small scale variability and should then provide a more consistent description of the large scale features common to TOPEX sea-level and TOGA-TAO dynamic heights.

In fact, one can note that figure 2c shows higher correlation than BMP's figure 9a in the northern hemisphere and east of 140°W. Here, TOPEX data are gridded every 5°-longitude with 10°-longitude overlapping boxes so that there is no need of any further interpolation that would fill gaps and introduce small scale signal not captured in TOGA-TAO dynamic heights. Second, instability waves with wave lengths in the 1000-2200 km band, as observed in the eastern Pacific (Perigaud,

1990), are partly averaged in our binned data set (note that the same gridding in Delcroix et al. (1994)'s GEOSAT indeed smoothed out any instability wave signature). The suppression of real and spurious small scales can account for the higher correlation found in figure 2c. However, a cross section at 5°N (not shown here) still reveals some remaining instability wave-type patterns at 20-30 day frequency.

Therefore, as suggested by BMP, a low pass 70-day Hanning filter is applied to further eliminate instability wave signals. This filter also partially eliminates the aliasing of the S₂ and M₂ tides (Mitchum, 1994) into 50-60 day period (Shrama and Ray, 1994) visible in tide models. Given the short period under consideration, this 70-day time filter is a reasonable compromise between keeping enough independent observations for comparisons and filtering out some of the tide model aliasing and instability waves as, in this study, we are interested in low frequency, large scale motions that can be resolved in both TOPEX and TOGA-TAO data sets. In the following, all data sets and other *in-situ* measurements are consequently filtered with the same 70-day Hanning filter unless stated otherwise. Resulting standard deviation (STD) maps for each data set are shown on figures 3a-b.

Overall features of STD for TOPEX (figure 3a) and TOGA-TAO (figure 3b) SLA/DHA compare well in the interior of the TOGA-TAO domain. Note that, as previously mentioned by BMP, TOPEX does not underestimate dynamic height signals as GEOSAT did (Delcroix et al., 1994). The mean ratio of TOPEX STD and TOGA-TAO STD within [8°S,8°N] is 1.2 but the mean ratio between TOPEX STD and TOGA-TAO STD at TOGA/TAO moorings is 1.0. This is not surprising since the

ANNEXE 2

TOPEX resolution is much finer compared to the gridded TOGA-TAO data that has been interpolated between TOGA-TAO locations and is thus smoother. Let us emphasize, at this point, that although the period under interest is an El Niño period, the STD of both data sets exhibit patterns characteristics of annual variations such as a strong variability along 5°N in the central Pacific (note the similarities between figure 3a-b and Kessler (1990)'s figure 5b for the STD map of 20°C isotherm depth annual cycle). On the other hand, the data do not show the strong variability of the interannual signal exhibited on both sides of the equator as discussed in Chao et al. (1993) and seen in Kessler (1990)'s figure 5a. This indicates that the dominant variability under consideration here during the first 47 cycles of TOPEX is more characteristic of annual variations than interannual variations.

Correlations (figure 4a) are seen to be quite homogeneous and high (mean correlation over [8°S-8°N] is 0.79) and RMSD (figure 4b) low (mean RMSD over [8°S-8°N] is 2.6 cm rms). Note that both TOPEX and TOGA-TAO STDs are globally above their RMSD for the whole basin. There are also regions where TOPEX or TOGA-TAO STD are below 2 cm and thus below the noise level for TOGA-TAO dynamic heights (Busalacchi et al, 1994) and for TOPEX/POSEIDON sea-level (Picaut et al., 1994). Therefore any signal that falls under this threshold cannot be taken as representative and is masked in the correlation map of TOGA-TAO/TOPEX DHA/SLA. While the time filter has effectively homogenized correlations in the north eastern Pacific, the large region of low correlations found in BMP in the south eastern Pacific are masked as well as a remaining localized discrepancy near 2°N/125°W. Yet, some regions of low correlation are still present, most of which are located near the edges of the TOGA-TAO

ANNEXE 2

domain and one near $2^{\circ}\text{S}/170^{\circ}\text{E}$ that is unexpected since surrounding correlations are quite high. This raises the question of TOGA-TAO, TOPEX differences in space/time data sampling and gridding processes.

It can be seen that the TAO data availability is smaller (smaller dots) at the 180° TAO line (which was deployed only recently in March 1993) and at the EQ/ 170°E mooring. As a matter of fact, most of the surrounding moorings in this central Pacific region have missing data at times which differ from mooring to mooring. In such cases, the optimum interpolation technique fills gaps in time with information in the decorrelation ellipsoid but this information, of course, cannot be as representative of what would have been the real signal. All subsequent intercomparisons with TOPEX may be expected to be degraded. To further elaborate on this hypothesis, we now examine statistics made between TOPEX and TAPEX SLA. Recall that TAPEX SLA are simply TOPEX SLA subsampled at TOGA-TAO locations and times.

Correlations between TOPEX and TAPEX SLA are presented in figure 5a. When comparing figure 5a with figure 4a, one can immediately see that almost all discrepancies found between TOPEX and TAPEX SLA are equally found in figure 4a. This was expected for discrepancies at the edges of the TOGA-TAO domain (since there are no TOGA-TAO beyond 8°S or 8°N). Most importantly perhaps, it confirms the previous supposition that TOGA-TAO space/time distribution accounts for low correlations in the $2^{\circ}\text{S}/170^{\circ}\text{E}$ region. Also, TOPEX and TAPEX SLA differ at $2^{\circ}\text{N}/125^{\circ}\text{W}$, a masked region in figure 4a, where it can be seen that the TOGA-TAO mooring has less than half the total time series length. At this location, correlation between TOGA-TAO DHA before optimum interpolation and

ANNEXE 2

TOPEX SLA is 0.85 over the common number of (22) data points whereas it is 0.57 in the gridded TOGA-TAO, TOPEX basin-wide comparison over 47 points. That is, the optimum interpolation method has again filled gaps in the TOGA-TAO time series that do not compare adequately with TOPEX anymore. Surprisingly, one can see that comparisons between TOPEX and TAPEX also exhibit the discrepancies of figure 4a in the southeastern Pacific region. It can be concluded that the differences between the remotely-sensed data and the time/space sampling and subsequent gridding of *in-situ* data, in this masked region, further contribute to low correlations found in figure 4a.

Taken as a whole, it is strongly suggested that most of the discrepancies found in figure 4a are linked to space/time data gaps in the TOGA-TAO network (also, STD map of TAPEX SLA, not shown here, exhibit the same lack of amplitude, relative to TOPEX SLA, found in TOGA-TAO STD of figure 3a). Hence, this raises a question about the adequacy of the TOGA-TAO spatial coverage, and whether the loss of data at mooring locations may endanger the TOGA-TAO network capability to fully monitor the ocean in real-time. To this point, however, these data losses are not widespread and are fairly limited. For diagnostic studies of ENSO and as far as dynamic height topography is concerned, the time/space gaps in the TOGA-TAO network result in rather small errors in the gridded DHA field and should not affect the depiction of large scale features such as meridional structures of long equatorial waves important for ENSO.

A more stringent indicator of how the SLA/DHA topographies compare is given by the meridional derivatives of the two fields, which

are related to zonal geostrophic currents. Therefore, as mentioned previously, geostrophic current fields represent an additional source of information for more rigorous comparisons and validations of TOPEX and TOGA-TAO data. In the following, TOPEX derived geostrophic currents are derived from the 70-day Hanning filtered SLA computed with the Ray et al., (1994) tide model.

3.2. TOPEX derived geostrophic zonal current anomalies, TOGA-TAO derived geostrophic zonal current anomalies, PROTEUS observed currents

The method and schemes used here to derive zonal geostrophic current anomalies from TOPEX SLA and TOGA-TAO DHA are similar to that used on GEOSAT SLA in Delcroix et al. (1994) and have proved very reliable (see their figure 3). It is worth pointing out that this method uses an equatorially trapped correction added to the initial SLA/DHA in order to ensure continuity on and off the equator which is chosen to be 2° as recommended by Picaut and Tournier (1991) (very little sensitivity was found to this parameter). It has been noted by Picaut et al. (1990) and Delcroix et al. (1994) when dealing with GEOSAT sea-level, that geostrophic calculations particularly at the equator were extremely sensitive to small sea-level perturbations. Therefore, they used along track filters (identical for each track) and a meridional Hanning filter, after gridding, to smooth out some of the small scale noise in the data. The filter lengths were chosen so that derived currents best approached *in-situ*

ANNEXE 2

current measurements. Here, we first choose not to filter along track to inquire whether higher quality data from TOPEX allows derivation of geostrophic currents (from directly gridded TOPEX sea-levels) that compare reasonably well with *in-situ* current measurements in the western, central and eastern Pacific.

When comparing TOPEX derived geostrophic currents with *in-situ* currents, it is clear however that some filtering in the meridional direction after gridding the sea-level is needed to best match the observed currents, as in the previous study. A Hanning filter was applied in the meridional direction with length varying from 0° to 7° -latitude. It was found that the 4.5° -latitude Hanning filter applied on the gridded TOPEX SLA before deriving currents gave the best comparisons with *in-situ* currents. Statistics for our TOPEX derived currents are presented in Table 1 and time series of observed currents (solid curve) versus TOPEX derived geostrophic currents (dashed curves) are plotted in figure 6.

At EQ/ 165°E , 170°W , 140°W and 110°W , correlations are good, RMSD low and mean ratio between TOPEX and *in-situ* zonal geostrophic current STD at the four locations is 0.94. It has been noted by Picaut et al. (1990) and Delcroix et al. (1994) that GEOSAT derived geostrophic currents at EQ/ 110°W were significantly different from observed *in-situ* currents. Here, correlation (0.95) is excellent and significant even for the short time series, RMSD is low and TOPEX STD/*in-situ* STD is 1.1. Beyond these statistical results, it is clear from figure 6 that TOPEX derived currents at EQ/ 110°W follow more closely the *in-situ* currents than those derived from GEOSAT (see Picaut et al.'s figure 6 and Delcroix et al.'s figure 3). In the first study, the authors attributed discrepancies at EQ/ 110°W to the

temporal resolution of GEOSAT data in this region. This is not the situation for TOPEX where the temporal coverage is uniform throughout the basin. In the Delcroix et al. (1994)'s study, it was also hypothesized that dynamical reasons may be at work to explain such discrepancies. Both the present and previous studies were made during ENSO phenomena so that the close agreement that is found here for our short period does not seem to favor their hypothesis. One will have to wait for longer *in-situ* time series to really conclude, but the initial results show that greater accuracy of the TOPEX data and improved tide models allow derivation of more accurate geostrophic currents in the eastern Pacific. Similarly, this greater accuracy enables a straightforward derivation of geostrophic currents at the equator that compare well with *in-situ* currents in the central and western Pacific without the need of along track visual inspection and filtering.

As mentioned earlier, along-track filtering was needed in the GEOSAT data processing in order to obtain the best comparisons with *in-situ* currents. Therefore, it is worthwhile examining if TOPEX derived currents can benefit from such processing as well. Let us mention that Picaut et al. (1990) found their optimal along track filter to be within [300-500 km]. Also, Delcroix et al. (1994) used 200-km along track filters added to a 3.5°-latitude Hanning filter of GEOSAT gridded SLA which roughly amounts to 5°-latitude filter. Indeed, on the 2° distance over which geostrophy is calculated at the equator, GEOSAT tracks can almost be considered perpendicular to the equator. Therefore, our meridional filter length of 4.5° is very similar to their initial along track filter plus their meridional filter.

ANNEXE 2

An along track filtered TOPEX SLA data set with 200-km Hanning and median filter length is constructed. It is found that to best match *in-situ* currents, this gridded data set needs an additional 3.5° meridional filter as in Delcroix et al. (1994). Statistics for this along track filtered (plus 3.5°-latitude filter) data set is given in Table 1 and time series on figure 6 (dotted curves). Correlation wise, one can note a slightly better comparison in the along track filtered case (versus directly derived currents). This slight improvement is not significant and allows us to conclude that TOPEX does not need along track filtering to compare well with *in-situ* currents. With a tremendous effort, it is certainly possible to determine what combination of "best" gridding method, "best" grid sizes, filter length etc... is to be used for TOPEX to best match *in-situ* currents. Yet, it is thought that, given our previous results, improvements may be achieved but they will not be significant.

Sensitivity tests have been conducted in order to determine how space/time grid size as well as variations of along track filter length affected previous results. First, it was found that results were basically not affected by meridional grid size (up to 2°) but they were sensitive to zonal grid size, greatly degraded if zonal grid size was below 5°. This has to do with the fact that, given inter track space/time distances, increasing the zonal grid size allows for more frequent temporal information and for 10-day bins, a longitudinal half width of 5° was found to be optimal in order to keep reasonable zonal resolution. Such a spatial gridding allows for a finer time resolution than 10-day bins and previous current results remained totally unchanged with this finer time resolution. Second, there was very little sensitivity to along track filter length and 200-km was

found to produce the best correlations/ RSMD comparisons for derived currents.

It is therefore an important feature of TOPEX data that they constitute a data set of such quality allowing a straightforward time/space binning. This gives hope that estimation of absolute geostrophic currents from TOPEX, by simple binning, may lead to reasonably accurate results up to and including the equator. So far, time series availability for current meter data, and the rarity of those instruments have only allowed comparisons of geostrophic zonal current comparisons at four locations at the equator. Yet, to really assess the degree to which TOPEX geostrophic derived current anomalies are representative of the Pacific equatorial current anomalies, one would have to compare with more numerous *in-situ* data such as data from drifters (Reverdin et al., 1994). By virtue of the methodology employed here, the currents derived from TOPEX can only be that portion of the total flow field that is in geostrophic balance (note that, here, *in-situ* zonal currents seem fairly geostrophic). Thus, comparison with TOGA-TAO basin-wide derived geostrophic currents constitute a fair way to pursue our basin-wide validation of the same horizontal flow field. To do so, one needs first to assess TOGA-TAO derived geostrophic currents versus *in-situ* currents.

Basin-wide geostrophic currents are derived from basin-wide TOGA-TAO DHA using schemes identical to that used for TOPEX. It is found that a 5.5° latitude Hanning filter has to be applied on the DHA in order to derive geostrophic currents that best approach *in-situ* currents at EQ/165°E, EQ/170°W, EQ/140°W and EQ/110°W (note that this filter length is similar to that used for TOPEX). It is worth mentioning that the

ANNEXE 2

meridional filter applied on the TOGA-TAO DHA data set does not modify correlation with *in-situ* currents but only modifies TOGA-TAO derived current amplitudes (unlike TOPEX) so that one can adjust this filter in order to best match *in-situ* current amplitude. Statistics and time series are presented in table 1 and figure 6 (solid for *in-situ* currents and dashed curves for derived currents). At the EQ/170°W, EQ/140°W and EQ/110°W, one can see that correlations are good and comparable to TOPEX statistics. Strangely enough, derived currents at EQ/165°E do not compare well with *in-situ* currents as seen in table 1 (correlation=0.23) and figure 6. Picaut et al. (1989) and Delcroix et al. (1994) had found a good agreement, at EQ/165°E, between TOGA-TAO derived currents and *in-situ* currents during the GEOSAT mission. In their studies, derived currents were computed from dynamic heights at 2°N, EQ and 2°S whereas here, currents are derived from the gridded DHA data set. To investigate the reasons of the discrepancies found at EQ/165°E, geostrophic currents are now constructed from the mooring dynamic heights at 2°N, EQ and 2°S and are presented in figure 6 as dotted curves.

It is worth pointing out that combined data gaps between the dynamic height time series at 2°S/140°W-170°W, EQ/140°W-170°W and 2°N/140°W-170°W do not allow any geostrophic calculation at EQ/140°W and a very limited one at EQ/170°W (figure 6). Yet, the optimally gridded DHA do allow such calculation (with success as seen in table 1 and in figure 6) since time gaps are filled by the interpolation method. At EQ/110°W and EQ/165°E, geostrophic currents derived from moorings and from the gridded field compare closely and it is thus concluded that the gridding method cannot be held responsible for low correlations at EQ/165°E. Delcroix et al. (1987) have pointed out that the use of a mean TS

ANNEXE 2

relation in dynamic height calculations can result in errors in the Western Pacific such as a 5 cm error along 165°E when salinity fluxes into the ocean are important. Although the mean correlation between TOPEX SLA and TOGA-TAO DHA at 2°S, 0° and 2°N is 0.87, the meridional slope between these points is likely to be more sensitive to amplitude errors introduced by the use of mean TS. Salinity data were not available to investigate this point further but tests will be conducted in the future. Yet, given Delcroix et al. (1994)'s results at 165°E, there are reasons to believe that the use of mean TS is responsible for the discrepancies. Therefore, it is anticipated that our TOGA-TAO derived basin-wide currents in the western Pacific will not compare well with TOPEX-POSEIDON derived currents.

Now that both data sets have been adjusted in order to best match *in-situ* currents, basin-wide comparisons between both TOPEX and TOGA-TAO derived currents are made. Correlation and RMSD maps between TOPEX sea-level and TOGA-TAO derived currents are shown on figures 7a and 7b and standard deviation of both data sets can be seen on figures 7c and 7d. It can be readily seen from figure 7a that there are regions of discrepancies that are mostly located near the NECC/SEC trough, in the western Pacific as well as south of 5°S. On the other hand, geostrophic currents compare quite well in the equatorial central-eastern Pacific from the dateline on to approximately 100°W. Their RMSD in figure 7b is also below their respective standard deviation (figure 7c and 7d) throughout the whole basin. Figures 7c and 7d exhibit the same northward shift in current maxima found in GEOSAT derived currents in Delcroix et al. (1994) that accounts for a meridional asymmetry in current activity. As depicted in figure 7d, TOPEX derived currents also have a meridional variability near the NECC and North Equatorial Current (NEC) trough

ANNEXE 2

similar to that of GEOSAT whereas TOGA-TAO derived currents miss this variability. Since geostrophic current calculations are sensitive to small meridional changes of sea-level and dynamic height, it is likely that some of these discrepancies in the correlation and STD maps can be attributed to the TOGA-TAO spatial coverage and gridding method. Therefore, as in the previous section, we compare TAPEX derived geostrophic zonal currents with TOPEX derived geostrophic zonal currents.

