

Variabilité basse fréquence de l'Atlantique Tropical:Rôle de la dynamique océanique équatoriale et Influence d'El Niño Southern Oscillation

Serena Illig

▶ **To cite this version:**

Serena Illig. Variabilité basse fréquence de l'Atlantique Tropical:Rôle de la dynamique océanique équatoriale et Influence d'El Niño Southern Oscillation. Océan, Atmosphère. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2005. Français. ⟨NNT : ⟩. ⟨tel-00260664⟩

HAL Id: tel-00260664

https://theses.hal.science/tel-00260664v1

Submitted on 4 Mar 2008

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

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



HAL Authorization

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ TOULOUSE III

Spécialité : Océanographie Physique

Présentée par

Séréna ILLIG

Pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ TOULOUSE III.

Sujet de la thèse :

VARIABILITÉ BASSE FRÉQUENCE DE L'ATLANTIQUE TROPICAL : RÔLE DE LA DYNAMIQUE OCÉANIQUE ÉQUATORIALE ET INFLUENCE D'EL NIÑO SOUTHERN OSCILLATION

Soutenue le 19 Janvier 2005

Devant le jury composé de :

Monsieur Robert DELMAS ..... Président
Monsieur Boris DEWITTE ..... Directeur de Thèse
Monsieur Pierre DE MEY ..... Co-Directeur de Thèse
Monsieur David NEELIN ..... Rapporteur
Monsieur Herlé MERCIER ..... Rapporteur
Madame Nadia AYOUB ..... Examinateur
Monsieur Yves DUPENHOAT ..... Invité
Monsieur Gilles REVERDIN ..... Invité

Préparée au
Laboratoire d'Études en Géophysique et Océanographie Spatiale (LEGOS)
UMR n°5566 CNES/CNRS/IRD/UPS, Observatoire Midi-Pyrénées
14, av. E. Belin, 31400, Toulouse, France

Merci à Tous

Mes plus sincères remerciements vont à Boris Dewitte pour m'avoir encadrée dès mon stage de deuxième année d'école d'ingénieur. Il m'a permis de plonger dans le domaine de l'océanographie tropicale, naviguant de l'océan Pacifique à l'océan Atlantique, en passant par la Nouvelle Calédonie. Durant mes trois années de thèse, j'ai pu apprécier la qualité de son travail, de ses conseils et de ses idées. Il m'a offert l'opportunité de partager les joies (et les difficultés !) de la modélisation et du couplage, avec un langage bien particulier : `openfl.f`, `forcfsuf.f`, et surtout `ztmfsuf.f`. Je le remercie enfin pour sa générosité et les encouragements qu'il a su m'apporter tout au long de cette riche expérience.

Je remercie tout naturellement Nadia Ayoub pour sa disponibilité à toute épreuve. Ses conseils, ses commentaires et les nombreuses discussions entourant les travaux de cette thèse ont fortement enrichi ma formation et plus globalement ma vision de la recherche en océanographie. Merci Nadia de m'avoir encadrée et guidée depuis mon stage de DEA.

Je tiens également à remercier Yves du Penhoat, directeur du groupe océans tropicaux et variabilités climatiques du LEGOS. Il m'a accueillie au sein de son équipe et soutenue avec toute sa gentillesse* notamment dans les phases non oscillantes de mon modèle.
*Note : *Diplôme Café Français Obtenu dans les Algecos*.

Je ne peux ensuite m'empêcher de faire un gros clin d'oeil à Charlotte, Marie, Fred, Monique et Rémi, sans oublier les "pièces rapportées", pour tous ces moments de détente, en particulier les midis et soirées de partages philosophiques (*160 sans at'*), ainsi que les matchs de volley et de pétanque. Plus sérieusement, merci à tous pour votre soutien sans pareil et pour les diverses discussions scientifiques qui m'ont toujours bien aidées. Je remercie toutes les personnes que j'ai pu croiser dans les couloirs du LEGOS, en particulier l'équipe des *Algecos* (qui n'ont pas survécus à mon départ, pour le plus grand bonheur de tous !).

J'ai trouvé au LEGOS une ambiance particulièrement favorable pour mener à bien ces travaux, et j'en remercie Patrick Monfray, directeur du LEGOS. Je remercie tous les rapporteurs et les membres de mon jury de thèse, ainsi que mon co-directeur Pierre de Mey. Je remercie Gilles Reverdin pour m'avoir si gentiment accueilli au LODYC lors de mes escapades parisiennes, ainsi que Yves Gouriou et Christian Colin lors de mon séjour à l'IRD Nouméa.

Merci enfin à toute ma famille, surtout à mon petit mari, Anthony, de m'avoir si assidûment supportée et encouragée tout au long de la réalisation de ces travaux.

Merci à Tous !

Résumé

L'objectif de cette thèse est l'étude de la variabilité inter-annuelle en Atlantique Tropical : nous étudions plus particulièrement les rôles des processus couplés liés à la dynamique linéaire et ceux liés à l'influence de la variabilité basse fréquence du Pacifique Tropical de type El Niño.

La méthodologie adoptée consiste en la construction d'un modèle couplé de complexité intermédiaire de l'Atlantique Tropical. La composante atmosphérique est le modèle global QTCM développé à UCLA[1]. La composante océanique consiste en un modèle linéaire dont les paramètres ont été estimés à l'aide d'une décomposition en modes baroclines d'une simulation d'un modèle océanique de circulation générale (CLIPPER). Cette étude préalable a révélé une dominance de la contribution du second mode barocline aux anomalies inter-annuelles de courants zonaux et de niveau de la mer, mais aussi l'importance de la contribution des six premiers modes baroclines à la variabilité observée. L'analyse des observations altimétriques et de la SST, des modes verticaux issus des champs CLIPPER et de simulations avec le modèle linéaire ont permis de mettre en évidence la propagation d'ondes de Kelvin et de Rossby, ainsi que leurs réflexions aux frontières. Ces résultats suggèrent que la dynamique linéaire joue un rôle très important dans l'ajustement océanique au forçage par le vent et plus généralement dans les processus couplés océan-atmosphère en Atlantique Équatorial.

Les résultats des simulations couplées avec ou sans le forçage du Pacifique et avec ou sans interactions océan-atmosphère dans l'Atlantique Équatorial indiquent que la part dominante de la variabilité dans l'Atlantique Équatorial provient des télé-connexions avec la variabilité du Pacifique. Néanmoins, les échelles temporelles de la variabilité en Atlantique Équatorial ne peuvent pas s'expliquer par l'unique forçage à distance lié à ENSO. Nous démontrons que l'énergie dans la bande de fréquences *1-3 ans* observée dans les champs de température de surface et de tension zonale du vent, est en partie liée aux interactions locales air-mer, et n'est pas une réponse linéaire à ENSO.

Ainsi, nos résultats soulignent la complexité du système océan-atmosphère de l'Atlantique Équatorial, dont la prédictabilité dépend fortement de la variabilité du Pacifique Tropical de type El Niño, ainsi que de la variabilité atmosphèrique intra-saisonnière.

[1] de l'Anglais University of California Los Angeles

Abstract

The objectives of this Thesis is to study the coupled interannual variability in the Tropical Atlantic and the teleconection with the Tropical Pacific variability

We first investigate the low frequency variability of the Tropical Atlantic vertical structure (1981-2000) based on the CLIPPER ocean General Circulation Model (OGCM). We aim at determining to what extent the observed variability can be explained by the low frequency wave dynamics. The linear vertical mode of CLIPPER monthly climatological stratification are estimated along the equator. Then, the baroclinic mode contributions to surface zonal current and sea level anomalies are calculated and analysed at interannual timescales. The second baroclinic mode is the most energetic. The first (third) mode exhibits a variability peak in the west (east). The summed-up contribution of the high-order baroclinic modes (4-6) is as energetic as the gravest modes and is larger in the east. Wave components are then derived by projection onto the associated meridional structures. The effect of longitudinal boundaries near the equator is taken into consideration. Equatorial Kelvin and Rossby waves propagations, with phases speed close to the theory, are identified for the first three baroclinic modes. The comparison with a 6-baroclinic-mode Ocean Linear Model (OLM) corroborates the propagating properties of the CLIPPER waves coefficients. An estimation of the meridional boundary reflection efficiency indicates that wave reflections take place at both boundaries. A 65% reflection efficiency is found at the eastern boundary.

Our study suggest that low-frequency wave dynamics is to a large extent at work in the Tropical Atlantic.

On the basis of what is known on the Pacific **E**l **N**iño-**S**outhern **O**scillation mode (ENSO), this may provide a guidance for investigating the ocean-atmosphere mechanisms that can lead to the Atlantic Equatorial Mode. In that way, a coupled **T**ropical **I**ntermediate **M**odel for the **A**tlantic **C**limate **S**tudies (TIMACS) is designed to study the relative part played by remote ENSO forcing and the local air-sea coupling in the Equatorial Atlantic. The oceanic component of TIMACS consists in the OLM coupled to a simple mixed layer model. In a forced context, it is shown to simulate realistic Sea Surface Temperature (SST) variability in the equatorial band. The atmospheric component is the global general circulation atmospheric

model developed at UCLA (named QTCM). This model is shown to simulate realistic characteristics of ENSO tele-connections on the Tropical Atlantic sector, namely the relaxation of the North East trades winds and the intensification of the equatorial westerlies in the boreal spring usually consecutively to an El Niño event.

The results of coupled experiments with or without Pacific (ENSO) forcing and with or without explicit air-sea interaction in the equatorial Atlantic indicate that most of the equatorial Atlantic SST interannual variability is forced by ENSO. For instance without ENSO forcing the model only sustains oscillation in the presence of atmospheric noise. The characteristics of the unstable coupled modes allowed in the equatorial Atlantic system are investigated, which shows that damped modes are favored consistently with the model experiments. They are however sufficiently energetic to modify the spectrum of variability expected from the sole Pacific ENSO forcing towards higher and lower frequencies. In particular, it is demonstrated that the peak in SST variability in the *1 to 3 year*$^{-1}$ frequency band as observed in the equatorial Atlantic is due to the local air-sea interactions that is not a linear response to ENSO. Also, the presence of inter-decadal variability in the model that is not correlated to Pacific indices suggests that part of the decadal variability observed in the tropical Atlantic could be associated to equatorial wave dynamics. Our results point out the complexity of the Equatorial Atlantic ocean-atmosphere system which predictability depends on the Pacific ENSO conditions and/or the high-frequency atmospheric activity.

Table des matières

Préambule **11**

1 Introduction **13**
1.1 L'Atlantique Tropical, Présentation et Enjeux Scientifiques 14
1.2 La Variabilité Interannuelle Couplée en Atlantique Tropical 21
1.2.1 Deux modes de variabilité dominants 22
a) Le mode équatorial 22
b) Le mode inter-hémisphérique 28
1.2.2 La dépendance saisonnière de la variabilité interannuelle 30
1.2.3 Discussion 30
1.3 Les Influences Extérieures : les Télé-connexions 32
1.3.1 Les interactions avec les Extra-Tropiques 33
1.3.2 Les influences d'El Niño Southern Oscillation (ENSO) 36
1.4 Les Simulations Couplées 41
1.4.1 Les modèles de circulation générale couplés 42
1.4.2 Les modèles hybrides 42
1.4.3 Les modèles simples 43
1.5 Objectifs et Méthodologie 45
1.5.1 Les objectifs 45
1.5.2 La méthodologie 46

2 Variabilité Inter-annuelle et Ondes Longues Équatoriales **49**
2.1 La Simulation CLIPPER ATL6 50
2.2 La Décomposition en Modes Baroclines 52
2.2.1 Quelques rappels sur la théorie 52
2.2.2 La structure verticale en Atlantique Tropical 54
2.2.3 La contribution des modes aux courants zonaux et à la pression 56
2.3 Propagation d'Ondes Longues Équatoriales 58
2.3.1 Quelques rappels sur la théorie linéaire 58
2.3.2 Les spécificités du bassin Atlantique Tropical 61

2.3.3 Propagation des ondes de Kelvin et de Rossby 65
2.4 Configuration d'un Modèle Linéaire 65
2.4.1 Un peu de théorie 65
2.4.2 Comparaison aux observations 67
2.4.3 Décomposition en EOF étendues 67
2.5 Article Paru dans *Journal of Geophysical Research* 73
2.6 Résumé et Discussion 99
2.6.1 Décomposition des signaux altimétriques en ondes équatoriales 99
2.6.2 Études des simulations MERCATOR 100
2.6.3 Propagation verticale d'énergie 101
2.6.4 Étude des *Benguela Niños*, collaboration avec l'Université de Cape Town 101

3 Rôle du Couplage Local en Atlantique Tropical et Influence du Pacifique 105
3.1 Quelques Considérations Préliminaires 106
3.1.1 Quelques statistiques simples 106
3.1.2 Echelles temporelles de variabilité du couplage local 107
3.2 Le Modèle Couplé : TIMACS 109
3.2.1 La composante océanique 109
3.2.2 Le modèle atmosphérique 111
L'approche QTCM 112
Équations de base 112
La fermeture convective 113
Les capacité de QTCM en mode forcé 115
3.2.3 La stratégie de couplage 117
3.3 Article Accepté dans *Journal of Climate* 119
3.4 Analyse de l'Événement Chaud de 1996 145
3.4.1 Dans les Observations 145
3.4.2 Notre approche : 61 simulations d'ensemble 147
3.4.3 Article Paru dans *Geophysical Research Letter* 149

4 Conclusion 155

Préambule

Il est maintenant bien reconnu que les océans tropicaux jouent un rôle fondamental dans la régulation thermique du climat de la Terre.

L'originalité dynamique essentielle des régions équatoriales est que la force de Coriolis devient très petite lorsque l'on se rapproche de l'équateur, pour s'y annuler en changeant de signe. L'équateur se comporte alors comme un guide d'onde et permet aux ondes planétaires de se propager rapidement (par comparaison aux moyennes et hautes latitudes). En conséquence, les océans tropicaux ont une réponse rapide et prononcée aux variations saisonnières et pluriannuelles de la tension de vent. Ce concept d'ondes longues équatoriales est primordial pour l'analyse de l'ajustement océanique et pour la compréhension de phénomènes comme les événements El Niño observés dans l'océan Pacifique Tropical.

La théorie majeure pour expliquer la nature oscillante d'El Niño Southern Oscillation (ENSO) admise au cours du programme de recherche TOGA[2] est celle de l'oscillateur retardé [*Shopf et Suarez* ,1988], basée sur les effets asynchrones et opposés d'ondes océaniques équatoriales et de leur réflexion à la frontière Ouest du bassin. Grâce à un effort scientifique international et à un réseau de mesures performant, de nombreux progrès ont été réalisés et on arrive aujourd'hui à prévoir le phénomène (déclenchement, intensité, durée) avec un certain succès, jusqu'à six mois à l'avance.

Bien que les deux bassins tropicaux Pacifique et Atlantique présentent des caractéristiques géographiques différentes, telles que leur trait de côte, leur topographie ou leur largeur, leurs distributions moyennes de température, de salinité et de vitesse zonale sont largement similaires. Ces caractéristiques communes permettent de penser que l'on peut trouver des mécanismes semblables dans les deux bassins, pour expliquer les grands aspects de leur variabilité respective.

[2] de l'Anglais Tropical Ocean-Global Atmosphere

Bien que l'océan Atlantique Tropical ait reçu moins d'attention jusqu'à aujourd'hui, sa variabilité influe également de manière significative les conditions climatiques dans de nombreuse régions du Monde. Par exemple, les fluctuations de la circulation océanique en Atlantique Équatorial influent la variabilité inter-annuelle à décennale en Atlantique Nord. De plus, le climat des continents qui bordent le bassin Atlantique Tropical est sujet aux fluctuations de la variabilité océanique, comme celui de régions plus lointaines allant du continent Nord Américain à l'Europe, avec des conséquences socio-économiques importantes. En particulier, l'étude (voire la prédiction) de la variabilité climatique océanique est un enjeux primordial pour les pays limitrophes au bassin Atlantique Tropical dont l'économie est fortement dépendante des ressources halieutiques et des rendements agricoles. De grands programmes nationaux et internationaux sont actuellement dédiés à son observation (PIRATA[3], EGÉE[4], AMMA[5]).

C'est dans ce contexte que cette thèse propose de documenter la variabilité interannuelle du bassin Atlantique Tropical en terme d'ondes équatoriales. Nous étudierons ensuite les rôles respectifs du couplage local océan-atmosphère et des influences de la variabilité du Pacifique Tropical sur la variabilité en Atlantique Équatorial.



[3] de l'Anglais Pilot Research mourred Array in the Tropical Atlantic
[4] Étude de la circulation océanique et de sa variabilité dans le golfe de GuinÉE
[5] Analyses Multidisciplinaires de la Mousson Africaine

Chapitre 1

Introduction

L'océan Atlantique est au coeur des études climatiques car il est un acteur essentiel des échanges de chaleur inter-hémisphériques et de la redistribution des masses d'eau entre l'équateur et les latitudes moyennes. De part sa taille plus réduite, la proximité des continents et les caractéristiques du forçage atmosphérique, il présente une dynamique plus complexe que son voisin le Pacifique Tropical.

La variabilité de l'Atlantique Tropical est fortement dominée par le cycle saisonnier. Cependant, bien que moins marquées que dans le Pacifique Tropical, les déviations par rapport à ce cycle saisonnier ne sont pas négligeables. Les répercussions socio-économiques sont importantes sur les pays limitrophes (mousson africaine, pêches côtières...) [*Vizy et Cook*, 2001], ce qui motive les études réalisées dans le cadre des projets nationaux (PNEDC, AMMA) et internationaux (CLIVAR). Cette variabilité, aux échelles de temps s'étendant sur quelques années, est caractérisée par un mode de type équatorial, baptisé *Niño Atlantique*, par comparaison à la variabilité de type El Niño du Pacifique Équatorial, ainsi que par une structure inter-hémisphérique, dont les centres d'action se situent de part et d'autre de l'équateur. Beaucoup d'hypothèses ont été émises sur cette variabilité, allant des effets locaux d'interaction air-mer, à des télé-connexions lointaines comme celle qu'exerce le Pacifique Tropical à travers les anomalies de la circulation atmosphérique développées lors des phénomènes El Niño, en passant par l'influence des régions extra-tropicales et en particulier celle de l'Oscillation Nord Atlantique.

Dans ce chapitre, nous décrivons les caractéristiques de la variabilité interannuelle de l'atmosphère et de l'océan dans l'Atlantique Tropical. Cette présentation préliminaire amène à faire un parallèle avec la variabilité interannuelle dans le Pacifique Tropical bien mieux comprise, et en particulier avec le phénomène El Niño. Nous résumons ensuite l'état des connaissances sur les télé-connexions tropicales et extra-tropicales en liaison avec El Niño. Ceci nous conduit aux motivations plus spécifiques de la présente étude. Nous présentons alors les objectifs scientifiques et la méthodologie adoptée.

1.1 L'Atlantique Tropical, Présentation et Enjeux Scientifiques

C'est dans les tropiques que le réchauffement des masses d'eau superficielles est le plus intense : le gain de chaleur par l'océan est positif, contrairement aux régions des moyennes et hautes latitudes. Ce réchauffement équatorial crée une zone de basses pressions vers laquelle affluent les masses d'air. Ainsi, la zone intertropicale est soumise à un régime d'Alizés (du latin *Alis*, qui évoque la permanence et la douceur relative à ces vents) et dont les variations saisonnières conditionnent celles de l'océan (Fig. 1.1). Plus précisément, le bassin Atlantique Tropical est le siège de la convergence des Alizés de Sud-Est dans l'hémisphère Sud et de Nord-Est dans l'hémisphère Nord, respectivement générés par les anticyclones de St Hélène et des Açores. Le conflit qui en résulte a pour conséquence la création et l'entretien quasi permanent de la Zone Intertropicale de Convergence (ITCZ[1]). Cette zone de convergence est constituée de nombreuses cellules convectives, génératrices de fortes précipitations (Fig. 1.1), et est caractérisée par un régime de vents extrêmement variable. L'ITCZ s'étend sur les continents limitrophes et est animée d'un mouvement oscillatoire saisonnier, Nord/Sud (Fig. 1.1).

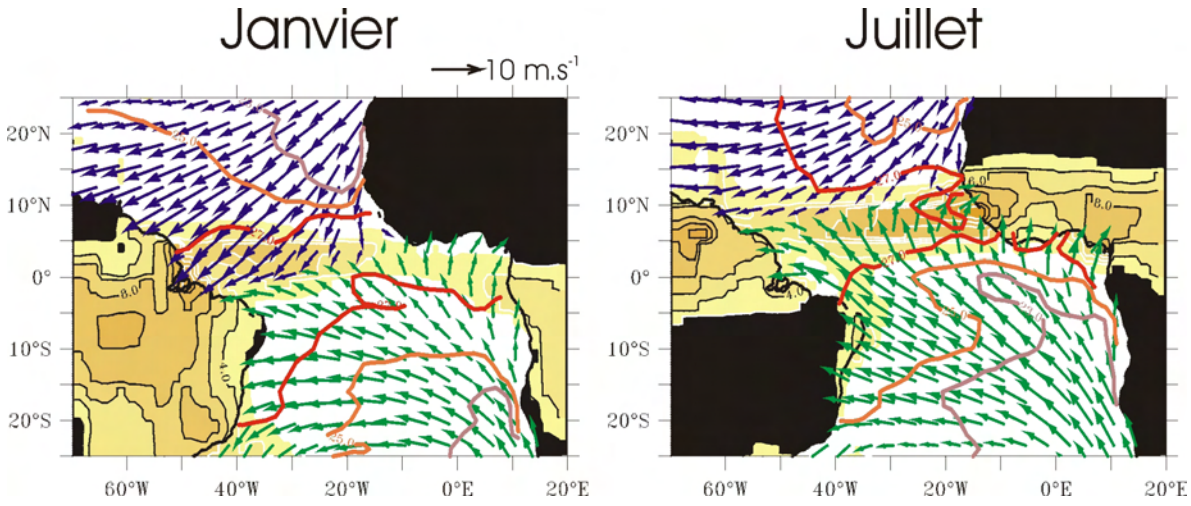


FIG. 1.1: *La circulation atmosphérique moyenne (1992-2000) de surface dans l'Atlantique Tropical, pour les mois de Janvier et Juillet, à partir des données des satellites ERS1/2 est représentée avec des flèches. Les Alizés du Nord-Est (Sud-Est) sont représentés en bleu (vert). Les précipitations (mm/jour) moyennes (1992-2000) à partir des données du Global Precipitation Climatology Project (GPCP) sont représentées en jaune et les isothermes 23°C, 25°C et 27°C de la température de surface moyenne (1992-1999) à partir des données TAOSTA [Vauclair et du Penhoat, 2001] sont respectivement tracées en rose, orange et rouge.*

[1]de l'Anglais : Inter-Tropical Convergence Zone

Ces excursions méridiennes sont liées au basculement saisonnier de la Terre, et régissent l'alternance des saisons sèches et des saisons des pluies sur ces continents. Par exemple, l'ITCZ survole la Guyane deux fois par an et détermine un cycle saisonnier modulé par un cycle semi-annuel, définissant quatre saisons de périodes inégales. Tout d'abord, on observe la petite saison des pluies, de la mi-Novembre à mi-Février, lorsque l'ITCZ s'achemine vers le Sud, suivie du «petit été de Mars», quand l'ITCZ atteint sa position extrême Sud. Cette époque de l'année correspond pour la Guyane à une accalmie des précipitations, mais l'expose à l'air maritime humide des Alizés de Nord-Est. Dès le mois d'Avril, c'est la saison des pluies : l'ITCZ effectue sa remontée lente vers le Nord et arrose copieusement la Guyane au gré de ses ondulations et de son activité. Lorsque l'ITCZ est rejetée au Nord, le beau temps s'installe : c'est la saison sèche. La Guyane reçoit un air plus sec, en provenance du Sud-Est.

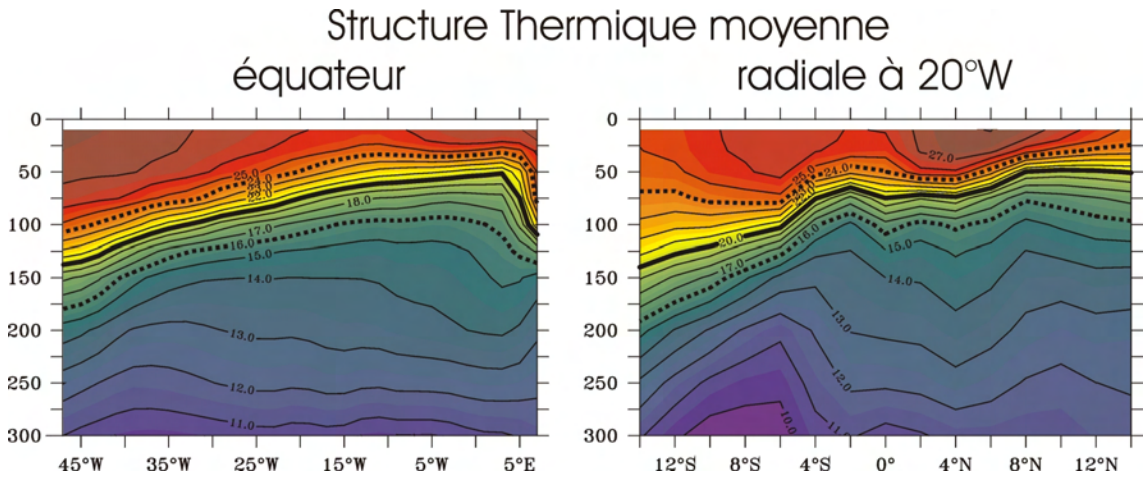


FIG. *1.2: Coupe longitudinale de la température moyenne (1993-1998) dans les 300 premiers mètres le long de l'équateur en Atlantique, à partir des données TAOSTA [Vauclair et du Penhoat, 2001]. L'isotherme 20°C, caractéristique de la position de la thermocline, est représentée en trait épais. Les isothermes 16°C et 24°C, caractéristiques de l'épaisseur de la thermocline sont représentées en pointillés.*

D'un point de vue océanique, la position moyenne de l'ITCZ se situe aux alentours de 5°N. C'est l'équateur météorologique bien connu des navigateurs. Elle est associée à une zone où la température de surface (SST[2]) est maximale (Fig. 1.2). En hiver boréal, les Alizés de Sud-Est sont faibles, alors que ceux de Nord-Est sont intenses : l'ITCZ est très équatoriale et est associée au réchauffement saisonnier dans le Golfe de Guinée. En été boréal, nous assistons à l'excursion méridienne de l'ITCZ vers le Nord (autour de 10°N). La zone de forts vents est maintenant centrée sur l'équateur et l'intensité du vent a fortement augmenté dans toute la bande équatoriale. Le long des côtes du Golfe de Guinée, les vents dominants sont alors de Sud-Ouest, engendrant ainsi un phénomène de mousson, dite mousson africaine.

[2]Sea Surface Temperature

La structure spatiale des vents et la forme des continents limitrophes induit des remontées d'eaux froides le long des côtes Est. De plus, la convergence des Alizés au niveau de l'équateur thermique induit une divergence du transport d'Ekman et par conséquent crée une zone de résurgence d'eaux profondes (Fig. 1.2), froides et riches en sels nutritifs (nitrates et phosphates) appelée *upwelling* équatorial. Le transfert dans la zone d'éclairement solaire de ces eaux riches en carbone dissout (DIC[3]) augmente la production primaire, et définit une région biologiquement très productive, contrairement aux régions oligotrophes avoisinantes [*Loukos et Mémery*, 1999]. Ce sont donc des zones à forte activité de pêche, dont la variabilité est un facteur déterminant pour les ressources halieutiques des pays limitrophes. Dès les années 1970, près de 50% des pêches mondiales (anchois et sardines) étaient réalisées dans les régions d'*upwelling* (*Rapports FAO*). Ce sont aussi des zones où la pêche thonière est très importante. La compréhension des mécanismes de ces remontées d'eau froide et surtout leur variabilité est donc d'un grand intérêt pour la gestion des pêcheries.

L'annulation et le changement de signe de la force de Coriolis au passage de l'équateur induisent une dynamique océanique propre aux régions tropicales. Cette originalité dynamique, ainsi que le forçage des Alizés fait de l'Atlantique Tropical un océan fortement barocline. Ainsi, on observe la présence d'une thermocline équatoriale permanente et très marquée. De plus, les grandes structures atmosphériques, dont la direction privilégiée est essentiellement zonale, imposent aux couches superficielles de l'océan une circulation zonale intense. Ainsi, ce régime de vent d'Est entraîne les eaux chaudes de surface vers l'Ouest, le long de l'équateur, créant par la même occasion une pente de la surface de l'océan et de la thermocline, qui respectivement remonte et s'approfondit d'Est en Ouest (Fig. 1.2). Dans la bande équatoriale, les variations saisonnières de la pente de la thermocline sont directement liées à la variabilité du forçage atmosphérique (vent et flux de chaleur). Ainsi, l'inclinaison de la thermocline est maximale en été boréal, lorsque les Alizés de Sud-Est sont maximaux à l'équateur.

La chaleur emmagasiné par l'océan dans les régions tropicales est redistribué aux régions des moyennes et hautes latitudes via une circulation océanique fortement barocline. Du fait du régime de vents d'Est, en Atlantique Tropical, le transport moyen intégré entre la surface et 1500 mètres de profondeur est dirigé vers le Nord-Ouest et l'Ouest, tandis qu'en dessous, la circulation thermohaline entraîne des eaux froides vers le Sud.

La circulation océanique moyenne de surface se compose de deux *gyres* subtropicales anticycloniques, dont les branches basses latitudes sont représentées par le Courant Nord Équatorial (NEC[4]) au Nord et le (SEC[5]) au Sud [*Bourles et al.*, 1999], délimitées par un système

[3] de l'Anglais : Dissolved Inorganic Carbon
[4] de l'Anglais : North Equatorial Current
[5] de l'Anglais : South Equatorial Current

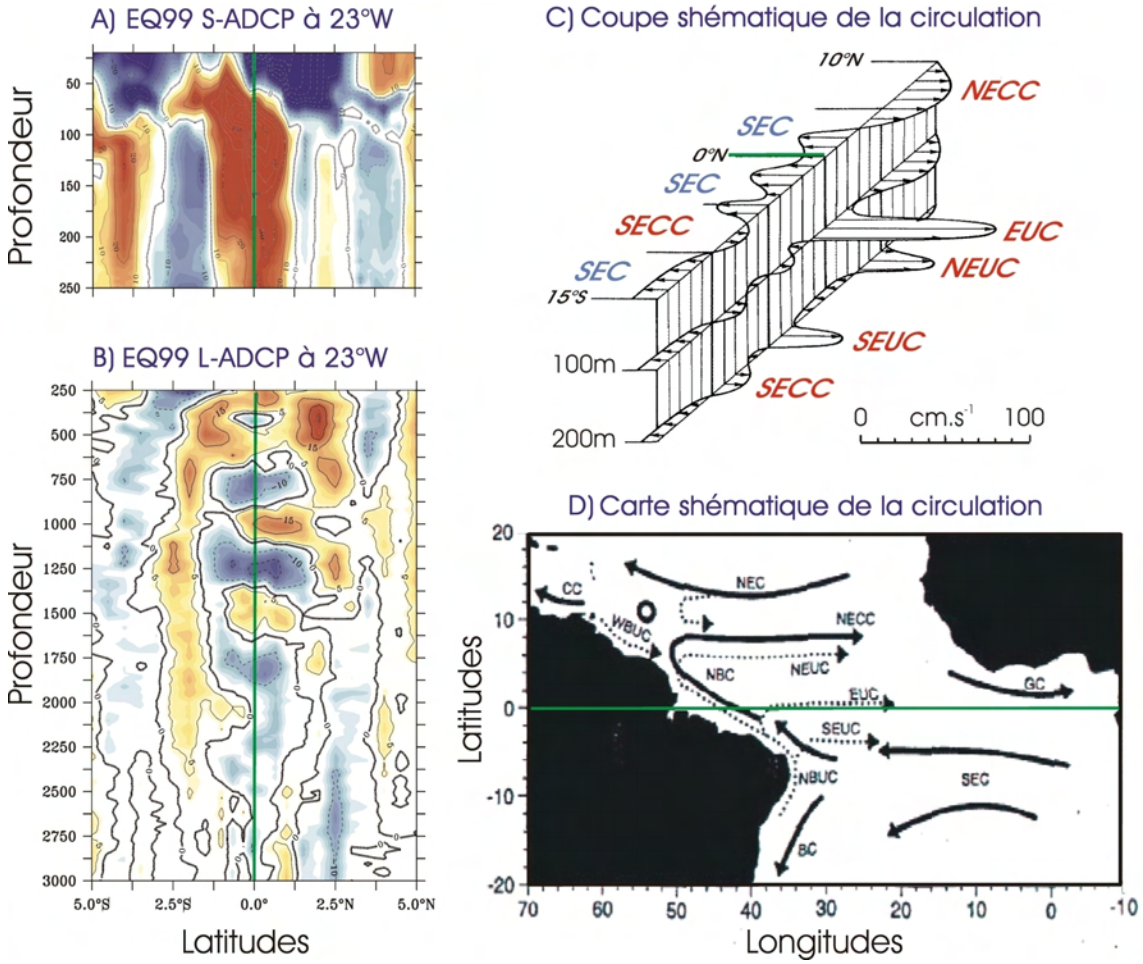


FIG. *1.3: Radiale à 23°W, à partir des données S-ADCP (A) et L-ADCP (B) de la compagne Equalant 99. C) Vision tridimensionnelle de la circulation zonale en Atlantique Équatoriale (Stramma et Schott [1999]). D) Carte de la circulation superficielle. Les courants de surface (sub-surface) sont représentés en traits pleins (pointillés).*

de courants équatoriaux. *Stramma et Schott* [1999] donnent une vision tridimensionnelle de la circulation zonale superficielle et sub-superficielle dans l'Atlantique équatorial (Fig. 1.3C). La circulation de surface est dominée par un écoulement vers l'Ouest, le SEC, qui se compose de trois branches. Il est maximal vers 4°S et 2°N, où il atteint respectivement des vitesses de l'ordre de 60 $cm.s^{-1}$ et 30 $cm.s^{-1}$. Le SEC, qui se sépare en deux au niveau de la côte brésilienne pour former le Courant du Brésil (BC) et alimenter la partie supérieure du Courant Nord Brésilien (NBC[6], fortement tourbillonnaire) [*Peterson et Stramma*, 1990], laisse néanmoins sa place entre 5°N et 10°N au Contre-Courant Équatorial Nord (NECC[7]). Le NECC s'écoule contre les vents dominants vers la côte africaine. L'intensité de ce courant est liée à la position de l'ITCZ, peu intense en hiver boréal lorsque l'ITCZ est proche de l'équateur, il

[6] de l'Anglais : North Brazil Current
[7] de l'Anglais : North Equatorial Conter Current

se renforce et s'étend au delà de 20°W lorsque l'ITCZ remonte au Nord [*Richardson et McKee*, 1984]. En été et en automne boréal, ce courant alimente en partie le Courant de Guinée (GC[8]) [*Richardson et Walsh*, 1986].

La structure verticale de la circulation océanique en Atlantique Équatorial fait apparaître de forts cisaillements verticaux et horizontaux. La circulation sub-superficielle est essentiellement conditionnée par le Sous-Courant Équatorial (EUC[9]), qui s'écoule vers l'Est, au coeur de la thermocline. Ce courant est alimenté principalement par les eaux originaires des régions sub-tropicales Sud, chaudes et salées, via une re-circulation du Sous-Courant Nord Brésilien (NBUC[10]) [*Peterson et Stramma*, 1990]. D'Ouest en Est, ce courant s'atténue sensiblement, remonte vers la surface, puis exhibe une structure en méandres et des variations d'intensité. De part et d'autre de l'EUC, plus en profondeur, se trouvent au centre du bassin les Sous-Courant Équatorial Nord et Sud (NEUC et SEUC[11]), associés à la thermostad équatoriale [*Tsuchiya*, 1986]. L'alternance des courants vers l'Est et vers l'Ouest continue plus en profondeur, avec notamment le Courant Équatorial Intermédiaire (EIC[12]) vers 300m de profondeur, centré à l'équateur et les Contre Courants Intermédiaires Nord et Sud (NICC et SICC[13]) transportant à eux deux environ 20 sv ($= 20.10^6 m^3.s^{-1}$) de part et d'autre de l'équateur vers 2° de latitude et entre 400 et 1000 m de profondeur [*Stramma et Schott*, 1999]. Ces courants profonds, ainsi que la superposition de courants alternés (*deep jets*) qui pénètre jusqu'à $3000m$, sont similaires à leurs homologues de l'océan Pacifique, bien que les échelles verticales de ces courants profonds soient plus grandes dans l'Atlantique (Fig. 1.3) [*Gouriou et al.*, 2001].

La variabilité de la température de la mer est gouvernée par celle des vents et des flux de chaleur, mais aussi par la circulation océanique à travers l'advection verticale et horizontale des courants. La SST dans l'Est de l'Atlantique équatorial est dominée par le cycle annuel (malgré le cycle semi-annuel du soleil). En raison de la faible épaisseur de la couche homogène de surface et des remontées d'eaux froides subsuperficielles le long de l'équateur et des côtes (Fig. 1.2), le Golfe de Guinée connaît une variabilité saisonnière de la SST particulièrement importante, pouvant atteindre 7°C [*Merle*, 1983]. Cependant, les upwellings ne s'expliquent pas uniquement par le régime de vents locaux, mais aussi par celui des vents sur l'ensemble du bassin, via les ondes de Kelvin équatoriales [*Houghton*, 1983 ; *Katz*, 1987 ; *Mc Creary et al*. 1984]. Dans le Golfe de Guinée, les températures de surface atteignent leur maximum aux mois de Mars et Avril ($\sim 28°C$ à 10°W-0°N), lorsque les vents équatoriaux sont faibles et que la thermocline dans l'Est du bassin est à sa position la plus profonde ($\sim 70m$ à

[8] de l'Anglais : Guinea Current
[9] de l'Anglais : Equatorial Under Current
[10] de l'Anglais : North Brazilian Under Current
[11] de l'Anglais : North and South Equatorial Under Currents
[12] de l'Anglais : Equatorial Intermediate Current
[13] de l'Anglais : North and South Intermediate Counter Currents

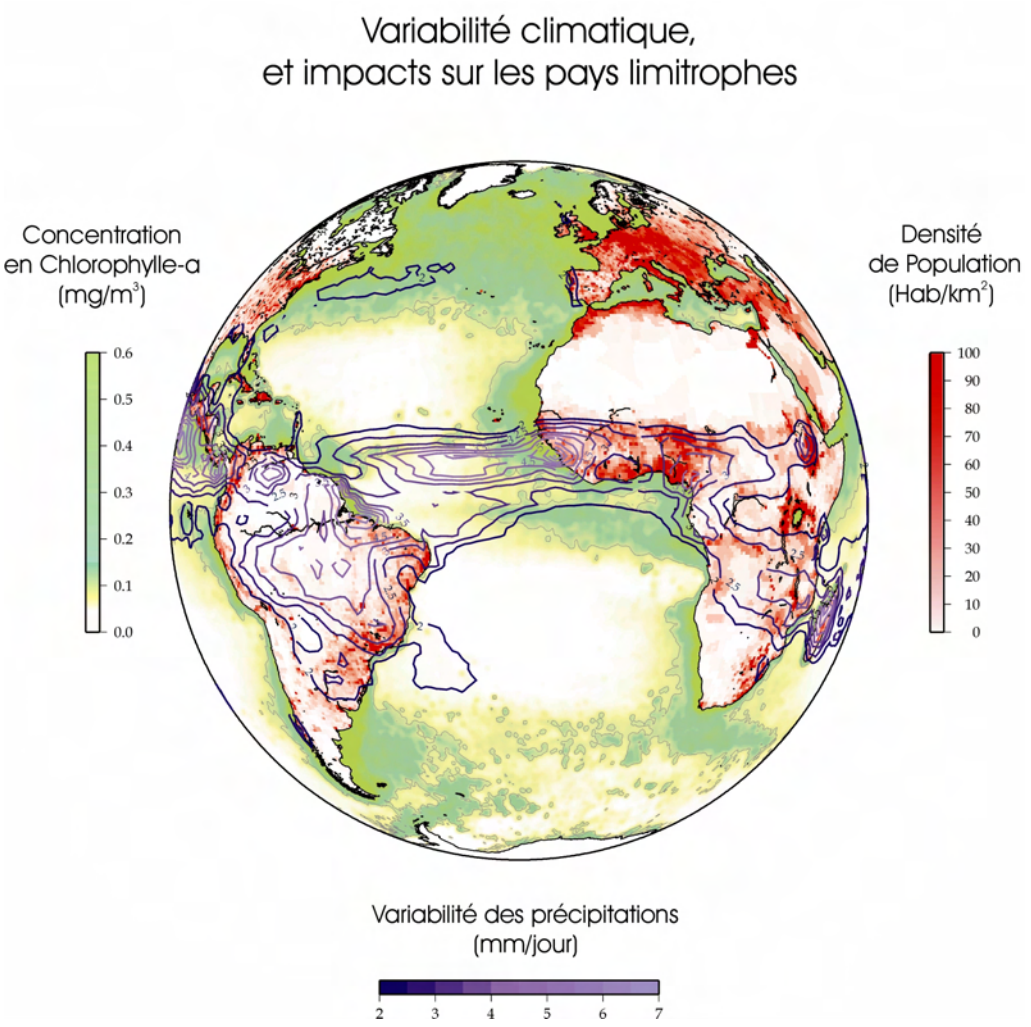


FIG. *1.4: Répartition de la population en 1995 ($habitants/km^2$), à partir des données du projet Gridded Population of the World (GPW). Concentration moyenne (1979-1986) en chlorophylle-a (mg/m^3), à partir des données satellites Coastal Zone Color Scanner (CZCS). Variabilité (1982-2001) des précipitations ($mm/jour$), à partir des données GPCP.*

10°W-0°N). De plus, durant cette saison, le rayonnement solaire incident est maximal (le soleil passe au zénith). La région dont la SST excède 27°C s'étend de 8°S à 5°N (Fig. 1.1). Lorsque l'année progresse, les Alizés de Sud-Est s'intensifient en créant un gradient zonal de pression et une remontée de la thermocline ($\sim 35m$ à 10°W-0°N) : c'est le refroidissement saisonnier dans le Golfe de Guinée. Les températures de surface le long des côtes africaines atteignent leur minimum au mois de Juillet (renforcement de l'upwelling côtier), tandis que celles du Sud-Est du Golfe de Guinée l'atteignent un mois plus tard ($\sim 23°C$ à 10°W-0°N). En Juillet et Août, une langue d'eau froide (*Cold Tongue*) se forme dans l'Est du bassin, centrée légèrement au Sud de l'Équateur (Fig. 1.1).

En Atlantique Tropical, le cycle annuel est le mode de variabilité couplé océan-atmosphère dominant. Le cycle saisonnier océanique répond directement à la variabilité du forçage atmosphérique (vents et flux de chaleur) [*Xie*, 1994]. Nous avons vu que l'inclinaison (zonale et méridienne) de la thermocline est directement liée à la variabilité des vents. Les variations du système complexe de courants océaniques, qui maintiennent l'équilibre entre les forces de gradient de pression et la friction du vent, sont également importantes au cours du cycle saisonnier. La structure moyenne de SST est influencée par les conditions atmosphériques et par la circulation océanique à travers l'advection (zonale et verticale) des courants moyens. Mais la température de surface de l'océan modifie aussi la circulation atmosphérique et en particulier la position de l'ITCZ. En effet, la SST est le paramètre contrôlant le système couplé océan-atmosphère. Dans les tropiques, une SST plus chaude que la normale est associée à une convection accrue et à une modification dans la force et la direction des Alizés, qui se manifeste par une convergence locale accrue dans les basses couches de l'atmosphère. Inversement, une SST plus froide que la normale est associée à une subsidence accrue et à une atmosphère plus stratifiée dans les basses couches. Néanmoins, contrairement au Pacifique où les interactions air-mer sont le mécanisme qui initie le cycle saisonnier, l'étroitesse du bassin Atlantique Tropical et la présence de fortes zones de convection continentales font que les moussons continentales jouent un rôle bien plus important. Par exemple, des expériences utilisant des modèles atmosphériques de circulation générale montrent que les variations saisonnières des vents dans le Golfe de Guinée sont principalement dues à la mousson africaine [*Li et Philander*, 1997]. Le cycle saisonnier des vents équatoriaux est forcé par la mousson continentale et par les interactions avec la SST équatoriale [*Okumura et Xie*, 2004].

D'un point de vue couplé, une modification de la position de l'ITCZ ou une perturbation de la structure moyenne de température peut entraîner des déviations par rapport au cycle saisonnier qui ne sont pas négligeables. Les amplitudes de variations de la température de surface de la mer observées dans le Golfe de Guinée du signal diurne, saisonnier et interannuel sont respectivement d'environ 0,5°C, 5°C et 2°C. De plus, ces déviations par rapport au cycle saisonnier ont des répercussions climatiques importantes. Les conséquences les plus directes de la variabilité climatique observée dans l'Atlantique Tropical sont comparables à celles d'El Niño dans le Pacifique. Dans cette région du monde où la répartition de la population est principalement côtière et dont l'économie des pays limitrophes est essentiellement tournée vers l'agriculture et la pêche (Fig. 1.4), les variations climatiques peuvent avoir des conséquences dramatiques. Elles concernent l'abondance et la disponibilité des poissons pélagiques côtiers, ainsi que les rendements des cultures et des élevages dans plusieurs pays de l'Atlantique Ouest. La variabilité climatique dans la zone semi-aride du Nord-Est du Brésil et du Sahel touche gravement la population locale. Ainsi en 1995 où la SST a été exceptionnellement élevée dans le Golfe de Guinée et dans le Nord de l'Atlantique Tropical, 8 tempêtes tropicales et 11 cyclones se sont développés sur l'Atlantique Tropical de Juin à Octobre 1995.

1.2 La Variabilité Interannuelle Couplée en Atlantique Tropical

Bien que moins marquée que celle de l'océan Pacifique, l'océan Atlantique Tropical est aussi le siège d'une forte variabilité climatique aux échelles de temps inter-annuelles à décennales. En effet, surimposée au cycle annuel dominant, on observe une variabilité basse fréquence importante, dont la période s'étend de quelques mois à plusieurs années. Par exemple, la température de surface en Atlantique Équatorial connaît des fluctuations importantes d'une année sur l'autre. Sur la figure 1.5, la variabilité de la SST dans le Golfe de Guinée (dans la région ATL3, définie par *Zebiak* [1993]), à laquelle nous avons retiré le cycle annuel, fait apparaître plusieurs échelles de variabilité. On observe par exemple qu'une partie significative de l'énergie se projette dans la bande de fréquence allant de 1 à 5 ans, et que la SST en Atlantique Équatorial contient aussi une composante décennale importante (périodes de 9 à 14 ans). Néanmoins, l'amplitude de ces fluctuations climatiques est significativement inférieure à celle observée dans le Pacifique Équatorial Est (région NINO3) dominée par la signature du phénomène El Niño. Par exemple, la variabilité de l'indice ATL3 calculée sur la période 1950-2003 (0.47°C) est deux fois plus faible que celle de l'indice NINO3 (0.89°C).

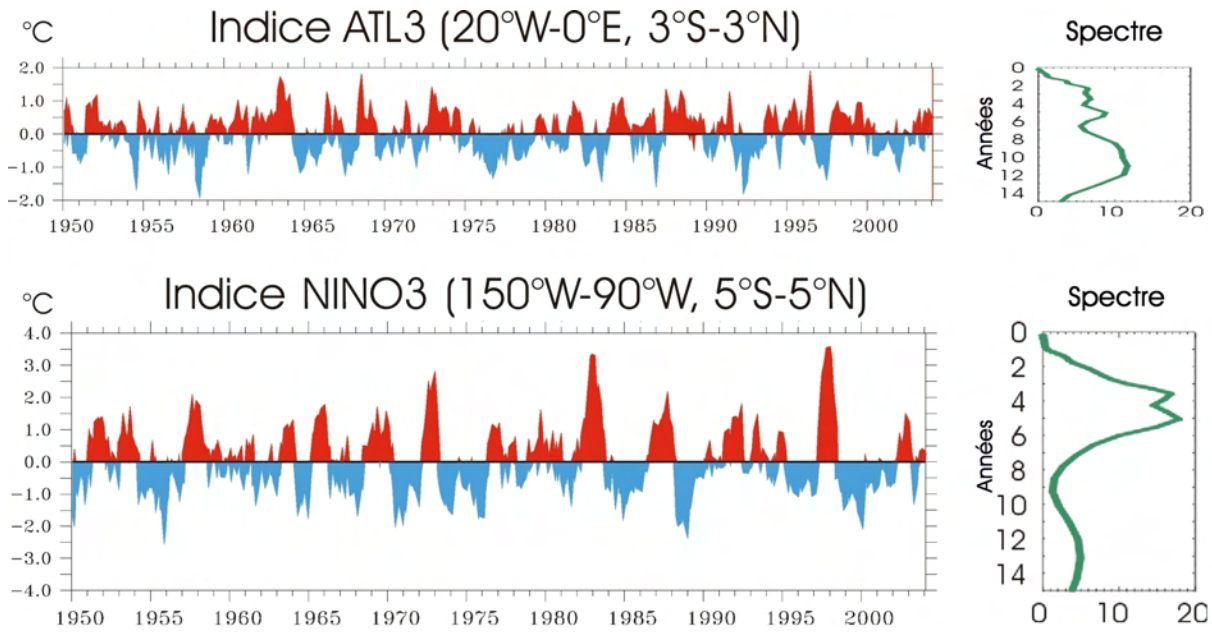


FIG. *1.5: Séries temporelles des anomalies de SST (°C) [Reynolds et Smith., 1994] moyennées dans le Golfe de Guinée (*ATL3 *: 20°W-0°E/3°S-3°N) et dans l'Est du Pacifique Tropical (*NINO3 *: 150°W-90°W/5°S-5°N). Nous avons retiré la tendance linéaire. A droite : les spectres en puissance cumulés dans le temps (obtenus à partir d'une décomposition en ondelettes [Torrence et Compo, 1998]). Les spectres sont normalisés par rapport à la variance de chacune des séries temporelles.*

A l'échelle régionale aussi, on observe d'une année sur l'autre des conditions climatiques fortement perturbées. Par exemple, la variabilité interannuelle du régime de précipitation au Nord-Est du Brésil (Nordeste) est une illustration marquante de ces fluctuations climatiques. Entre le milieu des années 1970 et le milieu des années 1980, le Nordeste a connu des anomalies pluviométriques relativement importantes, alors que vers la fin des années 1980, des années de sécheresses prolongées ont été observées. Plus récemment, la région du Nordeste a connu des événements climatiques majeurs : l'été boréal 2001 y fut anormalement sec, tandis que des inondations ont gravement touché la région courant Janvier 2004 (Fig. 1.6). De nombreuses études ont mis en évidence des corrélations entre les anomalies de SST en Atlantique Tropical et les anomalies de précipitation dans le Nord-Est du Brésil et au Sahel, ainsi que sur l'activité cyclonique qui touche les Caraïbes et la Floride [*Landsea.*, 1993].



FIG. *1.6: Photographies dans la région semi aride de l'Est du continent Sud-Américain (Nordeste Brésilien, État de Ceara) : contraste entre les conditions moyennes, l'été boréal très sec de 2001 et les inondations de Janvier 2004. (Sources : Jose Marengo CPTEC/Brazil).*

1.2.1 Deux modes de variabilité dominants

Alors que la variabilité climatique inter-annuelle dans le Pacifique a pour moteur le phénomène El Niño, celle de l'Atlantique Tropical se manifeste selon deux modes distincts : le premier, le **mode équatorial**, similaire à El Niño, se caractérise par une modification du régime de vents dans l'Ouest du bassin et des changements de la température de la surface de la mer dans le Golfe de Guinée ; le second, le **mode inter-hémisphérique** se traduit par des variations de la SST dans les parties Nord et Sud du bassin Atlantique Tropical, de part et d'autre de l'ITCZ.

a) Le mode équatorial

Le premier système de variabilité climatique - appelé **mode équatorial** - se manifeste tous les deux à quatre ans en moyenne. Il se caractérise par un épisode chaud ou froid. Pendant un

épisode chaud, on observe une relaxation des Alizés dans la partie Ouest du bassin équatorial. Conformément à la théorie linéaire de propagation des ondes longues équatoriales [*Cane et Sarachik*, 1976, 1977, 1979, 1981 ; *Philander*, 1978], une telle perturbation des vents zonaux peut provoquer la propagation vers l'Est, le long de l'équateur, d'un train d'ondes océaniques de Kelvin, situées entre la surface et cent mètres de profondeur environ. Ces ondes, dites de downwelling, ont tendance à approfondir la thermocline au cours de leur propagation. Rapidement, en arrivant le long des côtes africaines (de l'ordre de un mois), ces ondes sont capables de stopper les remontées d'eaux froides. De ce fait, des anomalies de la température des eaux de surface dans le Golfe de Guinée peuvent apparaître, comme ce fut le cas durant l'été boréal de 1996 (Fig. 1.7). Lors d'un épisode froid, le phénomène s'inverserait.

La signature de ce mode de variabilité en SST est principalement confinée dans l'Est de l'Atlantique Équatorial : les anomalies chaudes sont généralement maximales dans la région de la *Cold Tongue* entre 6°S et 2°N, de 20°W à 5°E. Certaines années, les anomalies chaudes se propagent plus au Sud le long des côtes d'Afrique du Sud. On assiste alors à des anomalies de température dans le système d'upwelling du Bengale : ce sont des *Benguela Niños* [*Florenchie et al*. 2003 ; *Rouault, Illig et al*., 2004].

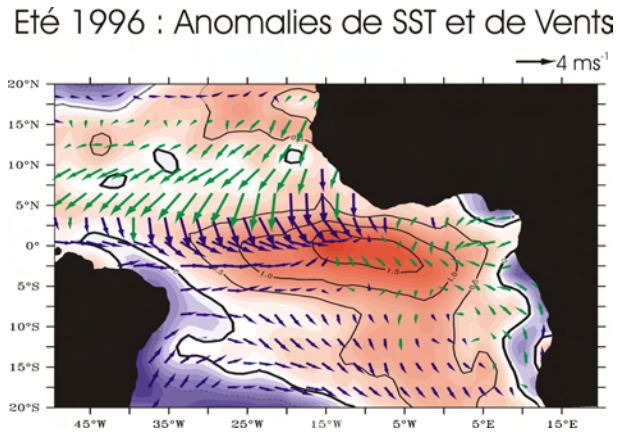


FIG. *1.7: Anomalies de SST en Juin 1996 à partir des données de SST de Reynolds et Smith. [1994]. Anomalies de vent à partir des données satellites ERS1/2. Les anomalies sont calculées par rapport au cycle saisonnier sur la période 1992-2000.*

Ce mode de variabilité climatique est similaire, bien que de moindre ampleur, à celui que l'on observe dans le Pacifique (El Niño dans sa phase chaude, La Niña pour sa phase froide). Du fait de l'étroitesse du bassin, on n'assiste pas aux oscillations spectaculaires du Pacifique. La période d'occurrence des événements chauds est d'approximativement 30 mois, avec 14 événements qui se sont déroulés durant les 40 dernières années (1963, 1966, 1968, 1973, 1974, 1981, 1984, 1987, 1988, 1993, 1996, 1997, 1999, *cf.* Fig. 1.5). L'été 2003 en est l'exemple le plus récent. Ce mode de variabilité entraîne des variations de la température de sub-surface dans

l'Est du bassin de l'ordre de 1˚C en moyenne mensuelle, atteignant parfois 3 à 4˚C dans le fond du Golfe de Guinée, comme ce fut par exemple le cas lors de l'épisode chaud de 1984 ou celui plus récent de 1997-1998. Certains de ces épisodes peuvent avoir indirectement été induits par la variabilité du Pacifique Tropical associée aux événements El Niño, comme cela fut le cas en 1984 [*Delecluse et al.*, 1994] et probablement en 1997. Il arrive parfois cependant que des anomalies chaudes qui surviennent dans l'Atlantique soient sans apparente liaison avec un quelconque phénomène El Niño, comme pour l'événement chaud de l'été 1996 [*Handoh et Bigg*, 2000].

Le premier événement bien documenté fut celui de 1963 car il a coïncidé avec le programme d'observation EQUALANT [*Merle*, 1980]. Durant l'été boréal de 1963, les anomalies de température de surface ont excédé 1,5˚C dans la zone ATL3. En raison de la synchronisation d'anomalies thermiques chaudes dans l'Est du bassin, de la relaxation des Alizés et du déplacement vers le Sud de la zone de convection en été boréal 1963, *Merle* [1980] et *Hisard* [1980] ont baptisé ce phénomène de *Niño Atlantique*. Les analyses de *Servain et al.* [1982] sur des observations ont permis de mettre en évidence les connexions entre le forçage atmosphérique dans l'Ouest du bassin et le réchauffement observé dans le Golfe de Guinée (sans pour autant étudier la dynamique d'onde associée).

L'événement de 1984 s'est produit lors d'un autre programme d'observations appelé SEQUAL/FOCAL [*Weisberg*, 1984] et juste après l'intense événement El Niño de 1982-1983. Les observations de sub-surface ont révélé un approfondissement de la thermocline équatoriale dans l'Est du bassin [*Philander*, 1986], qui résultait d'un déplacement vers l'Est d'anomalies chaudes le long du guide d'onde équatorial [*Carton et Huang*, 1994]. *Delecluse et al.* [1994] ont montré un lien entre cet événement inter-annuel en Atlantique Équatorial et l'événement El Niño dans le Pacifique Tropical (*cf.* § 1.3.2).

Handoh et Bigg [2000] ont analysé l'événement de 1996/1997 (Fig. 1.7) à partir de données océaniques et atmosphériques issues d'observations satellites et ont suggéré un scénario basé sur les propagations/réflexions d'ondes équatoriales pour expliquer la phase chaude de 1996 suivie de la phase froide en 1997.

Associées à ces anomalies thermiques chaudes, des modifications atmosphériques sont observées. Tout d'abord les Alizés soufflent moins fort à l'Ouest de 20˚W, pendant que les vents méridiens associés à la mousson d'Afrique du Nord sont affaiblis [*Horel et al.*, 1986 ; *Zebiak*, 1993]. La figure 1.8 de *Ruiz-Barradas et al.* [2000] présente les structures spatiales d'anomalies associées aux événements *Niño Atlantique*, à partir d'une analyse conjointe de données océaniques et atmosphériques [*Ruiz-Barradas et al.*, 2000]. On observe tout d'abord la signature en anomalies de SST, caractéristique du **mode équatorial**, bien que plus confinée dans l'Est du bassin et plus étendue en latitude que dans l'analyse de *Zebiak* [1993]. Ce réchauffe-

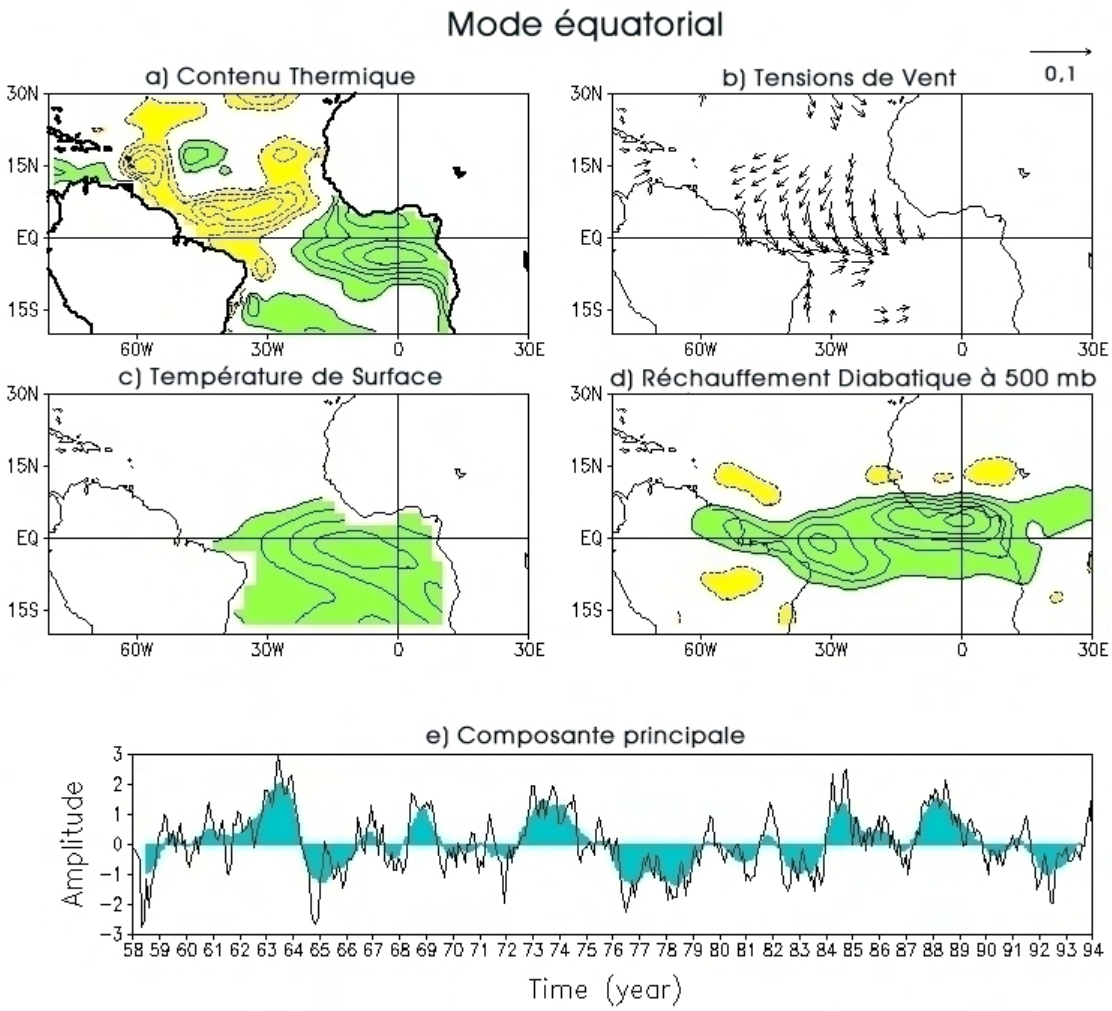


FIG. *1.8: Anomalies associées à la composante principale après rotation du* **mode équatorial**, *obtenues à partir d'une analyse en composantes principales de 5 variables : a) contenu thermique (contours* $0,5.10^8 J.m^{-2}$*), b) tensions de vent (seules les anomalies supérieures à* $0.02 dyn.cm^{-2}$ *sont représentées), c) SST (contours* $0,1°C$*) et d) réchauffement diabatique à 500* mb *(contours* $0,1°K.day^{-1}$*). Les anomalies positives (négatives) sont représentées en jaune (vert), et les contours zéros sont omis. La série temporelle de la composante principale est représenté en e). La moyenne glissante à 1 an est représentée en bleu. La variance expliquée de ce mode est de 4,9%, mais correspond à une variance expliquée en SST de 17%. Figure de Ruiz-Barradas et al. [2000].*

ment de la SST dans le Golfe de Guinée s'accompagne d'un déplacement vers l'Est des eaux chaudes au dessus de la thermocline (Fig. 1.9), ainsi que d'un déplacement vers le Sud de la cellule de convection tropicale [*Warner et da Silva*, 1994]. Les anomalies de vent sont observées jusqu'à une hauteur de 700 *mb* et sont associées à une convergence accrue des vents en dessous de ce niveau. Les vents à 200 *mb* font apparaître des circulations anticycloniques dans

les deux hémisphères (Fig. 1.9). La convection est accrue au Sud de la position moyenne de l'ITCZ et légèrement diminuée plus au Nord. En particulier, les pluies ont tendance à croître sur les pays limitrophes du Golfe de Guinée [*Hisard*, 1980 ; *Wagner et da Silva*, 1994 ; *Carton et Huang*, 1994]. Une augmentation du réchauffement diabatique se produit dans la troposphère en phase avec le réchauffement des eaux de surface.

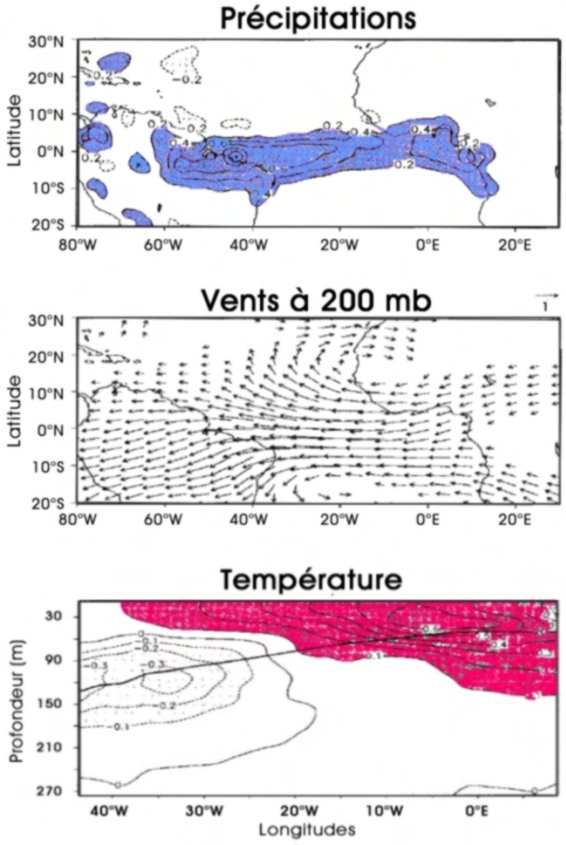


FIG. *1.9: Régression (1979-93) des anomalies inter-annuelles de précipitation (Xie et Arkin [1997], $mm/jour$, de vent à 200 mb (NCEP, m/s) et de la moyenne méridienne (2.5˚S-N) de la température océanique de sub-surface (COADS, ˚C) sur la série temporelle de la composante principale du* **mode équatorial** *présentée dans la figure 1.8. Figures de Ruiz-Barradas et al. [2000].*

Ce mode de variabilité équatorial a une composante principale qui varie à des échelles temporelles inter-annuelles, ainsi que décennales. Néanmoins, la périodicité des événements *Niño Atlantique* semble varier considérablement. La décennie commençant en 1974 a connu relativement peu d'événements chauds, comparée aux années 60 et 80. Les raisons de ce changement ne sont actuellement pas bien comprises. Des paramètres clés comme le contenu thermique de la thermocline équatoriale ne sont mesurés de manière régulière que depuis peu, tandis que des analyses théoriques semblent se concentrer sur les changements des taux de subduction à l'intérieur de la thermocline tropicale.

Comme illustré dans la figure 1.8, ce mode de variabilité climatique est similaire à l'Oscillation Australe que l'on observe dans le Pacifique. Néanmoins, la signature du **mode équatorial** atlantique est plus resserrée autour de l'équateur, comparée à la variabilité d'ENSO dans le Pacifique, et est proportionnellement située plus à l'Ouest dans le bassin. Sur la base de ces observations, *Zebiak* [1993] réalise les premières simulations couplées de l'Atlantique Tropical, en utilisant les outils développés précédemment pour les études d'ENSO dans le Pacifique. Ainsi, il adapte le modèle de *Zebiak et Cane* [1987] aux spécificités du bassin Atlantique (le Brésil et l'Afrique sont modélisés par une "marche") et impose les climatologies adaptées. Ce modèle couplé, avec une gamme de paramètres réalistes, produit une variabilité équatoriale s'apparentant à celle du **mode équatorial**, avec des périodes privilégiées de 4 ans. Cependant, le résultat des simulations montre que le mode de variabilité simulé n'est pas auto-entretenu. Le couplage serait suffisamment fort pour imposer sa signature dans les observations, mais serait néanmoins trop faible pour dicter entièrement la variabilité équatoriale.

Comme ceci est le cas dans le Pacifique, les anomalies thermiques observées lors de ces événements inter-annuels ont d'importantes conséquences climatiques et socio-économiques. En effet, nous avons vu que la région Est de l'Atlantique Équatorial est une région où la circulation atmosphérique des couches inférieures en contact avec l'océan est essentiellement issue de l'anticyclone de Saint-Hélène, et par conséquent elle est orientée vers le Nord du continent africain. Le Golfe de Guinée est donc la principale source de la vapeur d'eau qui va être advectée par cette circulation atmosphérique, et qui peut donc potentiellement produire une grande partie des précipitations sur l'Ouest du continent africain. La température de la surface de la mer dans le Golfe de Guinée va donc conditionner le sens des échanges de chaleur sensible entre l'océan et l'atmosphère, et donc l'intensité de l'évaporation. De ce fait les anomalies thermiques dans le Golfe de Guinée associées au mode de variabilité équatorial sont un des facteurs, avec les conditions de surface continentale (albédo, végétation et état hydrique), qui conditionne l'intensité de la mousson d'Afrique de l'Ouest [*Fontaine et al*. 1999]. De plus, l'affaiblissement des remontées d'eau froide observé dans les zones d'upwelling équatorial et côtier [*Brundrit*, 1995], vont fortement perturber les activités de pêche [*Crawford et al*. 1990 ; *Boyd et al*., 1992]. Par exemple, durant les années *Benguela Niño*, la durée de la saison de l'upwelling côtier au Sud de la Namibie peut être réduite d'un facteur deux [*Hagen et al*., 2001]. Durant les années *Niño Atlantique*, on observe une fluctuation des pêches de certaines espèces à proximité des côtes Ouest-africaines, ainsi que de la capture de thon dans l'ensemble du bassin.

b) Le mode inter-hémisphérique

Les premières études sur les relations entre les précipitations dans les tropiques et les anomalies de température de la surface de la mer ont été motivées par les importantes fluctuations du régime de précipitation dans le Nord-Est du Brésil [*Markham et McLain*, 1977 ; *Hastenrath et Heller*, 1977 ; *Moura et Shukla*, 1981]. Le Nordeste est une région du Brésil dont l'économie est très dépendante de ses rendements agricoles [*Rapport FAO*, Juin 2004]. La majeure partie des précipitations s'y produit de Mars à Mai, lorsque l'ITCZ est à sa position la plus au Sud. Cependant des anomalies pluviométriques considérables sont observées, et elles ont des conséquences dramatiques pour les populations locales (Fig. 1.6). Par exemple, la grande sécheresse de 1958 a contraint 10 millions de personnes à émigrer du Nordeste [*Namias*, 1972].

L'analyse des structures spatiales des anomalies inter-annuelles de température de surface associées aux années anormalement sèches ou humides du Nordeste a montré que les sécheresses sont associées à des déplacements inhabituels en latitude de l'ITCZ. Des anomalies climatiques apparaissent tous les trois à dix ans quand l'ITCZ se déplace de manière insistante au delà des positions saisonnières habituelles. Lorsque l'ITCZ se déplace anormalement vers le Nord, la température des eaux de surface augmente au Nord, tandis qu'elle diminue au Sud : c'est le mode de variabilité **inter-hémisphérique**. Ce gradient trans-équatorial de température de surface (CESG[14]) en "phase positive" (Fig. 1.10) déclenche une période de sécheresse dans le Nordeste et de fortes pluies au Sahel. Une situation contraire apparaît lorsque l'ITCZ se décale anormalement au delà de sa position extrême Sud : la température des eaux de surface diminue au Nord tandis qu'elle croît au Sud, favorisant souvent d'importantes précipitations dans le Nordeste et la sécheresse au Sahel.

Les nombreuses études basées sur des observations peuvent être divisées en deux catégories : celles qui examinent uniquement des données océaniques et celles qui s'intéressent à la covariance entre signaux océaniques et atmosphériques. Les premières analyses en composantes principales se sont focalisées sur la variabilité de la SST [*Weare*, 1977 ; *Servain*, 1991]. Elles décrivent une structure spatiale dipolaire stationnaire, aux échelles de temps décennales. La présence du CESG a incité *Weare* [1977] à qualifier ce mode de variabilité de *dipole Atlantique*. Néanmoins, *Houghton et Tourre* [1992], puis *Mehta* [1998], ont montré que la rotation des structures spatiales issues de la décomposition en composantes principales fait apparaître des modes de variabilité indépendants au Nord et au Sud. Ceci est confirmé par l'étude d'*Andreoli et Kayano* [2004], dans laquelle une décomposition en ondelettes d'indices d'anomalies SST, définis respectivement dans les parties Nord et Sud de l'Atlantique Tropical, fait apparaître qu'une structure dipolaire ne s'établit que rarement. Cette étude, basée sur

[14] de l'Anglais : Cross-Equatorial SST Gradient

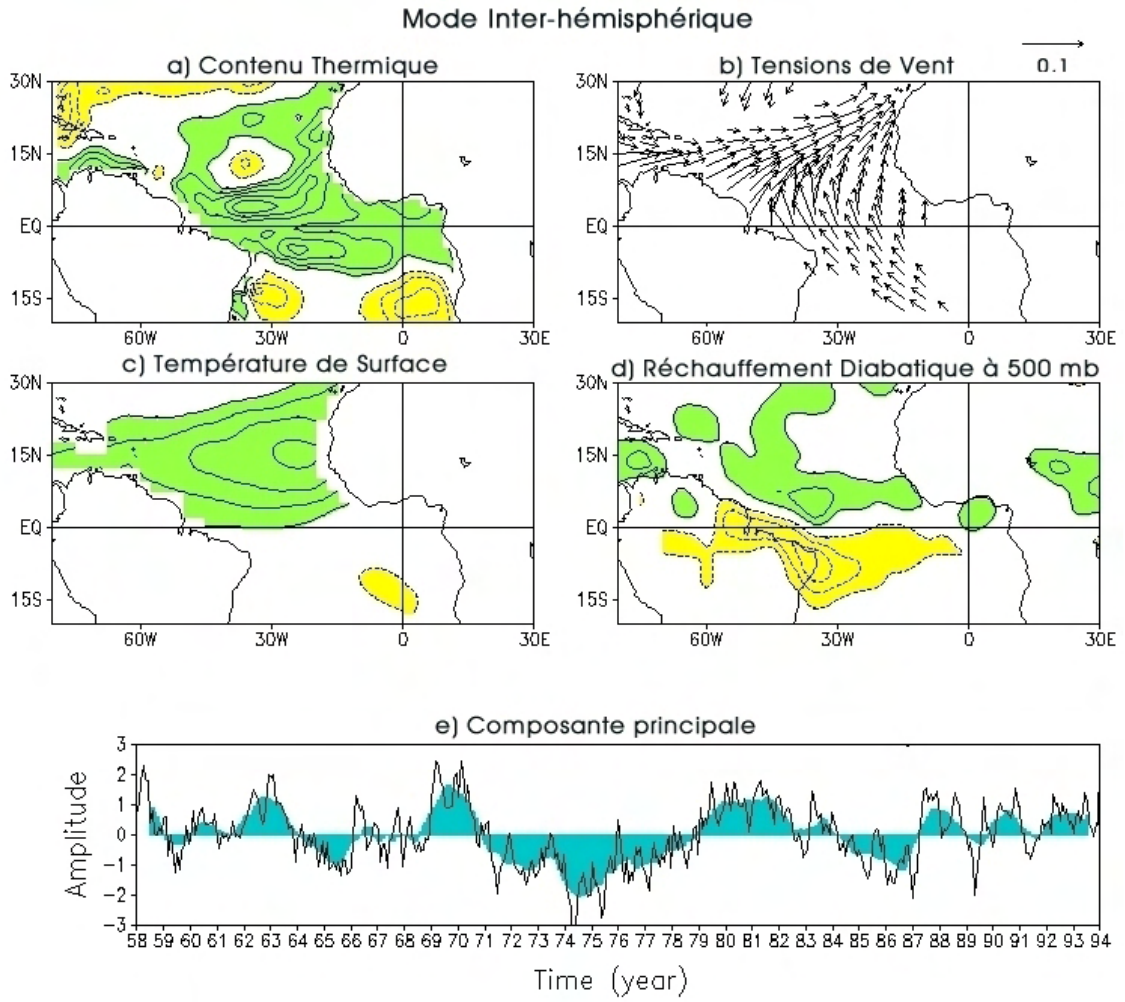


FIG. *1.10: Figure identique à la figure 1.8, pour le* **mode inter-hémisphérique**. *La variance expliquée couplée de ce mode est de 4,9%, mais correspond à une variance expliquée en SST de 18.4%. Figure de Ruiz-Barradas et al. [2000].*

la cohérence et les différences de phase entre ces deux indices, suggère que le dipôle en SST est le résultat de fluctuations distinctes dans les hémisphères Nord et Sud respectivement, corrélées avec des changements dans la direction de propagation méridienne d'anomalies de SST.

Ainsi, ce mode de variabilité climatique observé dans l'Atlantique Tropical est actuellement controversé. Il n'est pas encore bien compris des scientifiques et certains s'interrogent même sur son existence [*Houghton et Tourre*, 1992 ; *Mehta*, 1998 ; *Rajagopalan et al.*, 1998 ; *Enfield et al.*, 1999 ; *Dommenget et Latif*, 2000]. Cependant, les études statistiques, basées sur des analyses conjointes de variables océaniques et atmosphériques, comme celles de *Nobre et Shukla* [1996], *Chang et al.* [1997] ou *Ruiz-Barradas et al.* [2000], font à nouveau apparaître une structure dipolaire stable de part et d'autre de l'équateur. Les structures spatiales identifiées par

Ruiz-Barradas et al. [2000] et présentées sur la figure 1.10 apparaissent dans les 5 variables de l'analyse : les anomalies de la tension de vent, le réchauffement diabatique, la SST et le contenu thermique de la thermocline. La variabilité en SST de cette structure dipolaire est cependant plus prononcée dans l'hémisphère Nord qu'elle ne l'est dans l'hémisphère Sud. Elle est accompagnée par des anomalies de vent méridien le long de l'équateur créées par le gradient de pression en direction de l'hémisphère chaud. Hors de l'équateur, la structure des anomalies de tension de vent correspond à une augmentation des vents dans l'hémisphère froid, et à un affaiblissement dans l'hémisphère chaud. On observe, en phase avec la structure en SST, une structure dipolaire dans le réchauffement diabatique, reflétant la convection accentuée dans l'hémisphère chaud, associée à un approfondissement de la couche de mélange. Les anomalies de contenu thermique semblent suivre celles de la position de la thermocline, créant une symétrie Nord-Sud. La ligne nodale d'anomalies de SST se situe légèrement au Nord de l'équateur, coïncidant avec la position moyenne de l'ITCZ.

La figure 1.10 de *Ruiz-Barradas et al*. [2000] fait aussi apparaître des anomalies significatives de vent et de profondeur de la thermocline le long de l'équateur, associées à ce mode méridien de variabilité. *Moron et al*. [1998], dans leurs analyses des oscillations inter-annuelles à inter-décennales suggèrent que la modulation de la variabilité inter-annuelle en Atlantique peut être liée à d'autre phénomènes dont les échelles de temps sont plus longues, comme le mode inter-hémisphérique. Ces résultats sont confirmés par *Servain et al*. [1999] qui trouvent des corrélations significatives entre le **mode inter-hémisphérique** et le **mode équatorial**, aux échelles de temps décennales et dans la bande de fréquence 1-3 ans.

1.2.2 La dépendance saisonnière de la variabilité interannuelle

Nous avons vu précédemment que le cycle annuel est le signal dominant de la variabilité basse fréquence de l'océan Atlantique Tropical. Les déviations par rapport à ce cycle saisonnier sont sujets à une influence importante de ce dernier. En effet, dans le cas du **mode équatorial**, les anomalies de température de surface maximales se produisent en été boréal, lorsque les eaux chaudes et légères entraînées vers l'Ouest par les courants sont remplacées, dans le Golfe de Guinée, par une résurgence d'eaux de la thermocline ($\sim 23^{\circ}C$) [*Latif et Grotzner*, 2000 ; *Ruiz-Barradas et al*. 2000]. Ainsi, la phase positive de ce mode de variabilité est associée à une absence de *Cold Tongue* en été boréal. Dans le cas du mode **inter-hémisphérique**, les anomalies de gradient méridien de SST atteignent des valeurs maximales à l'équateur et au Nord durant le printemps boréal [*Nobre et Shukla*, 1996 ; *Ruiz-Barradas et al*. 2000].

1.2.3 Discussion

La compréhension des processus physiques impliqués dans le maintien de ces modes de variabilité reste cependant très limitée. Les études récentes révèlent l'importance du couplage océan-atmosphère dans l'établissement (et l'entretien) des modes de variabilité dans l'Atlan-

tique Tropical [*Zebiak*, 1993]. *Carton et al*. [1996] mettent en évidence l'interaction entre SST et vent de part et d'autre de l'équateur. *Xie et al*. [1999] ont montré que la contribution jointe des effet dynamiques (conservation de la vorticité) et thermodynamiques (modification de l'évaporation par le vent) semble pouvoir expliquer la coexistence des deux modes en Atlantique Tropical. Mais les éventuelles rétroactions impliquées restent à être élucidées. Enfin, il existerait un lien étroit entre les variabilités climatiques des océans tropicaux du Pacifique et de l'Atlantique. En effet, *Delecluse et al*. [1994] ont montré que l'événement chaud de 1984 en Atlantique Tropical avait pour origine partielle l'événement El-Niño des années 1982-1983. Cependant, tandis que *Vauclair et DuPenhoat* [2001] indiquent que le mode équatorial Atlantique est influencé par la variabilité du Pacifique et atteint un maximum d'amplitude environ un an après un événement chaud dans le Pacifique Est, *Ruiz-Barradas et al*. [2000] suggèrent qu'une connexion directe entre ENSO et le *Niño Atlantique* ne peut être que très réduite, et qu'une éventuelle connexion entre ces deux événements ne peut être qu'indirecte, en accord avec *Carton et Huang* [1994]. *Sutton et al*. [2000] suggèrent que la variabilité observée en Atlantique Équatorial est essentiellement dominée par une extension vers l'équateur de structures de variabilité extra-tropicales, telle que l'Oscillation Nord Atlantique. *Handoh et Bigg* [2000], quant à eux, semblent au contraire mettre en évidence une oscillation océan-atmosphère auto-maintenue et purement interne au bassin Atlantique Tropical, donc indépendante de tout événement climatique se produisant dans le Pacifique. Ils suggèrent l'existence d'une Oscillation Atlantique Équatoriale (OAE), événement se produisant en deux phases (chaude et froide) d'environ un an chacune, comme cela a été observé notamment pendant les années 1995-1997.

Dans cette thèse, nous proposons de nous intéresser tout particulièrement à la variabilité dans l'Atlantique Équatorial et par conséquent, nous nous focaliserons principalement sur le mode de variabilité de type équatorial. Ce mode de variabilité implique des mécanismes couplés océan-atmosphère [*Zebiak*, 1993]. En effet, les Alizés entretiennent un gradient zonal de SST, ainsi qu'une pente du niveau de la mer et de la thermocline qui respectivement remonte et s'approfondit d'Est en Ouest (Fig. 1.2). Une modification du régime des vents de surface entraîne une réponse dynamique en sub-surface : un relâchement des Alizés de Sud-Est peut causer une redistribution spatiale des masses d'eau dans la bande équatoriale. Ce relâchement de gradient zonal de la température de la surface de la mer provoque un relâchement du gradient de pression de surface qui a tendance à diminuer les Alizés. Ainsi, ce phénomène couplé implique une rétroaction positive entre l'océan et l'atmosphère. Néanmoins, comme le montrent *Zebiak* [1993], *Delecluse et al*. [1994] et *Handoh et Bigg* [2000], un phénomène perturbateur est nécessaire pour l'initiation ou l'entretien de ce processus couplé.

1.3 Les Influences Extérieures : les Télé-connexions

La variabilité des vents et de la température de surface de la mer en Atlantique Tropical est également affectée par la variabilité d'autres systèmes climatiques, tels que le Pacifique Tropical [*Enfield et Mayer*, 1997 ; *Sutton et al.*, 2000 ; *Nobre et al.*, 2004] et les latitudes moyennes [*Hastenrath et al.*, 1987, *Nobre et Shukla*, 1996 ;]. En effet, la circulation atmosphérique en Atlantique Tropical se compose de cellules de circulations zonales, dites de Walker (Fig. 1.11) et méridiennes, dites de Hadley (Fig. 1.12), qui mettent en relation la variabilité du bassin Atlantique Tropical avec celle des latitudes plus élevées.

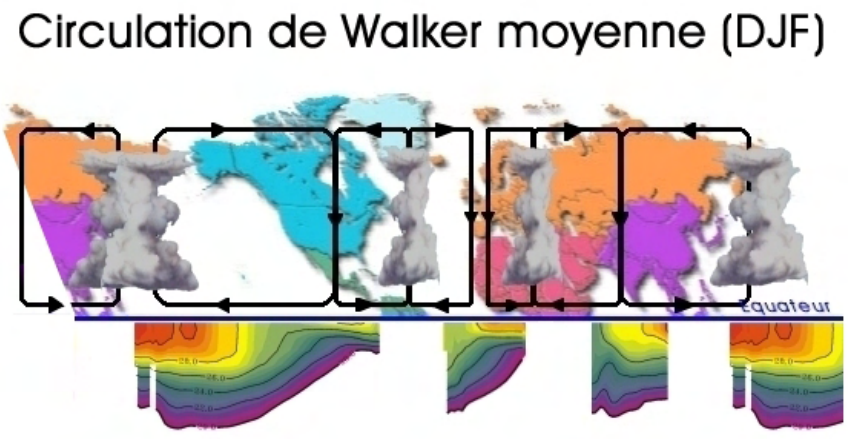


FIG. *1.11: Schématisation de la circulation climatologique de Walker le long de l'équateur, pour les mois de Décembre, Janvier et Février. La structure thermique (sorties du modèle* ECCO *[Stammer et al., 1999]) au dessus de la thermocline (identifiée par la position de l'isotherme 20°C) est représentée pour chacun des océans tropicaux. Figure inspirée de Flohn [1971].*

Plusieurs facteurs plaident en faveur d'une télé-connexion entre les océans Pacifique et Atlantique. Tout d'abord, la position occidentale du bassin Pacifique par rapport à l'Atlantique favorise cette thèse : les perturbations atmosphériques rapides se propagent préférentiellement d'Ouest en Est. Ensuite, on observe une influence de la variabilité ENSO sur les précipitations dans certaines régions d'Amérique du Sud [*Diaz et al.*, 1998] et sur l'activité cyclonique dans l'Atlantique Nord [*Gray et al.*, 1992].

Les influences des régions extra-tropicales et en particulier de l'Oscillation Nord Atlantique sont plus complexes car elles peuvent s'établir aussi bien par le biais d'un pont atmosphérique, qu'à travers des connexions ("tunnels") océaniques.

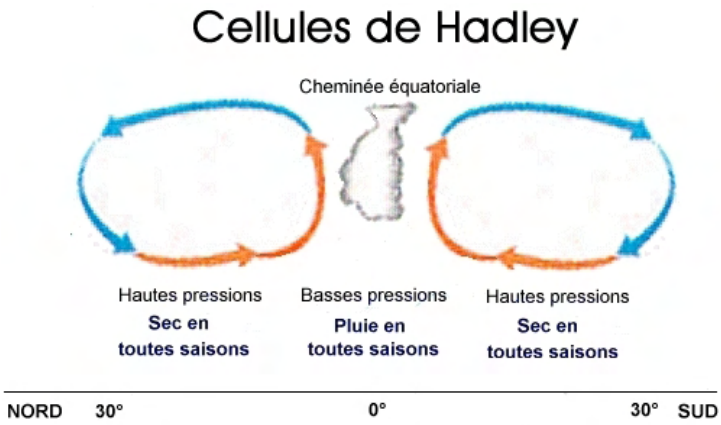


FIG. *1.12: Schématisation des cellules méridiennes de Hadley.*

1.3.1 Les interactions avec les Extra-Tropiques

Récemment, plusieurs auteurs ont étudié la variabilité tropicale en connexion avec les latitudes moyennes en Atlantique. Certaines [*Rajagopalan et al.*, 1998 ; *Robertson et al.*, 2000 ; *Tourre et al.*, 1999] suggèrent que la variabilité en Atlantique Tropical peut perturber la variabilité de l'Atlantique Nord. Réciproquement, *Xie et Tanimoto* [1998] proposent, sur la base d'étude de simulations de modèles, que le CESG en Atlantique Tropical peut être excité par l'Oscillation Nord Atlantique (NAO[15]). Nous présenterons ici les influences des régions extra-tropicales sur la variabilité de l'Atlantique Tropical.

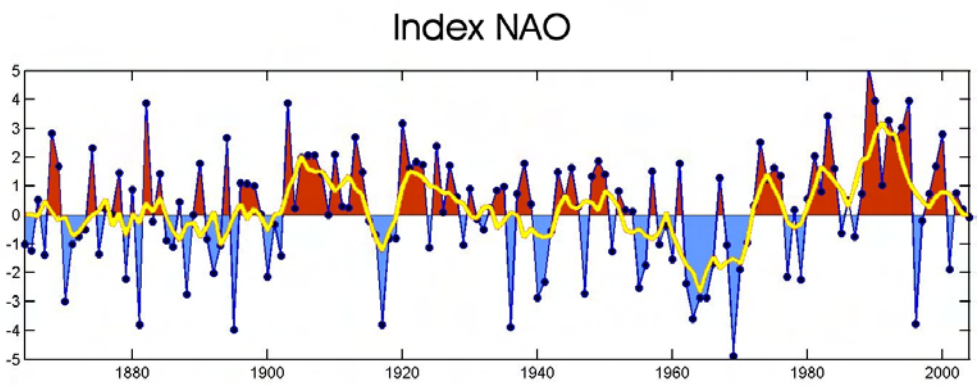


FIG. *1.13: Indice de la* NAO, *basé sur la différence de pression de surface entre Lisbonne (Portugal) et Stykkisholmur/Reykjavik (Islande). Les anomalies de pression de surface, à chaque station, ont été normalisées par leur variabilité (1864-1983). La courbe jaune est la moyenne glissante sur 5 ans. Les valeurs positives sont associées à de forts vents d'Ouest sur l'Europe. Données de Jim Hurrell (NCAR).*

[15] de l'Anglais : North Atlantic Oscillation

L'Oscillation Nord Atlantique est le principal mode de variabilité climatique autour du bassin Nord Atlantique. L'indice de la NAO est calculé chaque année à partir de l'anomalie de la différence de pression entre Lisbonne (Portugal) et Reykjavik (Islande) (Fig. 1.13). Issue de l'interaction entre océan et atmosphère, l'activité de la NAO est plus marquée en hiver. Elle est liée à la zone de hautes pressions des Açores, qui est soit renforcée (index NAO positif) soit diminuée (index NAO négatif) par rapport à la moyenne. Un renforcement des hautes pressions (index positif) défléchit le flux atmosphérique d'Ouest vers le Nord de l'Europe, donnant des hivers humides dans le Nord de l'Europe et secs dans le Sud.

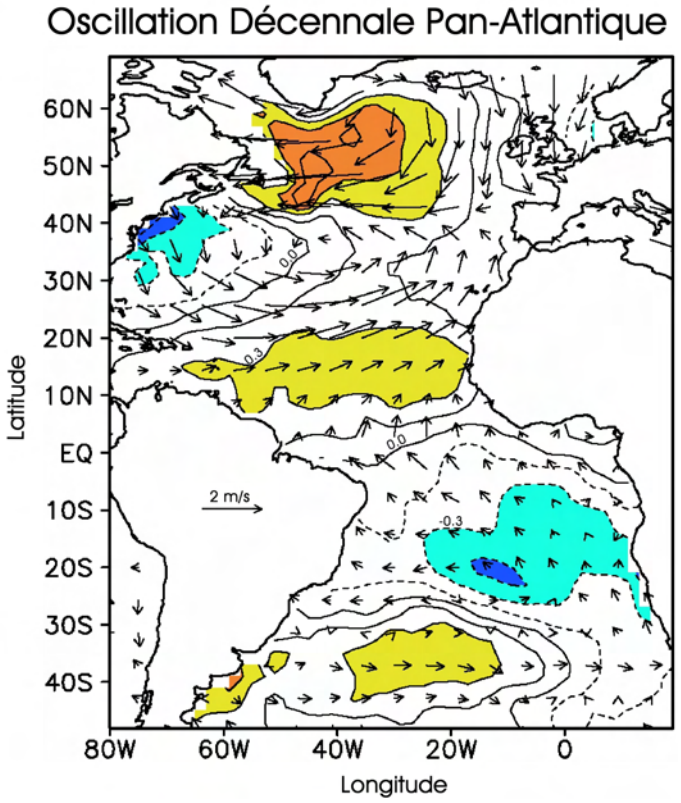


FIG. *1.14: Composite d'anomalies de SST (°C) et de vent de surface (m/s) associées à l'Oscillation Décennale Pan-Atlantique, définies comme la différence entre six années d'un équivalent à l'indice* NAO *négatif (1969, 70, 78, 80, 81 & 92) et six années d'indice positif (1972, 73, 74, 84, 85 & 86). Figure de Xie et Tanimoto [1998].*

La NAO est associée à un tripole de SST dans la partie Nord de l'Atlantique en hiver et au printemps boréal, dont le lobe inférieur est centré sur l'Atlantique Tropical Nord (10-20°N). L'analyse composite de *Xie et Tanimoto* [1998], basée sur un index caractéristique du CESG (différence entre la SST moyennée entre 10-20°N et celle moyennée entre 15-5°S) révèle une structure spatiale qui s'étend du Sud de l'Atlantique jusqu'au Groenland (Fig. 1.14). Cette structure Pan-Atlantique est associée préférentiellement à des échelles de temps décennales [*Chu*, 1984 ; *Metha*, 1998 ; *Enfield et al.*, 1999 ; *Tourre et al.*, 1999].

Cette relation statistique suggère une interaction entre la NAO et le CESG. Le centre d'action sub-tropical de la NAO, à 40°N, entraîne des modifications dans l'amplitude des Alizés de Nord-Est, et ainsi affecte la température dans le Nord de l'Atlantique Tropical (NTA[16]) [*Xie et Tanimoto*, 1998 ; *Chang et al.*, 2000]. *Czaja et al.* [2002] effectuent une régression retardée de la SST, du flux net et des tensions de vent (moyennés dans la bande 40°W-20°W) sur l'indice NAO (négatif). Cette analyse montre que les événements NAO négatifs sont associés à des anomalies de vents d'Ouest (Fig. 1.15), qui créent un réchauffement dans la région NTA par le biais d'anomalies de flux latent ($\sim 8 - 10 W/m^2$ en Janvier-Février). Une fois les anomalies de vent disparues (à la fin de l'hiver), les anomalies de flux de chaleur changent de signe au moment de la phase mature du réchauffement ($\sim 0.5°C$) pour dissiper ce dernier. *Czaja et al.* [2002] quantifient à deux tiers le nombre d'événements NAO (positifs ou négatifs) associés à des anomalies de SST dans la région NTA. Nous avons vu dans la section précédente, que celle-ci déclenche des modifications de la position de l'ITCZ et par conséquence du CESG. Notons cependant l'absence de corrélation entre la NAO et la variabilité équatoriale dans l'étude de *Czaja et al.* [2002].