Correlation and RMSD maps are shown on figures 8a and 8b. It is remarkable that at all locations where figures 7a and 7b show discrepancies, figures 8a and 8b show similar discrepancies with similar amplitudes (figure 8b) or correlation numbers (figure 8a). Note that, in the western Pacific, space/time distribution of TAPEX (and therefore TOGA-TAO) degrades current comparisons with TOPEX but at EQ/165°E, this is not the case (correlation is 0.8) which reinforces the argument that salinity may be the factor for discrepancies found in the TOGA-TAO derived and *in-situ* current comparisons at EQ/165°E. Figure 8b demonstrates that discrepancies of figure 7 b near the NEC and NECC trough are linked to the TOGA-TAO (meridional) coverage that cannot capture the smaller meridional scale variability of this area found in TOPEX and GEOSAT currents (Delcroix et al., 1994's figure 4). Hence, together with TOPEX-TAPEX SLA inter comparisons, this very strongly suggests that the TOGA-TAO space/time data coverage, rather than the different source of data (*in-situ* versus remotely-sensed) can explain most of the discrepancies found in previous comparisons. Despite these localized discrepancies, the equatorial wave guide topography seems to be rather well or, at least, consistently mapped by both TOPEX and TOGA-TAO data. Both data sets

thus resolve the essential meridional structures of ocean dynamics within [8°S-8°N].

3. CONCLUSION

In these comparisons and validations of TOPEX SLA/derived zonal geostrophic currents anomalies and basin-wide TOGA-TAO DHA/derived zonal geostrophic currents anomalies, we have sought to evaluate performances of each basin-wide TOPEX and TOGA-TAO data set. It was found that at periods greater than 40 days, TOPEX and basin-wide TOGA-TAO surface elevation anomalies compare quite well throughout the whole tropical Pacific basin (mean correlation within [8°S,8°N] is 0.79 and RMSD is 2.6 cm). TOPEX derived geostrophic currents are in good agreement with *in-situ* currents at the equator and, despite localized discrepancies, compare reasonably well with basin-wide derived geostrophic current anomalies from TOGA-TAO.

TOPEX data therefore proves to be a reliable data set for deriving sea-level anomalies in the tropical Pacific and their associated geostrophic currents in the western, central and eastern Pacific (mean correlation between TOPEX derived currents and *in-situ* currents is 0.81). It is found that, contrary to GEOSAT, the processing and gridding (such as simple time/space binning) required for deriving accurate basin-wide sea-level anomalies and geostrophic currents at the equator can be straightforward. Specific studies on gridding methods will have to determine whether the use of more sophisticated tools (such as time/space optimum

ANNEXE 2

interpolation method on model based data assimilation schemes) can further improve comparisons between TOPEX derived geostrophic currents and *in-situ* currents. As they are, the quick and straightforward processings raise hope that direct assimilation of gridded (or along track) high quality data from the TOPEX/POSEIDON mission can be performed so that improvements to modelled ocean surface elevation or currents will lead to improved simulations and forecasts. It remains to be shown that one can derive an accurate absolute TOPEX sea-level (rather than anomalies) in order to calculate total geostrophic currents, a major goal of TOPEX mission.

Even if it does prove possible to estimate absolute geostrophic currents, two major impediments would still hamper the use of satellite data such as TOPEX/POSEIDON in studies of ENSO mechanisms in the real ocean. First, satellites have short lifetimes which are likely to remain limited to a few years. While GEOSAT studies such as Delcroix et al. (1994) in the tropical Pacific have shown that it was possible to monitor the whole 86-89 ENSO cycle, it is crucial to cover at least two ENSO cycles in order to gain insight of how and why ENSO develops and how the seasonal cycle interacts with this development. Second, satellite data can only see but the ocean skin. Yet, studies of ENSO mechanisms such as delayed action oscillator in the Pacific demand a knowledge of the ocean upper structure in order to study how the coupled ocean-atmosphere instabilities occur.

The TOGA-TAO network has demonstrated the ability to provide what satellites have not been able to provide in the tropical Pacific: that is, long time series and basin-wide structure of the upper ocean (as well as

ANNEXE 2

surface winds) needed to study the coupled ocean-atmosphere behavior during ENSO. As part of the TOGA program, this network was conceived to provide the scientific background for designing an observing and data transmission system for operational prediction. Given the sensitivity of initial conditions in coupled model predictions, TOGA-TAO is expected to supply basin-wide source of reliable information for the upper structure and surface winds in the equatorial band.

BMP noted that access to gridded fields of TOGA-TAO data had permitted their intercomparisons with TOPEX on the basin scale. This is absolutely essential to provide a basin-wide view of the upper ocean dynamics of the wave guide and the evolution of ENSO events. Within this latitudinal band, it is found that although comparisons of TOGA-TAO/TOPEX gridded surface elevation and currents are good, some local discrepancies are present. These discrepancies mostly arise from the TOGA-TAO space/time coverage rather than from the data quality themselves. In our study, the gaps in the TOGA-TAO space-time structure were fairly limited and resulted in localized errors in the gridded DHA field. This served to highlight the importance of maintaining an homogeneous TOGA-TAO space/time distribution without which essential information may be lost as seen where the comparisons with TOPEX degraded significantly. It remains to be seen whether the changes in the space/time coverage of TAO observations impact short-term climate prediction when these observations are assimilated into a forecast system or, for that matter, what is the impact that the TOPEX/POSEIDON data might have.

ANNEXE 2

To this point, however, the overall quality of TOGA-TAO/TOPEX inter comparison has given confidence on the ability of both the TOGA-TAO network and the TOPEX/POSEIDON satellite to monitor ocean height and zonal geostrophic current evolution during ENSO. So far, TOGA-TAO dynamic heights have proved capable of depicting Kelvin wave structures essential for ENSO dynamics (Kessler and McPhaden, 1994). A further step must be taken to assess the ability of the TOGA-TAO meridional coverage to actually depict meridional structures of other long equatorial waves important for ENSO. In Boulanger and Menkes (1994), the two basin-wide TOGA-TAO and TOPEX data sets will be used in order to study and observe, in the real ocean, ocean wave dynamics of the 1992-1993 event relevant to the hypothesized delayed action oscillator.

ANNEXE 2

acknowledgements. The authors wish to thank E. Hackert for his expert advice on data processing and his numerous and helpful discussions. The authors are also very appreciative of the along-track TOPEX data provided to us by Chet Koblinsky and Brian Beckley. The TOPEX data processing could not have been carried out without the help and kindness of Christine Gaillard-Boone and Karen Settle. The processed current meter measurements at EQ/170°W were kindly provided by Dr. Bob Weisberg and Jeff Donovan. The TOGA-TAO data were provided by Mike McPhaden. TOGA-TAO dynamic heights were kindly (and repeatedly) given to us by Dai McClurg. Comments from Claire Périgaud, Gilles Reverdin, Michel McPhaden, Jojo Picaut and Pascale Delecluse were very helpful. Christophe Menkes and Antonio J. Busalacchi were supported by TOPEX Project Grant 665-55-24 and NASA RTOP 578-21-03 and Jean-Philippe Boulanger had basically to starve while being a scientific chauffeur fellow in the French army.

ANNEXE 2

REFERENCES

- Battisti D. S., Dynamics and thermodynamics of a warming event in a coupled tropical atmosphere-ocean model, *J. Atmos. Sc.*, 45, 2889-2819, 1988.
- Boulanger J-P., and C. Menkes, Propagations and reflections of Kelvin to third Rossby waves in the Pacific ocean as observed from TOPEX/POSEIDON and TOGA-TAO data during the November 1992-December 1993 ENSO period, manuscript in prep., 1994.
- Busalacchi A. J., M. J. McPhaden, and J. Picaut, Variability in equatorial Pacific sea surface topography during the verification phase of the TOPEX/POSEIDON Mission, *J. Geophys. Res.*, in press, 1994.
- Callahan P. S., TOPEX/POSEIDON Project, GDR User's Handbook, JPL, publication JPL D-8944 Rev. A, 1993
- Carton, J., and E. Hackert, Application of multi-variate statistical objective analysis to the circulation in the tropical ocean, *Dyn. Atmos. Oceans, Elsevier*, 13, 491-515, 1989.
- Cartwright D. E., and R. D. Ray, Oceanic altimetry, *J. Geophys. Res.*, 95, 3069-3090, 1990.
- Chao, Y., D. Halpern, and C. Périgaud, Sea surface height variability during 1986-1988 in the tropical Pacific ocean, *J. Geophys. Res.*, 98, 6947-6959, 1993.
- Delcroix, T., J.-P. Boulanger, F. Masia, and C. Menkes, GEOSAT-derived sea-level and surface-current anomalies in the equatorial Pacific, during the 1986-1989 El Niño and La Niña, *J. Geophys. Res.*, in print 1994

ANNEXE 2

- Freitag H., M. McPhaden, and A. Shepherd, Equatorial current and temperature data: 108°W to 110°W, October 1979 to November 1983, *NOAA data report ERL PMEL-17*, 99 pp, Pac. Mar. Environ. Lab., Seattle, Washington, 1987.
- Hayes, S. P., L. J. Mangum, J. Picaut, A. Sumi, and K. Takeuchi: TOGA-TAO: A moored array for real-time measurements in the tropical Pacific ocean, *Bull. Am. Met. Soc.*, 72, 3,339-347
- Kessler, W. S., Observations of long Rossby waves in the northern tropical Pacific, *J. Geophys. Res.*, 95, 5183-5219, 1990.
- Kessler W. S., and M. J. McPhaden, Equatorial waves and the dynamics of the 1991-1993 El Niño, submitted to *J Climate*, 1994
- McPhaden M. J., TOGA-TAO and the 1991-93 El Niño-Southern Oscillation event, *Oceanography*, 6, 36-44, 1993.
- Menkes C., A. J. Busalacchi, and E. Hackert, Influence of TOGA-TAO winds on ENSO simulations, manuscript in preparation
- Mitchum G. T., Comparison of TOPEX sea surface heights and tide gauge sea levels, *J. Geophys. Res.*, 99, 1994 (in press)
- Perigaud C., Sea-level oscillations observed with GEOSAT along the two shear fronts of the Pacific North Equatorial Countercurrent, *J. Geophys. Res.*, 95, 7239-7248, 1990.
- Picaut J., ?, Open-ocean validation of TOPEX/POSEIDON sea-level in the western equatorial Pacific, *manusc. in prep.*, 1994
- Picaut, J., and T. Delcroix, Equatorial wave sequence associated with warm pool displacements during the 1986-1989 El Niño-La Niña, submitted to *J. Geophys. Res.*, 1994.

ANNEXE 2

- Picaut J., and R. Tournier, Monitoring the 1979-1985 Equatorial Pacific Currents Transports With Expendable Bathythermograph Data, *J. Geophys. Res.*, **96**, 3263-3277, 1991.
- Picaut J., A. J. Busalacchi, M. J. McPhaden, and B. Camusat, Validation of the geostrophic method for estimating zonal currents at the equator from GEOSAT altimeter data, *J. Geophys. Res.*, **95**, 3015-3024, 1990.
- Picaut J., S. P. Hayes, and M. J. McPhaden, Use of geostrophic approximation to estimate time-varying zonal currents at the equator, *J. Geophys. Res.*, **94**, 3228-3236, 1989.
- Ray R. D., B. V. Sanchez, and D. E. Cartwright, Some extensions to the response method of tidal analysis applied to TOPEX altimetry, AGU, spring meeting, 1994.
- Reverdin G., C. Frankignoul, and M. J. Mcphaden, Seasonal variability of the surface currents of the equatorial Pacific, *J. Geophys. Res.*, **99**, 323-344, 1994.
- Sprintall J., and G. Meyers, An optimal XBT sampling network for the eastern Pacific Ocean, *J. Geophys. Res.*, **96**, 539-552, 1991.
- Shrama E. J. O., and R. D. Ray, A preliminary tidal analysis of TOPEX altimetry, *J. Geophys. Res.*, **99**, 1994 (in press).
- Zebiak, S. E., and M. A. Cane, A model El Niño-Southern Oscillation, *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 2262-2278, 1987.

FIGURE CAPTIONS

Fig. 1: Locations of tide gauges, TOGA-TAO moorings (black dots) and TOGA-TAO moorings with current measurements (stars). Small dots indicate TOGA-TAO locations where dynamic height time series have less than 23 10-day bins (half the period under study).

Fig. 2a, b and c: Correlation maps of TOPEX using Schwidersky (a), Cartwright and Ray (b) and Ray (c) tide models. Dashed lines indicate correlations lower than 0.5.

Fig. 3a: Standard deviation of TOPEX sea-level anomalies in cm.

Fig. 3b: Standard deviation of TOGA-TAO dynamic height anomalies in cm.

Fig. 4a: Correlation between 70-day filtered TOPEX sea-level anomalies and TOGA-TAO dynamic height anomalies. Dashed lines indicate correlations lower than 0.5. Crossed regions represent regions where STD of TOPEX SLA or TOGA-TAO SLA are lower than 2 cm.

Fig. 4b: Root mean square differences (RMSD) between TOPEX sea-level anomalies and TOGA-TAO dynamic height anomalies in cm.

Fig. 5a: Correlation between TOPEX and TAPEX sea-level anomalies. Dashed lines indicate contour lower than 0.5

Fig. 6: Left panels: time series of derived zonal current (dashed curve for TOPEX without any along-track filter and dotted curve for along-track filtered TOPEX) versus observed zonal current (plain curve) at EQ/110°W (upper panel), EQ/140°W, EQ/170°W and EQ/165°E (lower panel). Right panels: for these same locations, time series of in-situ currents (plain curves) are plotted against TOGA-TAO derived currents from the TOGA-TAO gridded SLA (dashed curves) and TOGA-TAO derived currents from moorings at 2°S, EQ and 2°N (dotted curve).

ANNEXE 2

Fig. 7a: Correlation map between TOPEX and TOGA-TAO derived zonal geostrophic current anomalies (ZCA). Dashed lines indicate correlations lower than 0.5.

Fig. 7b: Root mean square differences (RMSD) between TOPEX and TOGA-TAO derived zonal geostrophic current anomalies in cm/s.

Fig. 7c: Standard deviation of TOGA-TAO derived zonal geostrophic current anomalies in cm/s.

Fig. 7d: Standard deviation of TOPEX derived zonal geostrophic current anomalies in cm/s.

Fig. 8a: Correlation map between TAPEX and TOGA-TAO derived zonal geostrophic current anomalies. Dashed lines indicate correlations lower than 0.5.

Fig. 8b: Root mean square differences between TAPEX and TOGA-TAO derived zonal geostrophic current anomalies in cm/s.

Table 1: Comparisons of TOPEX, TOGA-TAO derived zonal geostrophic current anomalies versus *in-situ* zonal currents anomalies. Computed at each site is the correlation coefficient cor , its significance (S), the STD of the TOPEX or TOGA-TAO (std_t) and *in situ* (std_i) measurements, their ratio (T/I), and their root mean square differences ($rmsd$) and number (N) of common number of points in cycles. Units are cm/s for std and $rmsd$.

ANNEXE 2

ZONAL GEOSTROPHIC CURRENT STATISTICS

DATA	LOCATION	N	cor	std _t	std _j	T/I	rmsd	S
TAO	0°-165°E z=50m	43	0.23	12.	25.	0.5	25	**
TOPEX ALONG-TRACK FILT.		43	0.88	26.	25.	1.0	13.	99
TOPEX		43	0.83	25.	25.	1.0	15.	99
TAO	0°-170°W z=30m	47	0.73	16.	14	1.1	12	99
TOPEX ALONG-TRACK FILT.		47	0.77	20.	14.	1.4	13.	99
TOPEX		47	0.73	19.	14.	1.4	13.	99
TAO	0°-140°W z=25m	38	0.78	24.	26.	0.9	16.	99
TOPEX ALONG-TRACK FILT.		38	0.77	26.	26	1.0	17.	99
TOPEX		38	0.74	26.	26.	1.0	19.	99
TAO	0°-110°W z=25m	22	0.97	30	26	1.1	14	99
TOPEX ALONG-TRACK FILT.		22	0.95	27	26	1.0	8.	99
TOPEX		22	0.95	29	26	1.1	9.	99

ANNEXE 3

ANNEXE 3

LOCATIONS OF TOGA-TAO MOORINGS/CURRENT METERS

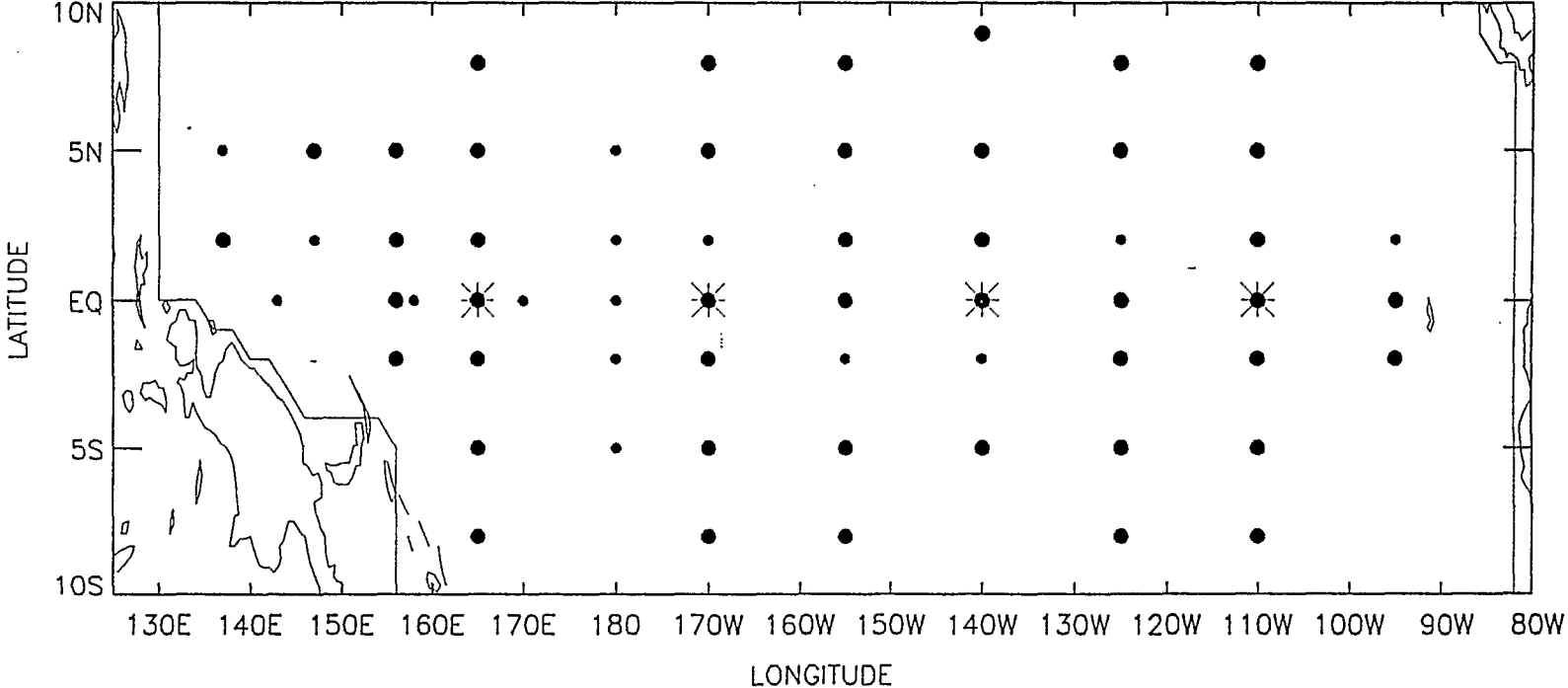


FIGURE 1

CORRELATIONS TOPEX SLA. (SCHWIDERSKI TIDE MODEL) / TOGA-TAO DHA.

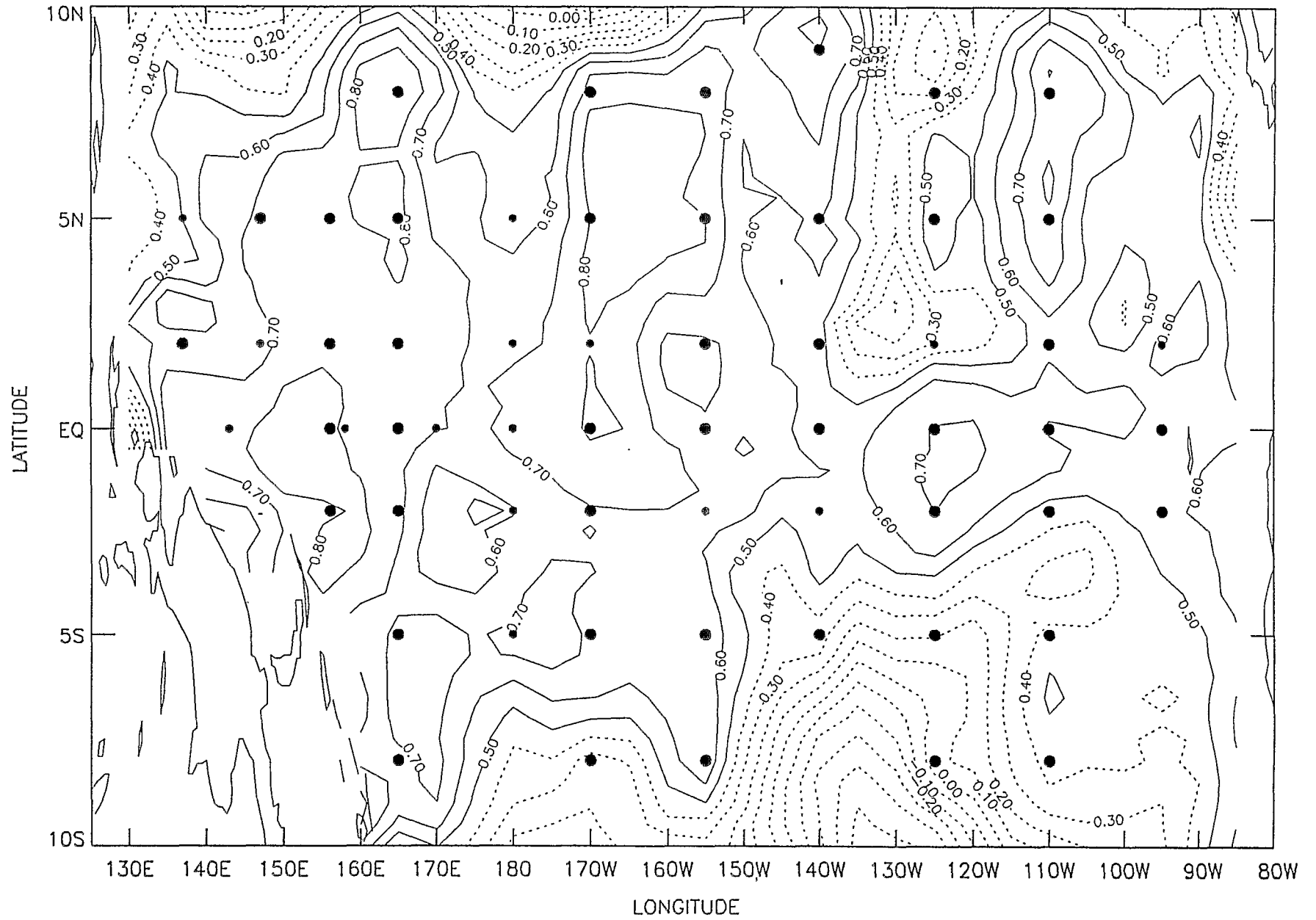


FIGURE 2A

CORRELATIONS TOPEX SLA. (RAY TIDE MODEL) / TOGA-TAO DHA.

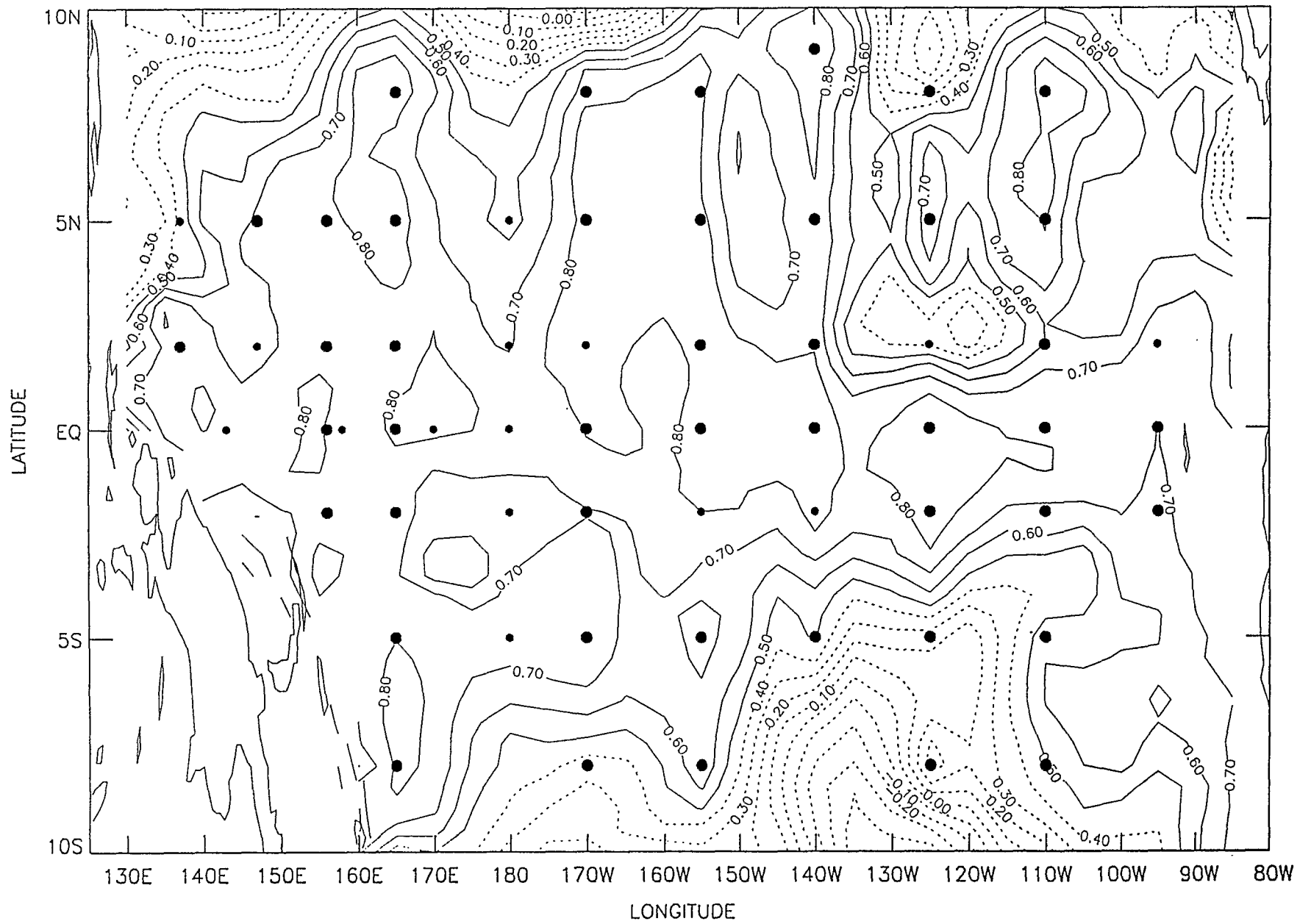


FIGURE 2C

CORRELATIONS TOPEX SLA. (CARTWRIGHT-RAY TIDE MODEL) / TOGA-TAO DHA.

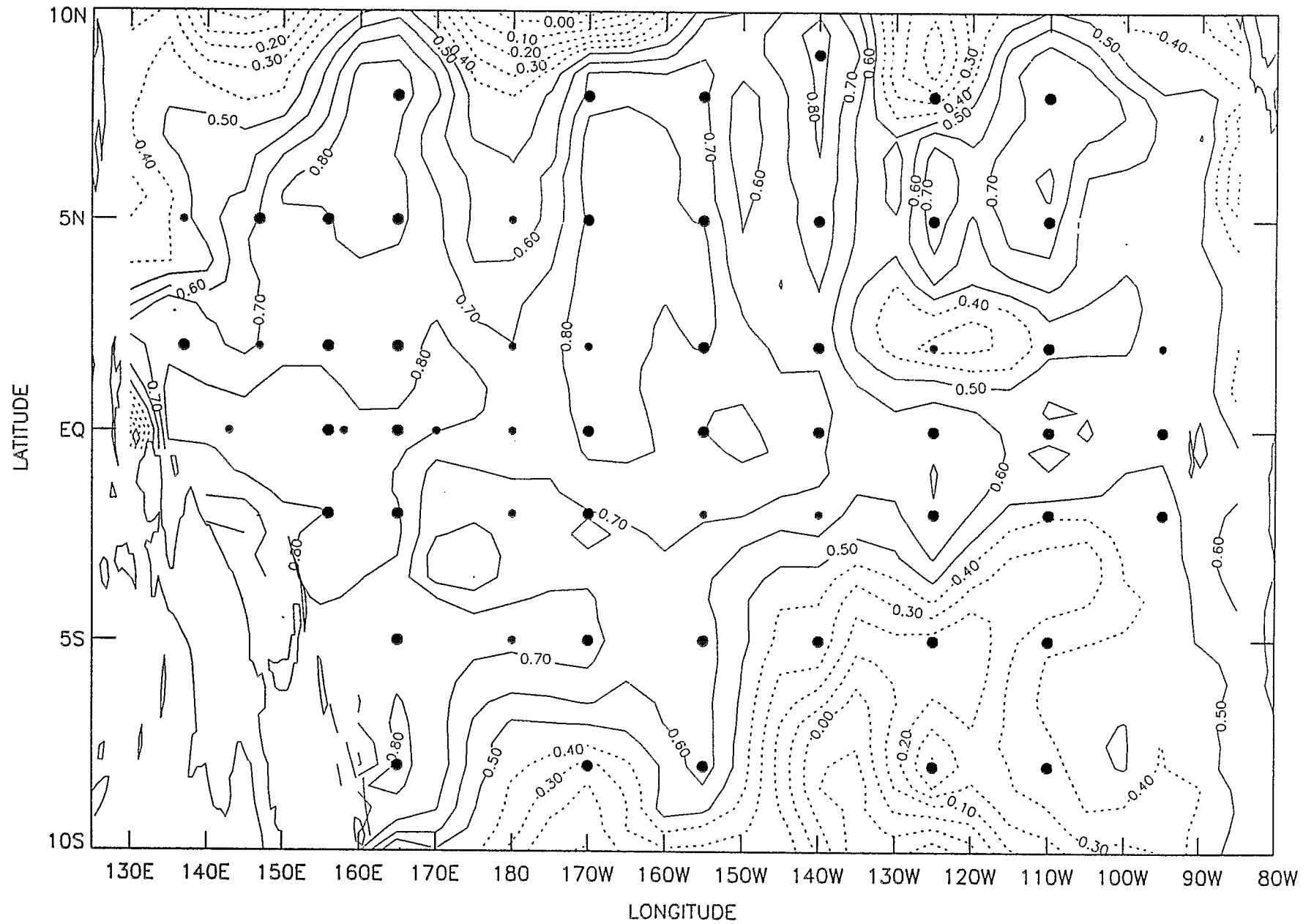


FIGURE 2B

STD TOGA-TAO DHA.

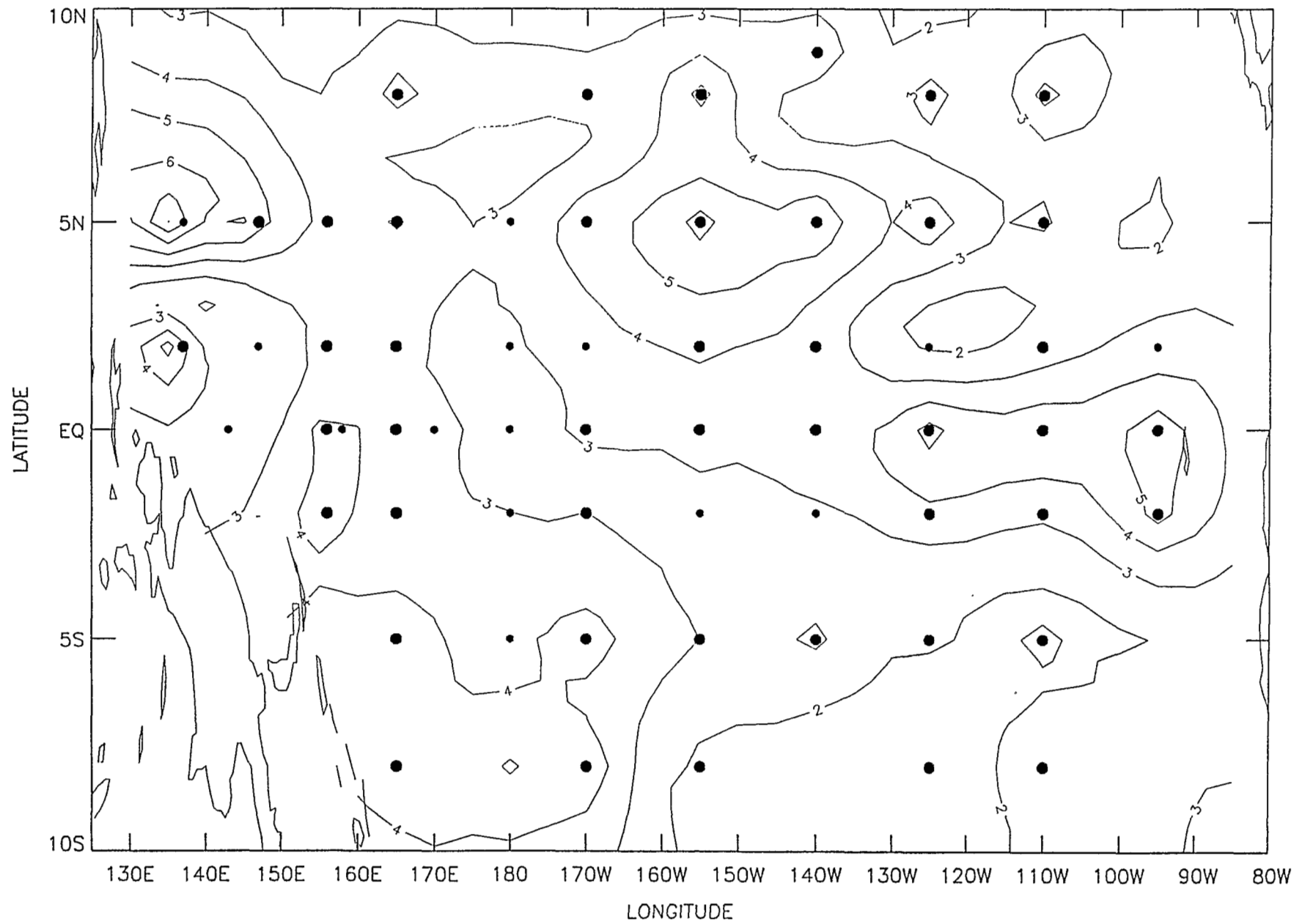


FIGURE 3B

STD TOPEX SLA.