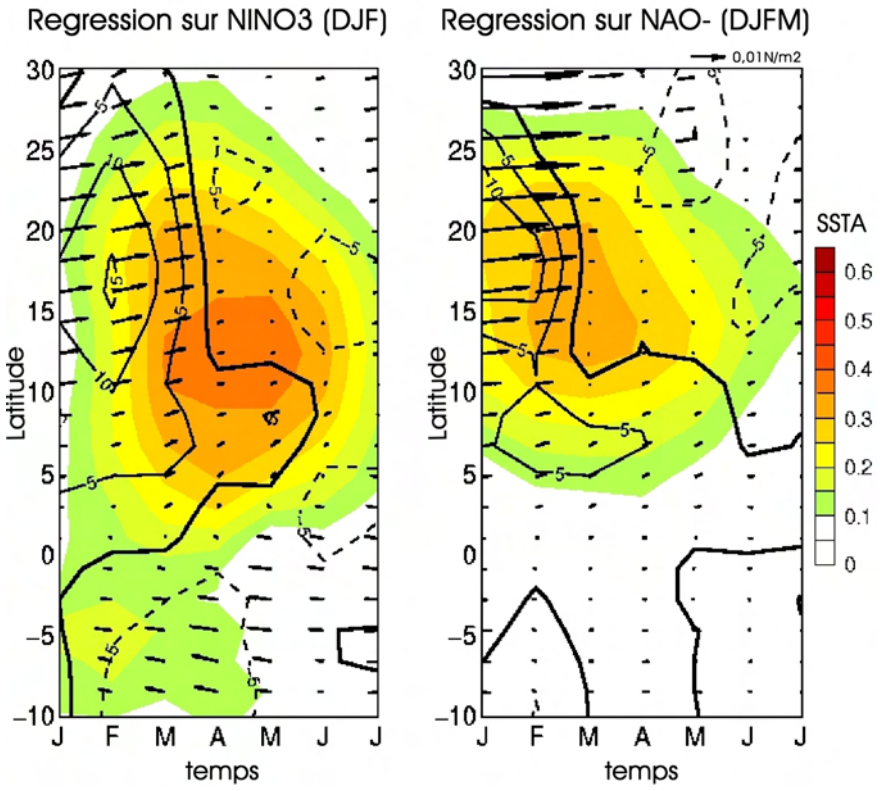


FIG. *1.15: Carte de régression des tensions de vent (flèches), du flux net (contours tous les* $5 W/m^2$*) et de la SST (en couleur), sur l'indice* NINO3 *et sur l'indice* NAO *négatif. Figure de Czaja et al. [2002].*

[16] de l'Anglais North Tropical Atlantic

Les latitudes moyennes influencent aussi la variabilité dans l'Atlantique Équatorial à travers la circulation océanique [*Schott et al.*, 2004], via les cellules de circulation subtropicales. Cette circulation méridienne transporte l'eau subductée dans les sub-tropiques durant l'hiver dans les zones d'upwelling équatorial. Dans l'Atlantique, ces cellules sont fortement asymétriques par rapport à l'équateur, en raison de la géométrie du bassin et du NECC qui empêche les échanges méridiens et sont sensibles aux anomalies de vent de surface. La variabilité des cellules tropicales de re-circulation est elle-même influencée par le taux de subduction aux latitudes moyennes [*Lazar et al*, 2001 ; *Lazar et al*, 2002]. Des modifications dans la formation d'eaux profondes dans les hautes latitudes peuvent créer des modifications dans le transport trans-équatorial de SST, ce qui entraîne la formation, en Atlantique Tropical, d'un dipôle en SST [*Yang*, 1999]. Une analyse de paléo-proxi montre en effet une forte corrélation entre la position de l'ITCZ et les conditions climatiques au Groenland [*Peterson et al.*, 2000].

1.3.2 Les influences d'El Niño Southern Oscillation (ENSO)

Le Pacifique Tropical est sujet à une variabilité inter-annuelle exceptionnelle : l'Oscillation Australe. Tous les 2 à 7 ans, le cycle saisonnier couplé océan-atmosphère est bouleversé, et on observe un réchauffement anormal de plusieurs degrés des eaux de surface du Pacifique Équatorial, dans l'Est du bassin et le long des côtes de l'Équateur et du Pérou (Fig. 1.5).

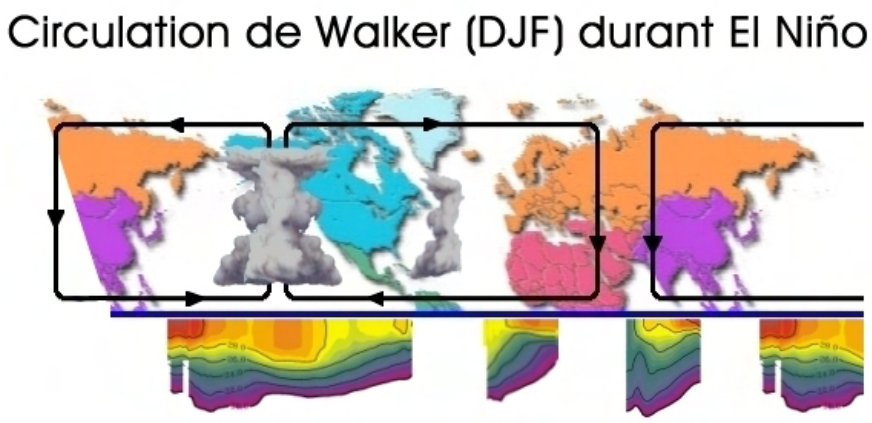


FIG. *1.16: Schématisation de la circulation de Walker le long de l'équateur, pour les mois de Décembre, Janvier et Février lors de l'événement El Niño de 1997/1998 dans le Pacifique. La structure thermique (données du modèle ECCO) au dessus de la thermocline (identifiée par la position de l'isotherme 20°C) est représentée pour chacun des océans tropicaux.*

En conditions moyennes, il existe une vaste zone de basses pressions sur le Pacifique Sud-Ouest tandis que la partie Est du Pacifique est sous l'influence d'une zone de hautes pressions. C'est ce gradient de pression qui guide les Alizés de l'Est vers l'Ouest du Pacifique, le long de l'équateur (Fig. 1.11). Le phénomène ENSO, caractérisé par l'indice SOI[17], est l'un des facteurs à l'origine des variations inter-annuelles de la circulation atmosphérique mondiale [*Rasmussen*, 1991 ; *Sodem*, 2000]. Il se traduit par un renversement de ce gradient de pression entre l'Est et l'Ouest du Pacifique, et donc par un renversement des vents tous les 3 ou 4 ans en moyenne. L'affaiblissement ou l'arrêt des Alizés (voire leur renversement avec des coups de vent d'Ouest), sont des signes précurseurs d'El Niño. L'eau chaude de l'Ouest du Pacifique se déplace alors vers les côtes du Pérou. Ce reflux se manifeste dans la couche superficielle de l'océan et met environ deux mois pour atteindre la côte Sud-Américaine. Les anomalies de température de surface dans le Pacifique Est peuvent atteindre 5°C, comme ce fut fut le cas durant l'événement de 1997 (Fig. 1.5). La convection atmosphérique devient alors très active au-dessus des eaux réchauffées du Pacifique central et oriental (Fig. 1.16). Ceci explique la sécheresse en Indonésie et en Australie et les pluies diluviennes qui s'abattent sur les îles du Pacifique central lors d'un événement El Niño.

ENSO affecte l'Amérique du Sud et le bassin Atlantique selon deux types de télé-connexions atmosphériques :

(i) Les anomalies de SST du Pacifique tropical entraînent une modification de la cellule de Walker. Un événement El Niño crée un décalage vers l'Ouest de la zone de convection habituellement centrée sur l'Amazonie, et d'une convergence des vents d'Est et d'Ouest du continent [*Wyrtki*, 1982]. Les Alizés atlantiques sont renforcés par cette zone de convergence et activent ainsi la "modeste" cellule atmosphérique du bassin atlantique. Les zones d'ascendance de la cellule de Hadley sur la région Amérique-Atlantique, situées principalement sur le Brésil, sont déplacées vers le Sud.

(ii) Cette configuration est accentuée par un blocage des fronts polaires et de son puissant *jetstream* subtropical dans la région allant du Sud du Pérou au Sud du Brésil [*Kousky*, 1984].

Les conséquences de cette situation sont une pluviométrie anormalement élevée dans la zone de blocage et une sécheresse dans les régions situées plus au Nord, dans le Nordeste (Fig. 1.6) et le plateau guyanais. Dans l'année qui suit un événement El Niño important, l'Atlantique Tropical Nord est généralement caractérisé par une température des eaux de surface anormalement élevée, tandis que l'Atlantique Tropical Sud est parfois (et non systématiquement) dans une situation opposée [*Enfield et Mayer*, 1997]. Au cours des événements La Niña, la partie descendante de la cellule atmosphérique équatoriale tend à s'affaiblir et se décaler. Cela réduit d'autant les Alizés de l'Atlantique Équatorial, déplace l'ITCZ vers le Sud et accroît la pluviométrie des marges continentales voisines.

[17] de l'Anglais Southern Oscillation Index

La réponse de l'Atlantique Tropical à la variabilité du Pacifique Tropical associée à ENSO a été mise en évidence par le calcul de corrélations entre les anomalies de SST dans le Pacifique et l'Atlantique. *Lanzante* [1996] et *Enfield et Mayer* [1997] trouvent un niveau de corrélation de l'ordre de 50% avec un décalage d'environ 4 à 5 mois. Ainsi, un réchauffement en Atlantique Tropical est observé quelques mois après la phase mature d'un événement El Niño en Décembre-Janvier-Février, s'accompagnant d'une diminution des précipitations sur l'Atlantique Équatorial. Les télé-connexions entre les deux bassins tropicaux semblent être très dépendantes du cycle saisonnier.

Durant un événement El Niño, la convection atmosphérique s'intensifie dans le centre et l'Est du Pacifique Équatorial et réchauffe la troposphère du Pacifique, avec un décalage d'une à deux saisons de retard [*Su et al.*, 2004]. Ces anomalies positives de la température de la troposphère se répandent rapidement à toute la ceinture équatoriale, via l'ajustement atmosphérique (ondes équatoriales) [*Yulaeva et Wallace*, 1994 ; *Chiang et Sobel*, 2002]. Hors du Pacifique Tropical, ce réchauffement de la troposphère tropicale est associé aux anomalies de mouvement descendant liées aux anomalies de la circulation de Walker durant un événement El Niño (Fig. 1.16). Cette subsidence anormale, avec une augmentation de la stabilité statique associée au réchauffement troposphérique, supprime la convection atmosphérique et par conséquent réduit les précipitations sur l'Atlantique Équatorial. Durant les mois de Mars à Mai, l'ITCZ atlantique tend à se déplacer anormalement vers le Nord [*Czaja et al.*, 2002], créant une structure spatiale dipolaire des anomalies de précipitation. Ce dipôle de précipitation ne se limite pas à l'océan, mais s'étend largement sur le continent Sud Américain. Des anomalies pluviométriques importantes dans la région du Nordeste sont alors observées, donnant lieu à des sécheresses désastreuses pour les rendements agricoles (Fig. 1.6). *Su et al.* [2004] montrent que la réponse atmosphérique consécutive à un événement El Niño est dépendante de la réponse couplée dans les autres bassins tropicaux. Par exemple, cette étude montre une dépendance importante du délai du réchauffement troposphérique à la profondeur de la couche de mélange océanique, et à la période d'ENSO.

En Décembre et Janvier, durant la phase mature des événements El Niño dans le Pacifique Tropical, la pression de surface diminue dans l'Atlantique Tropical Nord, tandis qu'elle augmente en Atlantique Équatorial [*Covey et Hastenrath*, 1978 ; *Aceituno*, 1988 ; *Giannini et al.* 2000 ; *Mestas-Nunes et Enfield*, 2001 ; *Alexander et Scott*, 2002]. Le gradient de pression résultant donne lieu à un déplacement vers le Nord de la zone inter-tropicale de convergence. Les anomalies de vent sont particulièrement importantes dans la partie Ouest du bassin, avec une relaxation significative les Alizés de Nord-Est qui entraîne une diminution (pour l'océan) du flux latent (et, de manière moins significative, du flux sensible). Il en résulte un réchauffement retardé de la couche de mélange océanique, maximal de Mars à Mai dans une bande

de latitude s'étendant entre 20°N et la position climatologique de l'ITCZ (Fig. 1.15). Les régressions de *Czaja et al*. [2002] sur l'indice NINO3 montrent que les événements El Niño sont associés à des anomalies de vent d'Ouest de Janvier à Mars, qui créent des anomalies de flux latent ($\sim 10W/m^2$ de Janvier à Avril). Ces anomalies de flux net changent de signe en Avril pour dissiper le réchauffement ainsi créé dans la région NTA. *Czaja et al*. [2002] identifient que trois quarts des événements ENSO (positifs ou négatifs) sont associés à des anomalies de SST dans la région NTA. La diminution de l'évaporation de surface précédant le réchauffement en Atlantique Tropical Nord est aussi suggérée par *Klein et al*. [1999], étude effectuée à partir d'analyses d'observations *in situ* (bateaux). De plus, cette étude rapporte une réduction modeste de la couverture nuageuse au Sud de 20°N, qui contribue aussi au réchauffement observé. Ces résultats sont aussi confirmés par l'analyse d'*Enfield et Mayer* [1997], basée sur des corrélations retardées entre un équivalent de l'indice NINO3 et les anomalies de vent et de SST en Atlantique Tropical. Notons néanmoins que l'étude d'*Enfield et Mayer* [1997] suggère que l'intensification observée des Alizés le long de l'équateur (Fig. 1.15) ne semble pas donner lieu à des corrélations significatives entre la SST dans le Golfe de Guinée et la variabilité dans le Pacifique Tropical (contrairement à ce qui serait attendu par la dynamique équatoriale).

Les études de *Saravanan et Chang* [2000] et de *Chikamoto et Tanimoto* [2004], basées respectivement sur des analyses de sorties de Modèles Atmosphériques de Circulation Générale (AGCM) et des analyses de données *in situ* historiques (bateaux), suggèrent qu'en plus des anomalies d'évaporation induites par le relâchement de la circulation atmosphérique, des changements dans les différences de température et d'humidité à l'interface air-mer jouent également un rôle dans le réchauffement de l'Atlantique Tropical Nord au printemps boréal, consécutif à un événement El Niño. La différence de température entre l'atmosphère et l'océan affectent les flux de chaleur turbulents. En effet, dans des conditions moyennes, les anomalies de SST sont légèrement supérieures à celles de la température des basses couches de l'atmosphère. Mais, durant l'hiver et le printemps boréal, consécutifs à un événement El Niño, les anomalies de la température de l'air sont plus importantes que celles de l'océan, ce qui inhibe les pertes de chaleur de l'océan au profit de l'atmosphère.

Ce réchauffement observé en Atlantique Tropical Nord, qui atteint des valeurs de 0.5 à 1°C [*Czaja et al*., 2002] est associé à des interactions air-mer dans tout le bassin Atlantique Tropical. Au mois d'Avril et de Juin, lorsque le réchauffement est maximal, des anomalies significatives de vent de Sud-Est se développent entre 10-15°S et la latitude de l'ITCZ, en réponse à la diminution de la pression de surface en Atlantique Tropical Nord (Fig. 1.15). Ces anomalies de vent, dans la direction des vents moyens, induisent des anomalies négatives de SST au Sud de l'équateur, à travers la dépendance de l'évaporation à la vitesse du vent. Ce

refroidissement augmente le gradient trans-équatorial de SST en été boréal [*Enfield et Mayer*, 1997 ; *Chiang et al*. 2002]. Néanmoins, les corrélations entre les anomalies de SST dans le Pacifique Est et celles en Atlantique Tropical sont généralement plus importantes au Nord (~ 0.5) qu'au Sud (~ 0.25).

En comparant différentes simulations atmosphériques qui diffèrent par les régions de forçage inter-annuel, *Saravanan et Chang* [2000] montrent que la réduction des pluies sur l'Atlantique Équatorial est une réponse directe à la variabilité d'ENSO, alors que le déplacement vers le Nord de l'ITCZ est une conséquence indirecte, liée aux anomalies de SST en Atlantique Tropical. Cette hypothèse est confirmée par *Chiang et al*. [2002] sur la base d'étude d'observations.

Ainsi les interactions air-mer locales jouent un rôle important dans la réponse de l'Atlantique à la variabilité du Pacifique associée à ENSO. Néanmoins, cette rétroaction n'est pas assez forte pour entretenir le gradient trans-équatorial de SST jusqu'à la fin de l'été boréal. Contrairement à l'influence importante qu'exerce ENSO sur le gradient méridien de SST, la corrélation entre le *Niño Atlantique* et ENSO n'est généralement pas significative [*Zebiak*, 1993 ; *Enfield et Mayer*, 1997], malgré les anomalies négatives de vent observées le long de l'équateur (Fig. 1.15). En outre, *Nobre et al*., [2004], en complétant l'étude de *Zebiak* [1993], montrent que les perturbations en Atlantique Tropical, engendrées par la variabilité du Pacifique, sont capables d'entretenir la variabilité équatoriale, avec une amplitude en accord avec les observations. Cependant, d'après la théorie linéaire des ondes longues équatoriales, l'intensification des Alizés de Sud-Est de Mars à Juin le long de l'équateur, consécutive à un événement El Niño (Fig. 1.15), aurait tendance à augmenter l'upwelling équatorial, induisant une élévation de la thermocline équatoriale dans l'Est du bassin et par conséquent aurait tendance à créer un événement froid en Atlantique Équatorial.

De Janvier à Mars, entre l'intensification des Alizés de Sud-Est et le relâchement des Alizés de Nord-Est, des anomalies négatives de rotationnel de vent forcent des ondes de Rossby de downwelling. Les effets opposés de ces ondes de Rossby et de ceux des vents équatoriaux peuvent être responsables du manque de corrélation entre les océans équatoriaux Pacifique et Atlantique. De plus, la combinaison des ondes longues équatoriales, leur vitesse (rapide) et leur réflexion sur des côtes non-linéaires, complexifient la réponse de l'Atlantique Tropical à une perturbation atmosphérique (provoquée par la réponse à un événement ENSO, ou propre au bassin Atlantique Équatorial).

1.4 Les Simulations Couplées

Comme nous l'avons vu précédemment, les mécanismes qui régissent les interactions entre les différents bassins océaniques ne sont pas parfaitement compris. L'analyse des téléconnexions entre les océans tropicaux Atlantique et Pacifique nécessite des jeux de données océaniques et atmosphériques complets et suffisamment longs pour pouvoir faire des statistiques fiables. Si les observations sont nombreuses dans le Pacifique, l'Atlantique Tropical quant à lui, a été moins échantillonné. Ainsi, le recours à la modélisation s'avère indispensable.

Une des premières études qui s'est intéressée aux influences de la variabilité du Pacifique Tropical sur celle de l'Atlantique Tropical est celle de *Delecluse et al*. [1994]. En effet, elle analyse les connexions entre l'événement chaud observé en Atlantique Équatorial durant l'été 1984 et l'événement El Niño de 1982/1983, à partir de simulations forcées de Modèles Atmosphériques de Circulation Générale (AGCM[18]) et de Modèles Océaniques de Circulation Générale (OGCM[19]). Plus spécifiquement, deux simulations d'AGCM sont utilisées. Elles diffèrent par la zone de forçage inter-annuel. La première est une simulation de contrôle, dans laquelle la SST observée est prescrite dans le monde entier. Dans la seconde expérience la zone de forçage inter-annuel est limitée au Pacifique Tropical. Les sorties de ces deux simulations (tension de vent, flux de chaleur et d'eau douce) sont sauvées et sont ensuite utilisées pour forcer l'OGCM. Les analyses de ces simulations montrent que les conditions dans le Pacifique durant les années 1982-1983 créaient des conditions favorables au développement d'événements inter-annuels en Atlantique, en particulier pour le déclenchement de l'événement chaud de 1984 observé en Atlantique Équatorial. En effet, bien que le signal atmosphérique observé soit de faible amplitude, il est à même de générer, dans l'OGCM, un signal en sub-surface (propagation d'ondes de Kelvin) à l'origine d'un aplatissement de la thermocline en Atlantique Équatorial. Néanmoins, ces expériences forcées ne peuvent pas expliquer l'amplitude et la phase des anomalies observée en sub-surface : les interactions océan-atmosphère locales ne sont pas prises en compte dans cette approche. Ainsi, cette étude appelle à l'utilisation de modèles couplés.

Aujourd'hui, on distingue trois grands types de modèles couplés : les modèles de circulation générale couplés, les modèles hybrides et les modèles simples ou intermédiaires. Nous allons brièvement présenter ces modèles ainsi que leurs avantages et inconvénients. Pour chacun d'eux, nous donnerons un exemple d'étude qui nous a guidé pour développer la méthodologie utilisée pour cette thèse.

[18] de l'Anglais : Atmospheric General Circulation Model
[19] de l'Anglais : Oceanic General Circulation Model

1.4.1 Les modèles de circulation générale couplés

Les modèles de circulation générale océaniques et atmosphériques couplés (les CGCM[20]) [*Terray et al.*, 1995 ; *Cibot et al.*, 2004] comprennent une physique très complète, mais leurs comportements en mode couplé diffèrent de ceux obtenus dans un contexte forcé [*AchutaRao et al.*, 2004]. De plus, contrairement aux modèles *simples*, ce sont des outils lourds et coûteux pour l'étude de processus couplés. En particulier, les coûts en terme de temps de calcul rendent difficile la réalisation de tests de sensibilité, ou de simulations d'ensemble avec un grand nombre d'éléments.

Huang [2004] propose une étude de 8 simulations d'ensemble d'un CGCM couplé dans le bassin Atlantique (30°S-65°N) et forcé ailleurs par des SST observées. Cette configuration lui permet d'étudier l'influence de SST externes sur la variabilité inter-annuelle en Atlantique Tropical, et en particulier celles du Pacifique. Néanmoins, le modèle, en mode couplé, a tendance à créer une réponse symétrique à ENSO en Atlantique Tropical en raison du manque de gradients méridien des SST simulés. Les simulations sont conduites durant 49 ans (1950-1998), ce qui autorise l'application d'analyses statistiques telles que les EOFs[21]. Les résultats montrent que l'influence extérieure dominante sur la variabilité en Atlantique tropicale vient du cycle ENSO du Pacifique, et qu'elle présente des caractéristiques différentes selon les saisons, conforme à celle de l'étude de *Czaja et al*. [2002]. Ils soulignent que les télé-connexions entre les bassins Pacifique et Atlantique , jouent un rôle majeur sur la variabilité de l'Atlantique Équatorial en renforçant des vents équatoriaux. L'étude montre que ces anomalies de vents génèrent une réponse dynamique qui aboutit à l'émergence d'un événement froid l'Est du bassin Atlantique Équatorial en été boréal immédiatement après un événement El Niño dans le Pacifique.

1.4.2 Les modèles hybrides

Ils consistent en un modèle où l'une des composantes (l'océan ou l'atmosphère) est simplifiée, tandis que l'autre composante est un modèle de circulation générale. La combinaison la plus souvent rencontrée consiste en un modèle de circulation générale océanique couplé à une atmosphère statistique [*Neelin*, 1990 ; *Latif et Barnett*, 1995 ; *Nobre et al.*, 2003]. Ce type de modèle est moins coûteux que les CGCM. Leur conception postule que c'est l'océan qui détient la mémoire du système couplé, et que l'atmosphère s'ajuste rapidement. Néanmoins, ces modèles ne tiennent pas compte de l'aspect fortement non linéaire des mécanismes de télé-connexions atmosphériques entre les bassins Tropicaux. Généralement, ils représentent mal le couplage local et sous-estiment les influences d'ENSO.

Par exemple, *Nobre et al*. [2004] utilisent un OGCM Atlantique (60°S-60°N) couplé à un modèle statistique atmosphérique qui utilise les anomalies de SST en Atlantique Tropical et dans

[20] de l'Anglais Coupled General Circulation Model
[21] Empirical Orthogonal Function

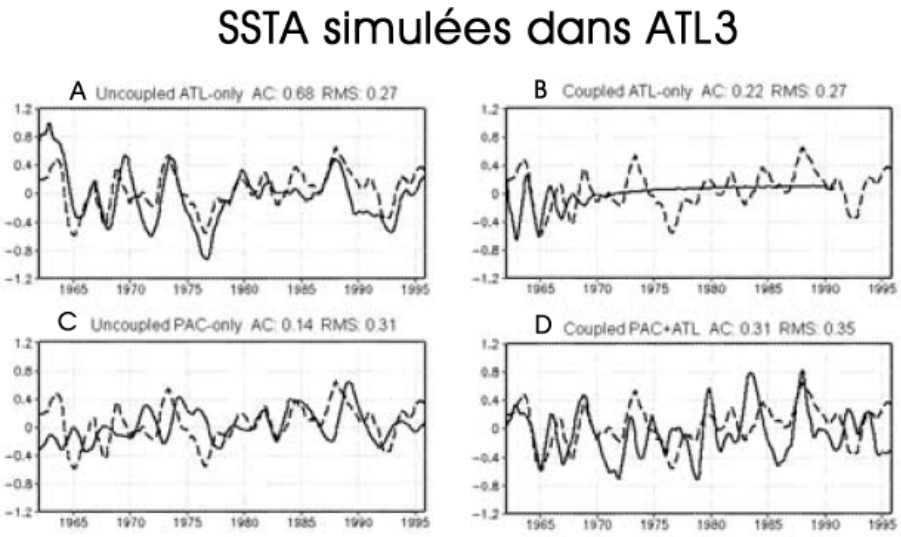


FIG. *1.17: Séries temporelles (filtées par une moyenne glissante à 12 mois) des anomalies de SST (SSTA) en Atlantique Équatorial (5˚S-5˚N) pour A) la simulation forcée en Atlantique Tropical , B) la simulation couplée en Atlantique Tropical sans forçage externe, C) la simulation forcée uniquement par le Pacifique Tropical et D) la simulation couplée en Atlantique Tropical avec le forçage du Pacifique. Les observations sont en pointillés. L'unité est le ˚C. Les chiffres en haut à droite sont la corrélation et la RMS différence entre la simulation et les observations. Figures de Nobre et al. [2004].*

le Pacifique Tropical comme prédicteurs pour simuler les anomalies de tensions de vent de surface en Atlantique Tropical. La figure 1.17 présente les résultats obtenus dans le cadre de 4 simulations : 2 simulations forcées A) par l'Atlantique Tropical seul et C) par le Pacifique Tropical, puis 2 simulations couplées dans lesquelles B) il n'y a pas de forçage externe et D) où la variabilité dans le Pacifique modifie le couplage en Atlantique Tropical. Ainsi, sans forçage Pacifique, le modèle simule des oscillations amorties en Atlantique Tropical. L'ajout du forçage externe Pacifique permet d'obtenir des oscillations auto-entretenues, mais néanmoins peu corrélées aux observations.

1.4.3 Les modèles simples

Ce sont le plus souvent des modèles d'anomalies, où la physique de l'océan est essentiellement linéaire. L'atmosphère n'est contrôlée que par la SST, soit par une relation statistique, soit par une paramétrisation du forçage atmosphérique d'un système dynamique. Le couplage s'effectue par le bilan thermodynamique d'une couche de mélange océanique dans laquelle sont paramétrisés advection verticale et flux de chaleur. Dans le Pacifique Tropical, ces modèles développent généralement des oscillations basse-fréquence de type ENSO [*Zebiak et Cane*, 1987]. Ce sont des outils de compréhension des mécanismes utiles de part leur utili-

sation aisée (coût de calcul bas) et de leur physique simplifiée (facilité d'interprétation). Ces modèles sont cependant très sensibles aux paramétrisations utilisées [*Zebiak et Cane*, 1991 ; *Périgaud et Dewitte*, 1995 ; *Neelin et al.*, 1998]. Par exemple, les modèles statistiques sont très dépendants du jeu de données utilisé ainsi que de la période d'entraînement pour calculer les statistiques.

L'étude de référence pour l'Atlantique Tropical est le travail de *Zebiak* [1993]. En effet, après une description de la variabilité observée en Atlantique Équatorial, *Zebiak* adapte le modèle couplé de *Cane et Zebiak* [1987] au bassin Atlantique Tropical. C'est un modèle océanique linéaire à un mode barocline, couplé à un modèle de couche de mélange simplifié. Les paramètres de l'océan sont choisis entre ceux du premier et ceux du deuxième mode barocline. Cette composante océanique est couplée au modèle atmosphérique de *Gill* [1980]. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 1.18. Ce modèle couplé, avec une gamme de paramètres réalistes, produit une variabilité équatoriale s'apparentant à celle du **mode équatorial**, avec des périodes privilégiées de 4 ans. Cependant, les résultats des simulations montrent, comme dans l'étude *Nobre et al*. [2004], que le mode de variabilité simulé n'est pas auto-entretenu, contrairement aux simulations du Pacifique. Le couplage serait suffisamment fort pour imposer sa signature dans dans les observations, mais serait néanmoins trop faible pour dicter entièrement la variabilité équatoriale.

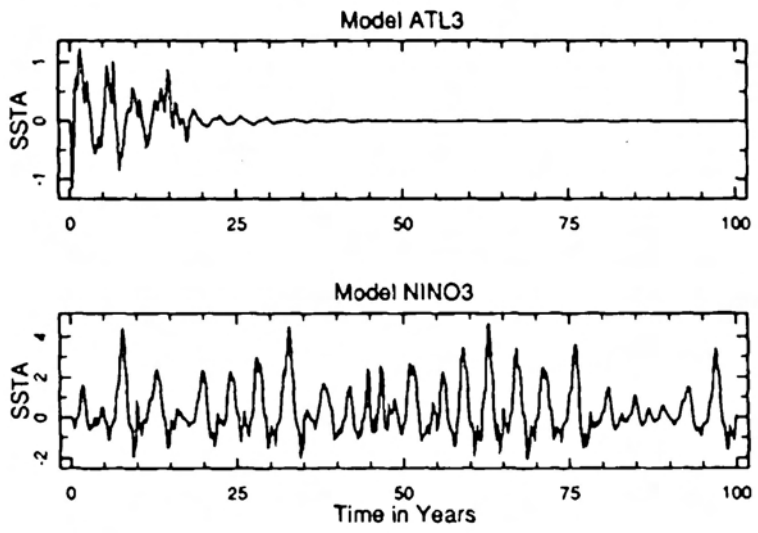


FIG. *1.18: Séries temporelles des anomalies de SST (SSTA) des couplées simulations de Zebiak [1993] de l'Atlantique Équatorial (*ATL3*, haut) et du Pacifique Tropical (*NINO3*, bas). Figure de Zebiak [1993]*

1.5 Objectifs et Méthodologie

Comprendre la variabilité du système climatique en Atlantique Tropical constitue un axe de recherche actuel très important, objectif de projets nationaux (PNEDC[22]), et internationaux (AMMA ou CLIVAR[23]). Ainsi, les motivations de cette thèse s'inscrivent dans un effort de compréhension de la variabilité couplée aux échelles de temps inter-annuelles en Atlantique Tropical.

Nous avons vu tout au long de ce chapitre que la variabilité climatique de l'Atlantique Tropical influence de manière significative les conditions climatiques dans les pays limitrophes du bassin, avec des répercussions socio-économiques souvent importantes. De plus, l'activité cyclonique qui touche principalement les Antilles, la Guadeloupe et les côtes du Sud des États Unis d'Amérique est aussi une conséquence majeure des fluctuations climatiques observées en Atlantique Tropical. L'Atlantique Tropical est aussi une zone d'échanges de chaleur inter-hémisphérique. C'est un acteur essentiel de la redistribution des masses d'eaux entre l'équateur et les latitudes moyennes. Ainsi les impacts de sa variabilité climatique sont ressentis jusqu'en Europe.

La difficulté de bien comprendre le rôle de la variabilité climatique en Atlantique Équatorial réside principalement dans le fait qu'elle est sous l'influence de la variabilité climatique du Pacifique, en particulier celle associée à ENSO : les mécanismes de connexion entre ces deux océans tropicaux ne sont pour autant pas encore bien compris. Ceci à un moment où l'urgence de prévisions saisonnières fiables se fait sentir dans tous les pays de la bande inter-tropicale, afin de limiter les effets socio-économiques dramatiques liés à la variabilité climatique.

1.5.1 Les objectifs

La variabilité océanique saisonnière à inter-annuelle des océans tropicaux Pacifique et Atlantique peut être expliquée en grande partie par l'activité des ondes longues équatoriales excitées par des anomalies de vents. Ainsi, dans le Pacifique Tropical, les modèles océaniques linéaires ont été de précieux outils pour l'étude de la variabilité, et d'ENSO en particulier. Couplés à un modèle de couche de mélange océanique, et à une composante atmosphérique, ils se révèlent même être des outils précieux pour la prévision saisonnière. Pour l'Atlantique Tropical, malgré le large éventail de mécanismes en jeux, on pressent que de tels outils pourraient être utiles, non seulement pour la compréhension des modes de variabilité associés aux ondes océaniques, mais aussi pour la prévision saisonnière. *Zebiak* [1993] a ouvert la voie en reprenant son modèle couplé Pacifique et en le configurant pour le bassin Atlantique Tropical. Il met en évidence le rôle des ondes équatoriales sur la variabilité des couches de

[22] Programme National d'Étude de la Dynamique du Climat

[23] de l'Anglais internationnal research program on CLImate VARiability and predictability

surface, mais néanmoins, les anomalies de vents et de SST obtenues dans son modèle ne sont pas aussi cohérentes que celles obtenues de la même façon dans le Pacifique.

Cette thèse s'inscrit dans la continuité de ce travail. Elle a pour objectifs scientifiques de :

- Documenter la variabilité océanique basse fréquence en termes d'ondes longues.
- Étudier le lien entre la variabilité associée à ces ondes et le **mode équatorial**.
- Étudier sa dépendance par rapport à la variabilité de type ENSO du Pacifique Tropical.

Ces objectifs nous amènent à développer un modèle couplé qui représente de manière satisfaisante la variabilité de l'Atlantique Équatorial et les télé-connexions entre les bassins Pacifique-Atlantique.

Bien que les modèles couplés de circulation générale soient des modèles plus complets de part la complexité des mécanismes physiques pris en compte, en mode couplé, on observe que les états moyens qui s'établissent après le spin-up ne sont souvent pas très réalistes (en particulier pour les positions moyennes de la thermocline et de l'ITCZ). Ils sont par ailleurs difficiles à interpréter du fait de la difficulté de pouvoir mener de nombreux tests. Le coût de calcul étant dissuasif, nous proposons de faire un pas en arrière dans la complexification des modèles : nous proposons de construire un outil numérique de complexité intermédiaire, dans lequel des états moyens réalistes seront prescrits. Ce modèle devra permettre de nombreux tests dans des conditions de variabilité Atlantique et Pacifique suffisamment réalistes (variabilité couplée en Atlantique Équatorial et télé-connexions d'ENSO).

1.5.2 La méthodologie

Dans ce contexte, nous nous focaliserons sur la dynamique océanique équatoriale, puis, nous étudierons l'influence qu'exerce la variabilité du Pacifique Tropical (ENSO) sur le bassin Atlantique Tropical.

La méthodologie adoptée consistera ainsi à :

- Documenter la variabilité océanique en termes d'ondes longues équatoriales aux échelles de temps inter-annuelles. Cette phase consiste en l'analyse d'une simulation forcée du modèle de circulation générale OPA (CLIPPER) et de données observées, pour déduire les informations sur la structure verticale de l'océan Atlantique équatorial. Ce travail préliminaire doit permettre : 1) de documenter la contribution des modes baroclines aux courants et à la pression de surface, 2) d'extraire la contribution des ondes de Kelvin et de Rossby, 3) de développer et valider un modèle linéaire de l'Atlantique Tropical, 4) de déterminer le rôle des frontières méridiennes proches de l'équateur sur la propagation et la réflexion des ondes.
- Faire un bilan thermodynamique dans la couche de mélange océanique. Cette deuxième étape a pour objectif de calibrer un modèle simplifié de couche de mélange (semblable à celui utilisé dans le modèle de *Cane et Zebiak* [1987]).

- Définir la nature du couplage local dans l'océan Atlantique. Il s'agit d'abord de reprendre et compléter l'étude de *Zebiak* [1993], en se plaçant dans une configuration plus réaliste. Nous construirons pour cela un modèle couplé intermédiaire dans l'Atlantique Tropical. La composante atmosphérique sera le modèle atmosphérique de complexité intermédiaire QTCM[24], développé à UCLA[25] par l'équipe du Dr. Neelin. Ce modèle devra permettre d'identifier les modes propres de variabilité que l'Atlantique Tropical peut générer sans influence extérieure.
- Étudier les télé-connexions atmosphériques entre les bassins tropicaux Atlantique et Pacifique. Déterminer l'influence d'ENSO sur la variabilité en Atlantique Tropical. Ceci devra permettre en particulier d'étudier les mécanismes de téte-connexions associés aux anomalies de la circulation atmosphérique.

Ainsi nous souhaitons focaliser notre étude sur l'analyse de la dynamique des ondes longues équatoriales en Atlantique Tropical, et par conséquent, nous faisons le choix de nous concentrer sur l'étude du mode de variabilité de type équatorial. Une interprétation du mode de variabilité inter-hémisphérique sera néanmoins proposée à la lumière des résultats obtenus. L'utilisation d'un modèle linéaire pour simuler la variabilité équatoriale est une approche classique pour l'étude de la variabilité ENSO dans le Pacifique mais relativement nouvelle pour le bassin Atlantique Tropical.

Nous avons vu dans ce chapitre que le cycle saisonnier est le mode de variabilité qui domine le spectre des basses fréquences, et qu'il influe de manière significative sur la variabilité inter-annuelle équatoriale, ainsi que les télé-connexions avec le Pacifique. L'utilisation d'un modèle océanique en anomalies inter-annuelles interdit la simulation des interactions avec le cycle saisonnier, mais néanmoins nous affranchit des erreurs dans la simulation des états moyens, biais classiques des CGCM. De plus, la prescription, dans le modèle de couche de mélange, d'état moyens (température, courants de surface, upwelling) qui tiennent compte de la variabilité saisonnière de l'Atlantique Équatorial, nous permet de simuler convenablement la dépendance par rapport au cycle saisonnier et en particulier la manifestation privilégiée du mode équatorial en été boréal.

Le couplage de ce modèle océanique, au modèle QTCM, nous permettra d'étudier de manière privilégiée les télé-connexions atmosphériques entre les bassins tropicaux Pacifique et Atlantique. Par le choix d'un tel modèle atmosphérique, nous nous focalisons sur l'étude des influences d'ENSO sur l'Atlantique Tropical, au dépend de l'étude des l'influences de la NAO. Notons aussi que par construction, ce modèle couplé ne nous permettra pas d'étudier les connexions océaniques entre la région NTA et l'Atlantique Équatorial.

[24] de l'Anglais Quasi equilibrium Tropical Circulation Model
[25] de l'Anglais University of California Los Angeles

Chapitre 2

Variabilité Inter-annuelle et Ondes Longues Équatoriales

L'annulation de la force de Coriolis fait de la région équatoriale un guide d'onde et permet aux ondes planétaires de se propager rapidement (par comparaison aux moyennes et hautes latitudes). Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, ce concept d'ondes équatoriales est essentiel pour l'analyse de l'ajustement de l'océan aux variations de la tension de vent.

L'objectif de ce chapitre est de répondre aux questions suivantes :

1. Quelle est la variabilité de la structure verticale en Atlantique Tropical ?

2. Quels sont les modes baroclines dominants en Atlantique Tropical et leurs caractéristiques spatio-temporelles ?

3. Quelle est la part de la variabilité interannuelle qui peut être expliquée par les ondes longues équatoriales ?

4. Quel est le rôle des frontières méridiennes sur la propagation et la réflexion de ces ondes ?

5. Dans quelle mesure un modèle linéaire d'ondes permet de simuler et d'interpréter la variabilité observée par l'altimétrie ou dans les données de SST ?

L'étude qui suit a été publiée dans *Journal of Geophysical Research* en Février 2004. Avant de présenter la version publiée du manuscrit en anglais, nous allons, dans un premier temps, décrire le modèle OPA et la simulation utilisée. Nous rappelons ensuite quelques aspects théoriques de la dynamique équatoriale, avec la décomposition en modes baroclines et les propriétés des ondes équatoriales prédites par la théorie linéaire. Nous présentons les spécificités apportées dans le cas du bassin Atlantique Tropical, ainsi que les principaux résultats obtenus.

2.1 La Simulation CLIPPER ATL6

Les données *in situ* disponibles dans la bande tropicale n'étant pas suffisantes pour l'étude approfondie des mécanismes de propagation des ondes longues équatoriales, nous avons utilisé pour cette étude une simulation d'un Modèle de Circulation Générale Océanique, réalisée dans le cadre du programme CLIPPER.

Le projet CLIPPER est un projet de modélisation numérique à haute résolution de la circulation océanique dans le bassin Atlantique. C'est une des contributions françaises au projet WOCE[1]. Il a été élaboré en 1996 sous la forme d'un programme communautaire de recherche et de développement, défini sur 4 ans (1997-2000). Son objectif principal était la réalisation, la validation et l'exploitation scientifique d'une expérience de modélisation numérique à haute résolution de la circulation océanique dans le bassin Atlantique, en mode forcé. Le modèle numérique utilisé est basé sur le code OPA[2]-8.1 développé au LODYC [3] [*Madec et al.*, 1998]. La résolution numérique se fait sur un schéma aux différences finies d'ordre deux, avec un toit rigide et en coordonnées-z sur la verticale. La grille horizontale est une grille Mercator isotrope, avec une bathymétrie et des lignes de côte réalistes [*Smith et Sandwell*, 1997]. Le domaine de résolution couvre la quasi totalité de l'océan Atlantique, du passage de Drake ($\sim$98.5°W) à 30°E et de l'Antarctique (75°S) à 70°N. Il comporte 4 frontières ouvertes [*Tréguier et al.*, 2001]. La grille verticale comporte 42 niveaux, dont 14 échantillonnent les 300 premiers mètres de l'océan. Le modèle est initialisé à partir de la climatologie de *Reynaud et al.* [1998].

Le modèle a été testé et validé avec une grille à basse (1°), moyenne (1/3°) et haute (1/6°) résolution. Nous avons utilisé la configuration haute résolution : CLIPPER-ATL6-V6, dans laquelle la résolution horizontale est au 1/6 de degré et la résolution méridienne varie de 4,8 km aux latitudes les plus hautes à 18,5 km au niveau de l'équateur. Plus précisément, nous avons travaillé avec les moyennes mensuelles de cette simulation, moyennées sur une grille horizontale au 1/3°, dans la région Atlantique Tropical (30°S-30°N). Les paramètres atmosphériques qui constituent les forçages sont : les composantes zonale et méridienne de la tension du vent, le flux net de chaleur, le bilan évaporation moins précipitation et l'apport des fleuves (runoff). Parmi les jeux de données de flux atmosphériques de surface susceptibles de convenir, le choix s'est porté sur les produits journaliers du Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme (ECMWF), car ils constituent un jeu de données homogène et cohérent. Dans notre expérience, les flux utilisés sont ceux de la ré-analyse ERA-15 (1979-1993) et ceux de l'analyse (1994-2000). De plus la formulation du modèle inclut une relaxation à la température de surface observée [*Reynolds and Smith*, 1994], ainsi qu'à la salinité de surface climatologique de *Reynaud et al.* [1998]. Après un spin-up de 8 ans, forcé

[1] de l'Anglais World Ocean Circulation Experiment
[2] Océan PArallélisé
[3] Laboratoire d'Océanographie DYnamique et de Climatologie

par les flux climatologiques, le modèle a été intégré de Janvier 1979 à Décembre 2000. Nous avons exploité les sorties de cette simulation de Janvier 1981 à Décembre 2000.

Dans un premier temps, nous avons quantifié la cohérence entre les données issues de la simulation CLIPPER et différents jeux d'observations. Nous avons focalisé cette étude préalable sur les champs du modèle qui contrôlent les caractéristiques des ondes équatoriales. Ainsi, nous avons tout d'abord analysé la structure moyenne le long du guide d'onde équatorial (qui contrôle la structure verticale des modes baroclines), puis nous avons validé les caractéristiques de la variabilité inter-annuelle des courants zonaux de surface et du niveau de la mer (qui déterminent la contribution des modes baroclines). Toutes ces comparaisons sont présentées dans *Illig et al*. [2004] (*cf*. § 2.5).

La structure moyenne dans la simulation CLIPPER est relativement bien représentée. Des comparaisons avec les données de température de la base TAOSTA [*Vauclair et duPenhoat*, 2001] montrent que la position moyenne de l'isotherme 20°C est assez bien simulée, bien que légèrement trop profonde (environ $+18m$). De plus la thermocline équatoriale apparaît trop diffuse comparée aux observations. Des analyses du champ de salinité et des courants zonaux sont aussi présentées dans Illig et al. [2004]. Pour la validation de la variabilité inter-annuelle de la simulation, nous nous sommes focalisés sur une comparaison des anomalies du niveau de la mer (SLA[4]) et des courants zonaux (ZCA[5]) aux données altimétriques. Les résultats montrent que CLIPPER reproduit de manière réaliste les principales composantes de la variabilité inter-annuelle observée. En particulier la simulation et les observations satellites présentent une séquence cohérente d'événements chauds (1996, 1998) et froids (1994, 1997).

En dépit des biais observés dans la simulation CLIPPER, nous avons conclu que CLIPPER reproduisait les principales composantes de la structure moyenne et simulait la variabilité inter-annuelle de manière réaliste. Ainsi CLIPPER s'est révélé être un jeu de données adapté à notre étude.

Notons que cette simulation est le prototype du modèle utilisé dans le cadre du projet MERCATOR (résolution au 1/3°), dédié à la prévision océanique en mode opérationnel. Ce projet englobe une grande composante d'assimilation de données, en particulier de données satellites (SLA). Au cours de cette thèse, nous avons participé à l'analyse des simulations MERCATOR qui utilisent un schéma d'assimilation d'interpolation optimale. Nous avons développé un diagnostic permettant de caractériser l'impact de cette assimilation d'observations dans la bande équatoriale [*Présentations orale au* GMMC, Octobre 2003 et 2004]. Notre diagnostic de décomposition en modes baroclines a permis de quantifier l'impact de l'assimilation sur la physique des processus associés aux ondes longues. Néanmoins, étant donné l'impact négatif de l'assimilation (*cf.* §2.6.2), nous avons continué à travailler avec la simulation CLIPPER, à plus haute résolution.

[4] de l'Anglais Sea Level Anomalies
[5] de l'Anglais Zonal Current Anomalies

2.2 La Décomposition en Modes Baroclines

Dans les océans tropicaux, les échelles des mouvements horizontaux sont plus grandes que celles relatives aux mouvements verticaux. On peut donc faire un certain nombre de simplifications qui conduisent à utiliser la méthode de séparation des variables selon les directions horizontales et verticale. On écrit alors la solution des équations du mouvement sous la forme de modes verticaux : les **modes baroclines**.

Dans un premier temps, nous présentons les équations de la dynamique et la démarche suivie pour décomposer la solution en modes baroclines. Nous exposons ensuite les principaux résultats obtenus dans la décomposition des sorties de la simulation CLIPPER en modes baroclines et les implications sur la variabilité inter-annuelle en Atlantique Tropical.

2.2.1 Quelques rappels sur la théorie

Considérons un fluide continûment stratifié dont les mouvements sont solutions des équations de *Navier Stokes*.

Équation du mouvement

$$\rho\left(\frac{\partial\vec{u}}{\partial t}+(\vec{u}.\vec{\nabla})\vec{u}+2\vec{\Omega}\wedge\vec{u}\right) = -\vec{\nabla}p+\rho\vec{g}+\rho\vec{F} \tag{2.1a}$$

Équation de la conservation de la masse

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\vec{\nabla}.(\rho\vec{u}) = Q \tag{2.1b}$$

Q étant le flux de masse reçu ou perdu par mélange de la goutte d'eau que l'on considère.

Nous supposons que les mouvements horizontaux sont plus importants que les mouvements verticaux. On se place dans l'approximation de Boussinesq en posant $\rho=\bar{\rho}(z)+\rho'(x,y,z,t)$, $\bar{\rho}(z)$ étant le profil moyen associé à la fréquence de Brunt-Vaïsälä $\left(N^2=\frac{-g}{\rho_0}\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial z}\right)$ et ρ' une perturbation telle que $\frac{\partial\rho'}{\partial z}\ll\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial z}$. On suppose notre fluide hydrostatique et incompressible, et pour lequel nous négligeons les termes d'advection non linéaires et la diffusion horizontale. Dans un système de coordonnées cartésiennes, les équations du mouvement sur le β-plan équatorial ($f\sim\beta y$) s'écrivent :

$$\frac{\partial u}{\partial t}-\beta yv+\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z}\left(K_M\frac{\partial u}{\partial z}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\tau_x}{\rho_0}\right) \tag{2.2a}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+\beta yu+\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z}\left(K_M\frac{\partial v}{\partial z}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\tau_y}{\rho_0}\right) \tag{2.2b}$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \tag{2.2c}$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}-w\frac{N^2\rho_0}{g} = Q \tag{2.2d}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{2.2e}$$

τ_x et τ_y sont les tensions de vent zonales et méridiennes à la surface de l'océan, que l'on suppose agir comme des forces volumiques sur l'épaisseur de la couche mélangée d. Le flux de flottabilité Q se paramétrise de la même façon que le forçage mécanique $Q = \frac{\partial}{\partial z}\left(K_H \frac{\partial \rho}{\partial z}\right)$, K_M et K_H étant les coefficients verticaux de viscosité et de diffusion.