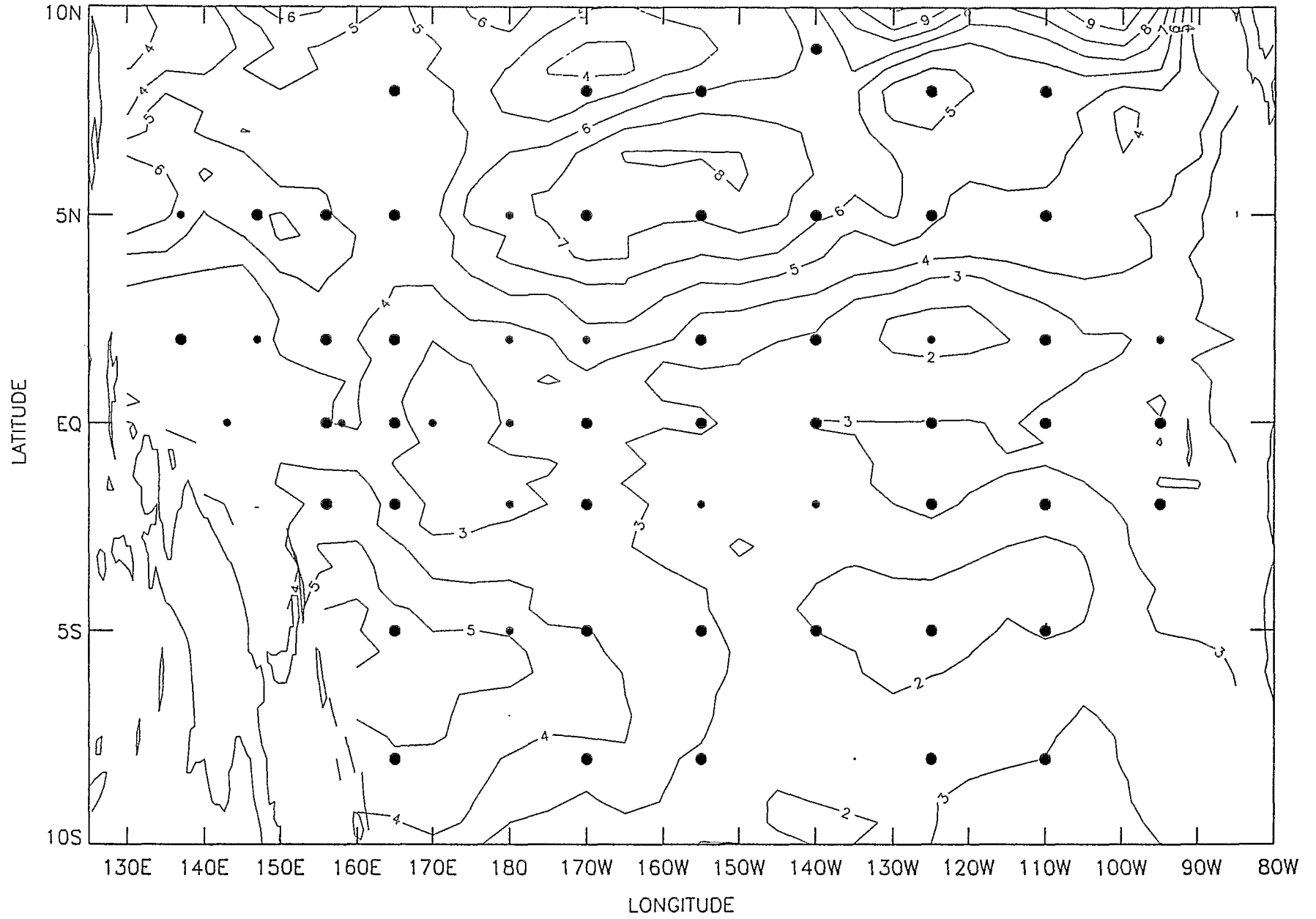


FIGURE 3A

CORRELATIONS TOPEX SLA / TOGA-TAO DHA

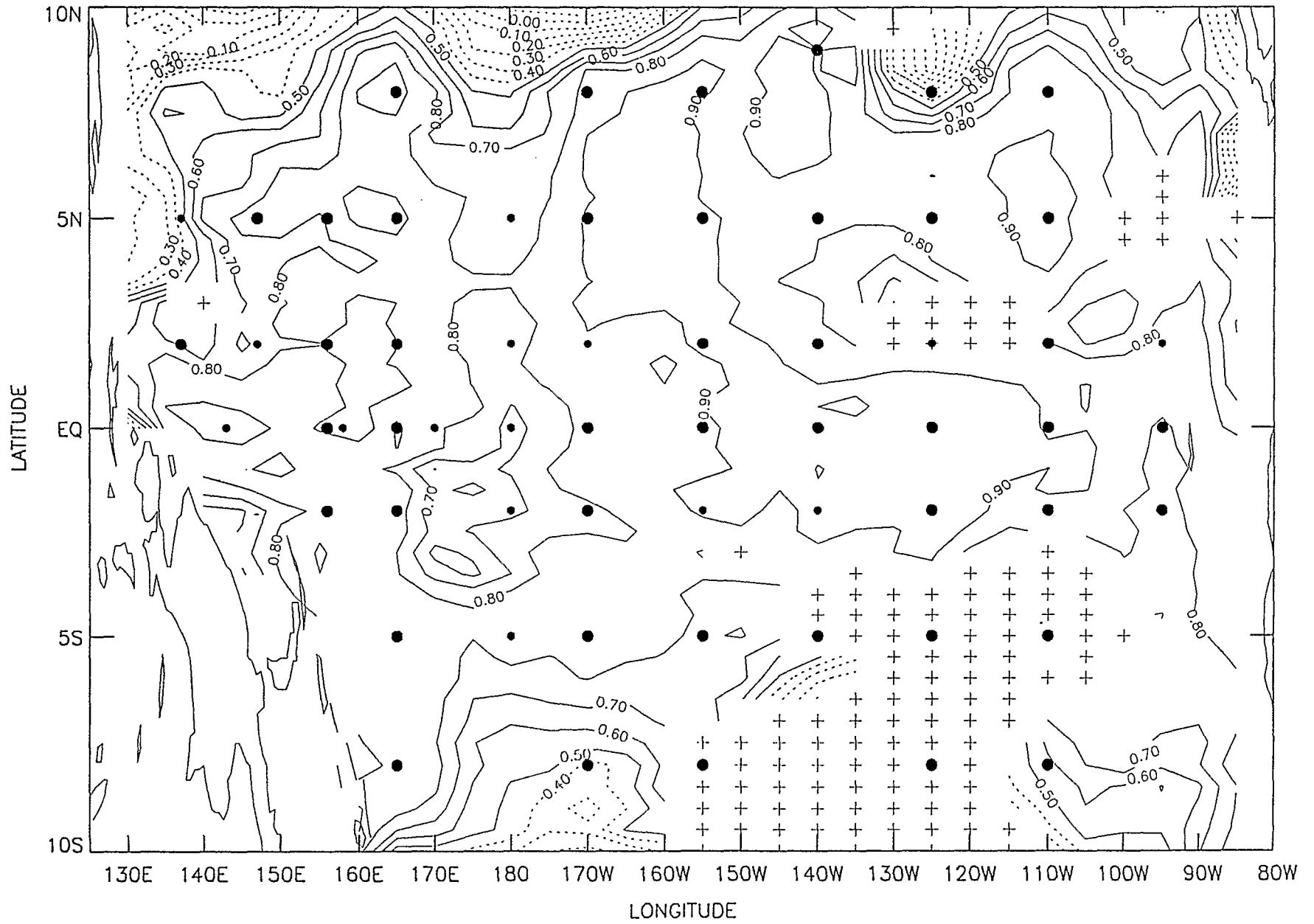


FIGURE 4A

RMS TOPEX SLA /TOGA-TAO DHA.

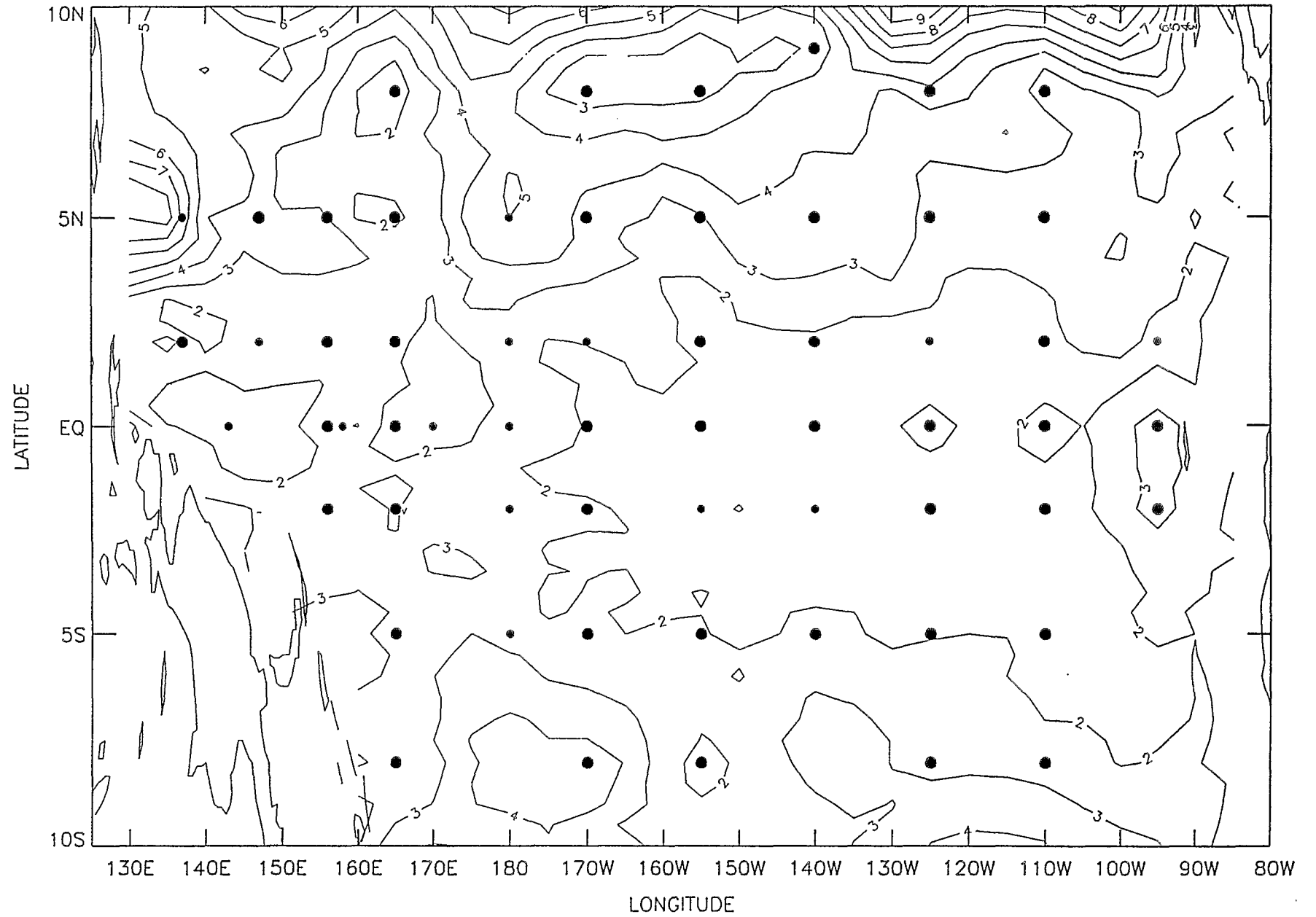


FIGURE 4B

CORRELATIONS TOPEX/TAPEX SLA

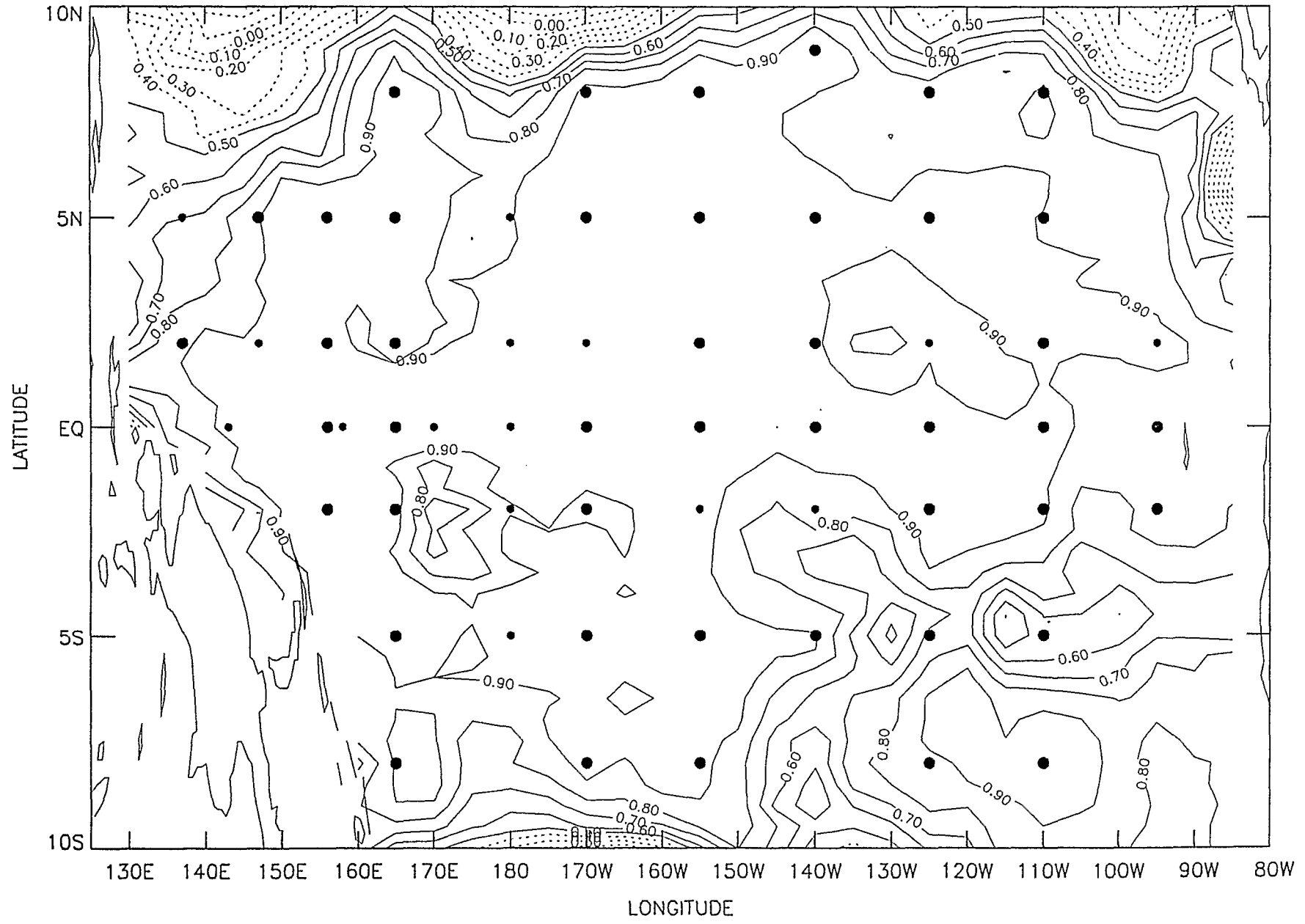


FIGURE 5A

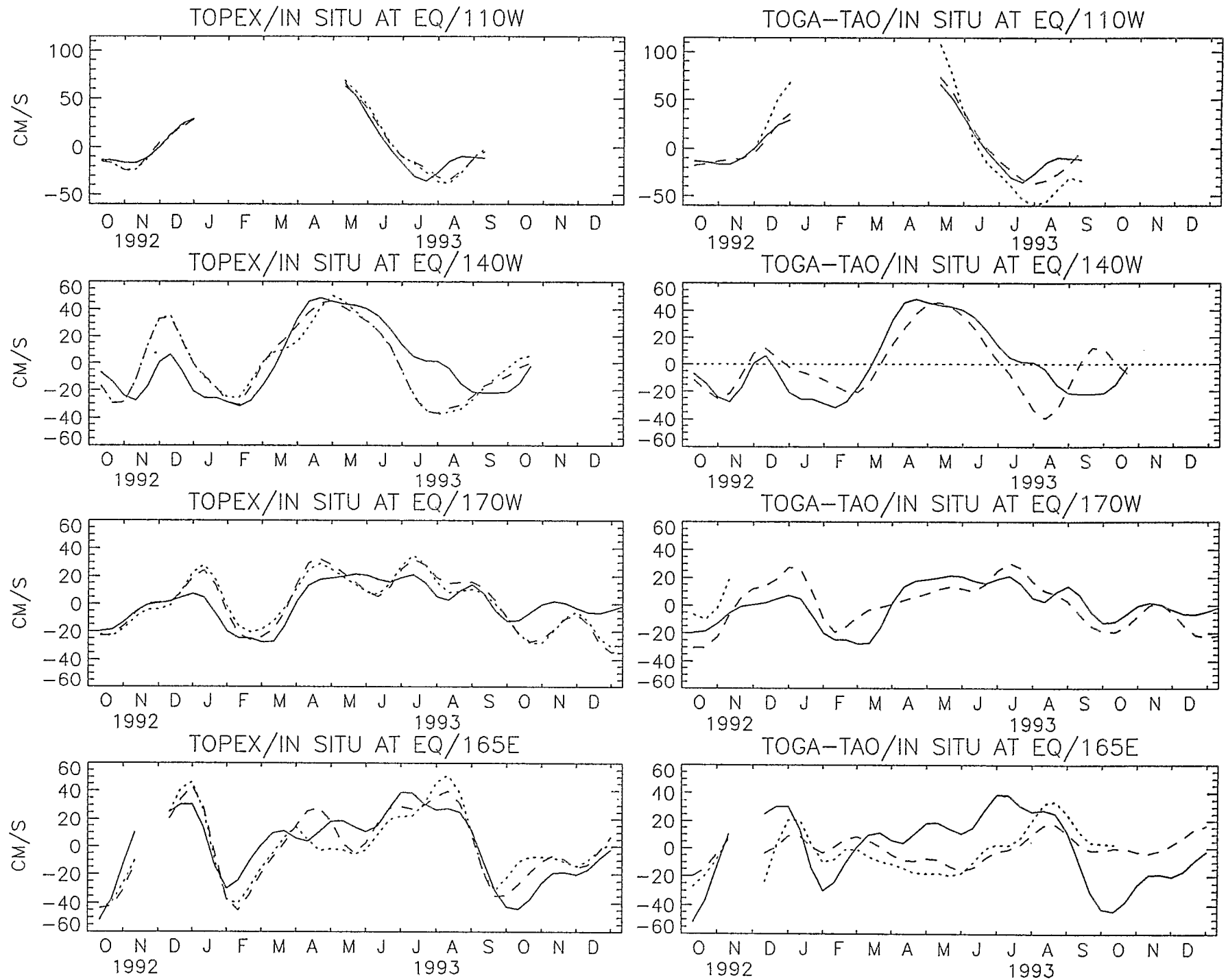


FIGURE 6

CORRELATIONS TOPEX ZCA/TOGA-TAO ZCA

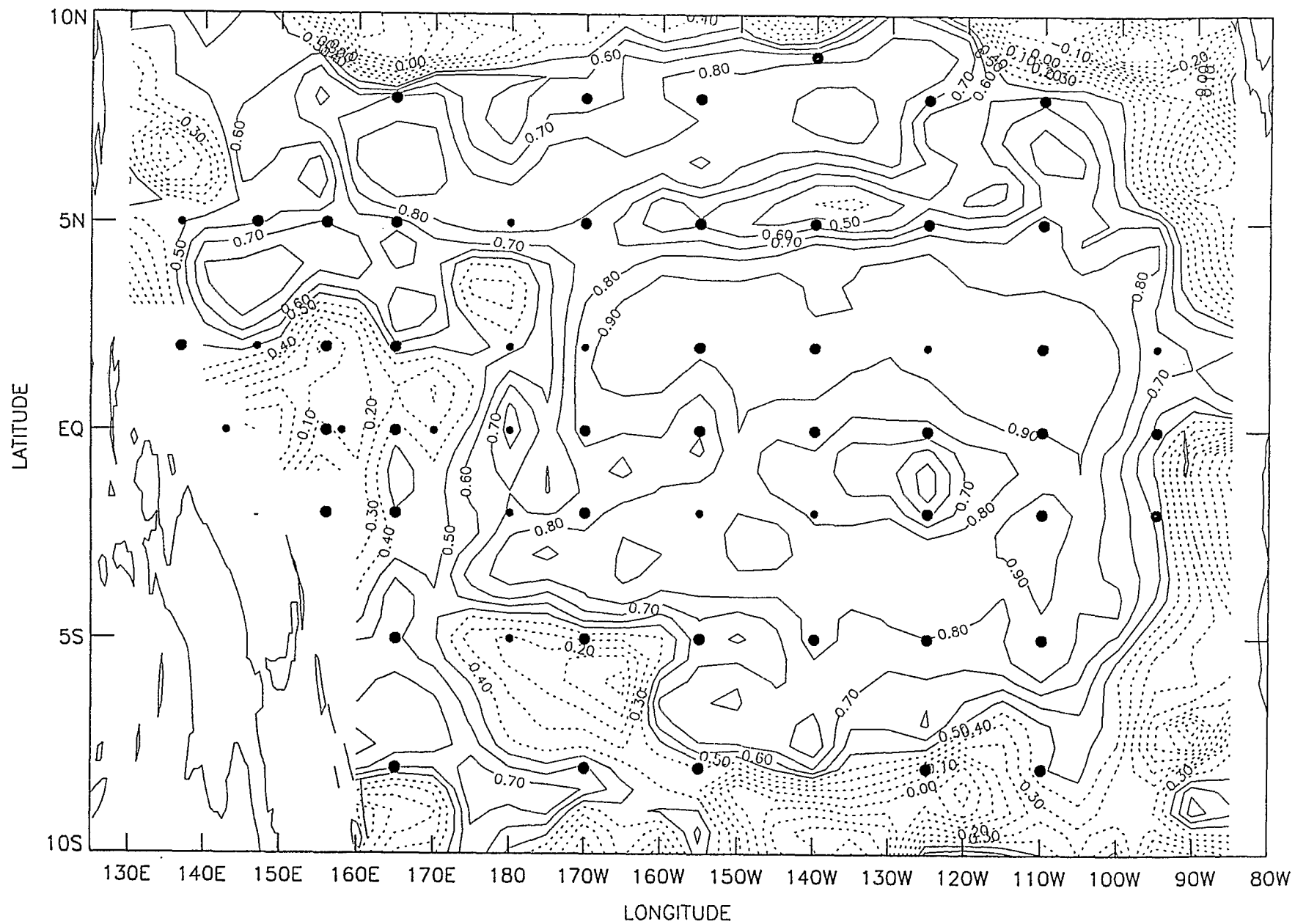
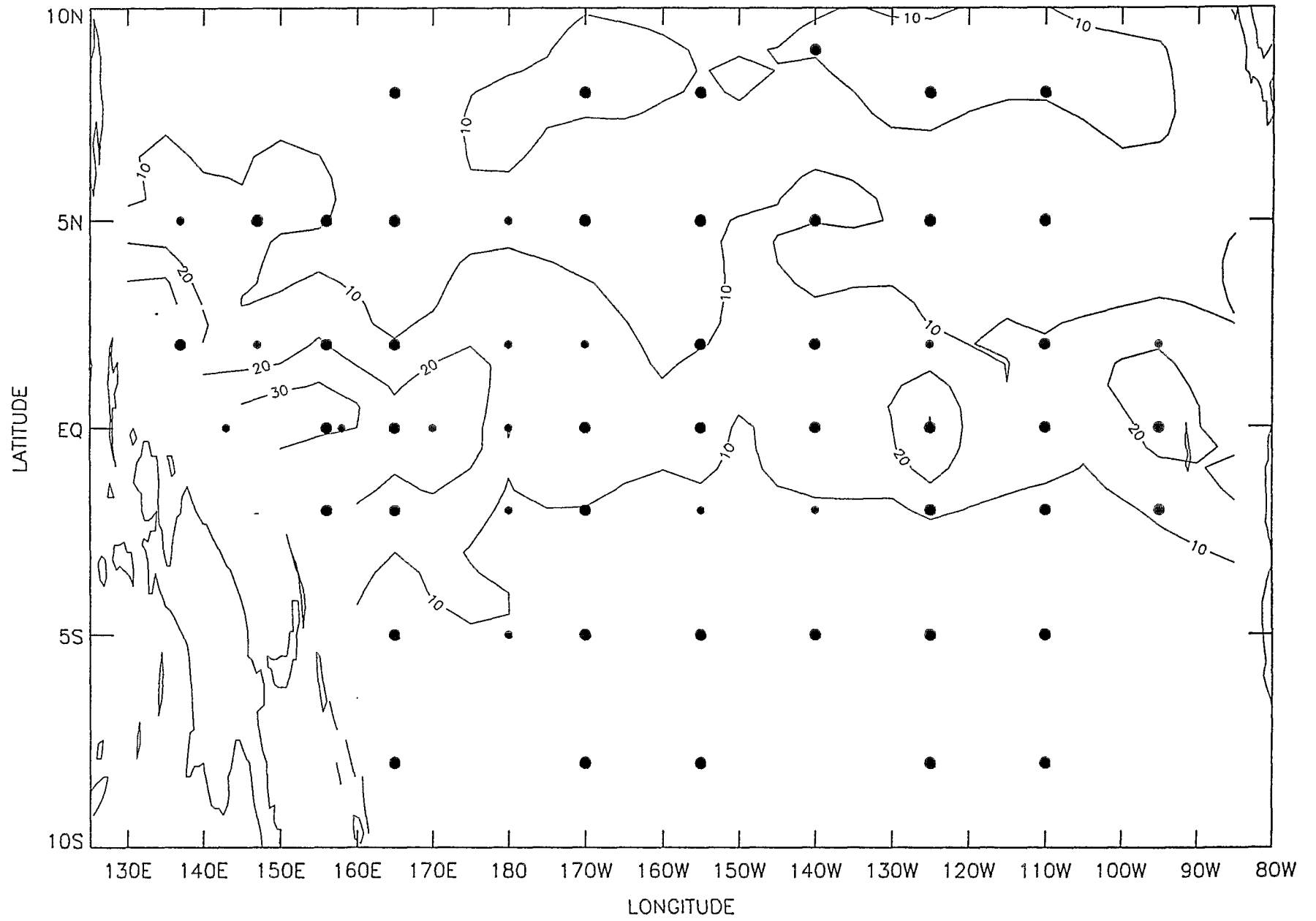