Nous cherchons les solutions de ce système avec une structure verticale séparable : nous cherchons à exprimer les solutions sous la forme d'une somme de modes baroclines ($\Psi_n(z),\ n = 1,\ ...,\ \infty$) et barotrope ($\Psi_0(z)$) :

$$[u, v, p]\,(x, y, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} [u_n, v_n, p_n]\,(x, y, t).\Psi_n(z) \tag{2.3}$$

Pour cela, on applique une simplification classique en supposant que les termes de diffusion verticale peuvent s'écrire sous la forme d'une friction linéaire de type Rayleigh, dont le coefficient dépend uniquement du mode vertical *n* considéré. En introduisant une constante de séparation c_n^2, la recherche des solutions du système d'équation 2.2, avec l'adimensionnalisation usuelle [*Philander*, 1990], se réduit à la résolution du système suivant :

Pour la verticale :
$$\frac{d}{dz}\left[\frac{1}{N^2(z)}\frac{d}{dz}\right](\Psi_n(z)) = -\frac{\Psi_n(z)}{c_n^2} \tag{2.4a}$$

Pour l'horizontale :
$$\frac{\partial u_n}{\partial t} - \beta y v_n + \frac{\partial p_n}{\partial x} = P_n \tau_x - r_n u_n \tag{2.4b}$$
$$\frac{\partial v_n}{\partial t} + \beta y u_n + \frac{\partial p_n}{\partial y} = P_n \tau_y - r_n v_n \tag{2.4c}$$
$$\frac{\partial p_n}{\partial t} + c_n^2\left(\frac{\partial u_n}{\partial x} + \frac{\partial v_n}{\partial y}\right) = -r_n p_n \tag{2.4d}$$

avec $r_n = r(c_n\beta)^{-q}$, où r est la friction de Rayleigh choisie pour le premier mode barocline. Le coefficient de projection du vent, en faisant l'hypothèse que la friction due au vent n'agit que sur une couche d'épaisseur d, s'écrit $P_n = \frac{\frac{H_1}{d}\int_{-d}^{0}\Psi_n(z).dz}{\int_{-H}^{0}\Psi_n^2(z).dz}$, où H est la profondeur de l'océan et H_1 une profondeur d'adimensionnement égale à 150m. Pour chacun des modes baroclines considérés, la constante de séparation, c_n, est la vitesse de propagation des ondes de Kelvin équatoriales.

Ainsi, les solutions de 2.2 peuvent être décrites sous la forme de modes normaux, chaque mode ayant sa propre structure verticale. Pour des raisons pratiques évidentes, on ne peut utiliser cette méthode que si la somme des modes converge rapidement. Ceci est vérifié, en général, avec un océan stratifié de manière réaliste, où la fréquence de Brunt-Vaïsälä est très faible aux grandes profondeurs.

La principale limitation de la méthode réside dans les hypothèses de départ. Par exemple, dans les régions équatoriales, les effets non linéaires ne sont pas négligeables, entre autre pour décrire le comportement du Sous Courant Équatorial [*Cane*, 1979 ; 1980]. De même les effets thermodynamiques, liés aux forçages par les flux de chaleur et d'eau douce peuvent être non négligeables.

2.2.2 La structure verticale en Atlantique Tropical

Nous souhaitons résoudre l'équation $2.4a$, avec les conditions aux limites suivantes :

$$w = 0 \text{ en } z = -H \quad \text{donne} \quad \frac{d\Psi(z)}{dz} = 0 \text{ en } z = -H \tag{2.5a}$$

$$w = \frac{d\eta}{dz} \text{ en } z = 0 \quad \text{donne} \quad \frac{d\Psi(z)}{dz} + \frac{N^2}{g}\Psi(z) = 0 \text{ en } z = 0 \tag{2.5b}$$

Quelle que soit la nature verticale de l'océan, il est possible de décomposer la solution en une somme de modes baroclines. En effet, pour toute stratification stable ($N^2(z) > 0$), le système (2.4a, 2.5) se réduit à un système de *Sturm-Liouville*.

Pour résoudre numériquement ce système, il s'agit de discrétiser l'équation 2.4a sur la verticale, puis de chercher les valeurs propres et les vecteurs propres de la matrice de stratification estimée à partir du champ de densité. L'algorithme de résolution utilisé ici est similaire à celui développé pour le Pacifique Équatorial par Boris Dewitte [*Dewitte*, 1998 ; *Dewitte et al.*, 1999]. La méthode adoptée consiste en un premier temps à interpoler les champs de température potentiel et de salinité sur une grille verticale régulière de résolution égale à 5 mètres. Nous utilisons une interpolation linéaire pour les niveaux du modèle les plus bas, où la résolution est faible. Dans les couches de surface et de sub-surface, nous utilisons une interpolation par des fonctions splines cubiques à une dimension. La densité potentielle puis la fréquence de Brunt-Vaïsälä sont ainsi estimées sur cette nouvelle grille.

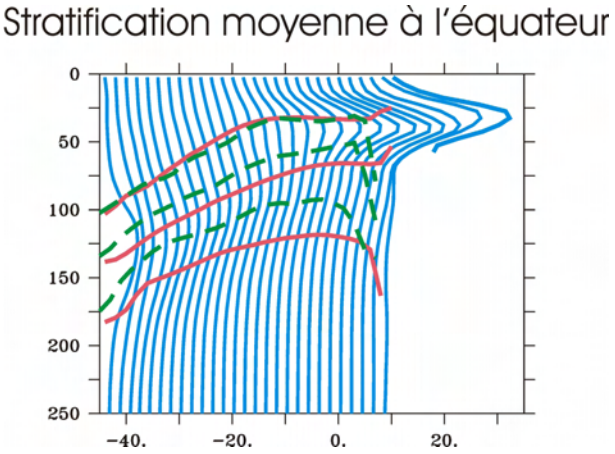


FIG. *2.1: Stratification moyenne (1981-2000) le long de l'équateur, calculée à partir des données* CLIPPER *(bleu). 1 degré de longitude correspond à* $0.510^{-3}s^{-1}$ *Les positions moyennes des isothermes 16°C, 20°C et 24°C sont tracées en trait continu (pointillé) pour les données CLIPPER (TAOSTA)*

La figure 2.1 présente la stratification moyenne le long de l'équateur obtenue à partir des sorties de la simulation CLIPPER. On y retrouve la position moyenne de la thermocline équatoriale. La stratification est le paramètre clef qui détermine la structure des modes ba-

roclines. On observe dans celle-ci une variabilité zonale importante susceptible de se transmettre aux structures verticales. C'est pourquoi nous avons choisi d'effectuer la décomposition en modes verticaux de la stratification en chaque point du guide d'onde équatorial. De plus, nous avons vu dans le chapitre d'introduction que le cycle saisonnier est, en Atlantique Tropical, le mode de variabilité qui domine le spectre des basses fréquences. Les interactions non-linéaires entre ce cycle saisonnier et la variabilité inter-annuelle sont très importantes. Ainsi, nous avons choisi de prendre en considération la variabilité saisonnière de la stratification équatoriale dans le calcul des modes baroclines, l'évolution saisonnière et longitudinale de la stratification étant lente comparée au temps que met une onde pour traverser le bassin. La variation longitudinale (plus que la variation saisonnière) de la stratification est davantage susceptible de créer de la dispersion modale [*Busalacchi et Cane*, 1988].

La résolution du système de *Sturm-Liouville* ($2.4a$), avec les conditions aux limites 2.5, se réduit à l'inversion d'une matrice carrée. Les vecteurs propres de cette matrice sont les structures verticales ($\psi_n(z)$), et les valeurs propres sont les vitesses de propagation de ces modes verticaux (c_n). La figure 2.2 présente les modes verticaux obtenus pour la décomposition de la stratification moyenne à 14°W (les ondes observées y sont libres, car c'est une zone située légèrement à l'Est de la zone de forçage par le vent). Pour la résolution nous avons imposé une condition de normalisation des structures verticales : $\forall n, \Psi_n(z=0) = 1$ et par conséquent la structure verticale associée au mode barotrope ($n = 0$) est égale à 1. De plus, conformément à la théorie, chaque profil $\Psi_n(z)$, normalisé à la surface, s'annule n fois. Ainsi, plus l'ordre du mode est élevé, plus les échelles verticales sont fines. Les valeurs propres associées à ces modes verticaux sont présentées dans le tableau 2.1.

Mode Barocline	c_n à 14°W
1	2,39
2	1,34
3	0,88
4	0,63
5	0,48
6	0,42

TAB. *2.1: Vitesses de phase ($m.s^{-1}$) des 6 premiers modes baroclines de la décomposition en modes verticaux de la stratification moyenne (1981-2000) de* CLIPPER *à 14°W.*

Notons que parce que nous analysons les sorties d'une simulation de modèle (CLIPPER) et non des observations, il faut prendre quelques précautions pour interpréter le calcul des modes verticaux. En particulier la répartition de l'énergie sur les modes peut être différente de celle des observations. Néanmoins, ce problème sera partiellement résolu à la lumière d'une confrontation des résultats aux sorties d'un modèle linéaire (*cf*. § 2.3.4).

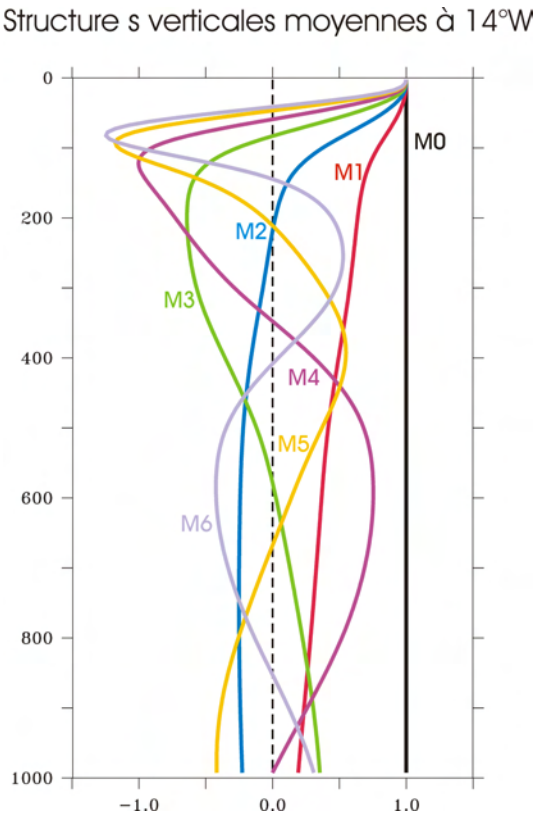


FIG. 2.2: *Structures verticales moyennes (1981-2000) à [14°W ; 0°N] pour les 1000 premiers mètres, calculées à partir des données* CLIPPER *d'après* 2.4*a et* 2.5.

2.2.3 La contribution des modes aux courants zonaux et à la pression

On estime la contribution des modes verticaux aux courants zonaux et à la pression en projetant ces derniers sur les structures verticales $\Psi_n(x, z, t_{12})$ calculées précédemment :

$$\langle q(x, y, z, t) \times \Psi_n(x, z, t_{12}) \rangle = \int_{H(x)}^{0} q(x, y, z, t).\Psi_n(x, z, t_{12}).dz \tag{2.6}$$

où q est soit u ou p et $\Psi_n(x, z, t_{12})$ sont les fonctions verticales des modes baroclines calculées à partir de la stratification saisonnière (t_{12}) de la simulation CLIPPER, le long de l'équateur, à la longitude x. On peut ensuite extraire le cycle saisonnier, puis les anomalies par rapport à ce cycle saisonnier.

Dans notre étude nous nous sommes focalisés sur la contribution des modes baroclines aux anomalies inter-annuelles de courants zonaux et de niveau de la mer. Les résultats, détaillés dans *Illig et al.* [2004] sont résumés sur la figure 2.3. Ils montrent que le second mode barocline est le mode le plus énergétique. Les contributions du premier et du troisième mode barocline ont des amplitudes comparables, mais des structures spatiales différentes. En effet, la variabilité du premier mode barocline est localisée dans l'Ouest du bassin, tandis que

celle du troisième mode barocline est plus importante dans l'Est du bassin, où la thermocline se rapproche de la surface.La variabilité dans l'Est du bassin est expliquée par les modes d'ordres plus élevés (4-6). Une partie très importante de l'énergie se projette sur les six premiers modes baroclines.

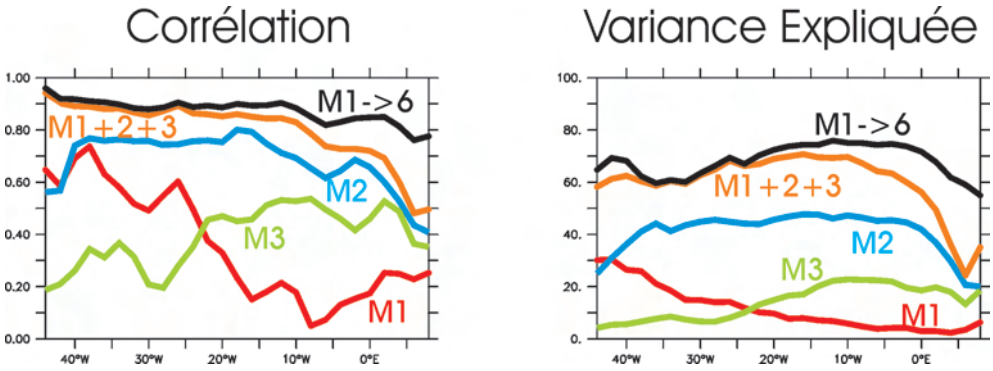


FIG. 2.3: *Corrélation (gauche) et variance expliquée (%, référencée à la variabilité totale, droite) pour la contribution des modes baroclines 1, 2 et 3 aux anomalies de courant zonaux et pour la contribution sommée des modes 1 à 3 et des modes 1 à 6, en fonction de la longitude, pour des moyennes méridiennes entre 3°S-3°N.*

La faible quantité d'observations disponibles en Atlantique Tropical ne permet pas de procéder à une décomposition en modes baroclines, en particulier en termes de courants zonaux. Néanmoins, notre diagnostic, appliqué à d'autres simulations de modèles océaniques de circulation générale (simulations du projet MERCATOR), indiquent que ces résultats sont robustes. En particulier, nous avons effectué une décomposition en modes verticaux des sorties d'un OGCM dans lequel des profils de température avaient été assimilés [Masina et al., 2001]. Des résultats très similaires ont été obtenus.

La manière dont les caractéristiques des modèles utilisés (résolution verticale, diffusion) et leur variabilité altèrent nos résultats sur la contribution relative des modes baroclines devra être analysée lorsque des simulations plus réalistes de l'Atlantique Tropical et/ou davantage d'observations seront disponibles.

Cette analyse révèle la nécessité de prendre en considération la variabilité de la structure verticale pour l'interprétation d'observations, car l'énergie se projette sur un grand nombre de modes baroclines. Par exemple, l'interprétation des signaux altimétriques (niveau de la mer, courants géostrophiques associés) en terme d'ondes équatoriales ne peut pas être faite avec l'approximation que toute la variabilité se projette sur un premier mode barocline théorique. Une méthodologie spécifique devra être développée pour l'Atlantique Tropical.

2.3 Propagation d'Ondes Longues Équatoriales

La théorie linéaire des ondes équatoriales constitue un outil mathématique puissant d'étude de la variabilité des océans tropicaux. Cette théorie a tout d'abord été développée dans le cadre de l'étude des propagations d'ondes horizontales dans le Pacifique Tropical, en l'absence de frontières au Nord et au Sud [*Cane et Sarachik*, 1976].

Dans l'Atlantique Tropical, la présence des côtes au niveau du Golfe de Guinée à l'Est et du Brésil dans l'Ouest du bassin modifie le calcul précédent par l'imposition de conditions aux limites supplémentaires au Nord et au Sud [*Cane et Sarachik*, 1979].

Nous rappelons tout d'abord quelques équations et approximations fondamentales de cette théorie pour les basses fréquences et les grandes longueurs d'ondes, puis nous détaillons les spécificités apportées pour l'étude des propagations d'ondes longues en Atlantique Tropical.

2.3.1 Quelques rappels sur la théorie linéaire

Pour chacun des modes baroclines n déterminés précédemment, nous cherchons à résoudre le système horizontal2.4. Nous cherchons à extraire les ondes libres du bassin. Ainsi, nous cherchons les solutions du système 2.4 en l'absence de tout forçage et des termes de rappel :

$$\frac{\partial u_n}{\partial t} - \beta y v_n + \frac{\partial p_n}{\partial x} = 0 \tag{2.7a}$$

$$\frac{\partial v_n}{\partial t} + \beta y u_n + \frac{\partial p_n}{\partial y} = 0 \tag{2.7b}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + c_n^2 \left(\frac{\partial u_n}{\partial x} + \frac{\partial v_n}{\partial y} \right) = 0 \tag{2.7c}$$

Ce système d'équations, avec des solutions de la forme $u_n, v_n, p_n \sim e^{i(kx-\omega t)}$, se réduit à une unique équation pour la vitesse méridienne :

$$\frac{\partial^2 v_n}{\partial y^2} + \left(\omega_n^2 - k_n^2 - \frac{k_n}{\omega_n} - y^2 \right) v_n = 0 \tag{2.8}$$

Nous nous plaçons dans le cas d'un bassin infini dans la direction méridienne. Ainsi, nous cherchons les solutions de 2.8, sans conditions aux limites particulières, mais néanmoins bornées à l'infini.

• On remarque tout d'abord que ce système admet une solution pour laquelle v_n est identiquement nul. La relation de dispersion de ces ondes est simple : $k = \omega$. Ces ondes ne sont pas dispersives et vérifient $\frac{\partial u_n}{\partial y} + y u_n = 0$. Ce sont des ondes de **Kelvin**, qui se propagent vers l'Est à la vitesse c_n. Ces ondes, pour le mode barocline n, s'écrivent :

$$p_n = \frac{u_n c_n}{g} = A_{n,0} e^{\frac{-\beta y^2}{c_n}} e^{i(kx-\omega t)} \tag{2.9}$$

L'onde de Kelvin équatoriale piégée à l'équateur est analogue aux ondes de Kelvin côtières piégées le long d'une côte. La figure 2.4 présente la structure méridienne de l'onde de Kelvin du premier mode barocline. On remarque dans la formulation 2.9 que la structure de cette onde est une Gaussienne dont la largeur dépend du mode barocline considéré. En effet, plus le mode barocline est élevé, plus l'onde de Kelvin sera lente (Tabl. 2.1) et piégée à l'équateur.

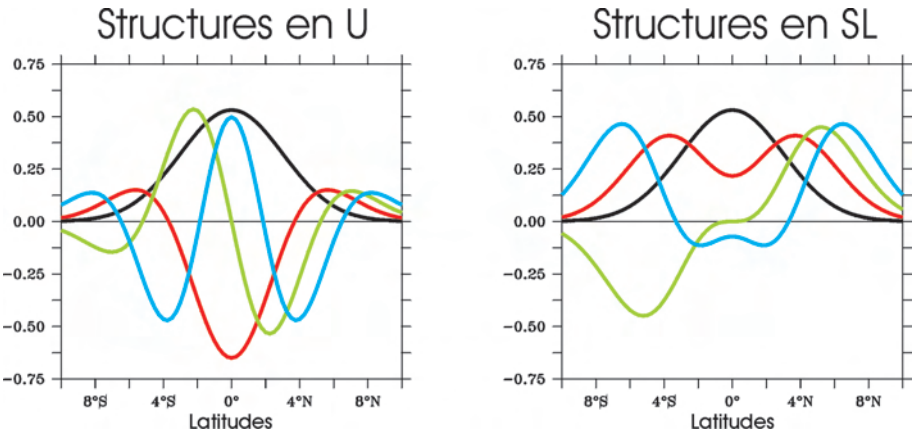


FIG. *2.4: Profils méridiens du premier mode barocline normalisés en courant zonal (U, panneau de gauche) et en niveau de la mer (SL, panneau de droite) des ondes de Kelvin (noir), Rossby 1 (rouge), Rossby 2(vert), Rossby 3 (bleu). Les profils ont été calculés à 0°E dans le cas d'un océan infini, avec une vitesse de phase de* $2,44\ m.s^{-1}$.

• On montre que toutes les autres solutions de l'équation 2.8, bornées à l'infini sont des combinaisons linéaires des fonctions d'Hermite :

$$D_m = Ae^{-y^2/2} \times \frac{H_m(y)}{\sqrt{2^m m! \sqrt{\pi}}} \tag{2.10}$$

H_m étant le polynome d'Hermite de degré m (m entier $>= 0$).

Ces fonctions vérifient la relation $\frac{\partial \Psi_m}{\partial y^2} + (2m + 1 - y^2)\Psi_m = 0$. Chaque fonction $\Psi_m(y)$ constitue un mode méridien. Comme les modes baroclines, les modes méridiens forment une base complète et orthogonale. Ainsi, toute structure méridienne (infinie) sur un plan β se décompose en une somme de modes méridiens.

Ces structures méridiennes sont les différents modes méridiens des ondes d'inertie gravité à haute fréquence, de Rossby longues et courtes à basse fréquence. Ces modes méridiens vérifient la relation de dispersion :

$$\omega^2 - k^2 - \frac{k}{\omega} = 2m + 1 \tag{2.11}$$

Pour chaque mode méridien m, on a plusieurs couples (k, ω) de solutions, correspondant à des types d'ondes différents. La figure 2.5 présente le diagramme de dispersion associé.

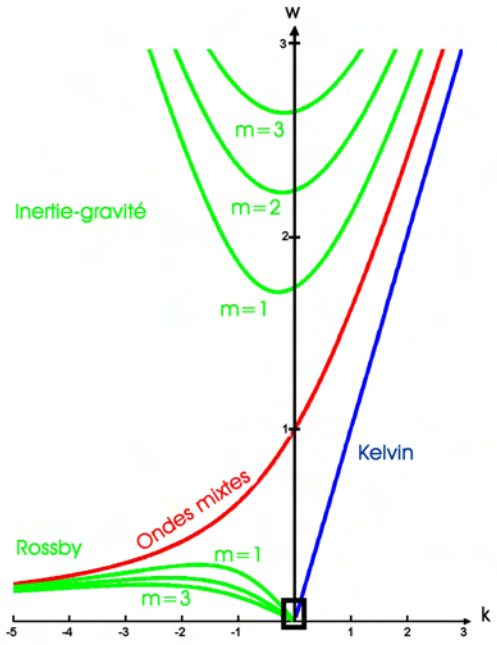


FIG. 2.5: *Diagramme de dispersion des ondes équatoriales dans le cas d'un bassin infini, obtenu par la résolution de l'équation 2.11. Le cadre noir représente la zone d'approximation "ondes longues" [Cane et Sarachik, 1976].*

La structure de la fonction Ψ_m est oscillante au voisinage de l'équateur ($y < \sqrt{2m+1}$) et exponentiellement décroissante au delà. Chaque mode méridien est donc confiné en deçà d'une latitude critique égale à $\sqrt{\frac{c_n}{\beta}(2m+1)}$. Comme les ondes de Kelvin, les modes méridiens sont d'autant plus piégés à l'équateur que le mode barocline n est élevé. Par contre, quand on va vers les modes méridiens m croissants, la latitude critique augmente (Fig. 2.4).

Nous nous plaçons dans l'approximation des *ondes longues*, basse fréquence, pour filtrer les ondes d'inertie gravité et l'onde mixte de Rossby-gravité (onde de Yanaï) qui ne sont pas très importantes pour l'ajustement dynamique aux échelles de temps considérées. En effet, le terme d'accélération méridienne est négligé dans le système 2.7 et on obtient la relation de dispersion des ondes longues de Rossby : $\frac{\omega_n}{k_n} = \frac{c_n}{2(m+1)}$.Cette approximation nous permet de décomposer le signal dynamique en ondes de Kelvin et de Rossby longues, dont les structures méridiennes sont simplifiées et ne dépendent plus de la fréquence.

$$\begin{aligned}\begin{pmatrix} u_n \\ p_n \end{pmatrix} &= A_{n,0}\begin{pmatrix} K_n^u \\ K_n^p \end{pmatrix} + \sum_{m=1}^{\infty} A_{n,m}\begin{pmatrix} R_{n,m}^u \\ R_{n,m}^p \end{pmatrix} \\ &= \frac{A_{n,0}}{\sqrt{(2)}}\begin{pmatrix} D_0 \\ D_0 \end{pmatrix} + \sum_{m=1}^{\infty} A_{n,m} \times \frac{\sqrt{m(m+1)}}{\sqrt{2(2m+1)}}\begin{pmatrix} \frac{Dm+1}{\sqrt{m+1}} - \frac{D_{m-1}}{\sqrt{m}} \\ \frac{Dm+1}{\sqrt{m+1}} + \frac{D_{m-1}}{\sqrt{m}} \end{pmatrix}\end{aligned} \tag{2.12}$$

Les structures méridiennes de ces modes horizontaux sont présentées sur la figure 2.4. Les modes impairs des ondes de Rossby sont symétriques par rapport à l'équateur, tandis que les modes pairs sont antisymétriques.

Ainsi, ces structures méridiennes infinies sont couramment utilisées pour la projection du champ de niveau de la mer dans le Pacifique Tropical, où le bassin peut être considéré comme infini dans la direction méridienne [*Boulanger et Fu*, 1996 ; *Périgaud et Dewitte*, 1996 ; *Dewitte, Illig et al.*, 2003].

Dans le cas de l'Atlantique Tropical, la présence de frontières méridiennes proches de l'équateur (Fig. 2.6) interdit l'utilisation des structures méridiennes infinies. Nous allons maintenant détailler les spécificités apportées pour la décomposition en ondes longues équatoriales de la variabilité inter-annuelle en Atlantique Tropical.

2.3.2 Les spécificités du bassin Atlantique Tropical

En présence de frontières méridiennes, l'équation 2.8 est sujette à des conditions aux frontières supplémentaires au Nord (Y_N) et au Sud(Y_S) :

$$v_n(y) = 0 \text{ à } Y_N \text{ et } Y_S \tag{2.13}$$

L'ajout de ces conditions aux frontières complexifie de manière significative la recherche des solutions de 2.8.

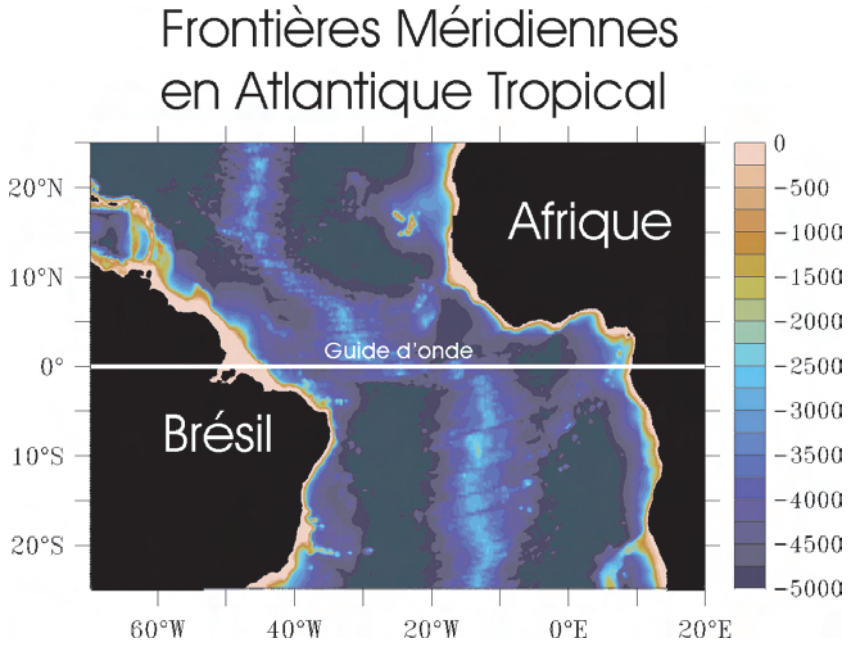


FIG. 2.6: *Carte de l'Atlantique Tropical. La topographie du fond de l'océan (m) est représentée en couleurs (données* ETOPO20*).*

• Les ondes de Kelvin, pour lesquelles la vitesse méridienne est toujours nulle, sont toujours solutions de ce système. *Cane et Sarachik* [1979] montrent que toutes les autres solutions sont des combinaisons linéaires des fonctions cylindriques paraboliques (notées U et V) [*Abramowitz et Stegun*, 1965].

$$v_{n,m}(y) = U(-\mu_{n,m} - 1/2, \sqrt{2}y) + b_{n,m}V(-\mu_m - 1/2, \sqrt{2}y) \tag{2.14}$$

La relation de dispersion qu'elles satisfont s'écrit :

$$\omega^2 - k^2 - \frac{k}{\omega} = 2\mu_m + 1 \tag{2.15}$$

où μ_m est un réel dont la valeur dépend des positions respectives de Y_S et Y_N.

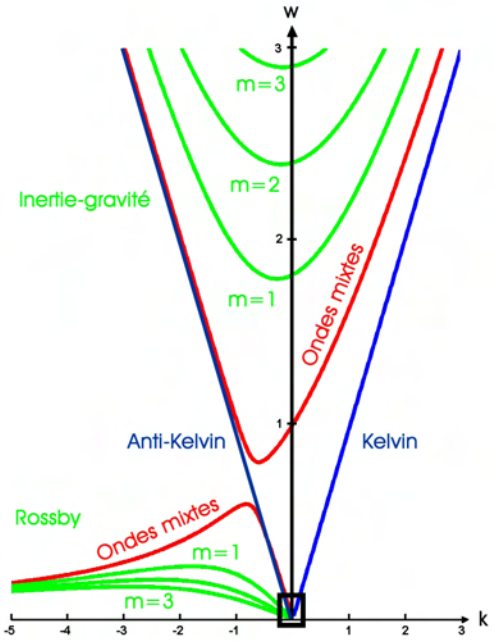


FIG. 2.7: *Diagramme de dispersion des ondes équatoriales en présence d'une frontière méridienne au Nord. Ce diagramme est obtenu par la résolution de l'équation 2.15, avec une vitesse de phase du premier mode barocline et une position de la frontières Nord caractéristique du Golfe de Guinée. Les valeurs des paramètres mu_m utilisées sont listées dans le tableau 2.2. Le cadre noir représente la zone d'approximation "ondes longues" [Cane et Sarachik, 1979].*

L'équation 2.8 avec les conditions aux limites 2.13 forme un système de *Sturm Liouville*. Ainsi les valeurs propres μ_m forment une suite non nulle croissante et les vecteurs propres $v_m(y)$ forment une base complète et orthogonale sur l'intervalle $[Y_S, Y_N]$.

Les paramètres ($\mu_{n,m}$ et $b_{n,m}$) sont déterminés numériquement en chaque point du bassin en fonction des positions des frontières méridiennes.

• En utilisant la condition d'annulation de la vitesse méridienne au Nord, il vient :

$$b = -\frac{U(-\mu_m - 1/2, \sqrt{2}Y_N)}{V(-\mu_m - 1/2, \sqrt{2}Y_N)}. \tag{2.16}$$

• La condition d'annulation de la vitesse méridienne au Sud fait apparaître une équation pour les valeurs propres μ_m :

$$U(-\mu_m - 1/2, -\sqrt{2}|Y_S|) - \frac{U(-\mu_m - 1/2, \sqrt{2}Y_N)}{V(-\mu_m - 1/2, \sqrt{2}Y_N)} V(-\mu_m - 1/2, -\sqrt{2}|Y_S|) = 0. \tag{2.17}$$

Nous avons vu précédemment que plus l'ordre du mode barocline est élevé, plus les échelles méridiennes sont confinées à l'équateur. Ainsi, ce sont les structures méridiennes associées aux premiers modes baroclines qui seront les plus affectées par la présence des côtes proches de l'équateur.

Plaçons nous par exemple dans le Golfe de Guinée, à 0°E, où la frontière Nord se situe vers 6°N. Pour une raison de convergence numérique une frontière est positionnée au Sud vers 20°S. Pour le premier mode barocline ($c_1 = 2,44\ m.s^{-1}$), et des valeurs adimensionnées de la position des frontières Nord et Sud égales à 1,91 et -6,0 respectivement, on obtient les valeurs des coefficients μ_m suivantes :

Mode Méridien	m	μ_m
Kelvin	-1	-1.00
Mixte	0	0.024
1	1	1.138
2	2	2.375
3	3	5.133

TAB. 2.2: *Valeurs propres μ_m calculées pour une vitesse de phase du premier mode barocline ($2,44\ m.s^{-1}$) et pour des valeurs de Y_S et Y_N égales à 1,91 et -6,0 respectivement.*

La relation de dispersion 2.15 est résolue en imposant les valeurs propres μ_m calculées précédemment. Le diagramme de dispersion, pour une position à 0°W et pour le premier mode barocline, est présenté sur la figure 2.7.

Lorsque l'on se place dans l'approximation *ondes longues*, on retrouve les ondes de Kelvin et de Rossby longues. Cette approximation nous permet comme précédemment de filtrer les ondes de Rossby courtes et l'onde mixte de Kelvin gravité. Cependant, deux types d'ondes supplémentaires sont apparues. Ce sont les ondes dites Anti-Kelvin et les ondes mixtes de Rossby-Kelvin (ou Rossby 0). Ces ondes ont des structures d'ondes côtières. Lorsque Y_S ou Y_N tendent vers l'infini, ce qui est le cas pour l'ensemble de notre domaine d'étude, ces ondes ne sont plus solution de 2.15. Dans la suite, nous négligerons la présence de ces ondes, résultat d'un artifice du calcul.

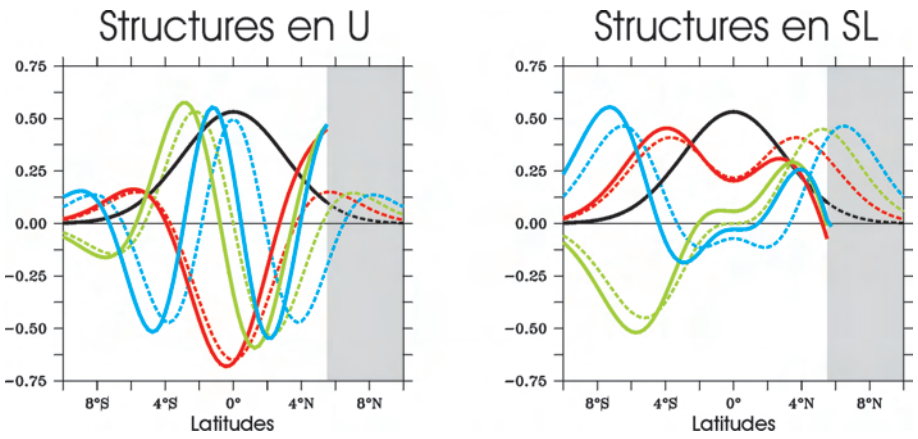


FIG. 2.8: *Profils méridiens normalisés du premier mode barocline en courant zonal (U, panneau de gauche) et en niveau de la mer (SL, panneau de droite) des ondes de Kelvin (noir), Rossby 1 (rouge), Rossby 2 (vert), Rossby 3 (bleu). Les profils ont été calculés à 0°E avec une frontière méridienne à 6°N, avec une vitesse de phase de* $2,44\ m.s^{-1}$. *Les profils calculés dans le cas d'un océan infini sont rappelés en pointillés.*

Les vecteurs propres de $v_{n,m}$ forment une base complète et orthogonale. Pour chaque mode barocline n et chaque mode méridien m, une version normalisée de ces fonctions est définie :

$$\Psi_{n,m}(y) = v_{n,m}(y) \times \left[\int_{Y_S}^{Y_N} v_{n,m}^2(y).dy \right]^{-1/2} \tag{2.18}$$

On remarque que lorsque Y_S et Y_N tendent vers l'infini, ces fonctions tendent vers les fonctions d'Hermite, solutions de 2.8. Les structures méridiennes en niveau de la mer ($R^h_{n,m}$) et en courant zonal ($R^u_{n,m}$) des ondes de Rossby longues s'écrivent :

$$R_{n,m}(y) = \begin{bmatrix} R^u_{n,m} \\ 0 \\ R^h_{n,m} \end{bmatrix} = \frac{1}{4\mu_{n,m}(\mu_{n,m}+1)} \begin{bmatrix} -(2\mu_{n,m}+1)\Psi'_{n,m}(y) - y\Psi_{n,m}(y) \\ 0 \\ (2\mu_{n,m}+1)y\Psi_{n,m}(y) + \Psi'_{n,m}(y) \end{bmatrix} \tag{2.19}$$

Les structures méridiennes des ondes de Kelvin et de Rossby longues (1-3) du premier mode barocline ($c_1 = 2,44\ m.s^{-1}$) pour une position équivalente à 0°W sont présentées sur la figure 2.8.

Pour extraire les coefficients des ondes de Kelvin et de Rossby longues il faut estimer ces structures méridiennes en chaque point du guide d'ondes équatorial, pour y projeter les contributions des modes baroclines aux courants zonaux et au niveau de mer.

2.3.3 Propagation des ondes de Kelvin et de Rossby

Suite au calcul des modes baroclines décrit dans le paragraphe 2.2, nous avons estimé les coefficients des ondes de Kelvin et de Rossby pour chacun des six premiers modes baroclines dominants à partir de la simulation CLIPPER. Des propagations d'ondes de Kelvin et de Rossby longues cohérentes, avec des vitesses de phase en accord avec la théorie, sont identifiées pour les trois premiers modes baroclines. Nous avons aussi étudié le pouvoir réflecteur des frontières à l'Ouest et à l'Est du bassin. Les résultats sont détaillés dans *Illig et al*. [2004].

En raison du manque de données *in situ*, ces résultats, issus de la décomposition d'une simulation numérique, ne peuvent être confrontés à des observations. Nous avons alors développé un modèle linéaire basé sur les résultats de la décomposition en modes verticaux de CLIPPER, dont nous pouvons comparer les sorties à différents jeux de données observées (indépendantes).

2.4 Configuration d'un Modèle Linéaire

Les résultats de la décomposition en modes verticaux de la simulation CLIPPER, et en particulier les valeurs de la vitesse de phase, des coefficients de Rayleigh et des coefficients de projection du vent pour chaque mode barocline, nous permettent de configurer un modèle océanique linéaire (OLM[6]) multi-modes. Ce modèle numérique a été construit au M.I.T. par Mark A. Cane, Randall J. Patton et Yves du Penhoat [*Cane et Patton*, 1984, *du Penhoat et Treguier*, 1985].

2.4.1 Un peu de théorie

Nous avons développé une configuration en anomalies inter-annuelles à 6 modes baroclines pour le bassin Atlantique Tropical. Le domaine d'étude s'étend de 50°W à 20°E et de 29,5°S à 29,5°N pour une résolution zonale égale à 2° en longitude. La résolution méridienne est plus importante, égale à 1/4°, en raison des fines échelles méridiennes associées aux modes baroclines élevés. Le continent africain est représenté par une seule marche, tandis que les côtes brésiliennes sont modélisées par deux marches. La simplicité de cette schématisation est justifiée par le fait que la variabilité aux basses fréquences est associée à de "grandes échelles", et que les détails des côtes inférieurs au rayon de déformation n'ont que très peu d'effet sur la propagation des ondes à ces échelles [*Cane et du Penhoat*, 1982 ; *du Penhoat et al*, 1983].

[6] de l'Anglais Ocean Linear Model

Pour la détermination des modes baroclines, on utilise le profil moyen de densité à 14°W. Cette position dans le bassin se situe légèrement à l'Est de la zone de forçage du vent, où les ondes sont libres. De plus, les caractéristiques observées à 14°W sont proches des conditions moyennes du bassin. Comme nous nous intéressons aux mouvements basse fréquence, on utilise les mêmes équations que celles du système horizontal 2.4. Cependant le frottement méridien devant le gradient de pression est négligé. Les solutions libres de ce système sont les ondes de Kelvin, les ondes de Rossby longues et les ondes Anti-Kelvin (Ces dernières ne peuvent être négligées dans le modèle, car la configuration utilisée est celle d'un bassin fermé. Néanmoins, leur contribution à la variabilité est négligeable. Ainsi, nous n'en tiendrons pas compte dans notre analyse de la simulation). Les ondes d'inertie gravité de haute fréquence, ainsi que les ondes de Rossby de courtes longueurs d'ondes (de même que les ondes mixtes) ont été filtrées. On obtient un système à résoudre pour chaque mode barocline. La solution totale est alors la somme des modes considérés, calculée à l'aide des relations 2.3.

Les conditions aux limites au Nord et au Sud sont une annulation de la vitesse méridienne (*Eq.* 2.13). La condition à la frontière Est est l'annulation de la vitesse zonale ($u = 0$). En raison du filtrage des ondes de Rossby courtes, la condition à la frontière Ouest est définie par : $\int_{Y_S}^{Y_N} u.dy = 0$ [*Cane et Sarachik*, 1977 ; 1981], Y_S et Y_N étant les positions respectives des frontières Sud et Nord à la frontière Ouest du bassin.

Pour les conditions initiales, on suppose l'océan initialement au repos. A $t = 0$, on applique la tension du vent. Comme les ondes d'inertie de gravité ont été éliminées, on ne peut pas appliquer $u = v = p = 0$ à $t = 0$. On impose alors comme conditions initiales l'état de l'océan à la fin de la première étape de l'ajustement. Elles sont données par le système [*Cane et Sarachik*, 1976 ; 1977] :

$$u = -yL^{-1}(G), \;\; p = \frac{\partial L^{-1}(G)}{\partial y}, \;\; y = L^{-1}(yF) \tag{2.20}$$

L étant l'opérateur ($\frac{\partial^2}{\partial y^2} - y^2$). F et G sont respectivement les termes de forçage par les vents zonaux et méridiens.

En raison de la géométrie des côtes, il n'est pas possible de résoudre analytiquement le système, en décomposant la solution en différents modes méridiens. La solution est alors considérée comme étant la somme de mouvements se propageant vers l'Est, dûs à l'onde de Kelvin équatoriale, et des mouvement vers l'Ouest (ondes de Rossby et d'Anti-Kelvin). On commence par chercher les coefficients des ondes de Kelvin ($a_K(x,t)$) en projetant le mode de Kelvin méridien sur le système à résoudre. Il vient :

$$\frac{\partial}{\partial t}a_K + \frac{\partial}{\partial x}a_K = F_K(x,t) \tag{2.21}$$

où F_K est la projection du forçage zonal sur le mode méridien de Kelvin. Cette équation est résolue par la méthode des caractéristiques. Le reste de la solution est obtenu en retranchant l'équation 2.21 de l'onde de Kelvin au système à résoudre. Ce système modifié est résolu sur un schéma décentré marchant d'Est en Ouest. Ainsi, ce modèle est particulièrement économique en temps de calcul car il est semi-analytique.

2.4.2 Comparaison aux observations

Dans le chapitre suivant, nous présentons le modèle thermodynamique simplifié que nous couplons à notre modèle dynamique linéaire.

Nous avons forcé ce modèle par différents produits de vent (vents du centre européen utilisés pour le projet CLIPPER, vents de la ré-analyse du centre européen ERA-40, vents *in situ* FSU et vents satellites ERS). Les capacités de ce modèle linéaire Atlantique sont comparables à celles obtenues dans le Pacifique Tropical [*Dewitte et al*. 1999]. Les comparaisons à différents jeux de données indépendants (niveau de la mer satellite (T/P+ERS), courants zonaux satellites [*Bonjean et Lagerloef*, 2002], SST, profondeur de la thermocline (TAOSTA), SST (*Reynolds et Smith* [1994]), lorsque l'OLM est couplé au modèle thermodynamique) révèlent que dans la bande équatoriale (5°S-5°N) les performances du modèle linéaire sont équivalentes, voir légèrement supérieures, à celle de l'OGCM CLIPPER (*cf.* Fig. 2.9).

La dynamique océanique linéaire apparaît donc comme un très bon outil pour représenter les anomalies inter-annuelles du niveau de la mer, des courants zonaux et de la profondeur de thermocline. Cette comparaison aux observations suggère non seulement que des propagations d'ondes longues équatoriales devraient être observables en Atlantique Équatorial, mais aussi qu'elles expliquent une grande partie de la variabilité et ont un rôle important dans l'ajustement de l'océan Atlantique Équatorial au forçage par le vent.

2.4.3 Décomposition en EOF étendues

La consistance entre les sorties du modèle linéaire et les observations (*cf.* Fig. 2.9) nous conforte dans l'idée que la dynamique linéaire explique une partie significative de la variabilité en Atlantique Tropical. Néanmoins, la décomposition en ondes équatoriales de CLIPPER par projection sur des structures méridiennes théoriques reste une décomposition mathématique. Pour confirmer la cohérence des propagations d'ondes de Kelvin et de Rossby longues que nous avons mises en évidence dans la simulation CLIPPER, nous analysons les contributions des modes baroclines aux courants zonaux et au niveau de la mer à l'aide d'une analyse en Fonctions Orthogonales Empiriques Étendues et Multi-variées (ME-EOF[7]).

[7] de l'Anglais Multi-variate Extended Empirical Orthogonal Function

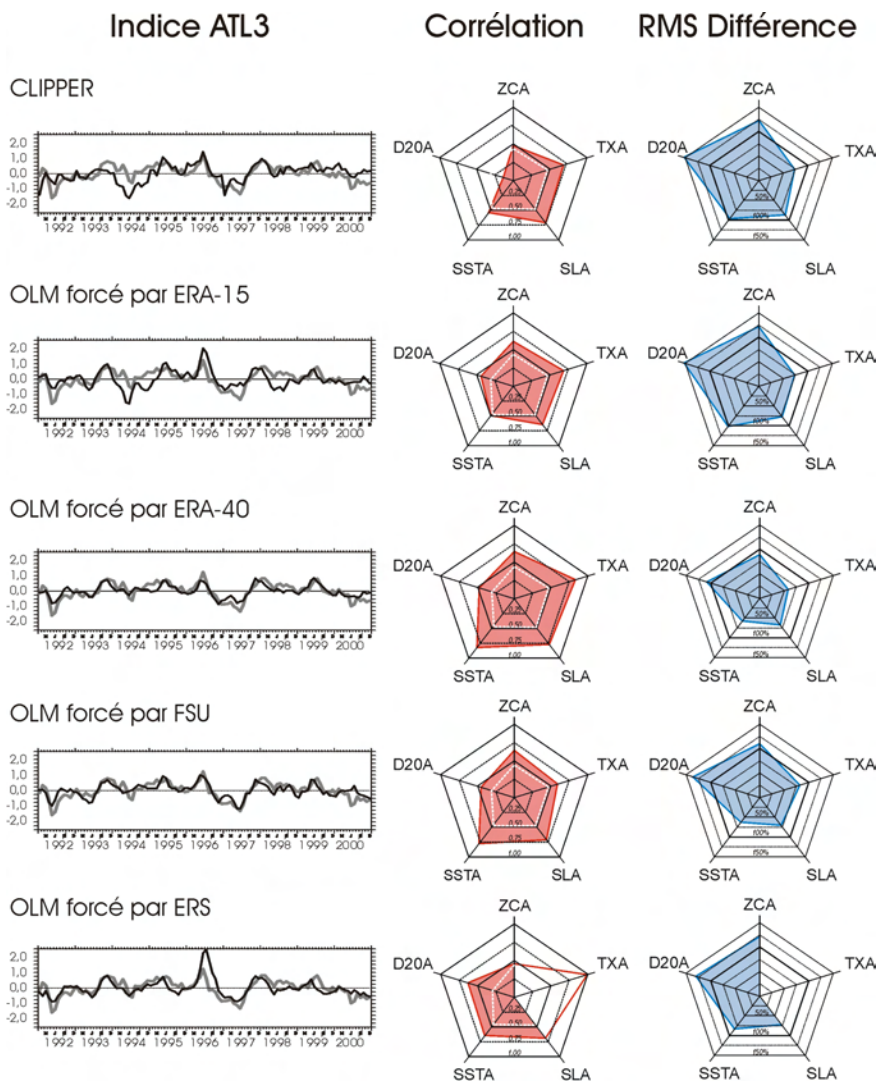


FIG. 2.9: *Validation de la simulation* CLIPPER, *ainsi que de 4 simulations du modèle linéaire* (OLM) *forcé par 4 produits de vent indépendants (voir texte) sur la période 1992-2000. Les anomalies sont calculées par rapport au cycle saisonnier estimé sur la période 1993-1999. Les champs du niveau de la mer (SLA), de la SST (SSTA), de la profondeur de la thermocline (D20A) sont comparés aux observations (voir texte) dans la région* ATL3 *[20°W-0°W ; 3°S-3°N]. Les courants zonaux (ZCA) sont analysés dans la région [30°W-10°W ; 3°S-3°N], tandis que la tension zonale de vent (TXA) est validée sur la zone de forçage [50°W-25°W ; 3°S-3°N] à l'aide des données ERS. A gauche les séries temporelles des SSTA simulées (noir) et observées (gris) pour l'indice ATL3. Les valeurs des corrélations et des RMS différences (référencées par rapport à la variabilité des observations) sont représentées à l'aide de toiles d'araignées. Le trait en pointillés blanc est représentatif de la significativité à 95% de la corrélation.*

Comme les EOF traditionnelles, les EOF étendues (E-EOF) permettent la description d'un champ géophysique complexe avec un nombre relativement restreint de fonctions et de coefficients de temps associés, ce qui souvent amène à une interprétation physique associée à chaque mode de variabilité. Les fonctions des EOF étendues non seulement utilisent le fait que les champs géophysiques sont normalement fortement corrélés dans l'espace, comme les EOF traditionnelles, mais supposent aussi que les champs de données ont des auto- et cross-corrélations dans le temps. Le principal avantage des E-EOF est qu'elles permettent non seulement d'obtenir les modes dominants de variabilité, mais aussi les modes dominants en espace-temps pour des séquences d'événements. C'est donc un outil très bien adapté pour l'étude de propagations. De plus comme nous l'avons vu précédemment les propagations d'ondes équatoriales modifient simultanément les champs du niveau de mer et des courants zonaux. C'est pourquoi nous appliquons une analyse multi-variée du niveau de la mer et des courants zonaux.