FIGURE 7A

RMS TOPEX ZCA/TOGA-TAO ZCA



FIGURF 7R

STD TOGA-TAO ZCA

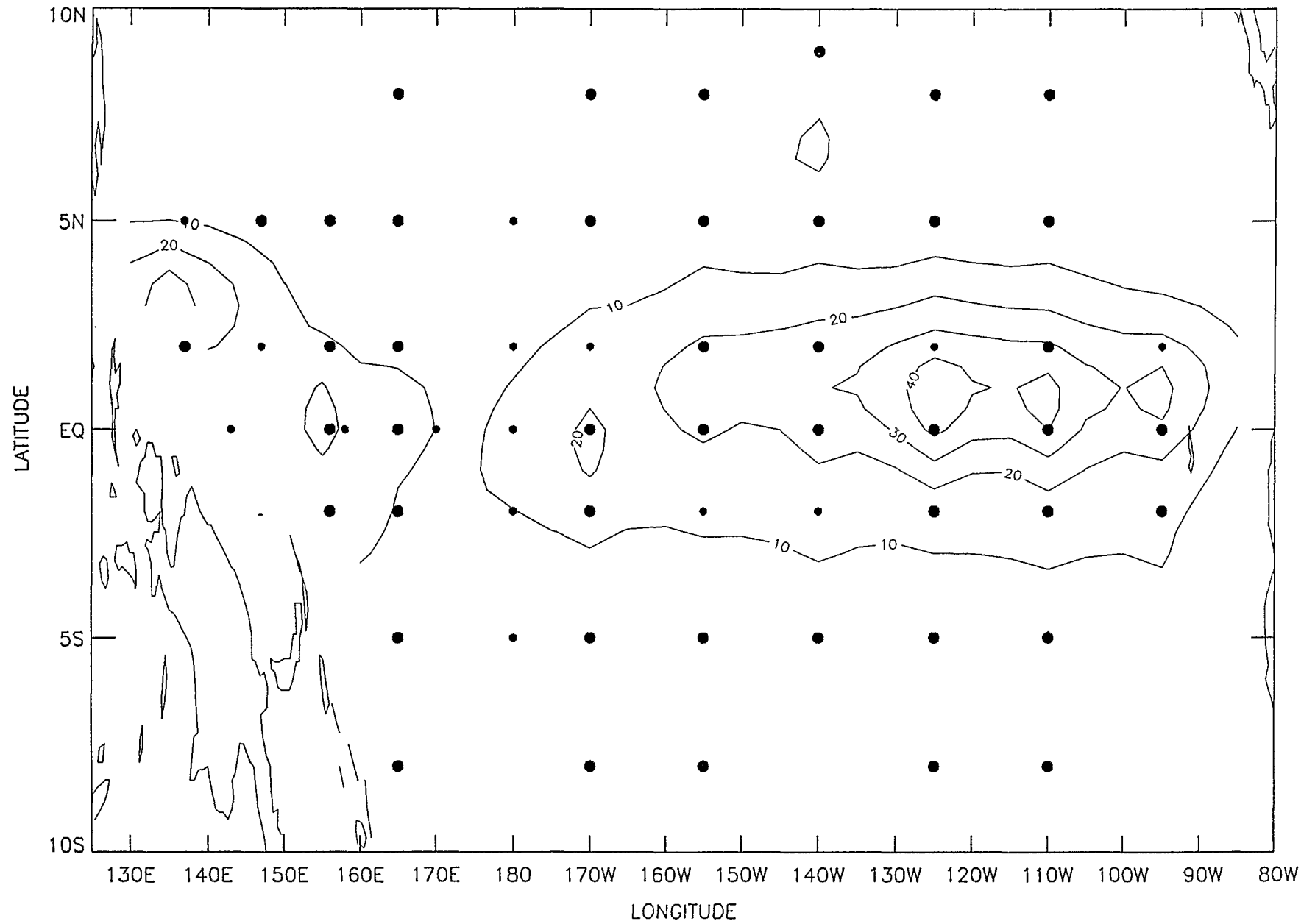


FIGURE 7C

STD TOPEX ZCA

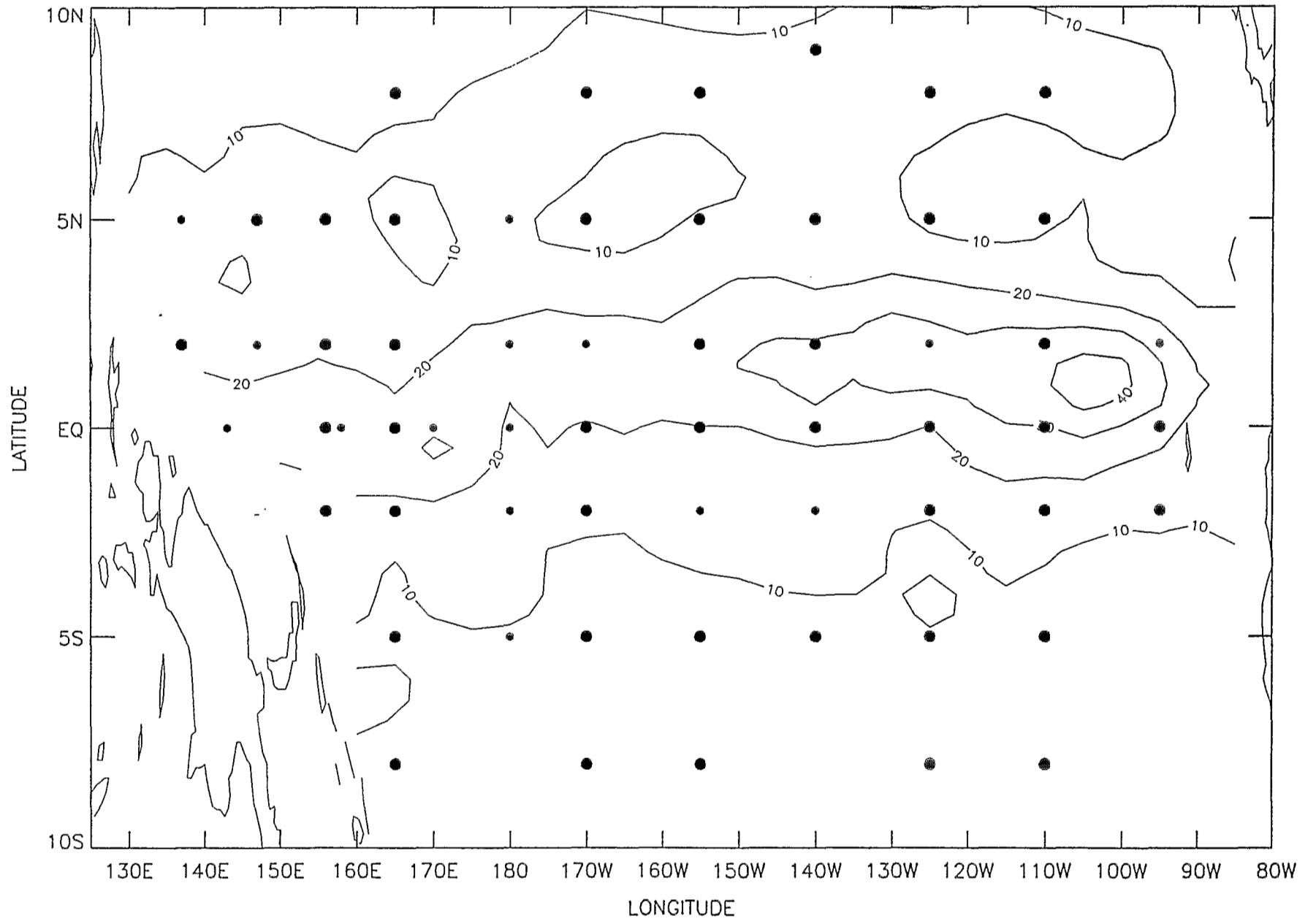


FIGURE 7D

CORRELATIONS TOPEX/TAPEX ZCA

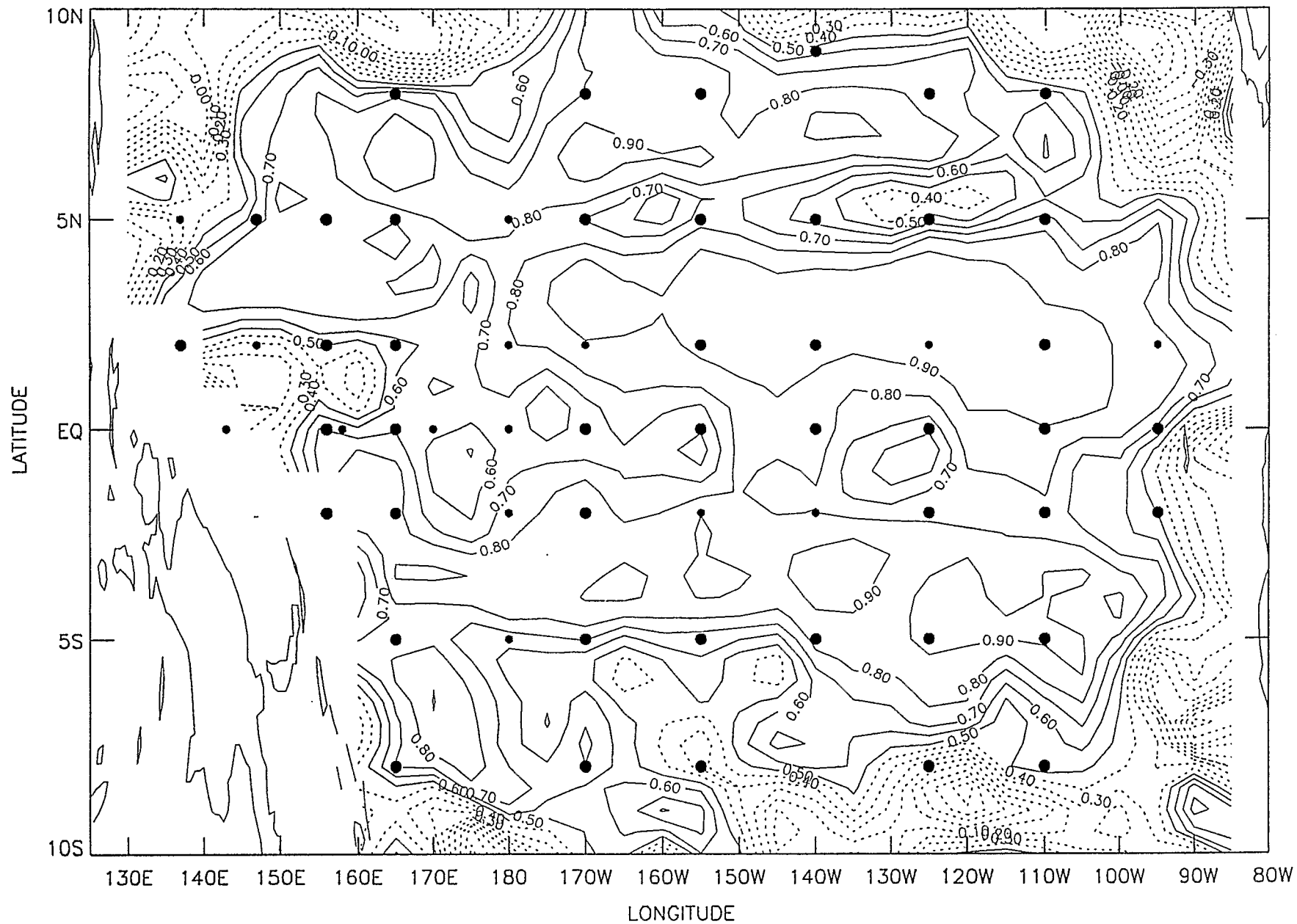


FIGURE 8A

RMS TOPEX/TAPEX ZCA

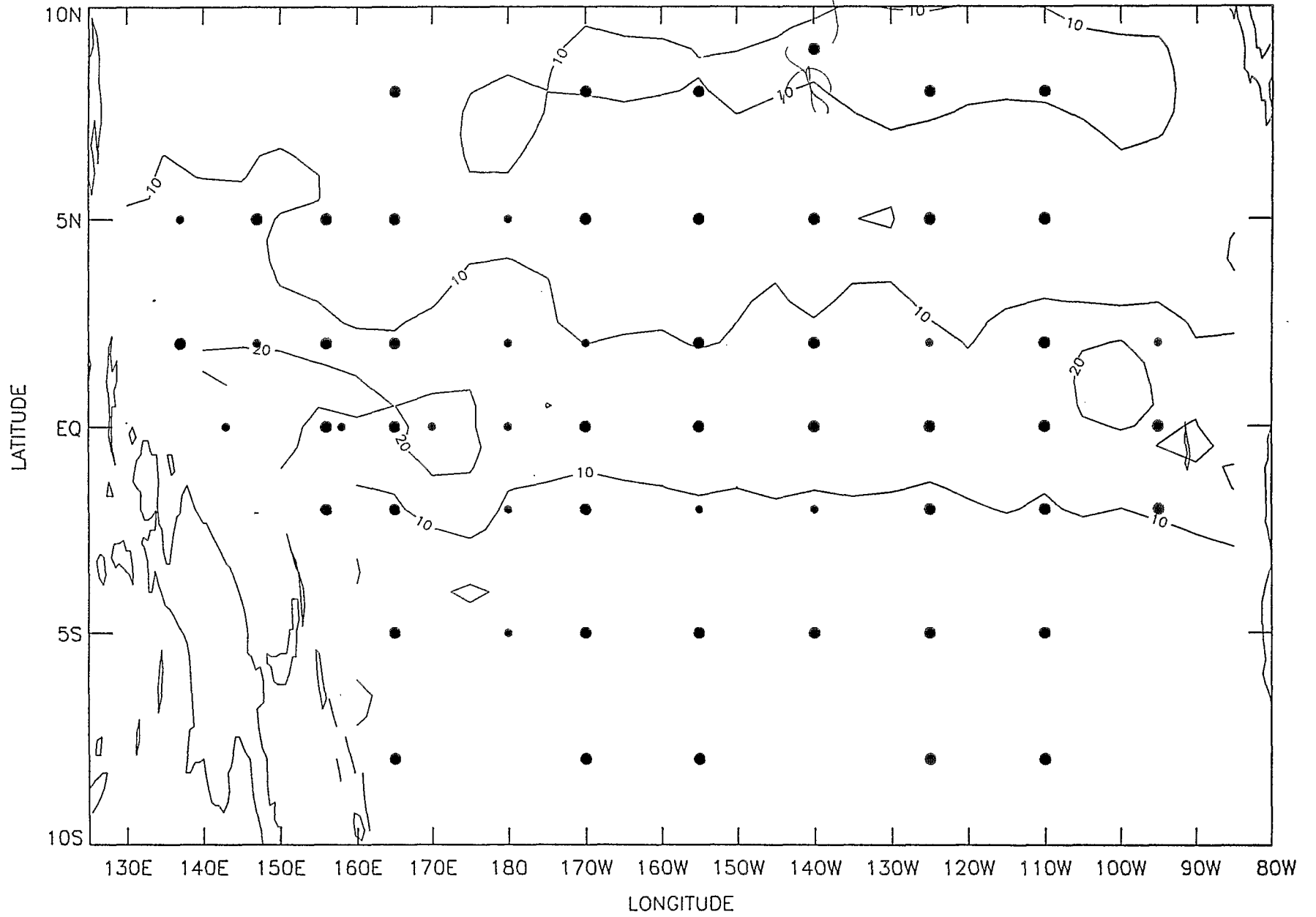


FIGURE 8B

Dissipation in a Pacific Equatorial Long Wave Model

Introduction

The importance of long equatorial waves in the development of El Niño has been widely recognized since the seminal works of Wyrtki (1975) and McCreary (1976). Equatorial-ocean linear models, forced by observed winds, have been quite successful in reproducing the major sea-level signature of El Niño (see, e.g., Busalacchi *et al.*, 1983). This event is the result of an intrinsic coupling between tropical ocean and atmosphere (El Niño-Southern Oscillation, or ENSO), and both simple and complex coupled ocean-atmosphere models have been developed to understand the phenomenon (McCreary and Anderson, 1991; Néelin *et al.*, 1992). Analyses of model solutions have led to several interesting ENSO theories, such as the delayed-action oscillator (Suarez and Schopf, 1988; Battisti and Hirst, 1989), in which equatorial Rossby and reflected Kelvin waves are important. Unstable coupled ocean-atmosphere modes therefore may be at the origin of ENSO. According to Wakata and Sarachik (1991), these modes are sensitive to the choice of Rayleigh friction.

Dissipation in the form of Rayleigh friction was introduced by Gill (1980) in an equatorial long-wave model. For a multiple-mode linear model, friction is usually taken as a vertical-mode dependent parameter (if possible based on physical assumptions) to allow separation into vertical modes (McCreary, 1981). Gent *et al.* (1983) discuss

the equivalence of horizontal and vertical damping with Rayleigh friction and its vertical-mode dependence. Through a model best fit of the observed semiannual zonal current oscillation in the equatorial Indian Ocean, the same authors found a first-vertical-mode decay time of two years. Without a better estimate of damping, many modelers have used a similar value for the Rayleigh-friction coefficient.

The purpose of our study is to estimate the Rayleigh-friction coefficient in an equatorial long-wave model, constraining sea-level results to best fit three independent observed sea-level data sets (tide gauges, moorings and GEOSAT). Following the results of Busalacchi and Cane (1985), where the addition of the third and fourth vertical modes does not add any constructive information to their model/data intercomparison, our study is done using two vertical modes, and without any *a priori* hypothesis on the dependence of the friction coefficient on mode number.

Data

The longest sea-level data set (1975-89) used in this study is deduced from daily means of tide-gauge measurements at 14 islands, situated mostly in the western Pacific (Figure 1). Between instrumental uncertainties, island and barometric effects, the error in sea-level estimates is of the order of a few centimeters.

Daily mean, surface dynamic-height fields, relative to 500 db, are derived from the temperature sensors of nine TOGA-TAO moorings and three current meter moorings (McPhaden and Hayes, 1990), using Levitus (1982) mean TS relations. Most of the dynamic-height time series cover the 1986-91 period, except at 0°-140°W and 0°-110°W, where they start in November 1983. The significance of these open-ocean time series is altered by several gaps and technical constraints (such as the use of a reference level, mean TS relations, and inadequate vertical temperature sampling), which probably result in error ranges at least equal to those of the tide-gauge measurements.

The GEOSAT altimetric sea-level data, resulting from the geodetic and exact-repeat missions, cover the April 1985 - October 1989 period over most of the tropical Pacific (Figure 1). There is a gap in the data from 30 September 1986 to 8 November 1986 between the two different missions, and there is serious data degradation after May 1989. This data set was built on a 8° longitude x 1° latitude grid and interpolated to daily values. Detailed information about data combination within the two missions, their corrections, and their processing can be found in Miller and Cheney (1990) and Cheney *et al.* (1991a). The improved water-vapor and orbit corrections result in an rms difference between monthly GEOSAT and island sea level of 3 to 4 cm (Cheney *et al.*, 1991b).

Model

The model is linear and forced by the observed wind-stress fields over the period 1961-91, and is described in detail in Cane and Patton (1984). Briefly, the linear shallow-water equations are solved on an equatorial β -plane, subject to the low-frequency long-wave approximation. Variables are calculated every 5 days and are located on a staggered grid of 2° longitude by 0.5° latitude within the model boundaries (Figure 1). The forcing is derived from the $2^\circ \times 2^\circ$ monthly pseudo-stress FSU (Florida State University) wind product (Goldenberg and O'Brien, 1981) through a drag coefficient C_D , and is then linearly interpolated to the model time and space grid. Changing the drag coefficient results in a proportional change in the amplitude of model solutions. These solutions are generated for the first and second vertical modes calculated from a specific vertical density profile. The total sea-level height field is found by summing the individual contribution of these two modes. Model wind-stress projections and internal-wave speeds are calculated from several types of vertical density profiles. Levitus (1982) profiles, representative of the mean condition along the Pacific equator, and instantaneous profiles taken during the ALIZE2 cruise (Eldin *et al.*, 1992) are used.

Model-data Adjustment

The linear model forced by FSU monthly wind stress cannot reproduce oceanic phenomena with periods lower than two months. Therefore a 95-day Hanning filter is used in order to remove the observed 40-60 day and 20-30 day waves from the sea-level data. A Levitus density profile of the central Pacific is selected first. The corresponding phase speeds are $c_1 = 2.45 \text{ m s}^{-1}$ for mode 1, and $c_2 = 1.51 \text{ m s}^{-1}$ for mode 2. Our approach is to find the optimal fit between model and observed series by tuning the drag coefficient (C_D) and the decay times for the first (T_1) and second (T_2) vertical modes.

For the purpose of our study, we define cor as the global correlation coefficient (sums are made on space and time) and rms as the global rms difference between model and observations, both scaled to the global standard deviation of the observed series. We also define the global scaled standard deviation

(σ_{sc}) as the ratio of the global standard deviations of the modeled and observed series (i.e., the ratio of their amplitudes). Since C_D directly acts on the amplitude of the model, we can write

$$\sigma_{sc} = \alpha C_D, \quad (1)$$

where α is a function only of T_1 and T_2 . Basic algebra shows that the quantities cor , Δrms , and σ_{sc} are dependent through the relation

$$(\Delta rms)^2 = \sigma_{sc}^2 - 2\sigma_{sc} cor + 1. \quad (2)$$

Since cor is only a function of T_1 and T_2 , Δrms is a function of T_1 , T_2 , and C_D .

The best fit between the modeled and observed series is achieved for maximum of cor and minimum of Δrms . For fixed values of T_1 and T_2 (i.e., for a given cor), the minimum of Δrms in (2) is equal to $\sqrt{1-cor^2}$ when $\sigma_{sc} = cor$. According to (1), the only way to get $\sigma_{sc} = cor$ is to tune C_D so that $C_D = cor/\alpha$, which is now a function of (T_1, T_2) . In order to find the maximum of cor , the calculation is then reiterated for T_1 and T_2 , varying from very viscous (11 days) to inviscid (32 years) cases. At the maximum of cor , Δrms , which is equal to $\sqrt{1-cor^2}$, reaches its absolute minimum.

Figure 2 presents, for fixed values of T_1 , T_2 , and C_D , the spatial distribution of the correlation coefficients in time between model and GEOSAT sea level. It shows that the lowest correlations are mostly located around the ITCZ (Inter-Tropical Convergence Zone) and SPCZ (South Pacific Convergence Zone). In order for the global correlation coefficient to be significant, the following method is used. At each data point, the maximum of correlation in time is estimated among all the values of correlation in time calculated for various couples (T_1, T_2) . If this maximum of correlation is not significant at 90% (following the significance method of Sciremammano, 1979), the corresponding data point is not taken into account in further calculations. With this criterion at hand, all tide gauges and moorings and 80% of GEOSAT grid points are retained.

The global correlation coefficient and drag coefficient are shown in Figure 3 as functions of T_1 and T_2 for each data set. The maximum of correlation coefficient gives close (T_1, T_2) for tide gauges and GEOSAT. For tide gauges, T_1 is around 7 months and T_2

is lower than 4 months; for GEOSAT, T_1 is around 5 months and T_2 is lower than 2 months. Results for the moorings are somewhat different, with a maximum of correlation coefficient for T_1 around 2 months and for T_2 around 4 months.

If one assumes that higher vertical modes will experience more frictional damping, T_2 should be lower than T_1 , which is not the case for the mooring data. One reason for this discrepancy might be that surface dynamic height relative to 500 db does not take into account all the vertical information of the first baroclinic mode and probably gives too much weight to the second mode. Another reason is that the mooring data are restricted to specific locations. To test the latter hypothesis, a correlation analysis was performed with GEOSAT data series interpolated to the mooring positions. The results for the maximum of correlation are the same as the global GEOSAT results. Thus, we conclude that the discrepancy is due to the mooring locations, and therefore give more credit to the tide gauge and GEOSAT results. In the following, then, we use decay times of 5 months for the first mode and 3 months for the second mode. From this estimation of (T_1, T_2) , the right panel of Figure 3 gives a drag coefficient of 1.8, 1.5, and 1.4×10^{-3} , respectively, for tide gauges, moorings, and GEOSAT. Finally, this method allows an estimate of a mean C_D of 1.6×10^{-3} .

All of the previous analyses were performed with a specific Levitus vertical density profile from the central Pacific. It is important to test the sensitivity of the results to the choice of profile. Five other mean Levitus profiles and five instantaneous profiles, taken during the ALIZE2 cruise, were selected all along the equator. Correlation analyses with these various profiles show no significant difference in the decay-time results. The extreme values of the first vertical mode phase speed among these profiles are 2.1 m s^{-1} and 2.8 m s^{-1} . Given our estimation of decay times, the phase differences induced in the model solutions by these extreme phase speeds cannot be significantly resolved by the use of monthly FSU wind stress, which results in an uncertainty of at least 15 days.

Discussion and Conclusions

Sea level determined from a linear, equatorial long-wave model are correlated

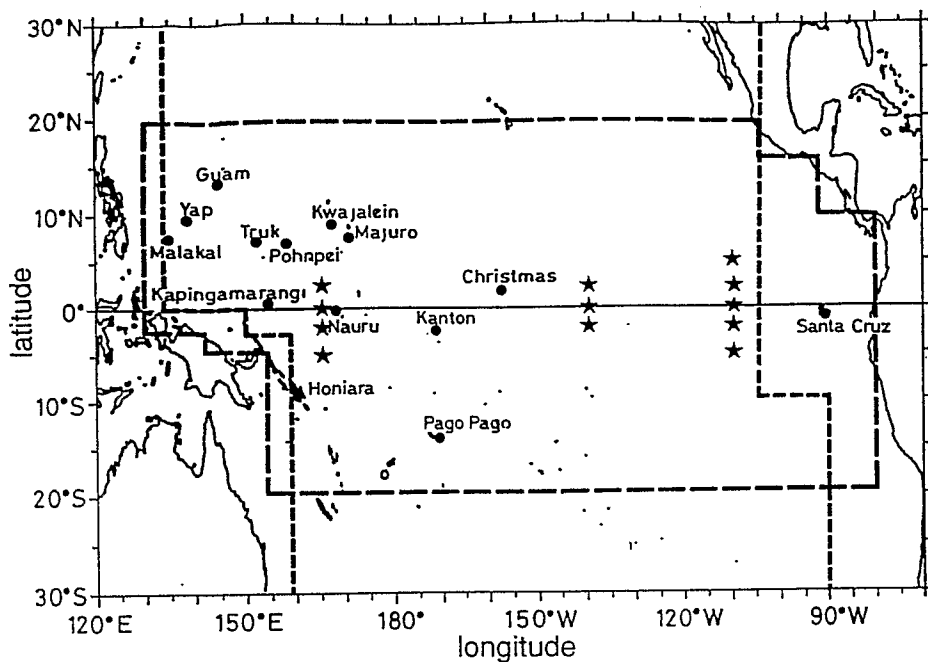


Figure 1. Location of moorings (stars) and island tide gauges (black dots). Broken lines represent the limits of available GEOSAT data, and long broken lines denote the model boundaries.

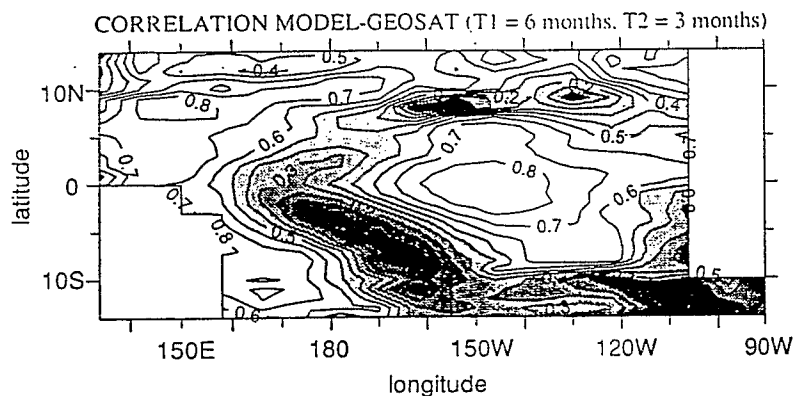


Figure 2. Correlation coefficients in time between modeled and GEOSAT sea-level time series for fixed values of T_1 , T_2 , and C_D .

with three independent *in situ* measurements (tide gauges, moorings, and GEOSAT) in order to estimate Rayleigh-friction coefficients (i.e., decay times) of the first and second vertical modes. The method of comparison is based on the determination of the maximum of correlation coefficients and simultaneous minimum of rms difference between modeled and observed time series, which in addition results in the estimation

of a drag coefficient. Our results lead us to conclude that the best-fit parameters are $T_1 = 5$ months, $T_2 = 3$ months, and $C_D = 1.6 \times 10^{-3}$.

All of our previous correlations were done with modeled and observed series filtered with a 95-day Hanning filter. A test with several low-pass filters (up to 1 year) reveals a small shift in the first-mode decay time result (up to 7 months for a 1-year

filter). This small tendency may reflect that low-frequency phenomena are less damped than high-frequency ones. Therefore, we suggest that $T_1 = 6$ months and $T_2 = 3$ months may be more accurate estimates for the decay time scales.

For these values of T_1 and T_2 , cor and Δrms are respectively 0.63 and 0.78 for tide gauges, 0.64 and 0.77 for moorings, and 0.62 and 0.78 for GEOSAT. The mean correlation could indicate that only 40% of the observed variance is explained by the model. It must be pointed out, however, that the sea-level data used in this study are noisy (cf. data section): correlation between GEOSAT and tide gauges and between GEOSAT and moorings indicates that only 68% of the variance is common to all three data sets.

We find that the decay time of mode 2 is lower than that of mode 1 for the tide gauges and GEOSAT data. The test with various density profiles shows that, except for the sharp profile taken during the ALIZE2 cruise in the far-eastern equatorial Pacific, the first mode is the dominant signal in the modeled sea-level amplitude (two-thirds). The broad range of second-mode decay time, suggested by the shape of Figure 3 around the maximum of correlation coefficient, does not allow us to extract a well-defined dependence between decay time and mode number, and shows that the second mode has little influence on the phase of the total (mode 1 + 2) sea-level signal.

Because of the Rayleigh friction, free waves in the linear solutions decay exponentially in time, the corresponding decay times representing the lifetime of free equatorial waves. Our dissipation results, estimated from the best fit between simulated and *in situ* sea-level series, probably include some of the ocean physics missing in the linear model (e.g., damping of equatorial waves by mean currents). Thus, processes affecting dissipation in more complex models and the real ocean may be represented in our study by smaller decay times.

Since the Rayleigh friction coefficient commonly used in linear models is $(2.5 \text{ years})^{-1}$, our results suggest that dissipation in the equatorial ocean may be stronger than expected. Consequently, multi-reflections of equatorial waves on meridional boundaries may be impossible. Moreover, none of the amplitude of an extra-equatorial Rossby wave generated in the central Pacific may

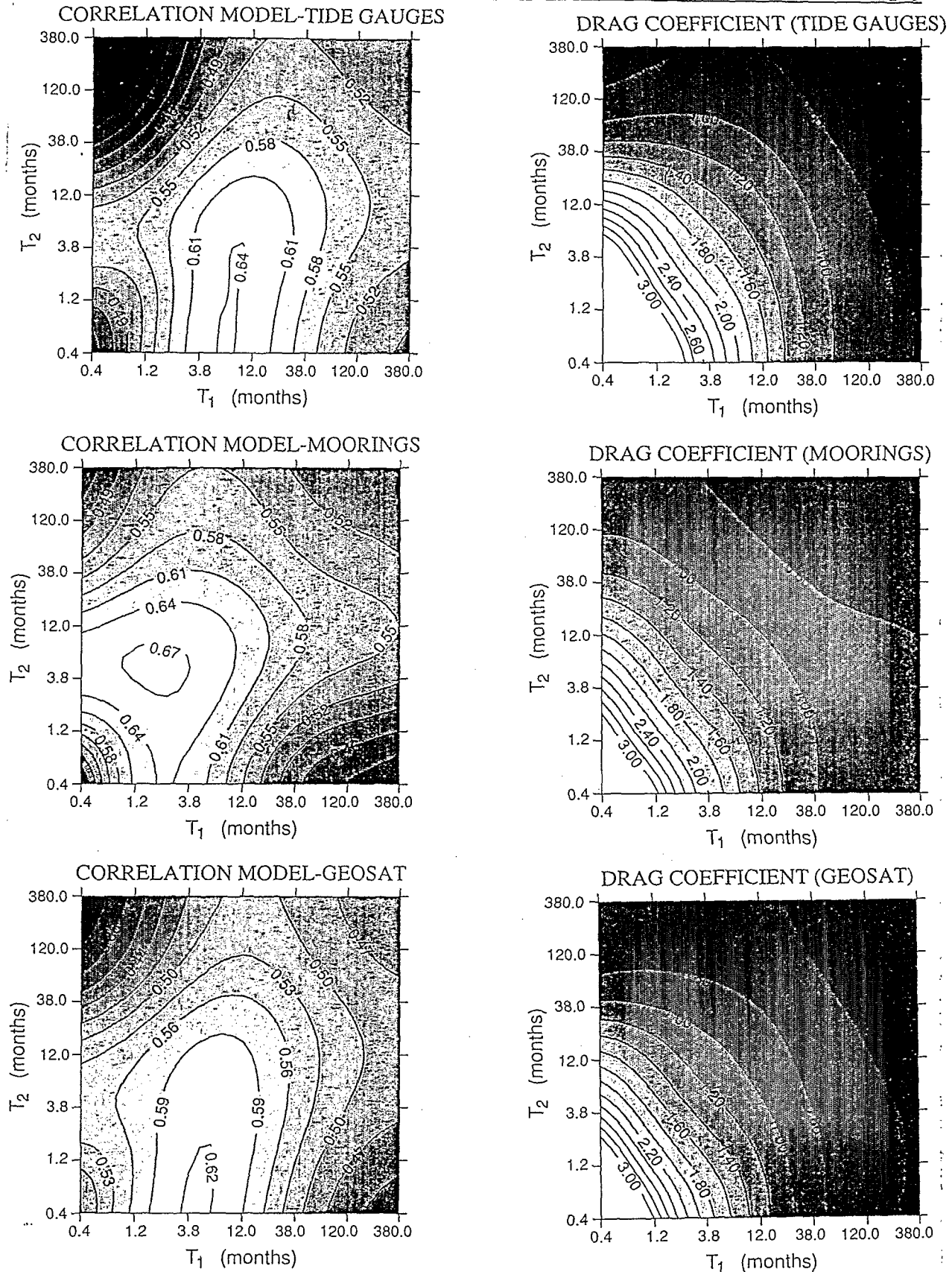


Figure 3 : Global correlation coefficients (left panel) and drag coefficients (right panel) calculated from comparison between modeled and (top to bottom) island tide gauge, mooring and GEOSAT sea-level series. The contour interval is every 0.03 for the correlation coefficients. Logarithmic scales on x-y axes are used for clarity.

reach the western boundary to be reflected as an equatorial Kelvin wave. In examining the parameter dependence of their coupled atmosphere-ocean basin mode, Wakata and Sarachik (1991) found that the limit of the oceanic Rayleigh friction, between oscillatory and non-oscillatory model solutions, is about (4 months)⁻¹. Our Rayleigh friction estimate of (6 months)⁻¹ for the first vertical mode is close to this limit value. It may be useful to utilize friction coefficients of this magnitude in further studies on the oscillatory nature of ENSO.

Acknowledgments

We would like to thank the following persons for providing data: Bob Cheney for his last GEOSAT sea-level product, Klaus Wyrki and Gary Mitchum for sea level from the TOGA Sea-level Center Data Set, Jim O'Brien and James Stricherz for their FSU wind stress product, and Mike McPhaden for the dynamic height series of three equatorial moorings. Comments from Gerard Eldin, Jay McCreary, Billy Kessler, and Tony Busalacchi are appreciated.

References

- Battisti, D.S., and A.C. Hirst, 1989: Interannual variability in a tropical atmosphere-ocean model: Influence of the basic state, ocean geometry and nonlinearity. *J. Atmos. Sci.*, 46, 1687-1712.
- Busalacchi, A.J., and M.C. Cane, 1985: Hindcasts of sea-level variations during the 1982-83 El Niño. *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 213-221.
- Busalacchi, A.J., K. Takeuchi, and J.J. O'Brien, 1983: Interannual variability of the equatorial Pacific - Revisited. *J. Geophys. Res.*, 14, 7551-7562.
- Cane, M.A., and R.J. Patton, 1984: A numerical model for the low-frequency equatorial dynamics. *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 1853-1863.
- Cheney, R.E., N.S. Doyle, B.C. Douglas, R.W. Agreen, L. Miller, E.L. Timmerman, and D.C. McAdoo, 1991a: *The Complete GEOSAT Altimeter GDR Handbook*, NOAA Manual NOS NGS, 7, National Ocean Service, Rockville, MD, 79 pp.
- Cheney, R.E., W.J. Emery, B.J. Haines, and F. Wentz, 1991b: Recent improvements in GEOSAT altimeter data. *EOS*, 72, 577-580.
- Eldin, G., A. Morliere, and G. Reverdin, 1992: Acoustic Doppler current profiling along the Pacific equator from 95°W to 165°E. *Geophys. Res. Letters*, 19, 913-916.
- Gent, P.R., K. O'Neill, and M.A. Cane, 1983: A model of the semi-annual oscillation in the equatorial Indian Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 2148-2160.
- Gill, A.E., 1980: Some simple solutions for heat-induced tropical circulation. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 106, 447-462.
- Goldenberg, S.B., and J.J. O'Brien, 1981: Time and space variability of tropical Pacific wind stress. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 1208-1218.
- Levitus, S., 1982: *Climatological Atlas of the World Ocean*, NOAA Prof. Paper 13, U.S. Govt. Printing Office, Washington, DC, 173 pp.
- McCreary, J.P., 1976: Eastern tropical ocean response to changing wind systems: With application to El Niño. *J. Phys. Oceanogr.*, 6, 632-645.
- McCreary, J.P., 1981: A linear stratified ocean model of the equatorial undercurrent. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A298, 603-635.
- McCreary, J.P., and D.L.T. Anderson, 1991: An overview of coupled ocean-atmosphere models of El Niño and the Southern Oscillation. *J. Geophys. Res.*, 96, Suppl., 3125-3150.
- McPhaden, M.J., and S.P. Hayes, 1990: Moored velocity, temperature, and wind measurements in the equatorial Pacific Ocean: A review of scientific results, 1985-1990. In *International TOGA Scientific Conference Proceedings*, WCRP-43, WMO/TD-No. 379, Geneva, 59-69.
- Miller, L., and R. Cheney, 1990: 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.
- Neelin, J.D., M. Latif, M.A.F. Allaart, M.A. Cane, W.L. Gates, P.R. Gent, M. Ghil, C. Gordon, N.C. Lau, C.R. Mechoso, G.A. Meehl, J.M. Oberhuber, S.G.H. Philander, P.S. Schopf, K.R. Sperber, A. Sterl, T. Tokioka, J. Tribbia, and S.E. Zebiak, 1992: Tropical air-sea interaction in general circulation models. *Clim. Dyn.*, 7, 73-104.
- Sciremammano, F., Jr., 1979: A suggestion for the presentation of correlations and their significance levels. *J. Phys. Oceanogr.*, 9, 1273-1276.
- Suarez, M.J., and P.S. Schopf, 1988: A delayed action oscillator for ENSO. *J. Atmos. Sci.*, 45, 3283-3287.
- Wakata, Y., and E.S. Sarachik, 1991: Unstable coupled atmosphere-ocean basin modes in the presence of a spatially varying basic state. *J. Atmos. Sci.*, 48, 2060-2077.
- Wyrki, K., 1975: El Niño - the dynamic response of the equatorial Pacific Ocean to atmospheric forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, 5, 572-584.

Joel Picaut, Christophe Menkes, Jean-Philippe Boulanger, and Yves du Penhoat
Groupe SURTROPAC
ORSTOM
Noumea, New Caledonia

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- Arnault S., et C. Périgaud, Altimetry and models in the tropical oceans: a review, *Oceano. Acta*, **15**, 411-430., 1992
- Battisti D. S., Dynamics and thermodynamics of a warming event in a coupled tropical atmosphere-ocean model, *J. Atmos. Sc.*, **45**, 2889-2819, 1988.
- Battisti, D. S., et A. C Hirst, Interannual Variability in a Tropical Atmosphere-Ocean Model: Influence of the Basic State, Ocean Geometry and Nonlinearity. *J. Atm. Sci.*, **46**, 1687-1712, 1989
- Bell, G. D., et M. S. Halpert, The global climate of March-May 1991: anomalous low-frequency fluctuations dominate the midlatitudes; ENSO becomes established in the tropics, *J. Climate*, **6**, 1413-1433, 1993.
- Bigg G., et J. Blundell, The equatorial Pacific prior to and during El Niño of 1982/83 - a normal mode model view. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **115**, 1039-1069, 1989.
- Bjerknes J., Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific, *Mon. Weather. Rev.*, **97**, 163-172, 1969
- Blanford R., Mixed Rossby-gravity waves in the ocean, *Deep-Sea Res.*, **13**, 941-961., 1966
- Boulangier J.-P., et C. Menkes, Propagations and reflections of Kelvin to third Rossby waves in the Pacific Ocean as observed from TOPEX/POSEIDON and TOGA-TAO data during the november 1992-december 1993 ENSO period., soumis à *J. Geophys. Res*, 1994.
- Boulangier J.-P., Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 1995
- Busalacchi A. J., M. J. McPhaden, et J. Picaut, Variability in equatorial Pacific sea surface topography during the verification phase of the TOPEX/POSEIDON Mission, *J. Geophys. Res.*, sous presse, 1994.

BIBLIOGRAPHIE

- Busalacchi A., R. Atlas, et E. Hackert, Comparison of Special Sensor Microwave Imager vector wind stress with model-derived and subjective products for the tropical Pacific, *J. Geophys. Res.*, **98**, 6961-6977, 1993.
- Busalacchi A., et M. Cane, Hindcasts of sea level variations during the 1982-83 El Niño, *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 213-221, 1985.
- Busalacchi A., et J. O'Brien, Interannual variability of the equatorial Pacific in the 1960's, *J. Geophys. Res.*, **86**, 10901-10907, 1981.
- Callahan P. S., TOPEX/POSEIDON Project, GDR User's Handbook, JPL, publication JPL D-8944 Rev. A, 1993
- Cane M.A., Forecasting El Niño with a Geophysical Model. In Teleconnections Linking Worldwide Climate Anomalies, M.H. Glantz, R.W. Katz, et N. Nicholls, eds. Cambridge University Press. 345-369, 1991.
- Cane M., et S. Zebiak, Comments on "On the structure of the southern oscillation and evaluation of coupled ocean-atmosphere models" by Chao and Philander, *TOGA-Notes*, **4**, 17-18, 1991
- Cane M., S. Zebiak, et S. Dolan, Experimental forecasts of El Niño, *Nature*, **321**, 827-832, 1986.
- Cane, M. A., et P. R. Gent, Reflection of low-frequency equatorial waves at arbitrary western boundaries, *J. Mar. Res.*, **42**, 487-502, 1984.
- Cane, M. A., and R. J. Patton, A numerical model for the low-frequency equatorial dynamics. *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 1853-1863, 1984.
- Cane M., et E. Sarachik, The response of a linear baroclinic equatorial ocean to periodic forcing, *J. Mar. Res.*, **39**, 651-693, 1981.
- Cane M., et E. Sarachik, Forced baroclinic ocean motions, III: The linear equatorial basin case, *J. Mar. Res.*, **37**, 355-398, 1979.
- Cane M., et E. Sarachik, Forced baroclinic ocean motions, I: The linear equatorial unbounded case, *J. Mar. Res.*, **34**, 629-665, 1976.

BIBLIOGRAPHIE

- Carton J. A., et E. C. Hackert, Application of Multi-Variate Statistical Objective Analysis to the Circulation in the Tropical Atlantic Ocean, *Dyn. Ocean Atmos.*, **13**, 491-515, 1989.
- Cartwright D. E., et R. D. Ray, Oceanic altimetry, *J. Geophys. Res.*, **95**, 3069-3090, 1990.
- Chao Y., D. Halpern, et C. Périgaud, Sea surface height variability during 1986-1988 in the tropical Pacific ocean, *J. Geophys. Res.*, **98**, 6947-6959, 1993.
- Chao Y., et S.G.H. Philander, On the structure of the southern oscillation and evaluation of coupled ocean-atmosphere models, *TOGA-Notes*, **3**, 1-8, 1991
- Chen D., A. J. Busalacchi, et L. M. Rothstein, The roles of vertical mixing, solar radiation, and wind stress in a model simulation of the sea surface temperature seasonal cycle in the tropical Pacific Ocean, *J. Geophys. Res.*, **99**, 20,345-20,359, 1994.
- Cheney R., N. Doyle, B. Douglas, R. Agreen, L. Miller, E. Timmerman, et D. McAdoo, The complete GEOSAT altimeter GDR handbook, US Dept. of commerce, NOAA, NOS, 79 pp, 1991.
- Cheney R., et L. Miller, Recovery of sea level signal in the western tropical Pacific from Geosat altimetry, *J. Geophys. Res.*, **95**, 2977-2984, 1990.
- Cheney R., B. Douglas, et L. Miller, Evaluation of GEOSAT altimeter data with application to tropical Pacific sea level variability, *J. Geophys. Res.*, **94**, 4737-4747, 1989.
- Cheney R., B. Douglas, R. Agreen, L. Miller, D. Porter, et N. Doyle, GEOSAT altimeter GDR, user handbook, US Dept. of commerce, NOAA, NOS, , 29 pp, 1987.
- 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.