La procédure de maximisation de la variance dans le calcul des E-EOF conduit à une diagonalisation de la matrice de covariance et donc à la détermination de ses valeurs et vecteurs propres. Cela conduit à l'émergence de paires de modes avec une structure spatiale et une variance expliquée similaires mais avec un déphasage en quadrature. Dans ce cas, les caractéristiques similaires impliquent que ces modes décrivent le même phénomène et témoignent de la nature propagative de celui-ci.

Nous avons vu précédemment que les caractéristiques (vitesse de phase, structures méridiennes) des ondes équatoriales sont différentes pour chaque mode barocline. C'est pourquoi nous avons appliqué une décomposition en ME-EOF aux contributions des modes baroclines les plus énergétiques au niveau de la mer et aux courants zonaux.

Les deux premiers modes de la décomposition en ME-EOF du second mode barocline (le plus énergétique) pour CLIPPER et pour le modèle linéaire (forcé par les mêmes vents) sont présentés sur les figures 2.10 et 2.11 respectivement. Les paramètres de l'analyse sont une fenêtre de 4 mois, avec un pas de temps de 1 mois, ce qui correspond à une série de 5 cartes.

Les résultats montrent que les deux premiers modes ME-EOF forment une paire de modes. En effet, le deuxième mode ME-EOF est en quadrature avec le premier mode, avec un déphasage de 2 mois : le niveau de corrélation des séries temporelles recalées est égal à 0.61 (0.77) pour CLIPPER (OLM), et les variances expliquées de ces modes valent 19% et 17% (27% et 25%) pour CLIPPER (OLM).

Les résultats de cette analyse font apparaître un scénario de propagation/réflexion d'ondes équatoriales pour les trois premiers modes baroclines. En effet, ayant en tête la forme des structures méridiennes des ondes de Kelvin et de Rossby du premier mode méridien (*cf.* Fig. 2.8), on observe facilement la structure des ondes de Rossby 1 se propageant vers l'Ouest du bassin : on reconnaît les deux maxima dans la structure en niveau de la mer, associés à une

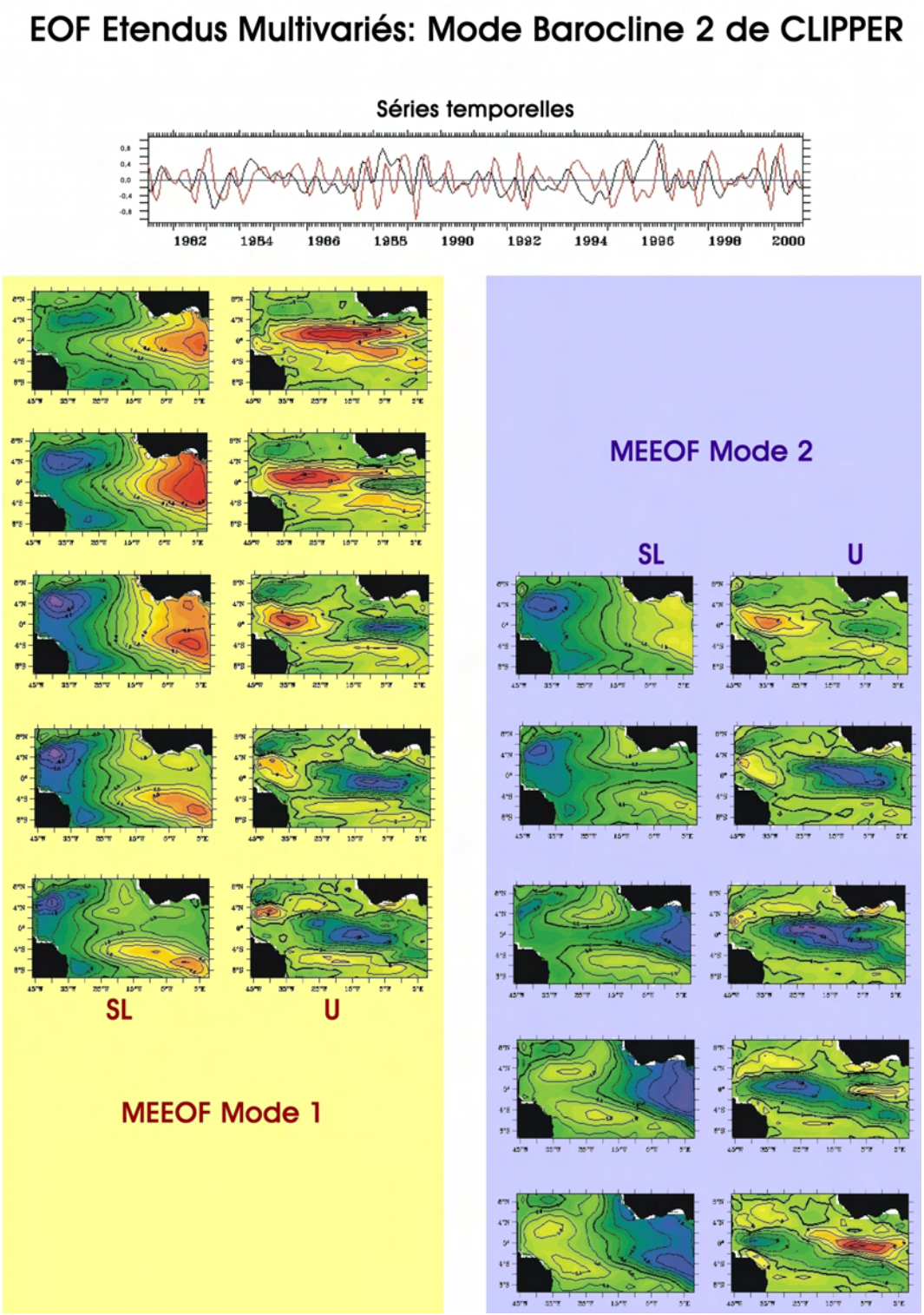


FIG. 2.10: *Décomposition en* EOF *étendues multivariées (ME-EOF) des contributions du second mode barocline aux anomalies de niveau de la mer et aux courants zonaux de* CLIPPER.

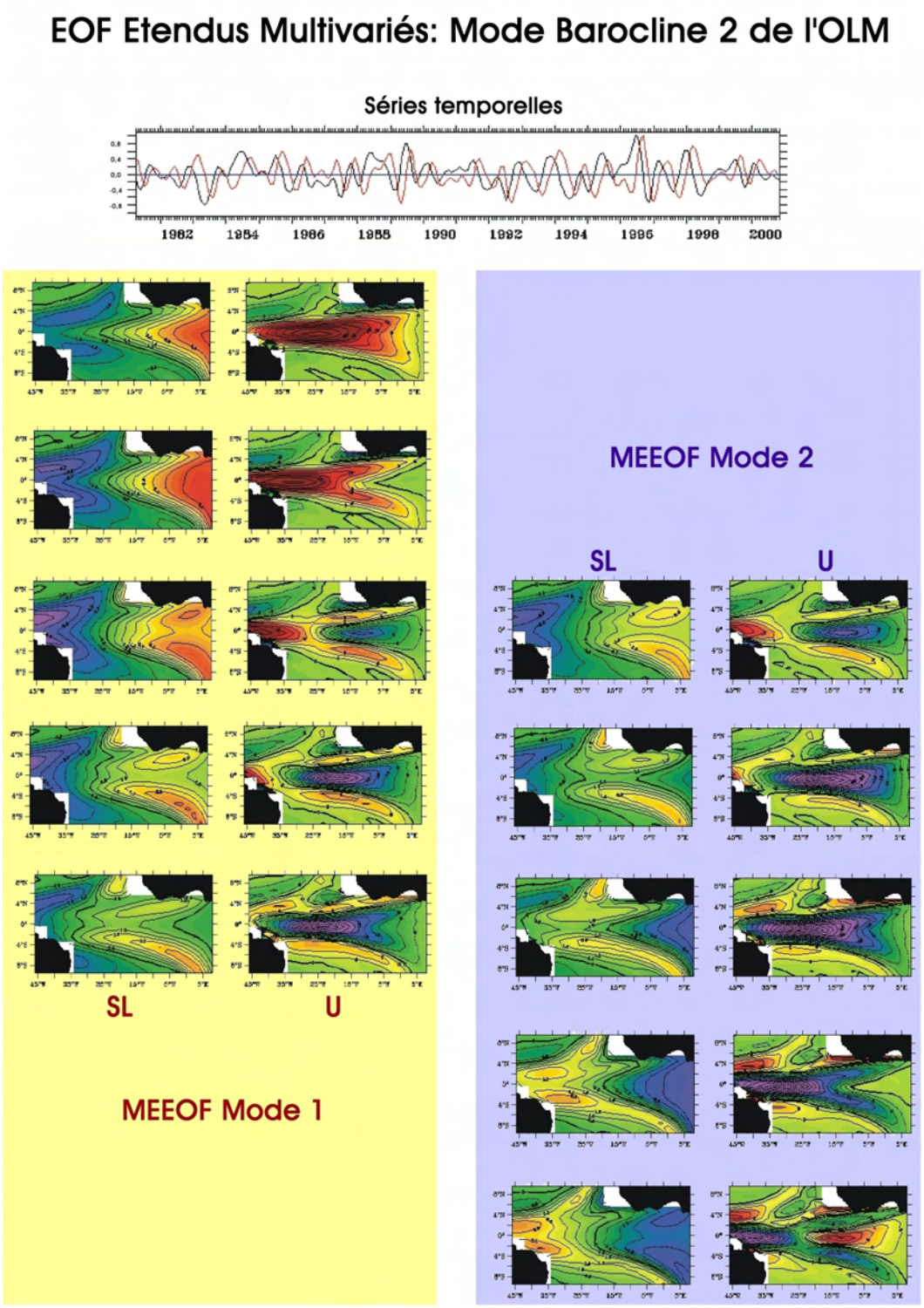


FIG. 2.11: *Décomposition en* EOF *étendues multivariées (ME-EOF) des contributions du second mode barocline aux anomalies de niveau de la mer et aux courants zonaux de l'*OLM.

forme gaussienne négative en courant zonal. Ces ondes se propagent vers l'Ouest et mettent environ 6 mois pour traverser totalement le bassin. On distingue aussi la signature en niveau de la mer des propagations d'ondes de Kelvin, qui mettent environ 2 mois pour traverser le bassin. De plus, la réflexion d'ondes de Kelvin de downwelling en ondes de Rossby du premier mode méridien à la frontière Est est évidente sur le premier mode ME-EOF (en particulier en niveau de la mer). De plus, les temps de propagation sont en accord avec une vitesse de propagation du second mode barocline ($c_2 = 1.34 m.s^{-1}$ à 14°W).

La comparaison des figures 2.10 et 2.11 montre que les propagations observées dans CLIPPER sont effectivement une signature de la dynamique linéaire. En effet, les deux analyses révèlent des scénarios identiques, avec néanmoins des amplitudes plus importantes pour l'analyse de l'OLM. Cette analyse confirme que les ondes extraites mathématiquement par projection sur les structures méridiennes théoriques existent dans l'OGCM.

Ces résultats sont très encourageants pour l'analyse en ondes équatoriales des signaux altimétriques. Néanmoins, une analyse en ME-EOF sur la somme des six premiers modes baroclines de CLIPPER ne permet pas d'extraire de signaux propagatifs en accord avec la théorie linéaire. Ceci confirme la nécessité de décomposer préalablement le niveau de la mer et les courants zonaux en modes baroclines avant de procéder à la décomposition horizontale en ondes longues équatoriales. Cependant, une telle démarche nécessite de connaître la pression et les courants zonaux sur toute la colonne d'eau, ce qui n'est pour l'instant pas envisageable avec les données disponibles (*cf.* § 2.6.1).

2.5 Article Paru dans *Journal of Geophysical Research*

Le corps de ce paragraphe consiste en un article intitulé "Interannual Long Equatorial Waves in the Tropical Atlantic from a High Resolution Ocean General Circulation Model Experiment in 1981-2000", paru dans *Journal of Geophysical Research* en Février 2004.

Résumé : Nous étudions la structure verticale de la variabilité de l'Atlantique Tropical dans une simulation à haute résolution d'un OGCM sur la période 1981-2000. Pour cela, nous estimons le long de l'équateur des modes verticaux linéaires de l'OGCM, en tenant compte de la variabilité saisonnière de la stratification. Les caractéristiques des modes verticaux sont analysées.

Les contributions des modes baroclines aux anomalies du niveau de la mer et des courants zonaux sont analysées aux échelles de temps inter-annuelles. Cette décomposition révèle que le second mode barocline est le mode le plus énergétique. Les contributions du premier et du troisième modes baroclines ont des amplitudes comparables, mais des structures spatiales différentes. La contribution sommée des modes d'ordres plus élevés (4-6) est aussi énergétique que les modes 1 ou 3 et présente une variabilité concentrée dans l'Est du bassin, où se trouvent les plus forts gradients de densité. La variabilité dans l'Est du bassin est expliquée par les modes d'ordres plus élevés (4-6).

A partir des contributions en courants zonaux et en niveau de la mer, pour les modes baroclines les plus énergétiques, les coefficients des ondes longues de Kelvin et de Rossby sont estimés par projection sur les structures méridiennes. Les effets des frontières proches de l'équateur sont pris en considération dans le calcul des modes méridiens. Des propagations d'ondes de Kelvin et de Rossby, avec des vitesses de phase en accord avec la théorie sont identifiées pour les trois premiers modes baroclines. Les coefficients des ondes sont comparés à ceux obtenus à l'aide d'un modèle linéaire à 6 modes baroclines, dont les paramètres (vitesses de phase, coefficients de Rayleigh et coefficients de projection du vent) sont déduits de la décomposition en modes verticaux précédente. Une estimation de l'efficacité de la réflexion aux frontières Ouest et Est du bassin indique que des réflexions se produisent à ces deux frontières. Une efficacité de 65% est estimée à la frontière Est.

Notre étude suggère que la dynamique équatoriale basse fréquence explique une partie significative de la variabilité observée en Atlantique Tropical. Sur la base de nos connaissances de la variabilité de type ENSO du Pacifique Tropical, ces résultats fournissent quelques indices pour l'étude des interactions océan-atmosphère à l'origine du mode équatorial Atlantique.



Citation : Illig, S., B. Dewitte, N. Ayoub, Y. du Penhoat, G. Reverdin, P. De Mey, F. Bonjean, and G. S. E. Lagerloef (2004), Interannual long equatorial waves in the tropical Atlantic from a high-resolution ocean general circulation model experiment in 1981-2000, *J. Geophys. Res.*, **109**, C02022, doi :10.1029/2003JC001771.

Received 8 January 2003 ; revised 29 September 2003 ; accepted 29 October 2003 ; published 24 February 2004.

JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL. 109, C02022, DOI:10.1029/2003JC001771, 2004

Interannual Long Equatorial Waves in the Tropical Atlantic from a High Resolution Ocean General Circulation Model Experiment in 1981-2000

S. Illig[1], B. Dewitte[2], N. Ayoub[1], Y. du Penhoat[1], G. Reverdin[3], P. De Mey[1], F. Bonjean[4] and G.S.E. Lagerloef[4]

Abstract. We investigate the Tropical Atlantic vertical structure variability (1981-2000) based on the CLIPPER ocean general circulation model (OGCM). We aim at determining to what extent the observed interannual variability can be explained by the low-frequency wave dynamics. The linear vertical modes of the OGCM climatological stratification are estimated along the equator. The baroclinic mode contributions to surface zonal current and sea level anomalies are calculated and analyzed at interannual timescales. The second baroclinic mode is the most energetic. The first (third) mode exhibits a variability peak in the west (east). The summed-up contribution of the high-order baroclinic modes (4-6) is as energetic as the gravest modes and is largest in the east. Wave components are then derived by projection onto the associated meridional structures. The effect of longitudinal boundaries near the equator is taken into consideration. Equatorial Kelvin and Rossby waves propagations, with phases speed close to the theory, are identified for the first three baroclinic modes. The comparison with a multimode linear simulation corroborates the propagating properties of the OGCM waves coefficients. An estimation of the meridional boundary reflection efficiency indicates that wave reflections take place at both boundaries. A 65% reflection efficiency is found at the eastern boundary. Our study suggests that low-frequency wave dynamics is to a large extent at work in the Tropical Atlantic. On the basis of what is known on the Pacific El Ninño-Southern Oscillation mode this may provide a guidance for investigating ocean-atmosphere mechanisms that can lead to the Atlantic zonal equatorial mode.

1. Introduction

The modes of variability that regulate the climate in the Tropical Atlantic at interannual and decadal timescales are an interhemispheric SST mode often referred to as the Atlantic dipole [*Weare*, 1977; *Servain*, 1991; *Nobre and Shukla*, 1996; *Chang et al.*, 1997] and a zonal equatorial mode [*Merle et al.*, 1980; *Hisard*, 1980; *Philander*, 1986]. The dipole mode has received a great interest in recent years. Not only does it have no counterpart in the Pacific Ocean, but it is also suspected to be involved in the tropical- midlatitude connections [*Rajagopalan et al.*, 1998; *Tourre et al.*, 1999]. As for the so-called Atlantic El Niño mode, it is now clear that its dynamics is likely to share many characteristics with the Pacific El Niño-Southern Oscillation (ENSO) mode as suggested by *Zebiak* [1993], *i.e.*, coupled instabilities whose characteristics strongly depend on the signature of the long equatorial waves on Sea Surface Temperature (SST). From observations analysis, *Servain* [1991] and *Carton and Huang* [1994] suggest a relaxation of the trade winds in the western Atlantic that leads to an accumulation of warm water in the eastern Atlantic, similar to what happens in the Pacific during El Niño. *Wang* [2002] also shows that although not as strong, the positive ocean- atmosphere interaction associated with the Pacific Walker cell responsible for the Pacific El Ninño, is also operating in the Atlantic. The analogy is however complicated by the fact that there may be a possible linkage between the Atlantic equatorial mode and the meridional gradient mode [*Servain et al.*, 1999, 2000; *Sutton et al.*, 2000] and that ENSO may act as a remote forcing of the equatorial Atlantic variability [*Zebiak*, 1993; *Delecluse et al.*, 1994; *Enfield and Mayer*, 1997].

Long equatorial waves have been invoked to support processes responsible for some aspects of the interannual variability in the Tropical Atlantic: *du Penhoat and Treguier* [1985] and *du Penhoat and Gouriou* [1987] have already shown that some aspects of the seasonal and interannual variability could be inferred from a linear model. However, there is still the difficulty to identify from observations a clear signature of equatorial waves in the equatorial Atlantic [*Arnault et al.*, 1990; *Handoh and Bigg*, 2000]. First, the small dimension of the basin, with respect to the expected speed of the waves, and the presence of longitudinal boundaries close to the equator in the Gulf of Guinea and near the Brazilian coasts, hinder the identi- fication of a specific equatorial wave (it takes less than a *month* for a first-baroclinic mode Kelvin wave to cross the basin). It is also difficult to identify reflections of the waves at the coastlines, which are not straight. Note also the presence of a strong western boundary current, the North Brazil Current (NBC), which may also modify reflections of Rossby waves compared to what is predicted by linear theory. Second, with a shallower equatorial mean thermo- cline than in the Pacific, it is likely that a large number of baroclinic modes is required to represent the surface circulation. For

[1]Laboratoire d'Etude en Géophysique et Océanographie Spatiale (CNES/CNRS/IRD/UPS), Toulouse, France.
[2]Institut de Recherche pour le Développement-Laboratoire d'Études en Géophysique et Océanographie Spatiale (CNES/CNRS/IRD/UPS), Nouméa, New Caledonia.
[3]Laboratoire d'Océanographie Dynamique et de Climatologie, Paris, France.
[4]Earth and Space Research, Seattle, Washington, USA.

instance, *du Penhoat and Treguier* [1985] have implemented 9 baroclinic modes in their linear model. The observed deep circulation in the Tropical Atlantic indicates also a rich vertical structure [*Gouriou et al.*, 2001]. At last, the relatively large amplitude of the seasonal cycle (seasonal variability larger by an average factor of 1.5 than in the equatorial Pacific for SST when comparing the indices ATL3 (20°-0°;3°S-3°N) and NINO3 (150°-90°W;5°S-5°N) from the Reynolds SST data in 1982-1998) as compared to the interannual variability (interannual variability weaker by an average factor of 2.44 than in the equatorial Pacific for SST) as already observed by *Picaut et al.* [1984], may render the use of the linear theory hazardous by coupling frequencies through non-linear terms.

The purpose of this paper is thus to determine to which extent linear theory can explain the interannual variability in the Tropical Atlantic. This is somehow a prerequisite before interpreting the observations, the altimetric data being of particular interest. From a more general perspective, this is believed to constitute useful material for the interpretation of the zonal equatorial mode. In particular, can we really talk of an "Atlantic El Niño"?, which would require, for instance, the existence of long equatorial wave reflections at the meridional boundaries. The approach proposed here consists in confronting the results of the projection of a high-resolution ocean general circulation model (OGCM) simulation on the equatorial normal modes to linear multimode model simulations. A similar approach was used by *Dewitte et al.* [1999, 2003] for the Tropical Pacific and shown to be successful in depicting the low-frequency vertical structure variability. It is applied here for the first time in the Tropical Atlantic with all the difficulties that arise from the specificities of this ocean mentioned above as compared to the Tropical Pacific. Our results indicate that such methodology with some adjustments is able to bring new insights on the interannual variability and the mechanisms involving long equatorial waves in the Tropical Atlantic.

The paper is organized as follows. First, we describe the model and data used, followed by a brief comparison between the model mean structure and the interannual variability and observations during the 1981-2000 period. Then, a vertical mode decomposition of the OGCM is performed and the baroclinic mode contributions to pressure and current anomalies are studied. The long equatorial waves components are derived for each of the gravest baroclinic mode contributions and their propagating characteristics are analyzed. The results are then compared to equivalent ones of a multimode linear simulation using the projection coefficients and phase speed values derived from the OGCM simulation. Section 5 is devoted to the study of the reflection efficiency at the meridional boundaries. In particular, the influence of the longitudinal boundaries on the waves reflection is investigated in the Gulf of Guinea and near the Brazilian coasts. Our closing discussion summarizes these results and provides perspectives for this work.

2. CLIPPER Simulation

2.1. Basic model's characteristics

We use the so-called CLIPPER ATL6 numerical simulation performed for the French CLIPPER project and kindly provided to us by the CLIPPER project team. We briefly review its main characteristics. For an exhaustive description the reader is invited to refer to the report of *Barnier et al.* [2000].

CLIPPER simulations are based on the primitive equations OPA model developed at the LODYC [*Madec et al.* 1998]. The domain covers the whole Atlantic ocean from 98.5°W to 30°E, 75°S to 70°N, with realistic coastlines and bathymetry and with 4 open boundaries (Drake, 30°E, 70°N, Gulf of Cadix) [*Tréguier et al.* 2001]. The horizontal resolution is 1/6° on a Mercator isotropic grid. The meridional resolution varies from 4.8km at the highest latitudes to 18.5km at the equator. The vertical grid contains 43 levels, with 14 levels in the top 300m. The motivations for using a model with such a high resolution are twofold. First, since our study focuses on the analysis of the vertical modes, we wish to have a reasonably high resolution on the vertical, which allows for a realistic representation of thermocline position and temperature gradients. Also, the meridional resolution should be good in the vicinity of the equator, considering that the energy projects onto the high-order baroclinic modes (see Section 3) and that the associated equatorial waves have a fine meridional scale at the equator. Secondly, the high resolution allows for a more realistic simulation of the western boundary currents, in particular the NBC. Because of non-linear interactions at these boundary current scales [*Arhan et al.*, 1998], the high resolution is likely to be important for the investigation of the Rossby waves reflections at the continental boundaries. For convenience, we started working with the OGCM fields averaged on a $1/3° \times 1/3°$ grid (as an indication, the equatorial Rossby radius of the 6th baroclinic mode is of the order of 140km (1.2°)). This was a posteriori checked as appropriate, considering the results of the vertical mode decomposition : most of the energy projects on the six first baroclinic modes. Note that we do not exclude from the analysis the baroclinic modes with a Rossby radius lower than 1/3°, since those are resolved by the model with the $1/6° \times 1/6°$ resolution. OGCM fields are monthly averaged before the analysis.

After a 8-*year* spin-up forced by a monthly mean climatology of air-sea fluxes (see hereafter), the model has been integrated for 22 *years*, with daily forcing from ECWMF re-analysis ERA-15 fields from January 1979 to December 1993, and the operational analysis fields from January 1994 to December 2000. The forcing is the sum of the ECMWF net flux term and a relaxation term to observed SST [*Reynolds and Smith*, 1994]; the relaxation formulation is from *Barnier et al.* [1995]. Evaporation minus precipitation flux is used, but a relaxation to observed Sea Surface Salinity (SSS) from *Reynaud et al.* [1998] is added.

Viscosity and vertical diffusivity are computed from a 1.5 turbulent closure model in which the evolution of the turbulent kinetic energy is given by a prognostic equation [*Blanke and Delecluse*, 1993]. In the following, the OGCM simulation will be analyzed over the 20-*year* period extending from 1981 to 2000 and will be referred as CLIPPER.

2.2. CLIPPER skills in the Tropical Atlantic

In this section, we check the consistency between CLIPPER and observations in the Tropical Atlantic. It is beyond the scope of this paper to present systematic and exhaustive model/data comparison. Instead, we focus on the quantities that control the equatorial waves characteristics, i.e. the mean structure along the equator, that controls the vertical mode structure (see Section 3), and the interannual variability characteristics of surface zonal current and sea level, which also determine the baroclinic mode contributions. Note that the seasonal cycle of the CLIPPER simulation has already been analyzed in *Barnier et al.*, 2000. The results indicates that CLIPPER has similar skills than the models used by the Community Modeling Effort (CME) in reproducing the observed seasonal variability [*A.M. Treguier, pers. com.*].

2.2.1. Observations

Equalant data: The 1999 EQUALANT cruise (hereafter EQ99) took place in boreal summer 1999 (July, 13 to August, 21, 1999). Meridional sections from 6°S to 6°N were

conducted at 35°W, 23°W and 10°W (101 hydrologic stations). We compared the CLIPPER surface and subsurface zonal currents to the observed currents from a Shipboard Acoustic Doppler Current Profiler (S-ADCP, RDI BB 150 KHz, with a 4m resolution). The reader is invited to refer to *Gouriou et al.* [2001].

Reynaud Atlas: *Reynaud et al.* [1998] produced an annual climatology over the north and Tropical Atlantic on a $1^\circ \times 1^\circ$ spatial grid using approximately 90,000 conductivity-temperature-depth (CTD)-based temperature and salinity profiles from the National Oceanographic Data Center archives and from the World Ocean Circulation Experiment data.

TAOSTA: *Vauclair and du Penhoat* [2001] have collected near surface and subsurface in situ temperature observations of the Tropical Atlantic ocean between 1979 and 1998, and have built a surface and subsurface bi-monthly temperature fields (Tropical Atlantic Ocean Subsurface Temperature Atlas: TAOSTA: *http://medias.obs-mip.fr/taosta/*). The interpolation is based on an objective analysis method [*Bretherton et al.*, 1976] and provides a gridded data set from 70°W to 12°E and from 30°S to 30°N on a $2^\circ \times 2^\circ$ spatial grid with 14 vertical levels (same as those of *Levitus et al.* [1998]).

T/P+ERS altimetric data: Sea Level Anomaly (SLA) maps supplied by AVISO (CLS, Toulouse, France) from 1993 to 2000 are used. The maps result from an optimal interpolation of combined altimetric data from TOPEX/POSEIDON and ERS1/2 missions [*Le Traon et al.*, 1998] on $1/4^\circ \times 1/4^\circ$ grid every 10 *days*. The SLA is built by removing from the measurements the mean sea surface over 7 *years* (1993-1999). The accuracy of this product is of about 2-3 *cm* rms.

Zonal currents derived from altimetry: Surface currents (hereafter BL currents) are calculated from T/P altimeter data [*Lagerloef et al.*, 1999], wind vector data from SSM/I [*Atlas et al.*, 1996], and Reynolds SST. The diagnostic model [*Bonjean and Lagerloef*, 2002] is derived from quasi-steady and linear physics of the near-surface circulation and allows direct estimate of the 0-30m layer velocity. The method was adjusted and validated in a study of the Tropical Pacific circulation, and is here extended to the Tropical Atlantic basin from October 1992 to December 2000.

2.2.2. Mean State

Temperature: The mean structure (1981-1998) of CLIPPER temperature is compared to TAOSTA in the upper 250 meters (*cf.* Figure 1). In the surface layer, the simulation is cooler than the observations in the whole 10°S-10°N band; the difference is more important in the western part of the basin (¿1°C). The largest differences are found within the thermocline, where the simulated temperature is on average warmer by 2°C, the thermocline is deeper (+18m, identified as the depth of the 20°C isotherm), with weaker (-25%) vertical gradients than in the observations (identified as the thickness of the layer between the 16°C and 24°C isotherms). The meridional section at 23°W (*cf.* Figure 1.b) shows differences between TAOSTA and CLIPPER in the thermocline, in particular in the region of the South Equatorial Under Current (SEUC) [3°S;100m] and at the latitude of the North Equatorial Counter Current (NECC) [8°N;80m], with differences larger than 3°C. These zonal currents are apparently in geostrophic balance since they are associated with the slope of the isotherms polewards and equatorwards respectively. The meridional gradients are weaker in the simulation than in the observations (-30%). The weaker slope of the isotherms in CLIPPER is associated with weaker currents and thus with weaker water mass transports (*cf.* Paragraph devoted to the mean currents and Figure 2).

Salinity: A comparison of the mean state (1981-2000) along the equator in the 250 first meters highlights differences between CLIPPER and the Reynaud atlas of the order of 0.2 psu. The largest discrepancies are found within the thermocline, in particular around (120m;38°W). There, the climatology exhibits large spatial gradients due to the salty waters of the North Brazil Under Current (NBUC), whose intensity is weak in CLIPPER (see next paragraph). Nevertheless, an inaccurate simulation of this field is not prejudicial to the results presented in this study, because the salinity variability has a weaker impact on the vertical structure of the gravest modes than the temperature variability (this was estimated with the results of a vertical mode calculation using climatological salinity).

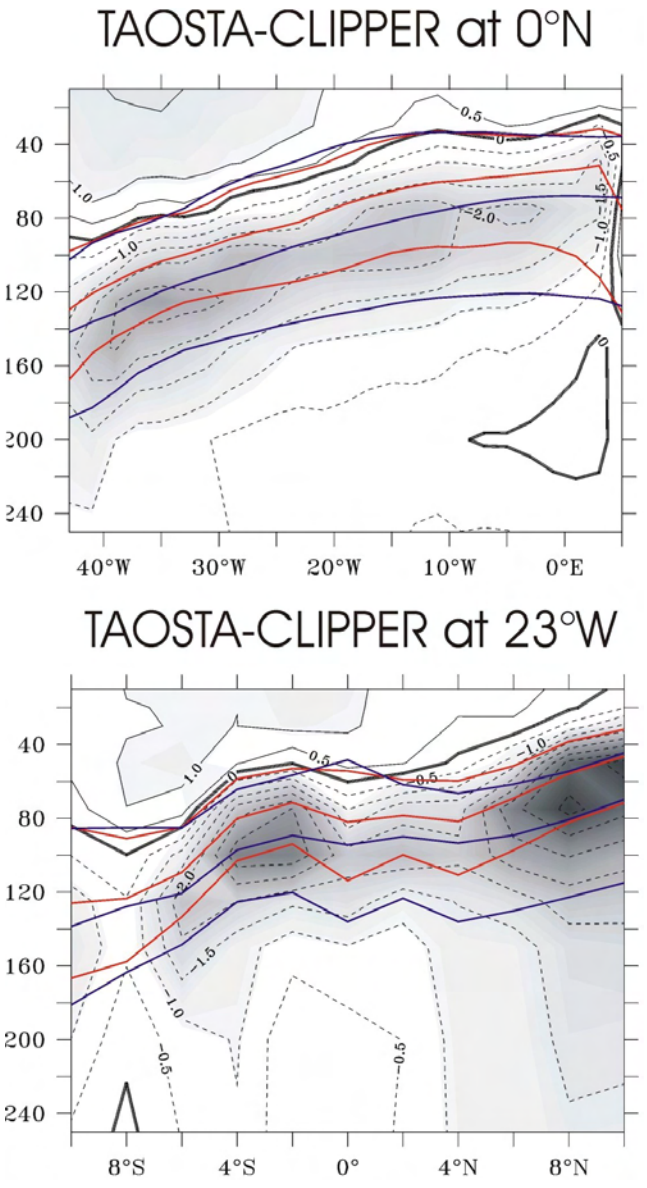


Figure 2. Longitude-depth section at the equator (left) and latitude-depth section at 23°W (right) of the difference between the mean in situ temperature (TAOSTA) and the mean CLIPPER temperature in the first 250m over 1981-1998. The mean 16°C, 20°C and 24°C isotherms are represented in blue line for CLIPPER and in red line for the observations. Unit is °C. Contour Interval (hereafter CI) is 0.5°C. Values larger (lower) than 1°C (-1°C) are shaded.

Surface and Subsurface Currents: In the absence of a comprehensive data set for investigating the mean current vertical structure, we present a qualitative comparison with the EQ99 data from the S-ADCP at 23°W for the month of July 1999 (*cf.* Figure 2). It has to be kept in mind that we use a monthly average of the CLIPPER outputs, whereas EQ99 is a snapshot. Consequently, the high frequency component from the internal tides is present in EQ99 but not in the CLIPPER monthly average. The largest discrepancies between model and observations are for the magnitude of the main off-equatorial currents, which is partly due to the difference in time sampling. We find that the intensity and the position of the core of the Equatorial Under Current (EUC) in CLIPPER are in good agreement with EQ99 : the maximum of the EUC in CLIPPER (EQ99) is located around (0.3°N, 100m) ((0.5°N, 84m) (0.3°N, 100m)) with a speed of 80 $cm.s^{-1}$ (90 $cm.s^{-1}$). The locations of the transition zones between westward and eastward currents are in agreement with EQ99, so that the zonal and vertical scales of the main currents are correctly represented in CLIPPER, with clear identification of the equatorial branch of the South Equatorial Current (SEC) and the northern branch of the SEC, with a magnitude somewhat lower in the simulation. The signatures of the North Equatorial Under Current (South Equatorial Under Current) are suggested around (5°N, 80-90m) ((2°S, 120-200m)).

The main features of the mean Tropical Atlantic surface currents system and their seasonal variability are found to correspond to the ones estimated in *Richardson and McKee* [1984], *Arnault* [1987], and *Marin and Gouriou* [2000].

2.2.3. Interannual variability

Throughout the paper, interannual anomalies are defined relative to the seasonal cycle estimated over periods specific to each data set. For each inter-comparison, the period considered for calculating the seasonal cycle and estimating the anomalies will be the common period between CLIPPER and the data set under consideration.

A spectral analysis of the model thermocline depth anomalies (not shown) shows that a large part of the energy at interannual time scales is around 3-4 *years*, which corresponds to the sequence of interannual warm and cold events (see Figure 3). Some energy is also found in a peculiar 16-*month* peak, which is shared with other surface fields (currents, SST). It corresponds to an energy peak in the forcing fields.

Sea Level Anomalies: The sea level from CLIPPER was computed with respect to the 1993-1999 mean field, using the "pressure compensation" approximation (see *Mellor and Wang* [1996] for the method). Simulated SLA interannual anomalies are compared to the combined altimetric data T/P+ERS (Figure 3). The longitude-time plots along the equator show that major features of the observed interannual variability of SLA are simulated by CLIPPER. CLIPPER and T/P+ERS SLA exhibits a coherent timing sequence of warm (1996, 1998) and cold (1994,1997) events. Nevertheless, in the eastern basin, the simulation presents a larger interannual variability compared to the observations, that makes the amplitudes of the interannual events larger and leads to larger RMS differences between CLIPPER and observed SLA. The correlation between model and observations is of the order of 0.6 in the central Tropical Atlantic (correlation larger than 0.45 is significant at a 95% level of confidence [*Sciremammano*, 1979]). However, correlation decreases to values close to 0.1 near the continents. The RMS difference is less than 2 *cm* in the 4°S-4°N band, and remains in the error-bar of the altimetric data (2-3 cm RMS). Along Brazil, north of the equator (around (46°W, 6°N)), where the retroflection takes place, the altimetric data maps display small-scale features, which are not simulated by the OGCM. This is a zone of large wind stress and heat fluxes variability as well.

Surface Currents Anomalies: Comparisons between CLIPPER and BL ZCA over 1993-1999 (Figure 4) indicate that there is a correct agreement between BL current anomalies and simulated ZCA. Variations along the equator of the CLIPPER ZCA and satellite-derived velocity are qualitatively similar, both indicating sporadic short events of a few *month* duration (3-5 *months*) with reversing large-scale anomalous currents over more than 20 degrees and more. Patterns of correlation are consistent with those found in the SLA comparison, with highest correlations in the ATL3 region, and in the east just north of the equator (0.4 on average, correlation ¿0.28 remains at a 95% level of confidence [*Sciremammano*, 1979]). The RMS of the satellite-derived current anomalies is smaller, suggesting that either the amplitude of the CLIPPER ZCA is too large, or the variability of the satellite-derived current anomalies is too weak, due to smoothed altimetry data for example (compare Figure 4 to Figure 5.a, note however that the anomalies and the RMS are not calculated over the same period).

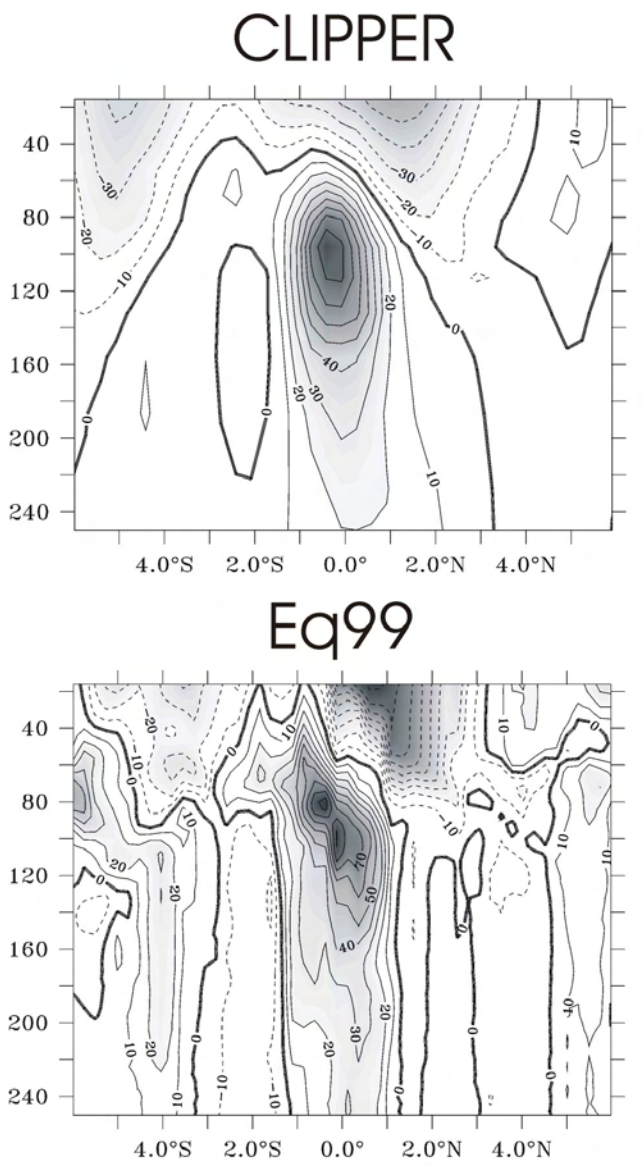


Figure 2. Latitude-depth section at 23°W in the first 250m of the zonal current component of the CLIPPER simulation in August 1999 (left) and for the 1999 Equalant Cruise (EQ99) from the 1^{st} to the 9^{th} of August 1999 (right). Unit is $cm.s^{-1}$. *CI* is 10 $cm.s^{-1}$. Values larger (lower) than 20 $cm.s^{-1}$ (-20 $cm.s^{-1}$) are shaded.

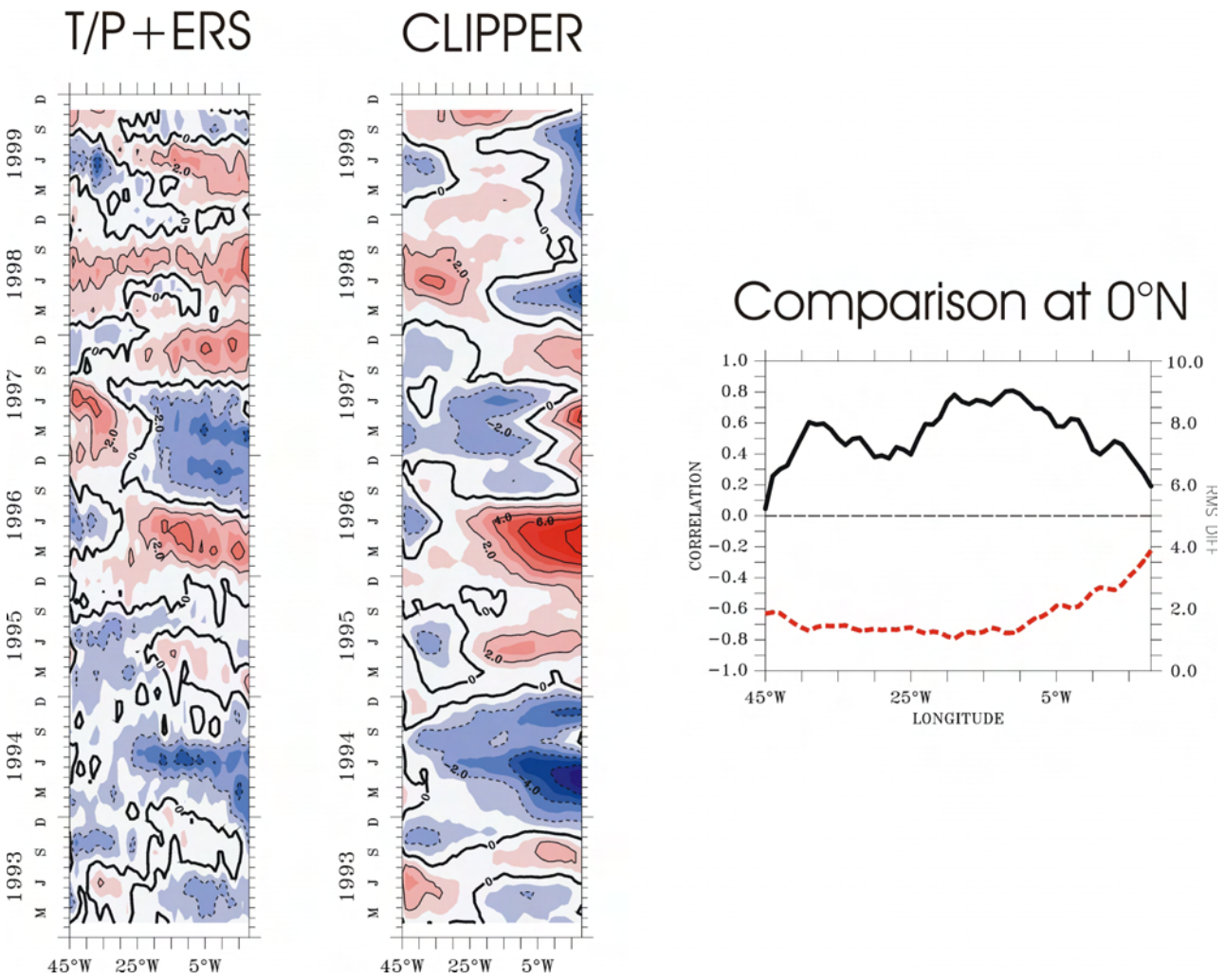


Figure 3. Map of variability (RMS) of2altimetric surface ZCA (BL ZCA) over 1993-1999 (top). Anomalies are relative to the seasonal cycle computed over 1993-1999. Unit is $cm.s^{-1}$. Contour Interval is 2 $cm.s^{-1}$. Values larger than $cm.s^{-1}$ are shaded. On the bottom panel, plots of correlation (plain line) and RMS difference (dotted red line) between CLIPPER and BL for ZCA are displayed.

2.3. Atmospheric forcing

The results of the simulation are highly dependent on the wind forcing fields, especially in the tropics. These fields contain large errors that are very difficult to quantify precisely. A qualitative indication can be obtained by comparing the ECMWF products with observations on the 1993-1999 period : the monthly wind stress fields from ERS scatterometer provided by CERSAT [*Bentamy et al.* 1996] and monthly pseudo wind stress fields from FSU (using $cd = 1.6$) derived from in situ measurements [*Servain et al.*, 1997].

Zonal anomalies have slightly larger amplitudes in the ECMWF product than in both observed data sets. They are positively correlated (correlation 0.5 significant at a 95% level of confidence [*Sciremammano*, 1979]), except in the eastern part of the basin and in the Inter Tropical Convergence Zone (ITCZ), where the correlation is no longer significant and the variability is weak. In the eastern part of the basin, the wind variability (RMS) has different characteristics in the three wind products. In particular, the ECMWF winds exhibit a larger variability (with an average factor of 1.5 over ATL3) in the Gulf of Guinea compared to the ERS wind stress anomalies. The ECMWF wind meridional component has a larger variability than the ERS product in the eastern part of the basin and around (35°W-6°N). The same comparison is done with the FSU winds. It exhibits slightly weaker correlations and similar zones of discrepancies (not shown), in particular in the eastern part of the basin, where the variability is larger in the ECMWF products (with a average factor of 1.3 over ATL3). This is a possible source of differences between the simulated and observed SLA in this area (Figure 3). We provide an estimate of the error in simulated SLA and Zonal Current Anomalies (ZCA) induced by wind biases in Section 4 (*cf.* Table 2). Differences in RMS differences between model and observations for SLA in the ATL3@eq region (20°W-0°W; 0°N) can reach 0.23 *cm* between FSU and ERS runs. It is worth pointing out that twin numerical experiments using respectively re-analysed ECMWF fluxes and ERS momentum flux in the CLIPPER model (1/3° resolution) suggest that the ERS wind stress fields are more realistic than the ECMWF fields [*Y. Quilfen, pers. com.*, 2001].

A main question in any model-based study is to which extent the results can be generalized beyond the specific model set-up, and how they apply to the real world. The brief comparison between observations and CLIPPER simulation presented above indicates that CLIPPER reproduces a large part of the mean structure. Although the reported biases have the ability to impact the baroclinic mode contributions (for example, through non-linearities associated with the interaction between the background currents and

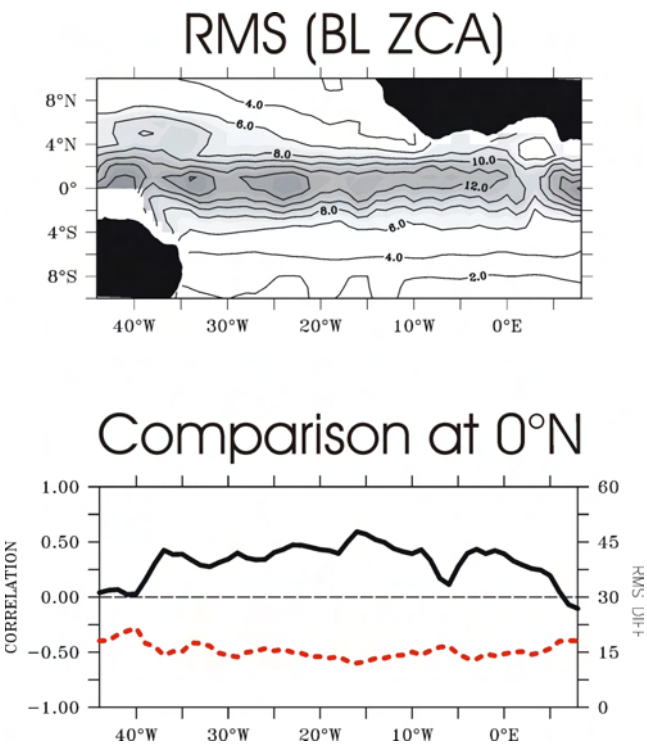


Figure 4. Map of variability (RMS) of altimetric surface ZCA (BL ZCA) over 1993-1999 (top). Anomalies are relative to the seasonal cycle computed over 1993-1999. Unit is $cm.s^{-1}$. Contour Interval is 2 $cm.s^{-1}$. Values larger than $cm.s^{-1}$ are shaded. On the bottom panel, plots of correlation (plain line) and RMS difference (dotted red line) between CLIPPER and BL for ZCA are displayed.

the long equatorial waves), it is beyond the scope of the present paper to address such issues. What is very encouraging is that, major features of the observed interannual variability are captured by the OGCM. We will therefore investigate further in this simulation the baroclinic mode variability and their associated long equatorial waves contribution.

3. Long Equatorial Waves Variability

In order to study the propagation of long equatorial waves, a vertical mode decomposition (as in Dewitte et al, 1999) of the high-resolution CLIPPER simulation is first performed and then the long equatorial wave signal is extracted.

3.1. Vertical mode decomposition

In order to take into consideration the zonally sloping thermocline, when carrying the vertical mode decomposition of the model variables, the decomposition is sought along the equator keeping the longitudinal dependence of the vertical functions F_n [*Dewitte et al.*, 1999]. Moreover, we also retained the seasonal dependence (labeled as t_{12}) of the vertical structure, as is has a relatively large amplitude [*du Penhoat and Treguier*, 1985; *Picaut et al.*, 1984], and induces significant changes in the baroclinic mode contribution. (*cf.* Appendix A). Although linear theory usually assumes a steady background state, this is not believed to be prejudicial for the interpretation of the waves, considering the relative small time taken by the waves to travel back and forth across the basin, compared to seasonal variations of the stratification.

The vertical structure functions $F_n(x, z, t_{12})$ are determined using the method described in *Dewitte et al.* [1999]. The potential density $\rho(x, y{=}0, z, t_{12})$ is computed using the state equation from *Millero and Poisson* [1981] and an approximate Brunt-Vaïsälä frequency $N(x, y{=}0°N, z, t_{12})$ is deduced. The vertical differential equation for the vertical modes n : $((F_n)_z/N^2)_z + F_n/c_n^2 = 0$ [*Philander*, 1978] is solved using a method based on a SVD decomposition. Zonal currents and pressure are then projected on the vertical structure functions:

$$\begin{aligned} q_n &= \langle q(x,y,z,t) \times F_n(x,y,z,t_{12}) \rangle \\ &= \int_{H(x)}^{0} q(x,y,z,t).F_n(x,y,z,t_{12} \end{aligned}$$

We first analyze the characteristics of the baroclinic modes variability. Theoretical Kelvin and Rossby mode contributions are then derived for the most energetic baroclinic modes. Their propagation characteristics are investigated in the light of what is expected from linear theory.

3.1.1. Zonal Current Anomalies baroclinic contribution

The total ZCA are estimated by averaging the currents over the 3 uppermost levels of the model ($5m$ to $30m$ depth), in order to remove the shear within the weakly stratified surface layer associated with incomplete mixing which cannot be represented in the vertical mode decomposition.

The RMS variability of the surface ZCA is presented in Figure 5a. Large values (¿12 $cm.s^{-1}$) are confined within 3°S-4°N, with maximum variability centered around (12°W, 1°N). The zone of maximum variability, north of 4°N and around 40-45°W, corresponds to the retroflexion area of the NBC, where the dynamics is highly non-linear and the wind stress curl variability is large. Therefore, we do not expect to explain this variability only in terms of long equatorial waves. Note that this variability projects largely on the first and the second baroclinic modes, consistently with the large vertical scales associated with these currents [*Ahran et al.*, 1998]. Figures 5b and 5c display the contribution of the two gravest modes to the surface ZCA. For mode 1, the simulated variability is lower than 5 $cm.s^{-1}$ in most of the basin, with a peak of 15 $cm.s^{-1}$ in the Western Atlantic at 4°N, whereas mode 2 is characterized by a larger variability (¿8 $cm.s^{-1}$) that is more confined towards the equator and that reaches a maximum amplitude (9-10 $cm.s^{-1}$) in the center of the basin. Variability is also large around (45°W, 4°N). The contribution of the third baroclinic mode (Figure 5d) is confined to the 3°S-3°N band with a variability peak in the eastern part of the basin (¿6 $cm.s^{-1}$). Along the equator, the summed-up contribution of the three gravest modes explain from 30 to 60% of CLIPPER total surface current variability (RMS) from east to west (correlation coefficient c =0.8 to 0.9) (not shown). The higher-order baroclinic (4 to 6) modes present a zone of large variability (¿5 $cm.s^{-1}$) located in the eastern part of the basin (around 5°W) along the equator (Figure 5e). This is due to the shallow thermocline, which induces a larger contribution of the high-order baroclinic modes. The variability of the summed-up contribution of modes 1 to 6 is shown in Figure 5f and explains 60% of the total variability (c =0.9 on average along the equator).

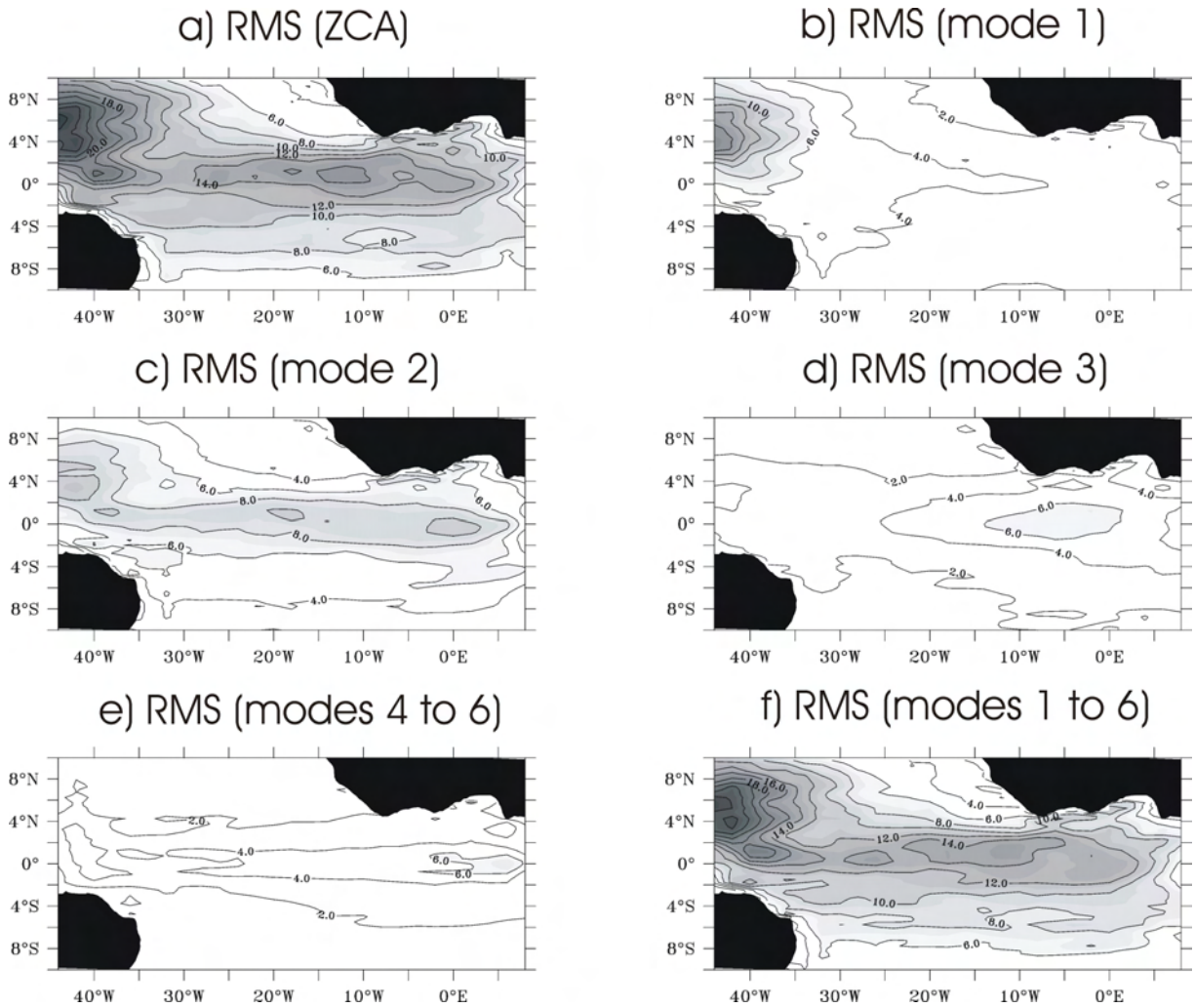


Figure 5. Map of variability (RMS) of (a) CLIPPER total surface ZCA over 1981-2000, the contribution (b) of the first baroclinic mode, (c) of the second baroclinic mode, (d) of the third baroclinic mode, (e) of the sum of modes 4 to 6, and (f) the sum of the six gravest baroclinic modes of CLIPPER. Anomalies are relative to the seasonal cycle computed over 1981-2000. Unit is $cm.s^{-1}$. Contour interval is 2 $cm.s^{-1}$. Values larger than 6 $cm.s^{-1}$ are shaded.

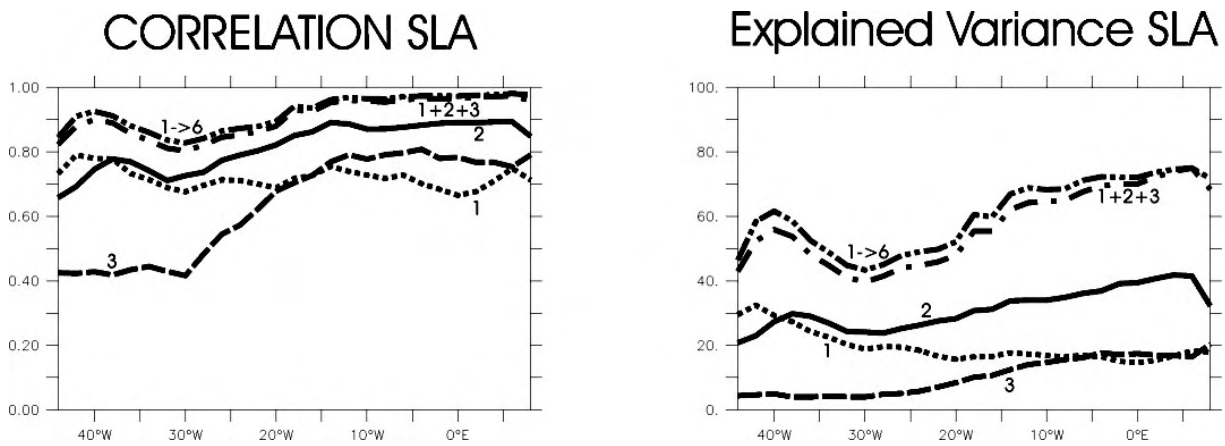


Figure 6. Plot of correlation and explained variance along the equator referenced to the total SLA, for SLA mode 1 contribution (dotted line), mode 2 contribution (plain line), mode 3 contribution (dashed line), the sum of the first three modes (dotted dashed line), and the sum of the first six modes (doubled dotted dashed line). Anomalies are relative to the seasonal cycle computed over 1981-2000.

3.1.2. Sea Level Anomalies baroclinic contribution

As found for ZCA, the analysis of the individual contribution of each baroclinic mode reveals that the most energetic mode is the second mode which explains 20 to 35% of the total variability from west to east (c =0.6 to 0.9) along the equator (*cf.* Figure 6). Mode 1 variability peaks in the west, whereas, the high-order baroclinic modes (4-6) variability is confined in the Eastern part of the basin. The summed-up contribution of the first three baroclinic modes captures the basin wide pattern of the simulated SLA, with an associated explained variance of the order of 50% in the center part of the basin, reaching up to 70% in east. It is however only 40% around 30°W, indicating that a larger number of baroclinic modes is required to recover the SLA variability there. Note that this is an area where in the seasonal cycle there is a change in sign of the thermocline displacements from west to east (*i.e.* the mean pivot position of the thermocline) and where interannual anomalies are small (*cf.* Figure 3). This is the main difference between SLA and ZCA reconstruction from modes 1 to 3. Note also that, as for ZCA, the variability associated with the NBC retroflexion projects mostly on the first two gravest baroclinic modes (not shown).

3.2. Horizontal mode decomposition

3.2.1. Decomposition method

In this section, we study the meridional structure of the baroclinic modes. To do so, we project both the baroclinic contributions to ZCA and SLA from CLIPPER onto the complete basis of the long-wavelength meridional modes. These modes are computed from the zonally and seasonally varying phase speed obtained from the former vertical mode decomposition. The method takes explicitly into consideration the coasts close to the equator in the Gulf of Guinea and near South America, as in *Cane and Sarachik* [1979] (hereafter CS79), so that meridional modes are also a function of longitude. Further explanations are provided in Appendix B, which summarizes the formalism of CS79. The notations are those of CS79. In our computation, the projection is done over the 10S-10°N band. Nevertheless, in agreement with the theory, Anti-Kelvin waves (K^+) and Rossby-Kelvin waves (R0) are not taken into consideration, because, over the whole basin, their structures have an infinite meridional extension in one direction at least (infinite extension south of the Gulf of Guinea and infinite extension north of the Brazilian coasts) (see CS79 for theoretical formulation). For the gravest vertical modes, the Kelvin and first meridional Rossby waves contribute to a large share of the equatorial variability in ZCA and SLA. For example, in the ATL3 region along the equator, the summed-up contribution of the Kelvin (hereafter K) and the first meridional Rossby (hereafter R_1) waves to SLA (ZCA) variability explains 66% (28%,), 79% (45%) and 63% (47%) for the baroclinic modes 1, 2 and 3 from the CLIPPER decomposition. So, we will focus on the analysis of the K and R_1 components.

3.2.2. Results of the Decomposition

Figure 7 shows a time-longitude plot of K and R_1 contribution to SLA for the second baroclinic mode. According to the location of the maximum in the sea level meridional waves structures (Figure B1), the K contribution is displayed along the equator and the R_1 contribution is presented at 3°N. The R_1 contribution is displayed in reverse and the K contribution is repeated to illustrate wave reflections at the African and South America coasts. This plot is suggestive of long wave propagations, since the wave patterns are consistent across the basin. A visual estimation of the times of propagations suggests phase speeds in agreement with the theoretical values (see Table 1 and Section 3.2.c for precise calculation). Moreover, the coherency of the K and R_1 components near the African coasts suggests that wave reflection takes place. This is less clear at the western boundary, although, the correlation between K and R_1 reaches 0.98 at 46°W, but drops further east. We defer further the interpretation of these plots to Section 5, as it requests to separate the contribution of local wind forcing (as opposed to the remote forcing).

3.2.3. Propagation characteristics

Low-frequency linear waves have horizontal propagating phase speeds proportional to the separation velocity cn. The propagation characteristics are estimated from a lag-correlation analysis of the Kelvin (K) and the first Rossby (R_1) components for different longitudes.

Figure 8 shows the results of the lag-correlation analysis for the R_1 component of the three gravest baroclinic modes, with a reference longitude at 30°W (left panel) and 2°W (right panel). Shading indicates positive correlation with a level of significance larger than 95% [*Sciremammano*, 1979]. The slope of the least squares best fit to the points with maximum correlation at each longitude provides an estimation of the phase speed of the waves. The results are presented in Table 1. The theoretical time-averaged speed for the n^{th} baroclinic K (R_1), which is reported in Table 1, is $c_n(c_n/(2\mu_n+1))$, where c_n is derived from the vertical mode decomposition of the CLIPPER stratification and mn is the eigenvalue in the horizontal mode decomposition (*cf.* CS79). This indicates that the estimated phase speed values are in good agreement with the theoretical values: differences do not exceed 20%.

The plots of Figure 8 exhibit a clear low frequency first meridional Rossby wave signal with high coherency (c¿ 0.5) extended longitudinally over the whole basin. The secondary maximum for large lags ($|lag| > 80 days$) corresponds to the resonant basin mode $K + R_1$ (T=117, 203, 305 *days* for the three first baroclinic modes respectively). The multiple wave reflections induce negative correlation patches. For the reference at 2°W, the zone of maximum correlation illustrates the westward propagation of R_1 waves from the eastern boundary. The pattern associated with positive correlations, with a level of significance larger than 95%, is broad in time indicating a low frequency forcing. The zonal extension of the "beams" to the west are consistent with propagation of free Rossby waves. The westward reduction of the beam width indicates energy dissipation processes. The plots with a reference longitude at 30°W, are a mirror view of the above, i.e. free propagating Rossby waves originate from the eastern basin and enter the forcing region (near 30°W).

These results are highly suggestive of interannual equatorial wave propagation taking place in the OGCM. In order to check for the coherency with linear theory and estimate the impact of non-linearities and diffusion processes on this variability, a comparison with a linear simulation is performed below.

Table 1. Time-averaged phase speed values of Kelvin (K) and first Rossby (R_1) waves for the three first baroclinic modes in the western and eastern basins[a]

	K		R_1	
	West	East	West	East
BM 1	2.94(2.43)	2.66(2.47)	0.79(0.81)	0.78(0.71)
BM 2	1.50(1.48)	1.27(1.33)	0.42(0.49)	0.43(0.43)
BM 3	1.00(0.89)	0.89(0.89)	0.29(0.29)	0.29(0.29)

[a] Theoretical values in parentheses are estimated from the results of the vertical decomposition from CLIPPER). Unit is $m.s^{-1}$.

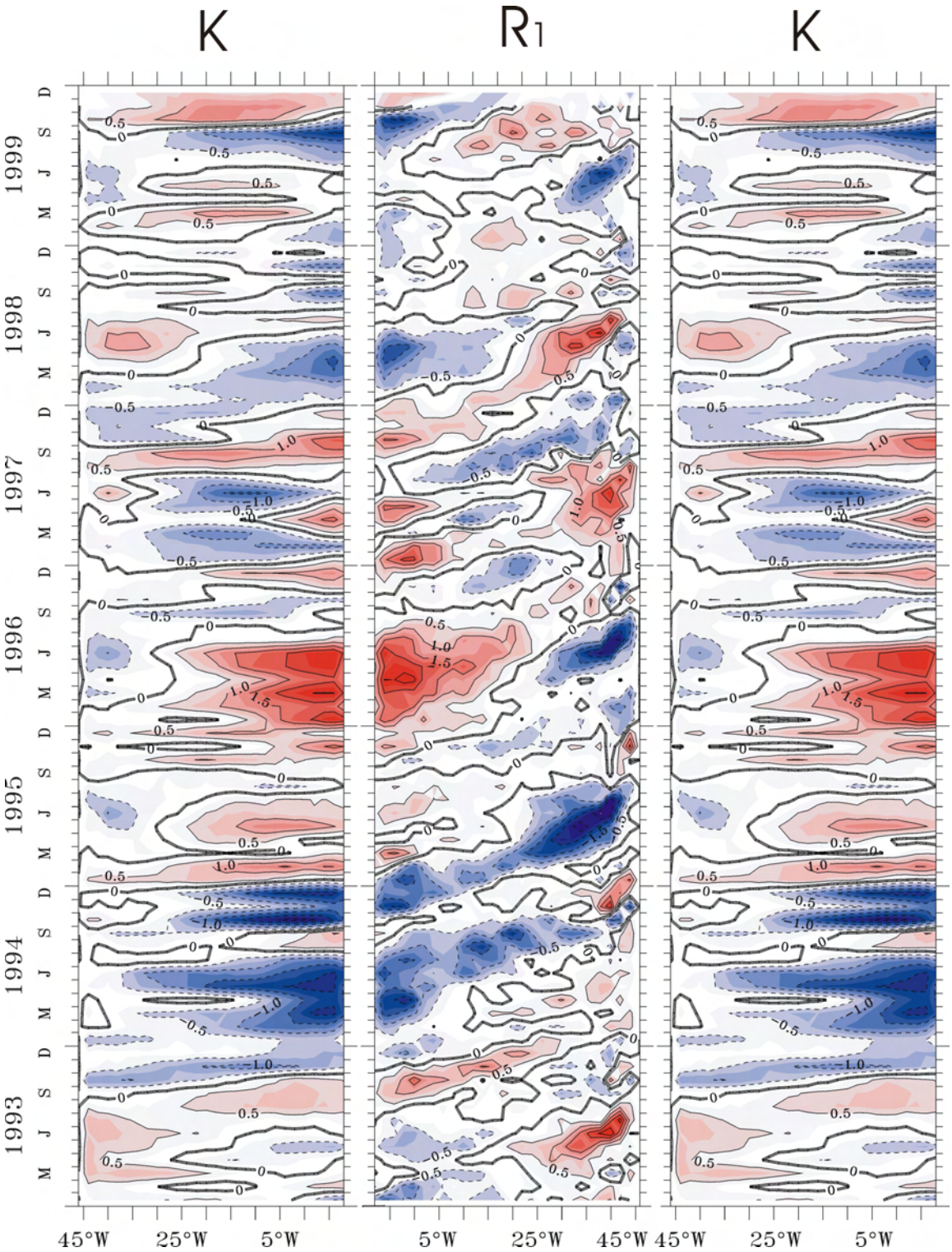


Figure 7. Longitude-time plot of the Kelvin (K at 0°N) and the first meridional Rossby at (R_1 at 3°N) component for the second baroclinic mode SLA over 1993-1999. Anomalies are relative to the seasonal cycle computed over 1993-1999. R_1 is displayed in reverse from 46°W to 8°E, and K is repeated in order to visualize reflections at the zonal boundaries. Unit is *cm*. Contour interval is 0.5 *cm*. Positive values are red-shaded and negative values are blue-shaded.

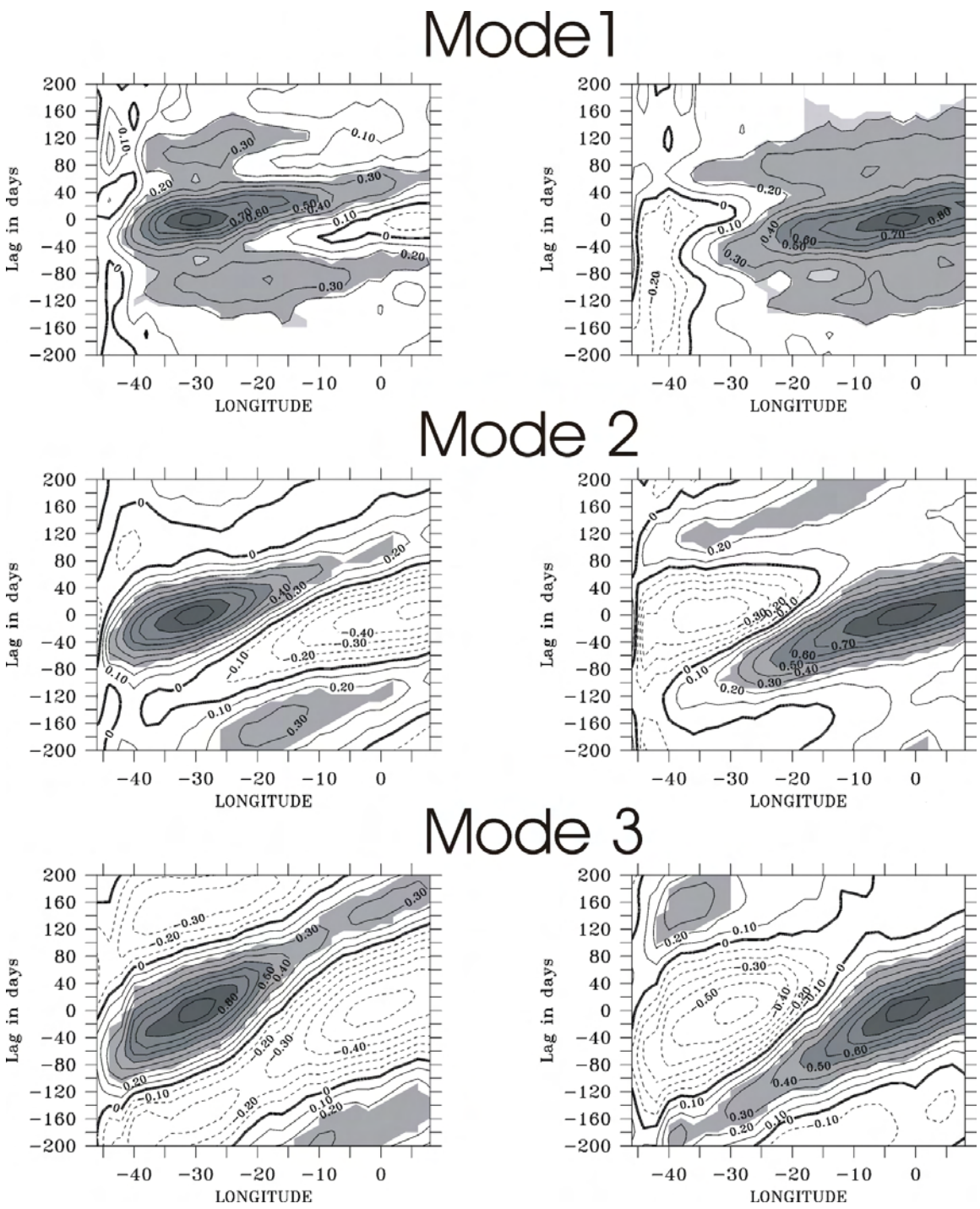


Figure 8. Lag-correlation plots of the R_1 coefficient for the first three baroclinic modes of CLIPPER with a reference longitude at (left panels) 30°W and (right panels) 2°W. Lag is in day. Negative Lag accounts for a delay with respect to instantaneous signal at the reference longitude. Shading denotes regions where correlation is significant at the 95% level.

4. Comparison with Linear Simulation

The OGCM includes non-linear terms and diffusive processes which couple horizontal and vertical equation. A simple multi-mode linear model will allow us to investigate if the projection of the CLIPPER fields on individual vertical modes behaves dynamically in a way similar to what is expected from the linear theory, (*i.e.* with wave dynamics characterized by the phase speed and the projection coefficients estimated from CLIPPER simulation).

4.1. Linear model description

The linear model is the one used in *Cane and Patton* [1984], an adiabatic shallow-water model on a β-plane. In the light of the OGCM baroclinic mode decomposition, the 6 gravest baroclinic modes are retained. For each baroclinic mode, the model first solves the equatorial Kelvin mode propagating eastward and then derives the long low frequency Rossby and anti-Kelvin modes propagating westward. The model time step is 2 *days*. The basin configuration is almost similar to the one used in *du Penhoat and Treguier* [1985], from 28.875°S to 28.875°N with an horizontal resolution of 2°´0.25°. To represent better the South American coast line, two steps are introduced, as suggested by the study of *du Penhoat et al.* [1983]: the first from 50°W to 44°W at 1.125°S and the second from 44°W to 36°W at 3.375°S.

The wind stress is projected on the different vertical modes in term of a coefficient $P_n(x,t_{12})$, that we derive from the vertical mode decomposition. The wind stress is assumed to act like a body force in a mixed layer of thickness d, as:

$$P_n(x,t_{12}) = \frac{\frac{H_1}{d(x,t_{12})}\int_{-d(x,t_{12})}^{0}\Psi_n(x,z,t_{12}).dz}{\int_{-H(x)}^{0}\Psi_n^2(x,z,t_{12}).dz}$$

H_1 is the adimensionalizing depth, equal to 150m, and $d(x,t_{12})$ is the depth of the near-surface layer of weak stratification estimated from CLIPPER as the depth, along the equator, where the temperature is lower than the surface temperature by 1°C.

Figure 9 displays the time averaged values of $\overline{P_n}(x,t_{12})$ along the equator for the first six baroclinic modes. Not surprisingly, the wind stress coefficients of modes 2 and 3 are larger than for the other modes. Their magnitude increases from west to east consistently with the eastward shoaling of the thermocline. For high-order modes (4-6), Pn reaches similar values as for mode 1 near the Gulf of Guinea, consistently with the results of the baroclinic modes contributions to ZCA and SLA (Figures 5-6). Pn exhibits a noticeable seasonal variability, which is described in Appendix A.

The model is forced by wind stress anomalies computed relative to the seasonal cycle over the period 1992-1999, following a spin-up with the year 1992 repeated five times. We test three different wind products : ECMWF, ERS and FSU (*cf.* Section 2.3). Time-averaged phase speed values are chosen for a profile at 14°W, which is just east of the wave forcing region (see Figure 7): 2.39 $m.s^{-1}$, 1.34 $m.s^{-1}$, 0.88 $m.s^{-1}$, 0.63 $m.s^{-1}$, 0.48 $m.s^{-1}$ and 0.42 $m.s^{-1}$ for mode 1, 2, 3, 4, 5 and 6 respectively. The comparison between altimetric observations (TP+ERS SLA and BL ZCA) and the three different runs indicates that the linear model exhibits good skills in reproducing the observed interannual variability and that these skills are comparable to CLIPPER performances (see Section 3), whatever the wind products. Differences between ECMWF run and ERS and FSU runs in RMS difference between observations and linear model runs for SLA (ZCA) are lower than 11% (14%) of the ECMWF run variability (RMS) in ATL3 (*cf.* Table 2). The correlation exhibits differences lower than 0.09 (0.05) for SLA (ZCA). This suggests that the main characteristics of the CLIPPER decomposition that have been evidenced in this study (see Section 4) should hold with other winds than ECMWF. In the following, for the comparison between CLIPPER and the linear model, we will focus on the ECMWF forced linear model run.

In the linear model, dissipation is modeled as a Rayleigh friction. Several tests were performed to

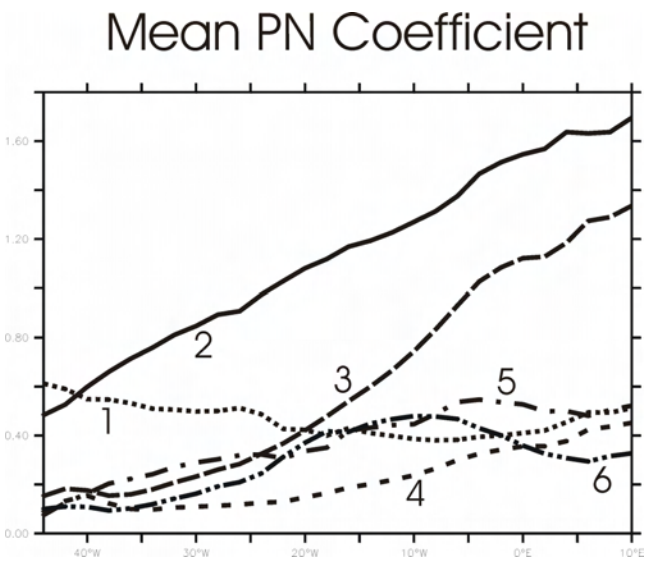


Figure 9. Mean wind projection coefficient of the linear model as a function of longitude for the first six baroclinic modes.

Table 2. Comparison between observations (T/P+ERS, BL currents) and the linear model forced with three different wind products (ECMWF, ERS, FSU) over 1992-2000: RMS difference (Correlation) in the ATL3@eq region.

		ECMWF	ERS	FUS
SLA	Mode2	1.53 (0.66)	1.54(0.66)	1.52 (0.70)
	Mode1-6	1.52 (0.68)	1.53(0.66)	1.30 (0.75)
ZCA	Mode2	8.49 (0.62)	9.05(0.50)	8.78 (0.55)
	Mode1-6	15.78 (0.63)	13.58(0.58)	13.71 (0.59)

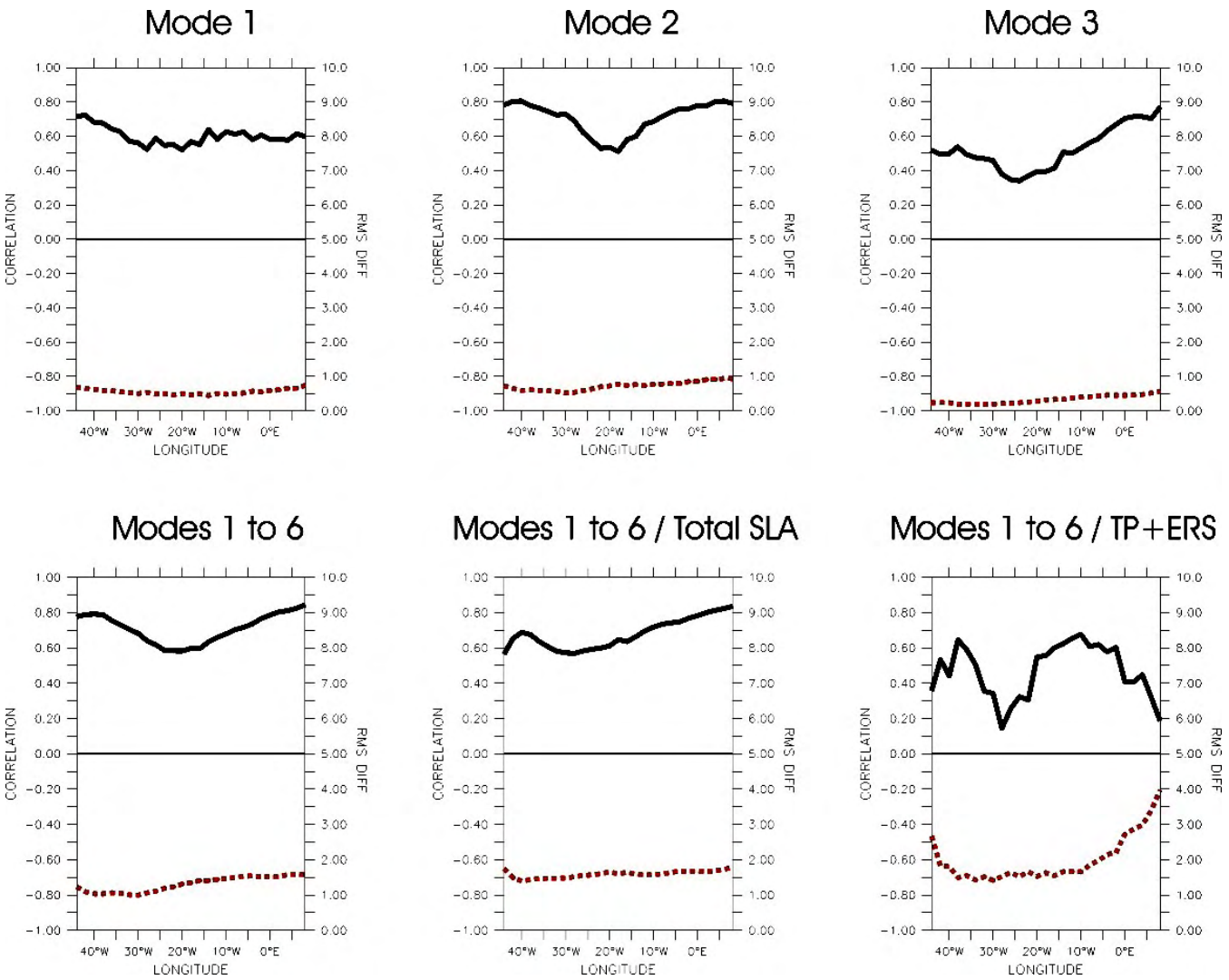


Figure 10. Plot of correlation (plain line) and RMS difference (dotted red line) between CLIPPER and the linear model simulation for SLA, over 1981-2000, for each contribution of the first three baroclinic modes (top), for the summed-up contribution of the first six modes (bottom left), and for the total SLA (bottom center). Anomalies are relative to the seasonal cycle computed over 1981-2000. In the last panel, the comparison between the total SLA from linear model and T/P+ERS is displayed (anomalies are relative to the seasonal cycle computed over 1993-1999). RMS is in *cm*.

choose the appropriate time decay for it. The same rule as in *Gent et al.* [1983] is used; that is, $r_n = r_1(c_n/c_1)^q$ with $q = 1.675$. This value for q is justified a posteriori in the light of the results of the CLIPPER horizontal mode decomposition (see Section 5.1.2).

4.2. Baroclinic mode contribution

Figure 10 displays the correlation and RMS differences between the linear simulation and the CLIPPER baroclinic decomposition, for individual baroclinic mode contributions to SLA and for the total SLA field as a function of longitude along the equator. A comparison with the altimetric data is also shown in the last panel. For the first baroclinic mode, correlation between CLIPPER and the wind driven equatorial wave model is of the order of 0.6, with an RMS difference lower than 0.8 *cm*. The linear model modes 2 and 3 also present a good agreement with CLIPPER with, however, a minimum of correlation around 20-25°W, where the mean location of the pivot in the thermocline displacements is located (*i.e.* where the East-West seesaw takes places). The summed-up contribution of the six first baroclinic modes from the linear model is in good agreement with the SLA from CLIPPER with correlations larger than 0.6 to 0.7 from west to east and RMS difference lower than 2 *cm* on average. The level of agreement between the linear model SLA and T/P+ERS SLA is comparable to the one resulting from the comparison between CLIPPER SLA and T/P+ERS SLA (see Figure 3).

Figure 11 presents variability maps of ZCA from the linear simulation, which should be compared to the CLIPPER decomposition displayed in Figure 5. To-

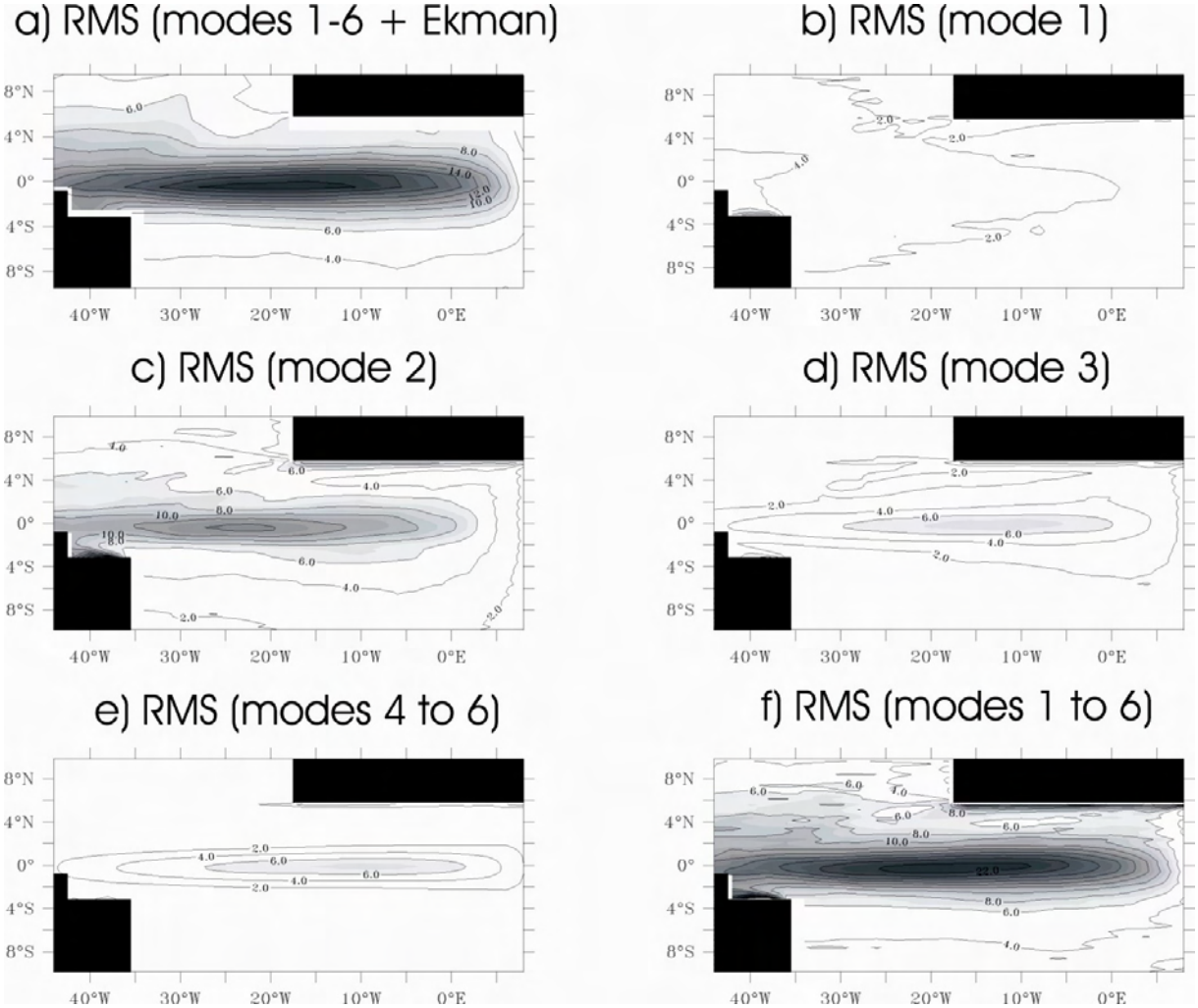


Figure 11. Same as Figure 5 but for the linear model simulation. Total ZCA for the linear model are derived from the summed-up contribution of the six first baroclinic modes and the Ekman currents.

tal surface current anomalies (Figure 11a) are derived from the contribution of the six first baroclinic modes added to Ekman current anomalies estimated as in *Blumenthal and Cane* [1989] (Climatological mixed layer depth was used and estimated from CLIPPER). Not surprisingly, the variability in the western part of the basin around 4°N is not reproduced by the linear simulation suggesting that this variability is associated to non-linear processes. The contribution of mode 1 in the linear model is slightly weaker than for CLIPPER (-20% on average), with, however, a similar spatial structure, whereas mode 2 exhibits a slightly greater variability shifted to the west by 6°, with respect to CLIPPER. Mode 3 presents a variability with similar amplitude, but its maximum of variability is also shifted westwards by about 8-10°. The variability of the summed-up contribution of the six gravest baroclinic modes (Figure 11f) is larger than in CLIPPER, in particular around 15°W (+35%). The spatial structure is well reproduced by the linear model, but more confined towards the equator. Equatorial sections of correlation and RMS differences between the linear model and CLIPPER for total ZCA indicate correlation larger than 0.4 and RMS difference lower than 20 $cm.s^{-1}$ in the center of the basin (as illustrated by Table 2), and lower correlation near the meridional boundaries.

4.3. Propagation characteristics

A lag-correlation analysis similar to the one in Section 3.2 was performed on the wave coefficients for the linear model. Results are displayed on Figure 12 (to be compared to Figure 8). Results indicate that the patterns are in good agreement with CLIPPER for Kelvin (not shown) and Rossby wave coefficients in the western and eastern basins. The similar extension and slope of the "beams" of positive significant correlation (at 95%) indicate comparable phase speed values of the waves for CLIPPER and the linear model and suggest that the parameterization of dissipation in the linear model was correctly tuned (*cf.* Section 5.1.2). Note, however, that patches of significant negative correlation in the linear model have more zonal extension and smaller values

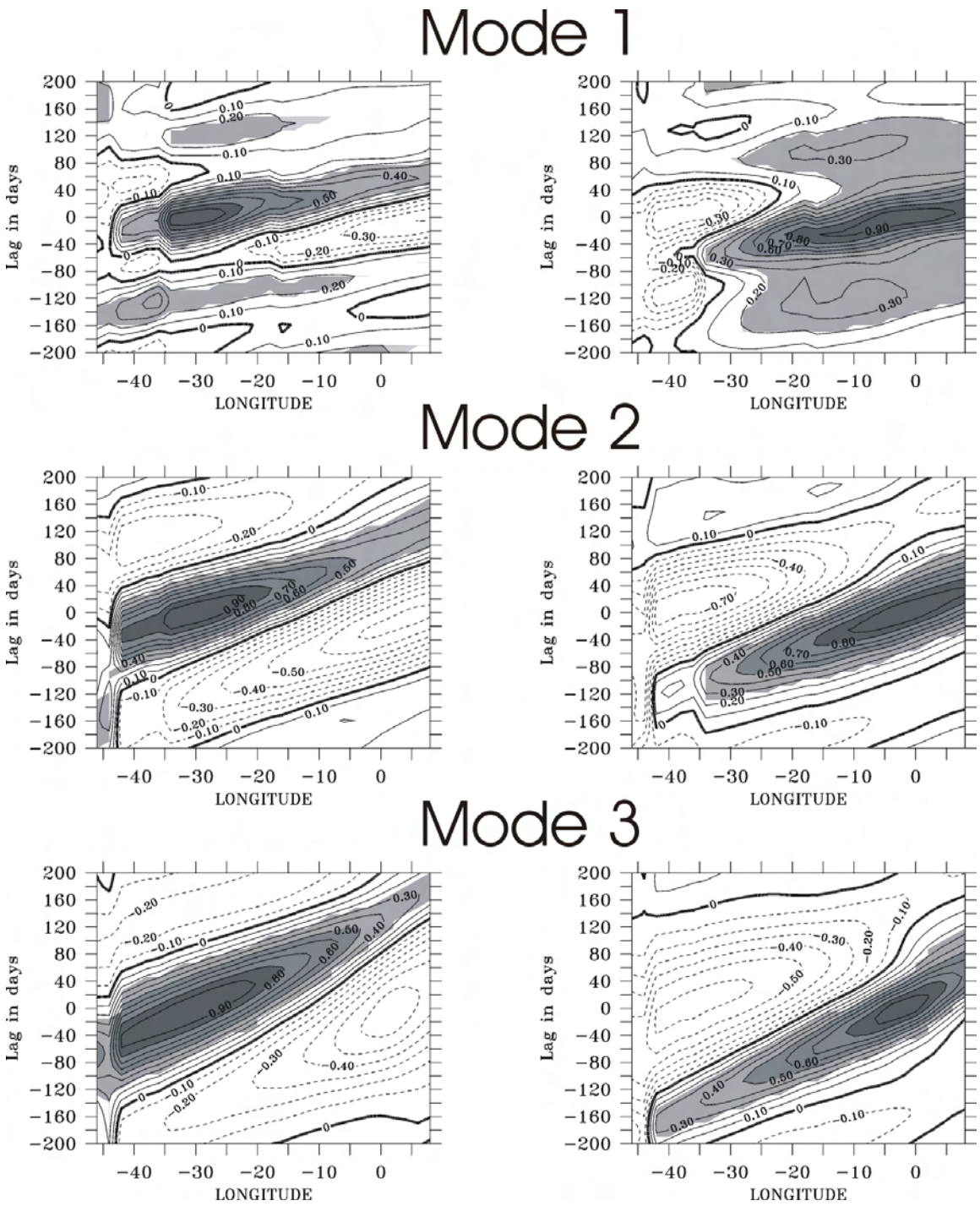


Figure 12. Same as Figure 8 but for the linear model.

than in CLIPPER, suggesting a different behavior for the wave reflection processes at the meridional boundaries and/or non linear processes acting in the OGCM run (see Section 5).