BIBLIOGRAPHIE

- Delcroix, T., J.-P. Boulanger, F. Masia, et 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.*, sous presse, 1994
- Delcroix T., Seasonal and interannual variability of sea-surface temperatures in the tropical Pacific; 1969-1991, *Deep Sea Res.*, **40**, 2217-2228, 1993
- Delcroix, T., G. Eldin, M. J. Mc Phaden, et A. Morlière, Effects of westerly wind bursts upon the western Pacific Ocean, February-April 1991, *J. Geophys. Res.*, **15**, 16379-16385, 1993.
- Delcroix T., J. Picaut, et G. Eldin, Equatorial Kelvin and Rossby waves evidenced in the Pacific Ocean through GEOSAT sea level and surface current anomalies, *J. Geophys. Res.*, **96** suppl., 3249-3262, 1991.
- Delcroix T., G. Eldin, M.H. Radenac, J. Toole, et E. Firing, Variations of the western equatorial Pacific Ocean, 1986-1988, *J. Geophys. Res.*, **97**, 5423-5445, 1992
- Delcroix T., G. Eldin, et C. Hénin, Upper ocean water masses and transports in the western tropical Pacific (165°E), *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 2248-2262, 1987.
- Eldin, G., A. Morlière, et G. Reverdin, Acoustic Doppler current profiling along the Pacific equator from 95°W to 165°E. *Geophys. Res. Letters*, **19**, 913-916., 1992
- Emery W., G. Born, D. Baldwin, et C. Norris, Satellite-derived water vapour corrections for GEOSAT altimetry, *J. Geophys. Res.*, **95**, 2953-2964, 1990.
- Enfield D. B., El Niño, past and present, *Reviews of geophysics*, **27**, 159-187, 1989
- Freitag H., M. McPhaden, et A. Shepherd, Equatorial current and temperature data: 108°W to 110°W, October 1979 to November 1983, *NOAA data report ERL PMEL-17*, 99 pp, Pac. Mar. Environ. Lab., Seattle, Washington, 1987.
- Fu L., Fukumori I., et R. Miller, Fitting dynamic models to the GEOSAT sea level observations in the tropical Pacific Ocean. Part II: a linear, wind-driven model, *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 2162-2181, 1993.

BIBLIOGRAPHIE

- Fu L., J. Vasquez, et C. Périgaud, Fitting dynamic models to the GEOSAT sea level observations in the tropical Pacific Ocean. Part I: a free wave model, *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 798-809, 1991.
- Gates W. L., AMIP: the Atmospheric Model Intercomparison Project, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **73**, 1962-1970, 1992
- Gent P. R., et M. A. Cane, A reduced gravity, primitive equation model of the upper equatorial ocean, *J. Comput. Phys.*, **81**, 444-480, 1989.
- Gent, P. R., K. O'Neill, et M. A. Cane,: A model of the semi-annual oscillation in the equatorial Indian Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 2148-2160, 1983
- Gill A. E, et G. Bigg, Some preliminary results of a search for equatorial long waves, *Trop. Ocean-Atmos. Newsletters*, **31**, 2-4, 1985.
- 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**, 586-606, 1983.
- Gill A. E, Changes in thermal structure of the equatorial Pacific during the 1972 El Niño, as revealed by bathythermograph observations, *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 1373-1387, 1982.
- Gill A. E., Some simple solutions for the heat-induced circulation, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **106**, 447-462, 1980
- Goldenberg S., et J. O'Brien, Time and space variability of tropical wind stress, *J. Geophys. Res.*, **109**, 1190-1207, 1981.
- Goswami B.N., et J. Shukla, Predictability of a Coupled Ocean-Atmosphere Model, *J. Clim.*, **4**, 3-22, 1991.
- Haines B., G. Born, G. Rosborough, J. Marsh, et R. Williamson, Precise orbit computation for the GEOSAT exact repeat mission, *J. Geophys. Res.*, **95**, 2871-2886, 1990.
- Hansen D., et C. Paul, Genesis and effects of long waves in the equatorial Pacific, *J. Geophys. Res.*, **89**, 10431-10440, 1984

BIBLIOGRAPHIE

- Hayes, S. P., L. J. Mangum, J. Picaut, A. Sumi, et K. Takeuchi: TOGA-TAO: A moored array for real-time measurements in the tropical Pacific ocean, *Bull. Am. Met. Soc.*, **72**, 3,339-347, 1991
- Hellerman S., et M. Rosenstein, Normal monthly wind stress over the world with error estimates: *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1093-1104, 1983
- Hirst, A. C., Unstable and damped equatorial modes in simple coupled ocean-atmosphere models, *J. Atmos. Sc.*, **43**, 606-630, 1986.
- Horel, J. D., On the annual cycle of the tropical Pacific atmosphere and ocean, *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 1863-1878, 1982.
- Ji M., A. Kumar, et A. Leetma, An experimental coupled forecast system at the National Meteorological Center: some early results, *Tellus*, **46A**, 398-418, 1994
- Ji M., A. Leetma, et J. Derber, An ocean analysis system for seasonal to interannual climate studies, *Mon. Wea. Rev.*, (in press, Jan. 95).
- Ji M., et T. M. Smith: Ocean model response to temperature data assimilation and varying surface wind stress: intercomparisons and implications for climate forecast, 1994, soumis à ?
- Jin F.-F., et D. J. Neelin, Modes of interannual tropical ocean-atmosphere interaction - a unified view. Part1: numerical results, *J. Atmos. Sci.*, **21**, 3477-3503, 1993a
- Jin F.-F., et D. J. Neelin, Modes of interannual tropical ocean-atmosphere interaction - a unified view. Part3: analytical results in fully coupled cases, *J. Atmos. Sci.*, **21**, 3523-3540, 1993b
- Johnson E.S., et M.J. McPhaden, Structure of Intraseasonal Kelvin Waves in the Equatorial Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 608-625, 1993.
- Kessler W. S., et M. J. McPhaden, Equatorial waves and the dynamics of the 1991-1993 El Niño, soumis à *J Climate*, 1994
- Kessler W. S., M. J. McPhaden, et K.M Weickmann, Forcing of intraseasonal Kelvin waves in the equatorial Pacific, soumis à *J. Geophys. Res* , 1994

BIBLIOGRAPHIE

- Kessler W. S., et J. P. McCreary, The annual wind-driven Rossby wave in the subthermocline equatorial Pacific, *J. Phys. Oceanogr.*, 1192-1207, 1993
- Kessler, W. S., Observations of long Rossby waves in the northern tropical Pacific, *J. Geophys. Res.*, 95, 5183-5219, 1990.
- Kousky, V. E., The global climate of December 1991-February 1992: mature-phase warm (ENSO) episode conditions develop, *J. Climate*, 6, 1639-1655, 1993.
- Latif, M., T. P. Barnett, M. A. Cane, M. Flügel, N. E. Graham, H. von Storch, J.-S. Xu, et S. E. Zebiak, A review of ENSO prediction studies, *Clim. Dyn.*, 9, 167-179, 1994.
- Levitus S., 1982, Climatological atlas of the world ocean, NOAA Prof. Pap., 13, 173 pp., US Govt. Print. Office, Washington, DC, 1982.
- Li B., et A. J. Clarke, An examination of some ENSO mechanisms using interannual sea level at the eastern boundary and western boundary and the zonally averaged equatorial wind, *J. Phys. Oceanogr.*, 24, 681-690, 1994.
- Liu W. T., et T. V. Blanc, The Liu, Katsaros, and Businger (1979) bulk atmospheric flux, computational iteration program in fortran and basic, *NRL Memorandum Report 5291*, 1984
- Liu W. T., K. B. Katsaros, et J. A. Businger, Bulk parametrisation of air-sea exchanges of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 1722-1735, 1979
- Lukas, R., et E. Firing, The annual Rossby wave in the central equatorial Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 55-67, 1985.
- Madden R. A., et P. R. Jullian, Detection of 40-50 day period oscillation in the zonal wind in the tropical Pacific, *J. Atmos. Sci.*, 28, 702-708, 1971.
- Mantua, N. J. et 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.

BIBLIOGRAPHIE

- Marsh J., C. Koblinski, F. Lerch, S. Klosko, J. Robbins, R. Williamson, et G. Patel, Dynamic sea surface topography, Gravity, and improved orbit accuracy from the direct evaluation of Seasat altimeter data, *J. Geophys. Res.*, **95**, 13129-13150, 1990.
- Matsuno T., Quasi-geostrophic motions in the equatorial area, *J. Meteorol. Soc. Jap.*, **44**, 25-42, 1966.
- McCreary, J. P., et D. L. T. Anderson, An overview of coupled ocean-atmosphere models of El Niño and the Southern Oscillation. *J. Geophys. Res.*, **96**, *Supp.*, 3125-3150., 1991
- McCreary, J. P., A linear stratified ocean model of the equatorial undercurrent. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **A298**, 603-635., 1981
- McCreary, J. P., Eastern tropical ocean response to changing wind systems: with application to El Niño. *J. Phys. Oceanogr.*, **6**, 632-645, 1976
- McPhaden M. J., TOGA-TAO and the 1991-93 El Niño-Southern Oscillation event, *Oceanography*, **6**, 36-44, 1993.
- McPhaden M., et J. Picaut, El Niño-Southern Oscillation displacements of the western equatorial Pacific warm pool, *Science*, **250**, 1385-1388, 1990
- McPhaden M., et S. Hayes, Variability in the eastern equatorial Pacific ocean during 1986-1988, *J. Geophys. Res.*, **95**, 13195-13208, 1990.
- McPhaden, M. J., et S. P. Hayes, Moored velocity, temperature, and wind measurements in the equatorial Pacific Ocean: a review of scientific results, 1985-1990., *International TOGA Scientific Conference Proceedings*, WCRP-43, WMO/TD-No. 379, Geneva, 59-69., 1990.
- McPhaden M., S. Hayes, L. Mangum, et J. Toole, Variability in the western equatorial Pacific Ocean during the 1986-87 El Niño/Southern Oscillation Event, *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 190-208, 1990.

BIBLIOGRAPHIE

- Menkes, C., J.-P. Boulanger, et A. J. Busalacchi, Evaluation of TOPEX/POSEIDON and TOGA-TAO sea level topographies and their derived geostrophic currents, soumis à *J. Geophys. Res.*, 1994.
- Meyers, G., Annual variation in the slope of the 14°C isotherm along the equator in the Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **9**, 885-891, 1979.
- Miller R. N., A. J. Busalacchi, et E. C. Hackert, Sea-surface topography fields of the tropical Pacific from data assimilation, soumis à *J. Geophys. Res.*, 1994
- Miller L., R. Cheney, et B. Douglas, GEOSAT altimeter observations of Kelvin waves and the 1986-1987 El Niño, *Science*, **239**, 52-54, 1988.
- Mitchum G. T., Comparison of TOPEX sea surface heights and tide gauge sea levels, *J. Geophys. Res.*, **99**, 1994 (in press)
- Moore, D. W., et S. G. H. Philander, Modeling of the tropical oceanic circulation, *The sea*, **6**, 319-361, 1977.
- Moore D., Planetary-gravity waves in an equatorial ocean, Ph. D. Thesis, 207 pp, Harvard Univ., Cambridge, Mass., 1968.
- Münnich, M., M. A. Cane et 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., et F.-F. Jin, Modes of interannual tropical ocean-atmosphere interaction - a unified view. Part2: analytical results in the weak-coupling limit, *J. Atmos. Sci.*, **21**, 3504-3522, 1993
- Neelin, J. D. , M. Latif, M. A. F. Allaart, M. A. Cane, W. L. Gates, P. R. Gent, M. Ghil, C. Gordon, N. C. Lau, C. R. Mechoso, G. A. Meehl, J.M. Oberhuber, S. G. H. Philander, P. S. Schopf, K. R. Sperber, A. Sterl, T. Tokioka, J. Tribbia, et S. E. Zebiak, Tropical air-sea interaction in general circulation models. *Clim. Dyn.*, **7**, 73-104., 1992.

BIBLIOGRAPHIE

- 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.
- du Penhoat Y., T. Delcroix, et J. Picaut, Interpretation of Kelvin/Rossby waves in the equatorial-Pacific from model-GEOSAT-data intercomparison during the 1986-1987 El Niño, *Oceanol. Acta*, **15**, 545-554, 1992.
- du Penhoat Y., et M. A. Cane, Effects of low-latitude western boundary gaps on the reflection of equatorial motions, *J. Geophys. Res.*, **96**, S 3307-3322, 1991.
- Périgaud C., Sea-level oscillations observed with GEOSAT along the two shear fronts of the Pacific North Equatorial Countercurrent, *J. Geophys. Res.*, **95**, 7239-7248, 1990.
- Périgaud C., et B. Dewitte, El Niño-La Niña events simulated with Cane and Zebiak's model and observed with satellite or *in situ* data. Part 1: model data comparisons, soumis à *J. Climate*, 1994
- Philander, S. G. H., R. C. Pacanowski, N.-C. Lau, et M. J. Nath, Simulation of ENSO with a global atmospheric GCM coupled to a high-resolution tropical Pacific Ocean GCM, *J. Climate*, **5**, 308-329, 1992.
- Philander G., El Niño, La Niña, and the southern oscillation, 293 pp., Academic Press, San Diego, Calif., 1990.
- Picaut J., A. J. Busalacchi, M. J. McPhaden, L. Gourdeau, et F. Gonzales, Open-ocean validation of TOPEX/POSEIDON sea-level in the western equatorial Pacific, soumis à *J. Geophys. Res.*, 1994.
- Picaut, J., et T. Delcroix, Equatorial wave sequence associated with warm pool displacements during the 1986-1989 El Niño-La Niña, submitted to *J. Geophys. Res.*, 1994.
- Picaut J., C. Menkes, J-P. Boulanger, et Y. du Penhoat, Dissipation in an Equatorial Long Wave Model, *TOGA Notes*, Jan. 1993.

BIBLIOGRAPHIE

- Picaut J., et L. Sombardier, Influence of density stratification and bottom depth on vertical mode structure functions in the tropical Pacific, *J. Geophys. Res.*, **98**, 14727-14737, 1993.
- Picaut J., et R. Tournier, Monitoring the 1979-1985 Equatorial Pacific Currents Transports With Expendable Bathythermograph Data, *J. Geophys. Res.*, **96**, 3263-3277, 1991.
- Picaut J., A. Busalacchi, M. McPhaden, et B. Camusat, Validation of the geostrophic method for estimating zonal currents at the equator from GEOSAT altimeter data, *J. Geophys. Res.*, **95**, 3015-3024, 1990.
- Picaut J., S. P. Hayes, et M. J. McPhaden, Use of geostrophic approximation to estimate time-varying zonal currents at the equator, *J. Geophys. Res.*, **94**, 3228-3236, 1989.
- Press W. H., S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, et B. P. Flannery, *Numerical Recipes in FORTRAN, The art of scientific computing*, Cambridge University Press, 2nd ed., pp.51-63, 1992.
- Rasmusson, E. M., et T. H. Carpenter, Variations in tropical sea surface temperature and surface wind fields associated with the Southern Oscillation/El Niño, *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 354-384, 1982.
- Ray R. D., B. V. Sanchez, et D. E. Cartwright, Some extensions to the response method of tidal analysis applied to TOPEX altimetry, AGU, spring meeting, 1994.
- Reverdin G., C. Frankignoul, et M. J. Mcphaden, Seasonal variability of the surface currents of the equatorial Pacific, *J. Geophys. Res.*, **99**, 323-344, 1994.
- Reynolds R. W., et T. M. Smith, Improved global sea surface temperature analyses, *J. Climate*, **7**, 929-948, 1994
- Rosati A., K. Miyakoda, et R. Gudgel, The impact of ocean initial conditions on ENSO forecasting with a coupled model, soumis ?, 1994.

BIBLIOGRAPHIE

- Schopf, P. S., et M. J. Suarez, Vacillations in a coupled ocean-atmosphere model, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 549-566, 1988.
- Shrama E. J. O., et R. D. Ray, A preliminary tidal analysis of TOPEX altimetry, *J. Geophys. Res.*, **99**, 1994 (sous presse).
- Sprintall J., et G. Meyers, An optimal XBT-sampling network for the eastern Pacific Ocean, *J. Geophys. Res.*, **96**, 539-552, 1991.
- Sciremammano, F. Jr, A suggestion for the presentation of correlations and their significance levels. *J. Phys. Oceanogr.*, **9**, 1273-1276, 1979.
- Suarez, M. J., et Schopf, P. S., A delayed action oscillator for ENSO. *J. Atm. Sci.*, **45**, 3283-3287, 1988.
- Tournier R., Variabilité de la structure thermique et des courants à l'ouest et au centre de l'océan Pacifique tropical, thèse, 154 pp., Université P. et M. Curie, Paris, 1989.
- Wakata Y., et E. S. Sarachik, On the role of equatorial ocean modes in the ENSO cycle, *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 434-443, 1991.
- Wakata, Y., et Sarachik, E. S., Unstable coupled atmosphere-ocean basin modes in the presence of a spatially varying basic state. *J. Atm. Sci.*, **48**, 2060-2077, 1992
- Wentz F., User's manual for the collocated GEOSAT SSMI tape, 16 pp, *Remote Sens. Syst.*, Santa Rosa, California, 1989.
- White, W. B., et C.-K. Tai, Reflection of interannual Rossby waves at the maritime western boundary of the tropical Pacific, *J. Geophys. Res.*, **97**, 14305-14322, 1992.
- Wyrtki K, El Niño- the dynamic response of the equatorial Pacific ocean to atmospheric forcing, *J. Phys. Oceanogr.*, **5**, 572-584, 1975.
- Wyrtki K., et col., The Pacific island sea level network, Contrib. 88-0137, data rep. 002, Joint Inst. for Mar. and Atmos. Res., Honolulu, Hawaii, 1988.
- Xue Y., M. A. Cane, S. E. Zebiak, et M. B. Blumenthal, On the prediction of ENSO: a study with a low order markov model, *Tellus*, 1994.

BIBLIOGRAPHIE

- Yang J., et J. O'Brien, A coupled atmosphere-ocean model in the tropics with different thermocline profiles, *J. Climate*, **6**, 1027-1040, 1993.
- Zebiak, S. E. Thèse de doctorat (Ph. D. thesis), M.I.T, 1984.
- Zebiak, S. E., et M. A. Cane, A model El Niño-Southern Oscillation, *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 2262-2278, 1987.
- Zlotnicki V., Sea level differences across the Gulf Stream and Kuroshio extension, *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 599-609, 1991.

ISBN : 2-7099-1263-5
Éditions de l'ORSTOM
72, route d'Aulnay
93143 BONDY Cedex