Considering the simplicity of the linear model compared to CLIPPER, the agreement between the two simulations is encouraging, with a comparable skill of the linear model to reproduce an OGCM simulation than in the equatorial Pacific [*Dewitte et al.* 1999]. Nevertheless, knowing the differences between the Tropical Pacific and Atlantic oceans, we speculate that the assumptions behind the linear formalism are less robust for the Atlantic. In order to verify that we remain in the frame-work of linear theory, non linear terms of the "full" u-equation were estimated in CLIPPER (in particular, the terms , which "couple" the baroclinic modes). The results indicate that these quantities are always, at worst, one order of magnitude less than the rate of change of zonal current and wind forcing terms. This provides further confidence in our analysis.

5. Reflection Efficiency of the Meridional Boundaries

In the light of the previous results, it is likely that wave reflections occur at the African and Brazilian coasts (*cf.* Figure 7). This section proposes a methodology for estimating the reflection efficiency of the meridional boundaries for the long equatorial waves from the CLIPPER decomposition and the linear model.

First, only the reflected contribution to the waves should be estimated. So that the locally wind forced component of the wave has to be removed, in order not to "contaminate" the reflected wave signal. An estimate of the contribution of local wind forcing to the wave amplitude was obtained by running the linear model with the wave reflections at the meridional boundaries cancelled (i.e. there is no contribution of reflected waves). The locally wind Kelvin (a^{wind}_{n,K^-}) and m-meridional mode Rossby ($a^{wind}_{n,m}$) coefficients for each baroclinic mode are derived from this simulation and are removed from the reflected wave signal to estimate the part of the signal resulting from the wave reflection.

As an illustration, Figure 13 presents the lag-correlation between K and R_1 for the second baroclinic mode, which shows the consistency between the incident and reflected waves at the South America and African coasts. The broader zone of high correlation close to the eastern boundary suggests that wave reflection is more evident at the eastern boundary than at the western boundary. Moreover, the phase lag is coherent with the theoretical phase speeds and a reflection at the coast line.

To estimate the reflection efficiency of the meridional boundary, we use the projection method described in CS79. We will review this theory to better understand the observed relationship between the Kelvin and the Rossby waves at the meridional boundaries.

5.1. Reflection at the eastern boundary

To calculate the eastern boundary response, we use the condition that the zonal velocity is zero and that any incident Kelvin wave reflects into the Rossby waves, with a uniform height (in y) A_n at the eastern boundary: $a_{n,K^-}\mathbf{M}_{n,K^-} + \sum_{m=1}^{\infty} a_{n,m}\mathbf{R}_{n,m} = (0, 0, A_n)$, where a_{n,K^-} is the amplitude of the incident Kelvin waves and $a_{n,m}$ the amplitude of the m^{th}-meridional Rossby wave. (*cf.* notation in Appendix B). This equation is solved using the orthogonal properties of the eigenfunctions, as described in CS79.

To estimate the reflection efficiency of the eastern meridional boundary, we compute the quantity:

$$CE_{n,m}(x,t) =$$

$$100 \times \frac{\int_{Y_S}^{Y_N} (a_{n,m} - a^{wind}_{n,m})(x, t + \delta t_{n,m}(x)) \times R^u_{n,m} dy}{\int_{Y_S}^{Y_N} a_{n,K^-}(x = 8°E, t) \times \Psi_{n,K^-}(x = 8°E, y) dy}$$

where $R^u_{n,m}$ (Ψ_{n,K_-}) is the horizontal structures of the m-meridional Rossby (Kelvin) mode for the zonal velocity. dtn,m(x) is the time needed for the waves to travel from 8°E to the eastern meridional boundary ($\sim 10°E$) as a n^{th}-baroclinic mode Kelvin wave and then, from the African coasts to the longitude x, as a n^{th}-baroclinic mode reflected m^{th}-order Rossby wave. Note that, in the Gulf of Guinea, the wind variability is relatively low, which results in a weak sensitivity of our calculation to the estimate of a^{wind}_{n,K^-} and $a^{wind}_{n,m}$. $CE(x,t)$ is then time averaged (noted $\overline{CE}$), considering only Kelvin and Rossby coefficients larger than 10% of their respective RMS over the 1992-1999 period, in order to take into account the most significant reflections. $\overline{CE}$ then indicates the percentage of the incoming meridionally integrated zonal mass flux due to Kelvin waves that reflect into a particular meridional mode Rossby wave for a given baroclinic mode.

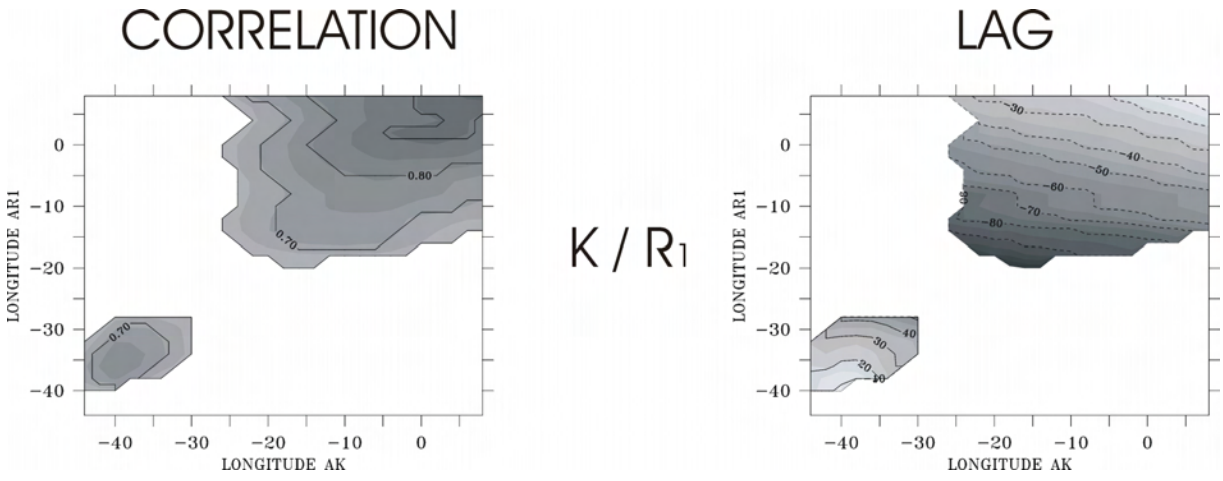


Figure 13. Lag-correlation along the equator between K and R_1 coefficients, for the second baroclinic mode. Correlation is displayed on the left panel. Correlation greater than 0.6 is represented (CI is 0.1). Lag of maximum correlation is displayed on the right panel (unit is day and CI is 10 days).

5.1.1. At the African coast line.

When ($x = 8°E$) is calculated with the infinite meridional functions (i.e. no longitudinal boundaries), the incident Kelvin waves reflect into symmetric Rossby waves with half of the incident meridionally integrated zonal mass flux being reflected in the first meridional Rossby mode and the remaining part spread over the higher-order meridional modes. Only symmetric Rossby waves are reflected by the incident Kelvin waves (Table 3). In the case of the meridionally bounded case, the amount returned by the reflected Rossby waves changes: the lower the order of baroclinic mode and the higher the order of meridional mode, the lesser the meridional scales are confined toward the equator, and the more the longitudinal boundaries impact the reflection of the Kelvin waves. For instance, for the second baroclinic mode (the most energetic), the linear theory using infinite meridional functions predicts that $\sim$ 68.8% (Table 3) of the incident energy is reflected by the first five meridional Rossby waves, whereas the meridionally bounded case (i.e. taking into account the coastlines in the Gulf of Guinea) predicts only $\sim$ 45,7%. Consequently, 23% of the incident energy is spread over the high-order meridional Rossby components. Moreover, a slight amount of the energy (3.5%) is now reflected onto the R_2 and R_4 Rossby waves.

The results indicate that the African coasts behave almost as an infinite wall for the high-order baroclinic modes (order higher than 5) for the long equatorial waves (Table 3), since wave structures are hardly modified by the presence of the coasts near the equator.

Considering that the R_1 reflected wave is the most energetic (as compared to higher-order meridional modes), a value for reflection efficiency of the eastern boundary can be estimated: considering only the first three most energetic baroclinic modes and their associated percentage of explained variance at the eastern boundary (*cf.* Figure 6), the calculation leads to a value for reflection efficiency of $\sim$ 65% (of that of an infinite meridional wall).

Table 3. Percentage of the incident meridionally integrated zonal mass flux due to Kelvin waves that reflects into a particular meridional Rossby wave (1 to 5) in the infinite meridional case, and in the finite meridional case for the baroclinic modes 1, 2 and 6.

	R_1	R_2	R_3	R_4	R_5
	Infinite Wall				
BM independant	50%	0%	12.5%	0%	6.3%
	Meridional Case				
BM 1	25.5%	3.81%	6.77%	3.74%	4.04%
BM 2	33.47%	2.05%	5.82%	1.48%	2.92%
BM 6	49.64%	0.00%	11.66%	0.01%	4.79%

5.1.2. Evolution along the propagation.

As the waves propagate westward, the decrease of $\overline{CE}(x)$ (Figure 14) indicates dissipation processes or vertically propagating energy: for baroclinic mode 3 (6), the reflection efficiency of the first meridional Rossby wave reaches 50% of its value at 8°E when estimated at 15°W (4°E). Note that for the first baroclinic mode, the reflection efficiency does not depend as much on the longitude as for the other modes: this is in agreement with a lesser sensitivity to dissipation processes for mode 1, than for modes 2 and 3 (due to a larger phase speed).

As a consistency check on our estimate of time-decay for friction of the linear model and on the reflected wave coefficients derived from CLIPPER, the following simple calculation is carried out. It consists in comparing along the equator the results of the reflection efficiency at the African coast for CLIPPER and the one obtained assuming an incident K "fully" reflecting as a R_1, whose amplitude decreases exponentially with time as it propagates westward : $exp(-(c_{n,R_1} \times x)/r_n)$, where c_{n,R_1} is the speed value of the n^{th}-baroclinic mode R_1, taken as $c_n/3$, and r_n being the time decay value that is sought. Instead of considering meridional integrated flux as we have done earlier, the reflection efficiency factor is estimated at the equator so that we get:

$$CE_n(x,t) = \frac{(a_{n,1} - a_{n,1}^{wind})(x, t + \delta t_n(x)) \times R_{n,1}^u(x)}{a_{n,K}(x = 8°E, t) \times \Psi_{n,K}(x = 8°E)}$$

(see notation in Appendix B). The incoming K is normalized in order to have $CE_n(x = 8°E, t) = 1$ and a time averaging is also applied on $CE_n(x,t)$ (noted $\overline{CE_n}$).

The results are displayed in figure 14 for the best fit obtained based on least mean square minimization method. Excluding regions where the exponential curve and model results do no match well, the results indicate that the decrease in amplitude of the Rossby wave can be modeled, to some extent, by a Rayleigh-type friction, with values for time decay of 5.12, 2.65, 1.81 and 1.64 *months* for modes 3 to 6 respectively. Assuming a relationship between time-decay and phase-speed that allows vertical separation of the type r_n=$r_1(c_n/c_1)^q$ [*Gent et al.*, 1983], we derive from the latter values: r_1=27.57 *months* and q=1.675. This set of parameter that controls the magnitude of dissipation in the linear model was found to lead to the best comparison to CLIPPER for ZCA and SLA. Note that the linear model results are quite sensitive to these parameters. This is particularly important for the relative contribution of the baroclinic modes and the location of the variability peak in current and sea level anomalies. The larger q, the further east the variability maximum for total surface current anomalies, and the lesser the variability. We carried out two additionnal twin experiences with q=1 and q=2. The results of the comparison between both simulations indicate that, for baroclinic mode 3 (6), the increase of q leads to an eastward shift of the location

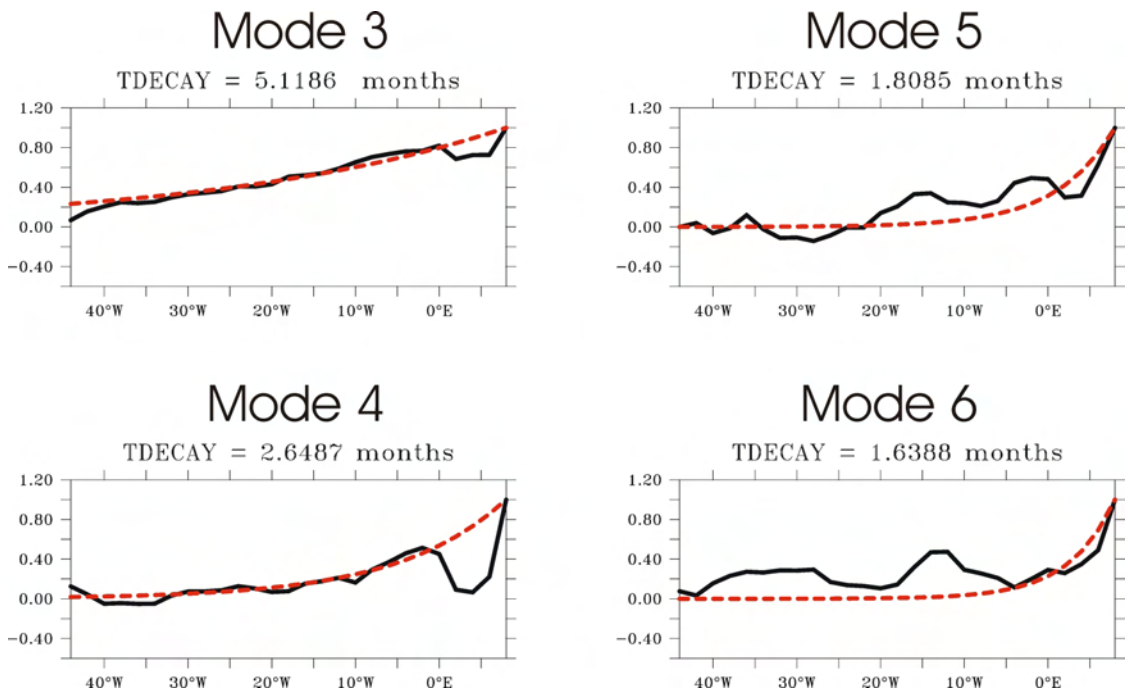


Figure 14. Plot of reflection efficiency at the eastern boundary ($\overline{CE}$) (black solid line) as a function of longitude for baroclinic modes 3, 4 5 and 6. The red dotted line represents the least mean square best fit exponential curve to $\overline{CE}$. $\overline{CE}$ is adimentionalized by its value at 8°E.

of the variability peak for ZCA of the order of 6° (9°) along with an average decrease of the variability by 38% (52%).

5.2. Reflection at the western boundary

The western boundary response consists in a Kelvin wave and the short wavelength Rossby waves. Nevertheless, all the incident zonal mass-flux is returned by the Kelvin waves (CS79):

$$\int_{Y_S}^{Y_N} a_{n,K^-}\Psi_{n,K^-} + \sum_{m=1}^{\infty}\int_{Y_S}^{Y_N} a_{n,m}R^u_{n,m}dy = 0$$

(see notation in Appendix B). In the finite meridional case (CS79), there is no analytical solution to this equation, as it was the case in the infinite meridional case (CS77), because there are no longer symmetric properties of the horizontal structures of the Kelvin and Rossby waves with respect to the equator (Figure B1). This implies that, one cannot derive unambiguously the contribution of a specific incident meridional Rossby mode to the reflected Kelvin mode. We define the reflection efficiency at the western boundary as follows:

$$CW_n(x,t) = 100 \times \sum_{m=1}^{M} \frac{a_{n,m}(x',t) \times \int_{Y_S}^{Y_N} R^u_{n,m}(x',y)dy}{(a_{n,K^-} - a^{wind}_{n,K^-})(x, t+\delta t_{n,m}(x,x')) \times \int_{Y_S}^{Y_N} \Psi_{n,K^-}dy}$$

where $\delta t_{n,m}(x,x')$ is the time needed for the waves to travel westward from the longitude x' to the western boundary as a n^{th}-baroclinic mode waves and then from the South American coast to the longitude x as a reflected n^{th}-baroclinic mode Kelvin wave. As before, a^{wind}_{n,K^-}, the locally wind-forced contribution to the Kelvin wave for the n^{th}-baroclinic mode, is derived from the linear model simulation and a time averaging is applied on $CW(x,t)$ (noted $\overline{CW}$). Thus, with such a definition, if all the incoming Rossby waves reflects as Kelvin waves (without "loss" of energy) at the western boundary, $\overline{CW_n(x)}$ should be close to 100% at the South American coast. Several tests have been carried out, including sensitivity experiments on the way the local wind contribution to the Kelvin wave is estimated from the linear model and on the number of meridional Rossby modes retained (M) in the calculation. We found values in the 10 to 60% range for the first 3 baroclinic modes, for x' =37°W and x =44°W (*i.e.* close to the Brazilian coast). $\overline{CW_n(x)}$ generally undergoes a sharp decrease in amplitude when the reference for the Kelvin wave amplitude is taken further from the coast (*i.e.* increased x). West of 37°W, also decreases sharply. These results indicate that wave reflection does take place at the western boundary, but that it is altered by some processes, which includes the non-linear interactions with the western boundary current system, non-linear dissipation, the more complicated than modeled coastline and bottom topography, as well as the presence of short Rossby waves or short spatial scale wind forcing.

To summarize, although reflection efficiency is difficult to quantify because of the presence of coasts near the equator, the relatively good agreement between CLIPPER and the linear model simulation (Section 4) in which wave reflections take place with a 100% efficiency suggests that a large amount of the incoming Rossby wave variability is returned as Kelvin wave variability. In particular, canceling the western boundary reflection in the linear model, degrades the comparison with CLIPPER. For instance, for total SLA, the correlation (RMS difference) between CLIPPER and the linear model at [40°W, 0°N] is 0.69 (1.5 cm) and 0.54 (1.75 cm), with and without western boundary reflections respectively.

6. Discussion and conclusion

A high-resolution OGCM simulation is used to study the equatorial waves in the Tropical Atlantic in 1981-2000. We first investigated the baroclinic modes contribution to the surface zonal current and sea level variability at interannual time scales. The second baroclinic mode is the most energetic. The first and the third modes contribute with comparable amplitude but with different spatial distribution in the equatorial wave guide. The first mode exhibits a variability peak in the western part of the basin, where the maximum zonal wind stress variability is observed, whereas the energy of the third baroclinic mode is confined in the east, where the largest zonal gradients in the density field and in the vertical mode characteristics are found. The summed-up contribution of the higher-order (4 to 6) baroclinic modes variability is as energetic as the two gravest modes and is largest in the east. Despite the too deep and too diffuse thermocline in comparison to the observations, the energy distribution on the baroclinic modes presented in this study is believed to share many characteristics to the one taking place in the Tropical Atlantic. At the moment, the relative scarcity of observed data in the Tropical Atlantic does not allow for a similar calculation of the baroclinic mode variability, especially in terms of ZCA. Nevertheless, our diagnostic applied to other OGCM simulations, indicates that it is a robust feature. In particular, at the early stage of the study, we used an OGCM simulation in which temperature profiles were assimilated [*Masina et al.* 2001] and comparable results were derived. How model characteristics (vertical resolution, diffusion..) and variability alter our results on the relative contribution of the baroclinic modes, remains to be further investigated as more realistic simulation of the Tropical Atlantic and more data become available.

Kelvin and meridional Rossby components were then derived for each of the gravest baroclinic mode contribution by projecting onto the associated meridional structures. The effect of boundaries close to the equator is taken into consideration. It is shown to impact wave coefficients near the meridional boundaries, as compared to the simplified case that assumes infinite meridional extension basin (CS77). We find evidence of equatorial Kelvin and Rossby waves propagation with phase speed values close to theoretical ones. The results are compared to the results of a multi-mode linear simulation using the projection coefficients and phase speed values derived from the OGCM simulation. Dissipation in the linear model is modeled as a Rayleigh-type friction. It is tuned in order to fit the decrease in amplitude of the Rossby waves of the OGCM as they propagate westward from the eastern boundary. The comparison suggests that not only long equatorial wave propagations should be observable in the equatorial Atlantic, but that these waves explain a large part of the interannual variability and have an important role in the adjustment of the Tropical Atlantic ocean to the wind forcing. In addition, wave reflections have been identified in the OGCM. A 65% reflection efficiency is estimated at the eastern boundary whereas at the western boundary, the reflection is less clear, possibly because of the interaction with western boundary currents and the difficulty to separate the different baroclinic mode contributions.

The present study points out to the necessity of taking into account the variability in the vertical structure when interpreting surface observations, since the energy is distributed over a large number of baroclinic modes. In particular, this raises the issue of whether or not vertically propagating energy takes place in the equatorial Atlantic at interannual timescales. Our results suggest that substantial energy flux associated to surface forcing reaches the sub-thermocline in the OGCM: For instance, a spectral analysis (FFT) of the wind stress forcing in the central basin exhibits a peak of energy at the 16-$month$ period, similar to what is found in SST in the ATL3 region. At this frequency, an harmonic analysis highlights clear vertical propagating energy path in agreement with the theoretical WKB first Rossby ray path (not shown). Also, note that propagation at interannual times scales have not yet been clearly evidenced from the TOPEX/POSEIDON sea level data [*Handoh and Bigg*, 2000]. Our work calls for further investigation of model outputs and/or assimilated products in order to study the mechanisms of wave dissipation in the Tropical Atlantic.

At last, we believe that the good skill of the linear model to reproduce the equatorial interannual variability of the OGCM is encouraging for the understanding of the low frequency equatorial Atlantic variability, and especially the zonal equatorial mode. The level of agreement between the two models is similar to what is found in the Tropical Pacific as far as the dynamical fields are concerned [*cf Dewitte et al.* 1999] and preliminary results with the linear model of the Tropical Atlantic indicate that SST variability is well reproduced from a simple thermodynamical model that considers anomalous advection of mean temperature induced by the waves in a $35m$-depth mixed-layer. In particular,

an EOF analysis on these simulated SSTAs reveals a structure similar to the observed zonal equatorial mode (not shown). This is promising for future simple coupled modeling work in the Tropical Atlantic sector [*cf. Zebiak*, 1993]. There are of course larger limitations of such approach as compared to the Pacific considering the higher connection between the equatorial and the off equatorial variability in the Atlantic. The interaction with the seasonal cycle has also to be adequately considered. Despite these differences with the Pacific, our results suggest that mechanisms involving equatorial wave propagations like the delayed action oscillator and/or the zonal active feedback [*Picaut et al.*, 1997] that control the low frequency coupled variability in the Tropical Pacific, are potentially acting in the Tropical Atlantic. To investigate this issue, one first needs to quantify the contribution of the horizontal and vertical advection induced by equatorial waves to the changes in SST. This is work under progress.

Appendix A: Influence of temporal variability in the stratification on the baroclinic mode contributions

The baroclinic mode contributions to zonal current and pressure anomalies are estimated in three different ways: the estimation depends on how the stratification is allowed to evolve in time: First, the vertical structures are derived from the mean stratification (method). Second, the seasonal cycle in temperature and salinity is considered (method t12), third, the instantaneous density profiles are used to derive the vertical functions Fn (method t).

A1. Impact on CLIPPER vertical decomposition

Results are presented in Figure A1 as RMS difference maps for ZCA. The benchmark is the result of the projection on the steady vertical functions. On the left panels, maps of RMS difference between method $\bar{t}$ and method t are presented for the first four baroclinic modes. They show significant differences with the decomposition for which the temporal variability in N^2 is retained (method t). The RMS difference is of the order of 2 $cm.s^{-1}$ for modes 1, 2 and 4 on average over the basin. The baroclinic mode 3 exhibits a maximum RMS difference of 4 $cm.s^{-1}$ around 7°W at the equator. The differences are more important for modes 5 and 6 (6 $cm.s^{-1}$). This illustrates the large variability of thermocline depth and its impact on the baroclinic mode contributions. Results of method t are, however, difficult to interpret within linear theory which assumes a steady density background. It is indeed likely that a large part of the variability associated with rapid (relative to the low frequency motion that we are considering in this study, *i.e.* interannual propagating waves) changes in the thermal structure is associated to non-linear processes which includes modal dispersion induced by temporal change in the background stratification. This is consistent with the results of method $t_1 2$ which show smaller differences with method $\bar{t}$ (Figure A1, right panel), than method t (compared to method $\bar{t}$). The seasonal dependence impacts the gravest baroclinic modes 1, 2, and 3 with RMS differences of the order of 0.5-1 $cm.s^{-1}$. The largest differences are found for mode 2, in particular in the western part of the basin where the differences are of the order of the one observed between method and method t (¿2 $cm.s^{-1}$). For the high order baroclinic modes the difference is weak.

Table A1. Seasonal and Interannual varibility (RMS) of the wind stress coefficients P_n for the six first baroclinic modes

	Order of the baroclinic mode					
	1	2	3	4	5	6
Seasonal	0.042^a	0.075	0.236^a	0.054	0.197^a	0.090^a
Interannual	0.027	0.081^a	0.147	0.059^a	0.117	0.077

Because of the marked seasonal cycle of the thermocline depth [*duPenhoat and Treguier*, 1985], the wind projection coefficients exhibit significant seasonal variations as illustrated in Figure A2, which displays the seasonal cycle of P_n for the first six baroclinic modes, (to be evaluated along with Figure 9). Whereas P_1 varies by as much as 30% from winter to summer, P_3 varies by up to 100%. The shoaling of the thermocline in summer (July-August) leads to weaker value for P1 and larger values for P_3. P_2 has the weakest variations whereas P_6 presents a marked semi annual cycle consistently with the high frequency projecting preferentially on the higher-order modes. These seasonal variations are larger than the interannual variations for mode 1, 3, and 5, and are of the same order of magnitude than the interannual variations for mode 2 and 4 (see Table A1).

A2. Impact on the linear model results

When the longitudinal variation of the wind projection coefficients is taken into account in the linear model, the zone of maximum variability (RMS) of the summed-up contribution of modes 1 to 6 to ZCA is shifted eastward in longitude by 15°, in better agreement with the CLIPPER decomposition. Differences are largest for the high-order baroclinic modes. This shift of the spatial structure of the variability maps is associated with lower RMS variability for each baroclinic mode, compared to the run using . With the wind projection coefficients, for which the seasonal and longitudinal variability in Pn is retained, the linear model reproduces better the spatial structure of variability maps (RMS) of CLIPPER. The results show that the seasonal dependency of Pn impacts the high-order baroclinic modes (3-6) with an eastward shift of the zone of maximum variability of the order of 2-3°, compared to the model run without the seasonal dependency of

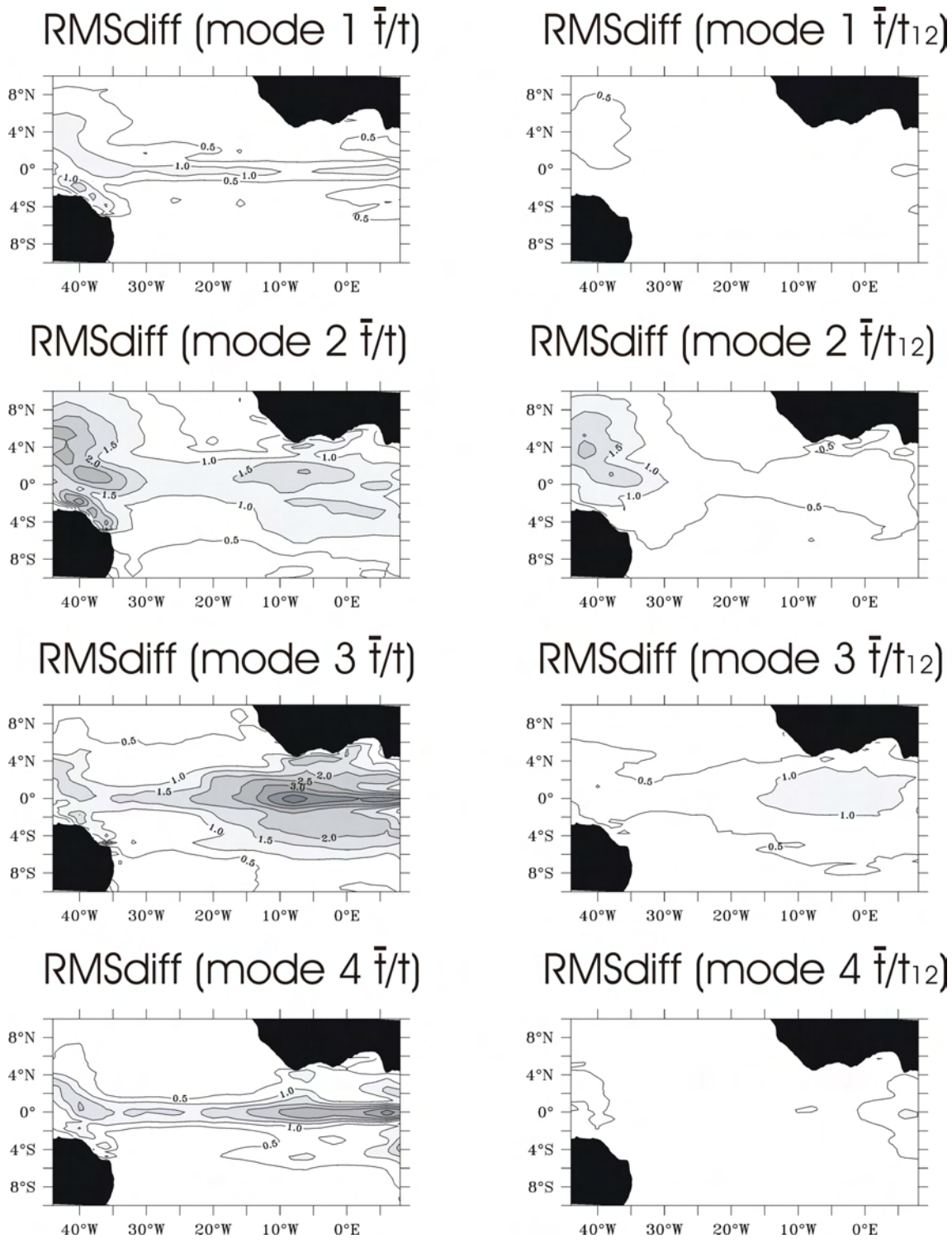


Figure A1. Map of RMS difference for CLIPPER ZCA (left panels) between the results of method $\bar{t}$ and method t and (right panels) between the results of method $\bar{t}$ and method t_{12} for the four gravest baroclinic modes over 1981-2000. Anomalies are relative to the seasonal cycle computed over 1981-2000. Unit is $cm.s^{-1}$. Contour interval is $cm.s^{-1}$. Values larger than 6 $cm.s^{-1}$ are shaded.

Pn. Correlation (RMS difference) between CLIPPER and the linear model for the summed-up contribution to SLA of the six first baroclinic modes is increased (decreased) by 0.1 (0.5cm) on average along the equator when considering the seasonal dependence of Pn. In addition, these parameterizations of the linear model yield to better agreement with the altimetric observations (Table A2).

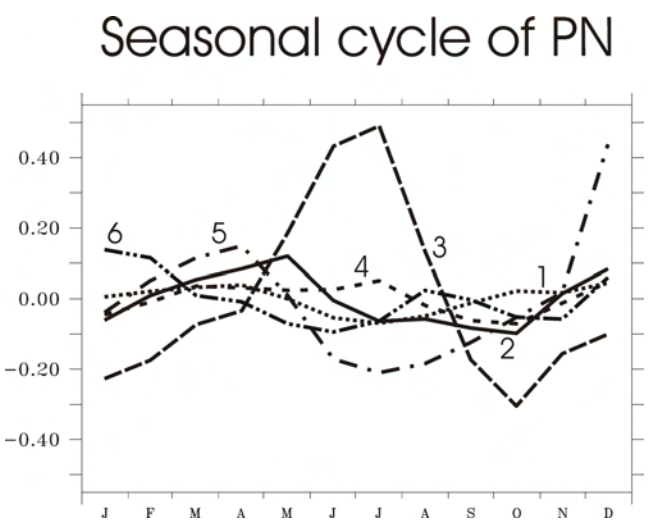


Figure A2. Seasonal variation of the wind projection coefficient of the linear model for the first six baroclinic modes in the ATL3@EQ region.

Appendix B: Horizontal mode decomposition

B1. Equation of the meridional velocity and its solutions

We are looking for the solutions of the linearized equations of the movement, as free waves: $q_n = Q_n(y) \times e^{i(k_n x - \omega_n t)}$, with q being u, v or h. This leads us to solve the differential equation for the meridional velocity:

$$v_{yy} + (\omega^2 - k^2 - k/\omega - y^2)v = 0 \qquad \text{(eq.B1)}$$

This equation is solved for low frequency long waves.

In the Tropical Pacific ocean, for simplicity, this equation is usually solved without longitudinal boundaries: it is the infinite meridional expansion case of *Cane and Sarachik* [1977] (hereafter CS77). In the Tropical Atlantic, the presence of longitudinally varying boundaries close to the equator in the Gulf of Guinea and near the South America coasts imposes new boundary conditions:

$$v(y) = 0 \text{ at } Y_S \text{ and } Y_N, \qquad \text{(eq.B2)}$$

Y_S and Y_N being the southern and the northern boundary respectively (eq. B2). The complete calculus are presented in *Cane and Sarachik* [1979] (hereafter CS79). The key steps of this calculation are briefly recalled below.

The eigenvalues of the dispersion equation verify that: $\omega_m^2 - k^2 - k/\omega_m = 2\mu_m + 1$, $m = 0, 1, 2, ..., \infty$. In the case of low frequency long waves, it simplifies as:

$$-k/\omega_m = 2\mu_m + 1, \qquad \text{(eq.B3)}$$

The solution to equation (B1) for the low frequency long wavelength approximation is:

$$v(y) = \qquad \text{(eq.B4)}$$
$$U(-\mu_m - 1/2, \sqrt{2}y) + bV(-\mu_m - 1/2, \sqrt{2}y),$$

The parameters b and μ_m are determined using equation (B2):

First, using the boundary condition (B2) at Y_N, we find:

$$b = -\frac{U(-\mu_m - 1/2, \sqrt{2}Y_N)}{V(-\mu_m - 1/2, \sqrt{2}Y_N)} \qquad (eq.B5)$$

Then, applying the boundary condition (B2) at Y_S yields to an equation for μ_m (this equation is solved numerically) :

$$U(-\mu_m - 1/2, -\sqrt{2}|Y_S|) \qquad \text{(eq.B6)}$$
$$-\frac{U(-\mu_m - 1/2, \sqrt{2}Y_N)}{V(-\mu_m - 1/2, \sqrt{2}Y_N)} \times V(-\mu_m - 1/2, -\sqrt{2}|Y_S|) = 0.$$

The eigenfunctions $v(y)$ form a complete orthogonal basis. For each baroclinic mode, a normalized version of these functions is defined as:

$$\Psi_{n,m}(y) = v_{n,m}(y) \times \left[\int_{Y_S}^{Y_N} v_{n,m}^2(y).dy \right]^{-1/2} \qquad (eq.B7)$$

Note that when Y_S and Y_N tend to the infinite, these functions tend to the well known complete basis of the Hermite functions established in the infinite meridional case.

Table A2. Comparison between observations (T/P+ERS, BL currents) and the linear simulation (summed-up contribution of mode 1 to 6) forced with ECMWF over 1992-2000 for the runs using $\overline{P_n(x = 14°W)}$, $\overline{P_n(x)}$ and $\overline{P_n(x = 14°W, t_{12})}$: RMS difference (Correlation) in the ATL3 region.

	$\overline{P_n(x = 14°W)}$	$\overline{P_n(x)}$	$\overline{P_n(x = 14°W, t_{12})}$
SLA	1.42(0.68)	1.3(0.70)	1.29(0.71)
ZCA	12.74(0.52)	11.33(0.60)	10.17(0.59)

B2. The complete basis of long-wavelength meridional modes

For each baroclinic mode (n), the Kelvin (-) and Anti-Kevin (+) meridional strucutures are defined as:

$$\mathbf{M}^{\pm}_{n,K} = \begin{bmatrix} \Psi^{\pm}_K(y) \\ 0 \\ \mp\Psi^{\pm}_K(y) \end{bmatrix} \qquad \text{(eq. B8)}$$

$$with\ \Psi^{\pm}_K(y) = e^{\pm y^2/2} \times \left[\int_{Y_S}^{Y_N} e^{\pm y^2}.dy\right]^{-1/2}.$$

A vector which has $v = 0$ and whose u and h components are proportional to the Rossby waves is defined as:

$$\mathbf{R}_{n,m}(y) = \begin{bmatrix} R^u_{n,m} \\ 0 \\ R^h_{n,m} \end{bmatrix} = \qquad \text{(eq. B9)}$$

$$\frac{1}{4\mu_{n,m}(\mu_{n,m}+1)} \begin{bmatrix} -(2\mu_{n,m}+1)\Psi'_{n,m} - y\Psi_{n,m} \\ 0 \\ (2\mu_{n,m}+1)y\Psi_{n,m} + \Psi'_{n,m} \end{bmatrix}$$

$R^u_{n,m}$ and $R^h_{n,m}$ are the horizontal structures of the m-meridional Rossby mode for the zonal velocity and the sea level, respectively.

In order to estimate the contribution of the different meridional modes (m), both pressure and zonal current anomaly contributions are projected onto the complete basis of long-wavelength meridional modes:

$$\begin{pmatrix} u_n \\ 0 \\ p_n \end{pmatrix} = a_{n,K^\pm}\mathbf{M}_{n,K^\pm} + \sum_{m=1}^{\infty} a_{n,m}\mathbf{R}_{n,m} \qquad \text{(eq. B10)}$$

$$with \quad a_{n,K^\pm} = \int_{Y_S}^{Y_N} \mathbf{M}_{n,K^\pm} \times \begin{pmatrix} u_n \\ 0 \\ p_n \end{pmatrix}.dy$$

$$and \quad a_{n,m} = \int_{Y_S}^{Y_N} \mathbf{R}_{n,m} \times \begin{pmatrix} u_n \\ 0 \\ p_n \end{pmatrix}.dy$$

The meridional structures for the Kelvin (K) mode and the first Rossby mode (R_1) are presented in Fig. B1 for the second baroclinic mode: there are no longer symmetric properties of the horizontal structures of the Kelvin and Rossby waves with respect to the equator.

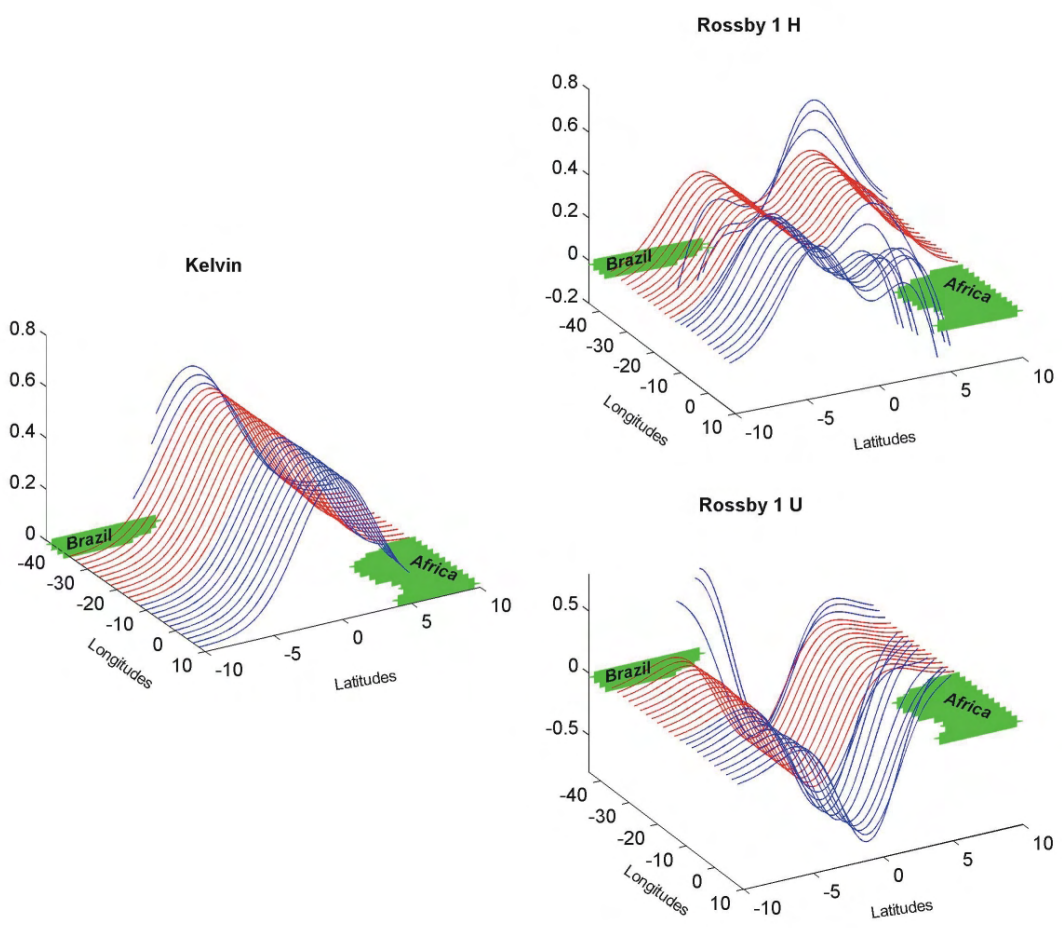


Figure B1. Horizontal structures associated to the K (left panel) and R_1 (right panels, pressure structure is displayed on top, and zonal current structure is displayed at the bottom) as a function of longitude and latitude. The blue curves correspond to structures modified by the presence of the coasts near the equator, whereas the red curves have the structure of the infinite meridional case (see text).

Acknowledgments. We are grateful to Sylvain Michel, A. M. Treguier, and the whole CLIPPER project team for the model outputs so kindly provided. We also thank the CERSAT and AVISO for the altimetric data. Fruitful discussions with Simona Masina were very helpful at the early stage of this study. We would also like to acknowledge Eric Greiner and Jean-Marc Molines for their help in computing the sea surface height. Part of this work was performed while the main author visited IRD-Nouméa for 5 *months*. Christian Colin (director of IRD-Nouméa) and Yves Gouriou were very instrumental in facilitating this stay. Finally, the main author wishes to thank her family and in particular Anthony Thevenin, for their encouragements during the course of this study.

References

Abramowitz, M. et I.A. Stegun, 1965, Handbook of Mathematical Functions, New York, Dover, 1046 pp.

Aceituno, P., 1988: On the functioning of the Southern Oscillation in the South American sector: Part I: Surface climate, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 505-524.

Arhan M., H. Mercier, B. Bourles and Y. Gouriou, 1998: Hydrographic sections across the Atlantic at 7°30N and 4°30S. *Deep-Sea Res.*, I, **45**, 829-872.

Arnault S., 1987: Tropical Atlantic Geostrophic Currents and Ship Drifts. *J. Geophys. Res.,* , **92**(C5), 5076-5088.

Arnault, S., Y. Menard and J. Merle, 1990: Observing the Tropical Atlantic Ocean in 1986-1987 from Altimetry, *J. Geophys. Res.,* , **95** (C10), 17921-17945.

Atlas, R., R. Hoffman, S. Bloom, J. Jusem, J. Ardizzone, 1996: A multi-year global surface wind velocity data set using SSM/I wind observations, Bull. *Am. Meteorol. Soc.*, **77**, 869-882.

Barnier, B. and the CLIPPER project team, 2000: 1/6° reference experiment, 1/6 Atlantic circulation model forced by the ECMWF climatology: preliminary results. LEGI report number CLIPPER-R2-2000, also available from *www.ifremer.fr/lpo/clipper*.

Barnier, B., L. Siefridt and P. Marchesiello, 1995: Thermal forcing for a global ocean circulation model using a three-year climatology of ECMWF analyses. *J. Marine Systems*, **6**, 363-380.

Bentamy, A., Y. Quilfen, F. Gohin, N. Grima, M. Lenaour and J. Servain, 1996: Determination and validation of average wind fields from ERS-1 scatterometer measurements. The Global Atmosphere and Ocean System, Vol **4**, pp. 1-29.

Blanke, B. and P. Delecluse, 1993: Variability of the Tropical Atlantic ocean simulated by general circulation model with two mixed layer physics. *J. Phys. Oceanogr.,* , **23**, 1363-1388.

Blumenthal, M. B. and M. A. Cane, 1989: Accounting for parameter uncertainties in model verification: An illustration with Tropical sea surface temperature. *J. Phys. Oceanogr.,* , **19**, 815-830.

Bonjean, F., and G .S.E. Lagerloef, 2002: Diagnostic Model and Analysis of the Surface Currents in the Tropical Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.,* , **32**, 2938-2954.

Bretherton, F. P., R. E. Davis, C. B. Fandry, 1976, A technique for objective analysis and design oceanographic experiments applied to mode-73. *Deep-Sea Res.*, **23**, 559-582.

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

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

Cane, M. A., and R. J. Patton, 1984, A numerical model for low frequency equatorial dynamics, *J. Phys. Oceanogr.,* , **14**, 1853-1863.

Carton, J. A. andB. Huang, 1994: Warm events in the tropical Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.,* , **24**, 888-903.

Chang, P., L. Ji, et H. Li, 1997: A decadal climate variation in the tropical Atlantic Ocean from thermodynamic air-sea interactions. *Nature*, **385**, 516-518.

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

Dewitte, B., G. Reverdin and C. Maes, 1999, Vertical structure of an OGCM simulation of the Tropical Pacific ocean in 1985-1994. *J. Phys. Oceanogr.,* , **29**, 1542-1570.

Dewitte B., S. Illig, L. Parent, Y. DuPenhoat, L. Gourdeau, J. Verron., 2003: Tropical Pacific baroclinic mode contribution and associated long waves for the 1994-1999 period from an assimilation experiment with altimetric data. *J. Geophys. Res.,* . , **108**(C4), 3121-3138.

Du Penhoat, Y., M.A. Cane, R.J. Patton, 1983: Reflections of low frequency equatorial waves on partial boundaries. Hydrodynamics of the Equatorial Ocean by J.C.J. Nihoul, (Ed.), 237-258.

Du Penhoat, Y., and A.-M. Treguier, 1985: The seasonal linear response of the Atlantic Ocean. *J. Phys. Oceanogr.,* , **15**, 316-329.

Du Penhoat Y. and Y. Gouriou, 1987: Hindcasts of equatorial sea surface dynamic height in the Atlantic in 1982-1984. *J. Geophys. Res.,* , **92**(C4), 3729-3740.

Enfield, D. B., and D. A. Mayer, 1997: Tropical Atlantic sea surface temperature variability and its relation to El Niño-Southern oscillation. *J. Geophys. Res.,* , **102**, 929-945.

Gent, R.G., K. O'Neill and M. A. Cane, 1983: A model of the semiannual oscillation in the equatorial indian ocean. *J. Phys. Oceanogr.,* , **13**, 2148-2160.

Gouriou, Y., C. Andrié, B. Bourlès, S. Freudenthal, S. Arnault, A. Aman, G. Eldin, Y. du Penhoat, F. Baurand, F. Gallois, and R. Chuchla, 200: Deep circulation in the Equatorial Atlantic Ocean. *Geophys. Res. Lett.,* , Vol. **28**, No. 5, 819-822.

Handoh, I.C., and G. R. Bigg, 2000, A self-sustaining climate mode in the Tropical Atlantic, 1995-97. Observations and modelling., *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **126**, 807-821.

Hisard, P., 1980: Observation de réponses de type "El Niño" dans l'Atlantique Tropical oriental-Golfe de Guinée. Ocean. *Acta*, **3**, 69-78.

Lagerloef, G.S.E., G.T. Mitchum, R.B. Lukas, P.P. Niiler, 1999: Tropical Pacific near-surface currents estimated from altimeter, wind, and drifter data, *J. Geophys. Res.,* , **104**, C10, 23,313-23,326

Le Traon P.Y., F. Nadal and N. Ducet, 1998: An improved mapping method of multi-satellite altimeter data. *J. Atmos. Ocean. Technol.*, **15**, 522-534.

Levitus, S., T.P. Boyer, M.E. Conkright, T. O'Brien, J. Antonov, C. Stephens, L. Stathoplos, D. Johnson, and R. Gelfeld (1998): World Ocean Database 1998 Volume 1: Introduction. NOAA Atlas NESDIS 18, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C.

Madec, G., P. Delecluse, M. Imbard and C. Levy, 1998: OPA 8.1 general circulation model reference manual, Notes de l'IPSL, Université P. et M. Curie, B102 T15-E2, 4 place Jussieu, Paris cedex 5, N°11, 91p. Marin, F. and Y. Gouriou, 2000: Heat fluxes across 7°30'N and 4°30'S in the Atlantic Ocean. Part I. *Deep-Sea Res.*, **47**, 2111-2139.

Masina S., N. Pinardi, A. Navarra, 2001 : A global ocean temperature and altimeter data assimilation system for studies of climate variability. *Climate dynamics.*, **17**(9) 687-700.

Mellor, J.L. and X.-H. Wang, 1996: Pressure compensation and the bottom boundary layer. *J. Phys. Oceanogr.,* , **26**, 2214-2222.

Merle J.M., M. Fieux and P. Hisard, 1980: Annual signal and interannual anomalies of sea surface temperatures in the eastern equatorial Atlantic ocean. *Deep-Sea Research*, GATE Suppl. II to V, **26**, 77-102.

Millero F.J. and A. Poisson, 1981: International one-atmosphere equation of state of seawater. *Deep-Sea Res.*, **28**, 625-629.

Nobre, P. and J. Shukla, 1996: Variations of sea surface temperature, wind stress, and rainfall over the TropicalAtlantic and South America. *J. Climate*, **9**, 2464-2479.

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

Philander, S.G.H., 1986: Unusual conditions in the Tropical Atlantic Ocean in 1984. *Nature*, **322**, 236-238.

Picaut J., J Servain, A. J. Busalacchi, and M. Seva, 1984: Interannual variability versus seasonal variability in rthe Tropical Atlantic. *Geophys. Res. Lett.,* , Vol. **11**, No. 8, 787-790.

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

Rajagopalan, B., Y. Kushnir, Y.M. Tourre, 1998: Observed mid-latitude and tropical Atlantic climate variability. *Geophys. Res. Lett.,* , Vol. **25**(21), 3967-3970.

Reynaud T., P. Legrand, H. Mercier and B. Barnier, 1998: A new analysis of hydrographic data in the Atlantic and its application to an inverse modelling study. *International WOCE Newsletter*, No **32**, 29-31.

Reynolds, R. W., and T. M. Smith, 1994: Improved global sea surface temperature analyses using optimum interpolation. *J. Climate*, **7**, 929-948.

Richardson, P. L. and T. K. McKee, 1984: Average Seasonal Variation of the Atlantic North Equatorial Countercurrent from ship drift data. *J. Phys. Oceanogr.,* , **14**, 1226-1238.

Sciremammano Jr., F., 1979: A suggestion for the presentation of correlations and their significance. *J. Phys. Oceanogr.,* , **9**, 1273-1276.

Servain J., 1991: Simple climatic indices for the Tropical Atlantic Ocean and some applications. *J. Geophys. Res.,* , **96**, 15,137-15,146.

Servain, J., J. N. Stricherz, and D. M. Legler, 1997: TOGA Pseudo-stress Atlas 1985-1994, Volume I: Atlantic Ocean, Florida State University, Tallahassee, FL, **158** pp.

Servain, J., I. Wainer, J. P. McCreary, and A. Dessier, 1999: Relationship between the equatorial and meridional modes of climatic variability in the Tropical Atlantic,*Geophys. Res. Lett.,* , **26**, 485-488.

Servain, J., I. Wainer, H. L. Ayina, and H. Roquet, 2000: The relationship between the simulated climatic variability modes of the Tropical Atlantic. Int. *J. Climatol.*, **20**, 939-953.

Sutton, R. T., S. P. Jewson, and D. P. Rowell, 2000: The elements of climate variability in the Tropical Atlantic region. *J. Climate*, **13**, 3261-3284.

Tourre Y., B. Rajagopalan, Y. Kushnir, 1999: Dominant patterns of climate variability in the Atlantic Ocean during the last 136 years. *J. Climate*, **12**, 2285-2299.

Treguier, A.M, B. Barnier, A. P. de Miranda, J.M. Molines, N. Grima, M. Imbard, G. Madec, C Messager, T Reynaud, S Michel, 2001: An eddy permitting model of the Atlantic Circulation: evaluating open boundary conditions. *J. Geophys. Res.,* , **106**, 22115-22129.

Vauclair, F., and Y. du Penhoat, 2001: Interannual variability of the upper layer of the Atlantic Ocean from in situ data between 1979 and 1999. *Climate Dynamics.*, **17**, 527-546.

Wang C., 2002: Atlantic climate variability and its associated atmospheric circulation cells. *J. Climate*,**15**, 1516-1536.

Weare, B. C., 1977: Emperical orthogonal analysis of Atlantic Ocean surface temperatures. Quart. *J. Roy. Meteor. Soc.*, **103**, 467-478.

Zebiak S. E., 1993: Air-Sea interaction in the equatorial Atlantic region. *J. Climate*, **6**, 1567-1586.

2.6 Résumé et Discussion

Dans ce chapitre, nous avons effectué une décomposition en ondes équatoriales des sorties d'une simulation d'un OGCM, que nous avions préalablement validée avec des observations. Dans un premier temps, l'analyse de la structure verticale a révélé une dominance de la contribution du second mode barocline aux anomalies de courants zonaux et de niveau de la mer, mais aussi l'importance de la contribution des modes baroclines inférieurs à 6. Cette contribution présente des caractéristiques claires de propagations horizontales selon les modes méridiens de la théorie linéaire.

Les caractéristiques de ces propagations sont comparées à celles d'un modèle linéaire (OLM), dont les paramètres ont été ajustés d'après les résultats de la décomposition en modes baroclines de CLIPPER. Les simulations de ce modèle linéaire sont en très bon accord avec les observations : dans la bande équatoriale (5°S-5°N), les performances du modèle linéaire sont équivalentes, voire légèrement supérieures, à celles de CLIPPER. Ces résultats suggèrent non seulement que des propagations d'ondes longues équatoriales devraient être observables en Atlantique Équatorial, mais aussi qu'elles expliquent une grande partie de la variabilité et ont un rôle important dans l'ajustement de l'océan Atlantique Équatorial au forçage du vent.

Cette étude a mis à notre disposition un outil numérique, l'OLM, que nous allons exploiter dans le reste de cette thèse, pour analyser le rôle des ondes équatoriales sur le mode de variabilité équatorial et les mécanismes de télé-connexions entre les océan tropicaux Pacifique et Atlantique. De plus, ce travail sur la décomposition en mode barocline et sur l'extraction de la variabilité en ondes longues équatoriales a débouché sur des études annexes, menées en collaboration avec d'autres chercheurs. Nous les présentons brièvement ici.

2.6.1 Décomposition des signaux altimétriques en ondes équatoriales

Les résultats obtenus avec la simulation CLIPPER et l'accord entre les sorties du modèle linéaire et les observations nous amènent à penser que les ondes équatoriales devraient être observables en Atlantique Tropical dans les signaux des altimètres TOPEX/POSEIDON et JASON. Nous avons tenté d'appliquer des techniques similaires à celles utilisées dans le Pacifique Équatorial pour déduire les coefficients des ondes à partir de la seule information du niveau de la mer fournie par l'altimétrie [*Boulanger et Menkes*, 1995]. Ce travail a été réalisé en collaboration avec Thomas Barrois-Herveux durant son stage de fin d'études (INSA Rouen).

Nous avons tout d'abord fait l'approximation que toute la variabilité se projetait sur le second mode barocline. Les résultats ont permis d'extraire des ondes se propageant vers l'Est et vers l'Ouest, mais les vitesses de celles-ci n'étaient pas en accord avec les valeurs théoriques attendues. Cette échec confirme que l'océan Atlantique est plus complexe (géométrie des côtes, forçage atmosphérique) que son voisin le Pacifique Tropical, et qu'un nombre plus important de modes baroclines est nécessaire pour l'explication de la variabilité observée.

Nous avons alors tenté d'utiliser les informations concernant le poids des modes baroclines obtenus lors de la décomposition de CLIPPER. Cependant, cette méthode n'a pas permis d'obtenir des résultats probants.

Ainsi des méthodes adaptées au bassin Atlantique Tropical doivent être développées, pour l'interprétation des signaux altimétriques en ondes longues équatoriales. Néanmoins, une manière détournée consiste en l'analyse de simulations numériques d'OGCM dans lesquelles le signal altimétrique est assimilé.

2.6.2 Études des simulations MERCATOR

Dans ce contexte, nous avons participé aux appels d'offres du projet MERCATOR. Nous avons proposé de quantifier l'impact de l'assimilation dans les simulations de données observées, à partir des résultats de la décomposition en modes baroclines des sorties MERCATOR. Ce travail s'appuyait sur l'étude de *Dewitte et al.* [2003] et *Illig et al.* [2004]. Nous nous sommes focalisés sur l'analyse de l'expérience de contrôle, sans assimilation, et de la simulation SAM1-V1, dans laquelle des données altimétriques du niveau de la mer avaient été assimilées. Ce diagnostic original a pour avantage d'intégrer l'information sur toute la colonne d'eau et de différencier les échelles verticales de plus en plus fines. Il s'agissait aussi d'analyser l'impact de l'assimilation (SAM1-V1) sur la dynamique d'onde.

Le diagnostic proposé s'est révélé être utile pour caractériser l'impact de l'assimilation sur les échelles verticales de la variabilité. Il a en outre permis de cibler les zones (horizontales et verticales) où l'assimilation a le plus d'impact et de l'interpréter physiquement.

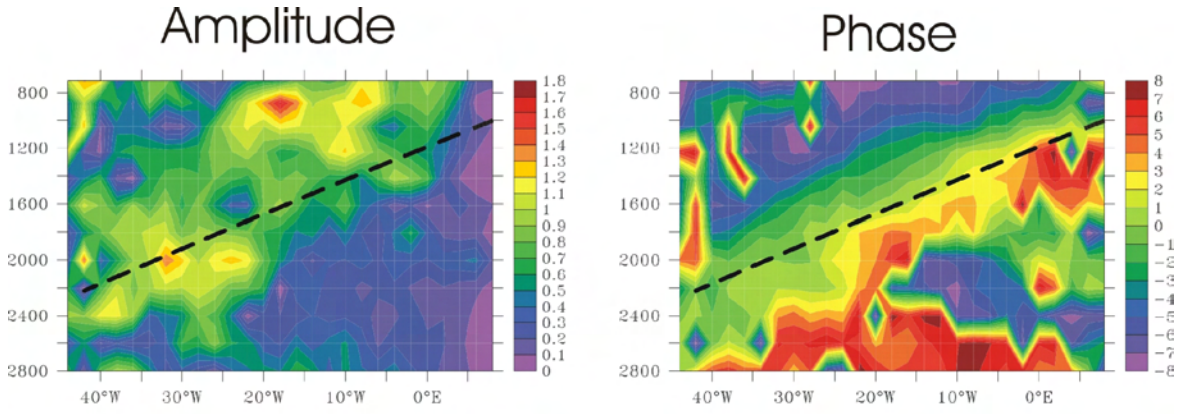


FIG. 2.12: *Section zonale de l'harmonique à 16 mois des anomalies de courants zonaux le long de l'équateur : Amplitude (gauche) et Phase (droite) entre* $700m$ *et* $2800m$ *de profondeur. La phase est en mois. La ligne pointillée est le rayon* WKB *calculé pour l'onde de Rossby du premier mode méridien. La figure montre une zone de forte amplitude là où les lignes de phase sont parallèles, suggérant une propagation verticale du signal*

2.6.3 Propagation verticale d'énergie

Étant donné la forte variabilité de la structure verticale aux échelles de temps interannuelles, il est permis, comme pour les échelles de temps annuelles et semi-annuelles [*Thierry et al*. 2003] de s'interroger sur les éventuelles propagations verticales d'énergie en Atlantique aux basses fréquences. Cette question est d'autant plus pertinente que l'Atlantique Tropical favorise des fréquences de la variabilité très spécifiques (en particulier autour des fréquences bi-annuelles), comme nous le verrons dans le chapitre 3. Nous ne rappelons pas ici les aspects de la théorie linéaire qui permettent d'interpréter un signal se propageant sur la verticale [*Dewitte*, 1998 ; *Dewitte et Reverdin*, 2000 ; *Thierry et al*., 2003]. Des calculs ont été menés sur les sorties de CLIPPER qui suggèrent que de tels processus opèrent dans la simulation aux échelles de temps inter-annuelles. Nous l'illustrons ici en présentant l'harmonique à 16 mois des courants zonaux, qui fait apparaître des propagations verticales d'énergie, en accord avec le rayon WKB $\left(\frac{dz}{dx} = \frac{2m+1}{N(x,z)}\right)$ de l'onde de Rossby du premier mode méridien. A notre connaissance, les propagations verticales aux échelles de temps inter-annuelles n'ont pas encore été étudiées. Ces premiers résultats sont encourageants pour étudier plus en détails les processus de propagation verticale d'énergie aux basses fréquences en Atlantique Tropical.

2.6.4 Étude des *Benguela Niños*, collaboration avec l'Université de Cape Town

Notre étude des ondes équatoriales a des implications pour l'étude de la variabilité près des côtes Africaines. En effet, on observe une variabilité inter-annuelle de l'upwelling Africain (Angola) qui peut donner lieu à des événements chauds le long des côtes de l'Angola et de la Namibie : les *Benguela Niños* [*Shannon et al*., 1986]. Cette variabilité est en partie associée au signal équatorial par le biais des ondes piégées à la côte (ondes de Kelvin côtières). Il a par exemple été démontré que les *Benguela Niños* de 1984 et 1995 ont été forcés à distance par le relâchement des Alizés dans la parie Ouest du bassin Atlantique Équatorial [*Reverdin et al*., 1991 ; *Carton et Huang* 1994 ; *Florenchie et al*. 2003 ; *Florenchie et al*. 2004]. La question de la structure verticale des ondes de Kelvin équatoriales devient alors cruciale lorsqu'il faut préciser les temps de transmission des signaux depuis l'équateur jusqu'aux latitudes allant de 10°S à 25°S. Ceci est illustré ici par les résultats d'une étude réalisée en collaboration avec Mathieu Rouault, C. Bartholomae, C.J.C. Reason and A. Bentamy. Nous avons utilisé notre modèle linéaire pour mettre en évidence des propagations d'ondes équatoriales pouvant être à l'origine du *Benguela Niños* observé en 2001 (*cf.* Fig. 2.13). Nous avons ensuite confronté nos résultats aux données altimétriques. Cette collaboration scientifique a abouti à la rédaction d'un article intitulé "Propagation and origin of warm anomalies in the Angola Benguela upwelling system in 2001", soumis pour publication dans *Journal of Marine Research*.

Propagation and origin of warm anomalies in the Angola Benguela upwelling system in 2001

by M. Rouault[1], S. Illig[2], C. Bartholomae[3], C.J.C. Reason[1] and A. Bentamy[4]

[1] Oceanography Department, University of Cape Town, Rondebosch 7701, South Africa

[2] Laboratoire d'Études en Géophysique et Océanographie Spatiale (LEGOS), Toulouse, France

[3] Ministry of Fisheries and Marine Resources (MFMR), Windhoek 13355, Namibia

[4] Institut Français pour la Recherche et l'Exploitation de la Mer (IFREMER), Plouzane, France

Submitted to Journal of Marine Research

Résumé :

Nous analysons l'événement inter-annuel chaud qui s'est produit dans le système d'upwelling du Benguela à la fin de l'été austral 2001. Les données de température de surface issues du Tropical Rainfall Mission Microwave Imager (TRMM/TMI) montrent des températures anormalement chaudes le long des côtes de l'Angola et de la Namibie, avec une extension zonale de 1 à 4 degrés (*cf.* Fig. 2.13), et qui ont persisté près de trois mois. Nous montrons que ces anomalies ne sont pas dues à des interactions océan-atmosphère locales ou à une relaxation des vents favorables à l'upwelling. Cet événement est directement lié à la variabilité de Atlantique équatorial. A l'aide de données satellites et d'un modèle linéaire, nous suggérons que la relâche des Alizés le long de l'équateur en Janvier-Février 2001 à forcé des ondes de Kelvin équatoriales de downwelling. Les anomalies positives du niveau de la mer associées ont mis environ un mois pour atteindre le fond du Golfe de Guinée et se sont ensuite propagées le long des côtes Africaines. En accord avec ce procédé, une pénétration d'eaux chaudes et salées, d'origine tropicale, dans le système d'upwelling du Benguela est observé dans les données *in situ*.

Abstract :

Warmer than average sea surface temperature were observed by the Tropical Rainfall Mission Microwave Imager in the Angola Benguela Current system in late austral summer 2001 (*cf.* Fig. 2.13) and persisted for about three months. These coastal anomalies extended offshore by 1 to 4 degrees and were not due to local ocean atmosphere interaction or relaxation of the upwelling favorable southerly winds. Instead, they were remotely forced by ocean atmosphere interaction in the Tropical Atlantic. Satellite remote sensing and a linear ocean model suggest that relaxation of trade winds along the equator triggered equatorial downwelling Kelvin waves that crossed the basin within a month in early 2001. Westerly wind anomalies were also observed in December 2000 and January 2001 over most of the Tropical Atlantic contributing to an enhancement of the oceanic seasonal cycle. This led to abnormal sea level heights near equatorial Africa that propagated southwards along the coast towards the Angola Benguela Frontal zone. This process induced an increased penetration of warm and salty water of tropical origin into the Angola Benguela upwelling system.



Citation : Rouault, M., S. Illig, C. Bartholomae, C.J.C. Reason and A. Bentamy (2006), Propagation and origin of warm anomalies in the Angola Benguela upwelling system in 2001, *J. Mar. Res., submitted*.

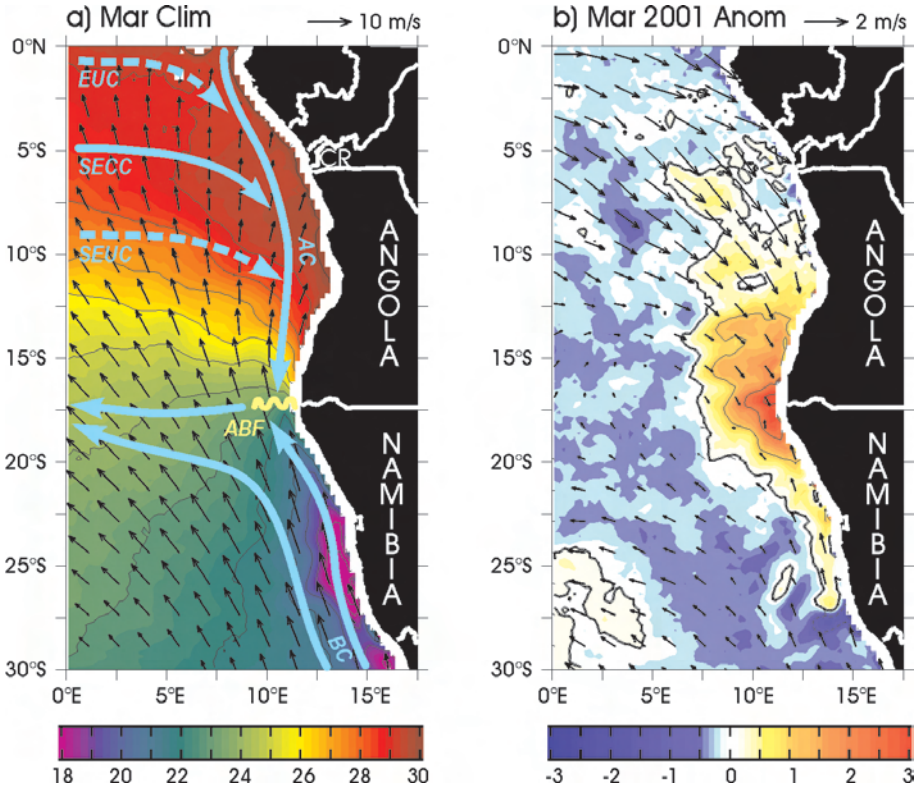


FIG. 2.13: *a) Schéma des principales structures océanographiques de l'Atlantique Tropical Sud-Est à la fin de l'été austral : SST (données TRMM/TMI) et vent de surface (données QuikSCAT) au mois de Mars. Les climatologies ont été estimées sur la période 2000-2005. Les principales structures sont : l'EUC, le Contre Courant Sud Équatorial (SECC, de l'Anglais : South Equatorial Counter Current), le SEUC, la rivière du Congo (CR, de l'Anglais : Congo River), le Courant d'Angola (AC, de l'Anglais : Angola Current) et le Courant du Bengale (BC, de l'Anglais : Benguela Current). b) Anomalies inter-annuelles de la SST et les vents de surface en Mars 2001. Les anomalies sont estimées par rapport à la climatologie calculée sur la période 2000-2005. La SST est en °C. L'échelle des flèches est présentée en haut à droite de chaque figure.*

Chapitre 3

Rôle du Couplage Local en Atlantique Tropical et Influence du Pacifique

Au cours des 15 dernières années, notre compréhension du phénomène El Niño a considérablement progressé, améliorant significativement les prévisions saisonnières. Ceci a permis de s'intéresser aux télé-connexions d'ENSO, ainsi que la variabilité des régions influencées par la variabilité du Pacifique Tropical. L'Atlantique Tropical est une région fortement influencée par le Pacifique et dont la variabilité océanique influe non seulement le climat Africain, mais aussi celui de l'Europe.

Nous voulons dans ce chapitre tenter de répondre aux questions suivantes :

1. Quel est le lien entre la variabilité associée aux ondes longues équatoriales et le **mode équatorial** ?

2. Quelles sont les caractéristiques du mode de variabilité que peuvent soutenir les interactions océan-atmosphère en Atlantique Équatorial, sans forçage externe ?

3. Quelle est la part de la variabilité en Atlantique Équatorial forcée par celle du Pacifique Tropical ?

4. Quelle est le rôle de la variabilité en Atlantique Tropical Nord, consécutive à un événement El Niño dans le Pacifique, sur la variabilité équatoriale ?

Nous proposons d'aborder les questions suivantes à l'aide d'un modèle couplé océan-atmosphère. L'étude qui suit a été publiée dans *Journal of Climate* en 2006. Avant de présenter cet article en anglais, nous allons, dans un premier temps, décrire les différentes composantes du modèle couplé utilisé. Nous présenterons alors la stratégie de couplage adoptée. Nous terminerons par l'analyse d'un événement particulier : l'événement chaud de 1996. Cette étude a été publiée dans *Geophysical Research Letter* en mai 2006.

3.1 Quelques Considérations Préliminaires

Dans ce chapitre, nous allons étudier les rôles respectifs du couplage local en Atlantique Équatorial et des télé-connexions à l'aide d'un modèle couplé de complexité intermédiaire. Avant de présenter celui-ci, nous désirons revenir sur quelques aspects fondamentaux concernant nos objectifs.

3.1.1 Quelques statistiques simples

Dans le premier chapitre, nous avons décrit en détails les mécanismes de télé-connexions entre la variabilité du Pacifique et celle de l'Atlantique Tropical, suggérés dans différentes études. Nous avons vu que la variabilité de type El Niño influe principalement sur la variabilité de l'Atlantique Tropical Nord, en créant des conditions anormalement chaudes au printemps boréal consécutif à un événement chaud dans le Pacifique Tropical. Les études concernant les influences du Pacifique sur la variabilité océanique de l'Atlantique Équatorial sont moins catégoriques. Il est reconnu que la modification des cellules atmosphériques de Walker tend à renforcer les Alizés de Sud-Est, mais la question de la création d'un événement froid dans la partie Est du bassin équatorial ne fait pas l'unanimité.

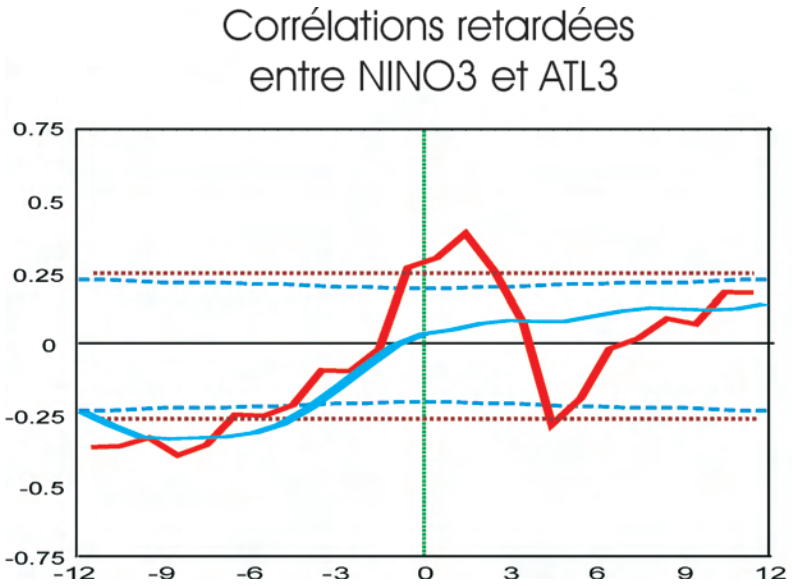


FIG. *3.1: Corrélations retardées entre les indices NINO3 du Pacifique et ATL3 en Atlantique Équatorial à partir des données en* SST *de Reynolds sur la période 1950-2003 (bleu). En rouge, les corrélations entre les moyennes temporelles de Décembre, Janvier et Février de l'indice NINO3 et l'indice ATL3. Les valeurs positives du décalage des séries temporelles sont représentatives du retard de l'Atlantique par rapport au Pacifique. Les courbes en pointilles sont représentatives de la significativité à 95% des corrélations [Sciremamano, 1979].*

Dans ce contexte, nous avons effectué quelques tests statistiques sur des séries temporelles issues d'observations. La figure 3.1 présente les corrélations calculées à partir des séries temporelles mensuelles d'anomalies inter-annuelles de SST du Pacifique Tropical Est (indice NINO3) et de l'Atlantique Équatorial Est (indice ATL3). Pour prendre en compte les échelles de temps des mécanismes de télé-connexions, nous présentons des corrélations retardées. La courbe bleue présente les résultats obtenus avec les séries temporelles de 54×12 pas de temps, tandis que la courbe rouge a été déterminée en calculant les corrélations entre l'indice NINO3 moyenné pour les mois de Décembre, Janvier et Février et l'indice ATL3 pris successivement en chacun des mois de l'année. On observe que la courbe rouge, qui prend explicitement en considération la dépendance saisonnière des mécanismes de télé-connexions, montre que la variabilité en Atlantique Équatorial a tendance à faire apparaître un événement froid en été boréal consécutivement à un événement El Niño dans le Pacifique Tropical, dont la phase mature se situe en hiver boréal. Les corrélations retardées standards auraient quant à elles tendance à montrer que la variabilité de l'Atlantique Équatorial avec un retard de 6 mois est corrélée avec celle du Pacifique. Néanmoins, ces dernières statistiques ne sont pas significatives, contrairement aux précédentes.

Ce simple test montre que l'étude des mécanismes de télé-connexions entre le Pacifique et l'Atlantique Tropical est complexe. Le choix de la méthodologie adoptée est fondamental pour cette étude. Nous avons décidé d'aborder ce problème par l'utilisation d'un modèle couplé de l'Atlantique Tropical.

3.1.2 Echelles temporelles de variabilité du couplage local

La première étude de la variabilité couplée en Atlantique Équatorial a été menée par *Zebiak* [1993]. Les principaux résultats suggèrent que les échelles de temps de cette variabilité sont de l'ordre de 4 ans, mais que ce mode est amorti. La présence d'un forçage externe est nécessaire pour le maintien de la variabilité équatoriale. Néanmoins, *Latif et Grötzner* [2000], suggèrent que les échelles de temps de la variabilité observées ne sont pas compatibles avec une oscillation de période 4 ans. Ils identifient la signature du couplage local dans une gamme de fréquences proche des fréquences bi-annuelles.

D'après les études de *Jin* [1997a,b], ce sont les caractéristiques de la structure moyenne océanique (profondeur de la thermocline, courants moyens...) qui déterminent les périodes privilégiées du couplage. Dans leurs études du Pacifique Tropical, ils développent un modèle couplé conceptuel pour étudier les échelles temporelles du couplage et analyser les contributions respectives des advections horizontales et verticale à celui-ci. Ainsi, nous avons adapté ce modèle théorique très simple aux caractéristiques de notre domaine d'étude.

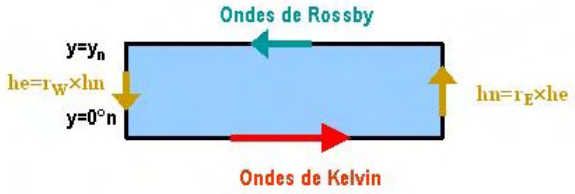


FIG. 3.2: *Représentation schématique du modèle conceptuel de An et Jin [2000] ("Two-stripped model")*

Le modèle de *An et Jin* [2000] est basé sur une représentation de l'océan en deux bandes longitudinales qui correspondent respectivement au guide d'onde équatorial et à la latitude privilégiée des propagations des ondes de Rossby (Fig. 3.2).

$$(\frac{\partial}{\partial t} + \epsilon_m)(h_e - h_n) + \frac{\partial h_e}{\partial x} = \tau_{xe} \quad \text{avec} \quad h_e = r_W h_n \text{ en } x = x_W \tag{3.1a}$$

$$(\frac{\partial}{\partial t} + \epsilon_m)(h_n) + \frac{\partial}{\partial x}(h_n/y_N^2) = \frac{\partial}{\partial y}(\tau_x/y)|_{y=y_n} \quad \text{avec} \quad h_n = r_E h_e \text{ en } x = x_E \tag{3.1b}$$

$$(\frac{\partial T_e}{\partial t} = -c(x)T_e + \gamma(x)h_e + a(x)(h_e - h_n) \tag{3.1c}$$

où h_e et h_n sont les profondeurs de la thermocline le long de l'équateur et à la latitude y_n, et r_W et r_E sont les coefficients de réflexion aux frontières Ouest et Est. $\epsilon_m = (1/10.45\text{mois}^{-1})$. T_e est la température le long de l'équateur. Elle dépend de la profondeur de la thermocline et de l'advection horizontale à travers les coefficient $\gamma(x)$ et $a(x)$, c(x) étant égal à $1/125\text{jours}^{-1}$.

Une telle représentation suppose une symétrie méridienne du bassin et fait l'approximation que toute la variabilité se projette sur un seul mode barocline. Pour notre étude, nous avons choisi les paramètres associés au second mode barocline avec une résolution horizontale égale à 2°. Un modèle thermodynamique linéaire simulant la température le long de l'équateur est ensuite adapté, en utilisant les valeurs des courants moyens, de la profondeur de la thermocline, du gradient vertical de température à la base de la couche de mélange, moyennés dans la bande méridienne 3°S-3°N. Un modèle atmosphérique statistique est ensuite implémenté, simulant les anomalies de la tension zonale du vent le long de l'équateur à partir des anomalies de la température de surface le long de l'équateur simulées par le modèle thermodynamique. Ainsi, ce modèle couplé très conceptuel ne prend pas en compte le rôle des flux de chaleur, du vent méridien et des interactions entre la variabilité interannuelle et le cycle saisonnier.

Cette étude de stabilité comprend une analyse de la croissance de perturbations, ce qui inclut le calcul de valeurs et vecteurs propres du système linéaire ainsi formé.Les résultats de ce modèle conceptuel, implémenté avec les paramètres les plus réalistes possibles, sont présentés sur la figure 3.3. Sur cette figure sont présentées les valeurs propres (couples taux de croissance-fréquence) associées à la résolution de ce modèle pour différents coefficients

de couplage. Nous observons immédiatement que, dans des gammes de coefficients de couplage réalistes, les modes de variabilité simulés présentent des taux de croissance inférieurs à 1, caractéristique d'oscillations amorties. Les échelles temporelles associées à un coefficient de couplage de 1 sont proches des fréquences bi-annuelles. Ces résultats sont en accord avec les résultats de *Latif et Grötzner* [2000].

Néanmoins, les simulations de ce modèle conceptuel sont très sensibles aux paramètres imposés, et en particulier aux coefficients de réflexions des ondes aux frontières Est et Ouest. De plus la formulation trop simpliste du modèle rend impossible la prise en considération des interactions non linéaires avec le cycle saisonnier. Un modèle couplé plus réaliste semble donc plus adapté à l'étude de la variabilité en Atlantique Équatorial.

3.2 Le Modèle Couplé : TIMACS

Nous avons développé un modèle couplé océan atmosphère de l'Atlantique Tropical. Ce modèle baptisé TIMACS, pour « Tropical Intermediate coupled Model for Atlantic Climate Studies », est de complexité intermédiaire. En effet, chacune des composantes de ce modèle est un modèle relativement simple, dont les coûts de calculs sont faibles. Néanmoins, comme nous allons le voir dans ce chapitre, les modèles atmosphérique et océanique qui constituent TIMACS, ont des performances remarquables en mode forcé.

3.2.1 La composante océanique

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que la dynamique associée aux ondes longues équatoriales expliquait de manière réaliste la variabilité observée en Atlantique Équatorial. Dans la bande 5°S-5°N, les capacités du modèle linéaire à simuler les anomalies inter-annuelles de SST que nous avons développé dépassent celles de l'OGCM CLIPPER. Ce modèle linéaire constitue donc un outil idéal, facile à analyser. De ce fait, la composante océanique du modèle TIMACS consiste en un couplage de ce modèle linéaire avec un modèle de température dans la couche de mélange simplifié, similaire à celui de *Zebiak et Cane* [1987], mais avec des états moyens différents et une paramétrisation originale du gradient vertical de température. La formulation de ce modèle de couche de mélange écrit en anomalies inter-annuelles est détaillée dans le manuscrit de l'article présenté dans la section suivante. Notons néanmoins que ce modèle est non linéaire et utilise pour tous ces états moyens une dépendance saisonnière, qui nous permet de simuler en partie les interactions entre le cycle saisonnier et la variabilité inter-annuelle. Il inclut aussi une contribution plus réaliste des flux de chaleur à l'interface air-mer, comparée à la formulation utilisée dans *Zebiak* [1993].

Dans le chapitre précédent, nous avons effectué une validation de notre modèle océanique (Figure 2.9), forcé par différents produits de vents. Les résultats obtenus sont très encourageants pour envisager d'inclure cette composante océanique dans notre modèle couplé.

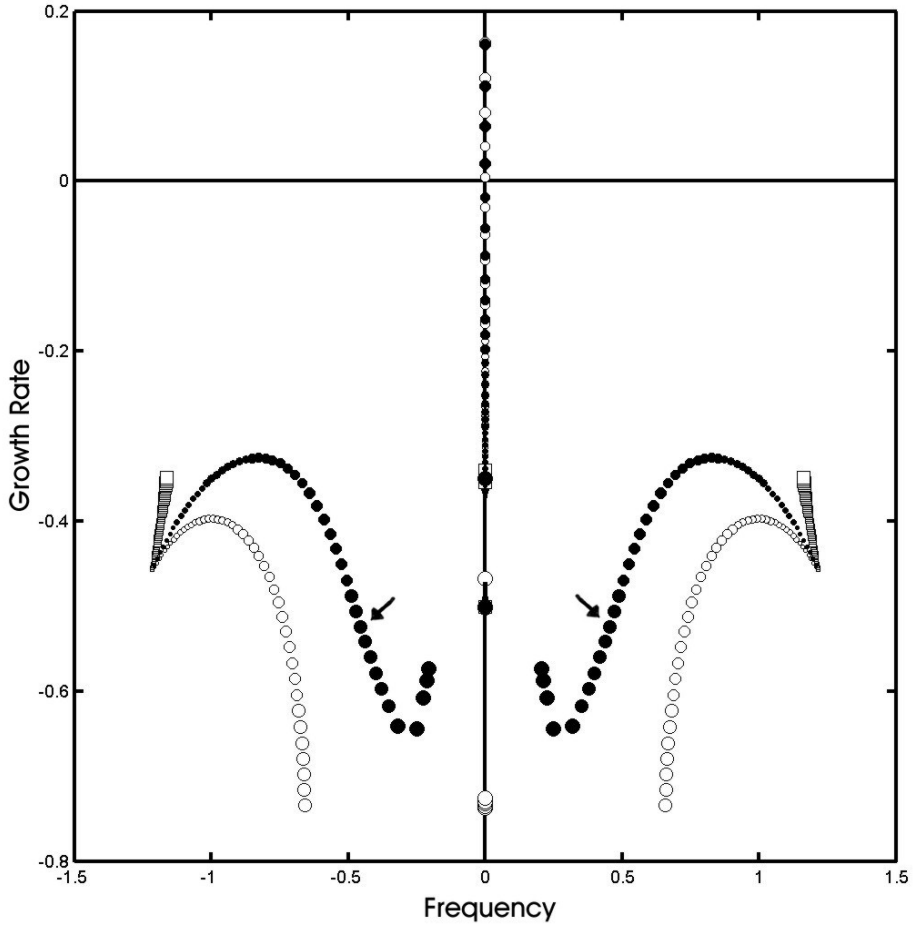


FIG. *3.3: Représentation des valeurs propres du modèle conceptuel de An et Jin [2000], adapté à l'étude de la variabilité couplée en Atlantique Tropical pour différents coefficients de couplage (cercles pleins). Rôle des advections horizontales (carrés) et verticale (cercles vides). Les valeurs des coefficients de couplage sont représentées par la taille des symboles (de 0,025 à 1.25 avec un incrément de 0,025). La valeur propre obtenue pour l'expérience autorisant les contributions conjointes des advections, pour un coefficient de couplage égal à 1 est pointée avec une flèche. Les paramètres du modèle sont : vitesse des ondes=1.39 m/s, coefficient de réflections aux frontières Ouest et Est égal à 0,65 et 0,75, latitude (adimentionnée) de la bande Nord=2.*

3.2.2 Le modèle atmosphérique

Il existe des modèles atmosphériques dits *intermédiaires* qui peuvent traiter la convection, les flux radiatifs et les nuages, d'une façon plus réaliste que les modèles *simples* ou de type Gill [*Gill*, 1980]. Par exemple, les modèles atmosphériques QTCM[1] développé à UCLA[2] [*Neelin et Zeng*, 2000 ; *Zeng et al.*, 2000] et de Wang [*Wang et Li*, 1993 ; *Fu et Wang*, 1999] exploitent les contraintes sur l'écoulement par la paramétrisation de la convection avec les fermetures de quasi-équilibre pour QTCM et par des relations non linéaires avec la SST pour le modèle de Wang. Ces modèles atmosphériques, en mode forcé, ont les capacités de reproduire les principales caractéristiques de la circulation atmosphérique tropicale.

Nous avons testé les capacités de ces deux modèles atmosphérique en mode forcé et couplé. Dans un contexte forcé, la représentation des flux de chaleur et des tensions de surface sur le bassin Atlantique Équatorial est équivalente, avec néanmoins une très légère "'supériorité"' du modèle de Wang. En effet, les corrélations et RMS différences entre les simulations standards de ces modèles intermédiaires et les champs de la ré-analyse ERA-40 montrent une meilleure cohérence entre les sorties du modèle de Wang et les observations. Néanmoins, ces différences entre les capacités de QTCM et du modèle de Wang sont très faibles, ce qui nous a conduit à mener d'autres tests de sensibilité.

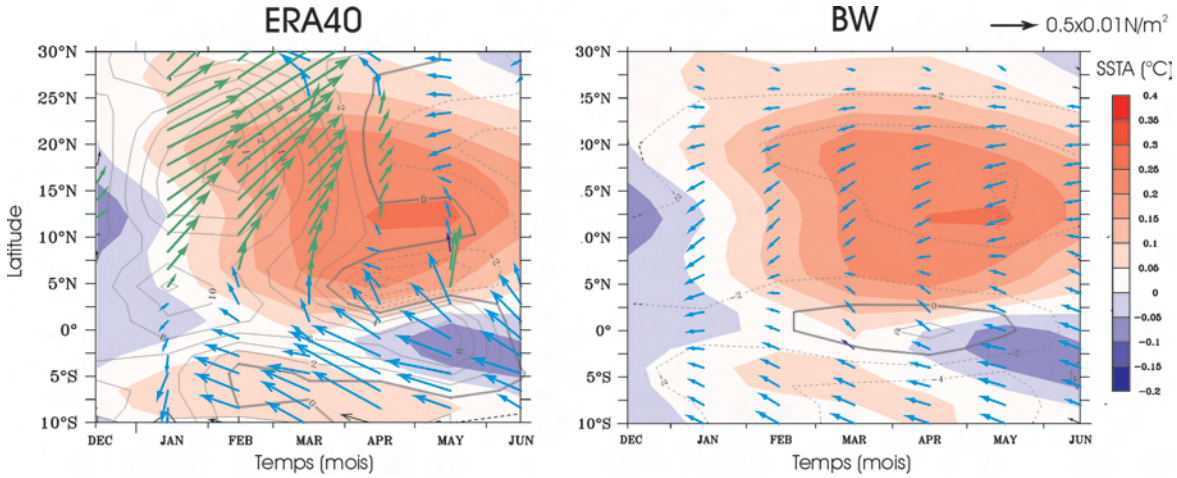


FIG. 3.4: *Figure semblable à la figure 1.15 pour l'analyse des sorties des champs du Centre Européen (à gauche) et de celles du modèle de Wang (à droite). Ces régressions sur l'indice NINO3 sont menées sur la période 1982-2001.*

Nous avons testé la manière dont les mécanismes de télé-connexions entre la variabilité des océans tropicaux Pacifique et Atlantique sont représentés dans les deux modèles. Pour cela, nous avons reproduit la figure 5a de *Czaja et al.* [2002] présentée dans le chapitre 1 (Fig.

[1] de l'Anglais Quasi equilibrium Tropical Circulation Model
[2] de l'Anglais University of California Los Angeles

1.15) avec les sorties de ces modèles, tous deux forcés par la température de surface de Reynolds, sur la période 1982-2001. Les résultats sont présentés sur la figure 3.4 pour la simulation du modèle de Wang et sur la figure 4 de l'article présenté ci-après pour le modèle QTCM. La comparaison de ces deux analyses avec celles faites à partir des observations (champs ERA-40), fait apparaître que le modèle de Wang simule mal le relâchement des Alizés en Atlantique Tropical Nord au printemps boréal, consécutif à un événement El Niño.

A ce stade, nous avons jugé que ce biais pouvait être préjudiciable pour notre étude, c'est pourquoi nous avons choisi de travailler avec le modèle QTCM. Notons aussi que la variabilité atmosphérique haute fréquence (intra-saisonnière) dans le modèle de Wang est très faible, contrairement à celle simulée par QTCM. Ceci constitue aussi une des raisons justifiant le choix du modèle QTCM.

L'approche QTCM

QTCM fait partie d'une classe de modèles dédiée à l'étude de la circulation tropicale. Il se caractérise par une représentation mathématique particulière de la structure verticale avec l'approximation de quasi-équilibre, laquelle permet de réduire le nombre de degrés de liberté du système dynamique sans dégrader les simulations [*Neelin et Zeng*, 2000 ; *Zeng et al.*, 2000]. La résolution du système d'équations peut être ainsi partiellement traitée analytiquement, ce qui réduit d'autant le coût de calcul.

De manière générale, les modèles atmosphériques dit "simples" fixent la structure verticale du flux convectif, et l'amplitude est choisie proportionnelle à la convergence humide ou simplement à la convergence des niveaux inférieurs, avec des coefficients modifiables (schéma de rétroaction de la convergence). Dans ce sens, les modèles atmosphériques de complexité intermédiaire se rapprochent plus des modèles de circulation générale, et leurs capacités en mode forcé en témoignent (cf. § 3.3).

Équations de base

Dans ce paragraphe, nous détaillons l'approche théorique du modèle QTCM et en particulier les implications des hypothèses de quasi-équilibre.

• Équation de la Température :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + D_T\right) T + w\partial_p s = Q_c + g\partial_p R^{\uparrow} - g\partial_p R^{\downarrow} - g\partial_p S + g\partial_p F_T \tag{3.2}$$

• Équation de l'Humidité :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + D_q\right) q + w\partial_p q = Q_q + g\partial_p F_q \tag{3.3}$$

Les notations utilisées sont celles de *Neelin et Zeng* [2000] et *Zeng et al.* [2000]. La température T et l'humidité spécifique q sont en unité d'énergie. $s = T + \phi$ est l'energie statique sèche, avec ϕ le géopotentiel. $R^{\downarrow}$ et $R^{\uparrow}$ sont les flux radiatifs ascendants et descendants à

grande longueur d'onde, dépendants de T, q et de la couverture nuageuse et S est le flux net à courte longueur d'onde. Les opérateurs $D_T = D_q = v.\nabla - k_H\nabla^2$ incluent la diffusion horizontale, ainsi que les termes d'advection horizontale. Les flux turbulents verticaux sensible (F_T), latent (F_q) et de transport diffusif (τ) disparaissent en haut de la colonne d'air et ont des formulations bulk à la surface de l'océan (F_Ts, E et τ). Les termes de réchauffement convectif et convectif-humide sont respectivement Q_c et Q_q. La fermeture de ce système consiste en la paramétrisation de ces quantités : c'est la fermeture convective.

Les autres équations du modèle sont :

• L'équation du moment combinée à l'équation de l'hydrostatique :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + D_v\right)\mathbf{v} + f\mathbf{k}\times\mathbf{v} + g\partial_p\tau = -\boldsymbol{\nabla}\int_P^{P_{rs}} kTd\ln p - \boldsymbol{\nabla}\phi_s \tag{3.4}$$

où ϕ_s est le géopotentiel au niveau de pression à la surface de l'océan, P_{rs}, et l'opérateur $D_v = \mathbf{v}.\boldsymbol{\nabla} + w\partial_p - k_H\nabla^2$. $k = R/C_p$, avec R la constante de gaz parfaits et C_p la chaleur spécifique.

• L'équation de la conservation de la masse :

$$w = w_s + \int_P^{P_s} \boldsymbol{\nabla}.\mathbf{v}dp \qquad w_S \approx -\rho_a g\mathbf{v}_S.\boldsymbol{\nabla}z_S \tag{3.5}$$

où z_s est l'élévation de la surface, p_s est la pression de surface, ρ_a est la densité de l'air près de la surface.

• Les conditions aux limites :

$$\begin{aligned} \tau|_{p=p_{top}} = 0 \qquad &\text{et} \qquad w_{top} = 0 \text{ à } p = 0 \\ \tau_S = \tau|_{p=p_s} = \rho_a C_D V_S \vec{v}_S \quad &\text{et} \quad w = 0 \text{ à } p_s = p_{rs} \text{ (pas d'effets topographiques)} \end{aligned} \tag{3.6}$$

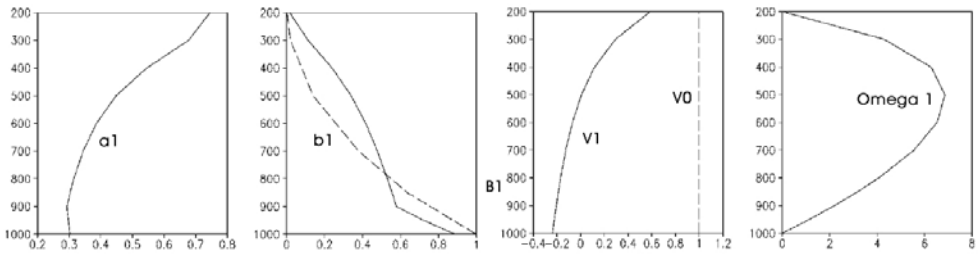


FIG. *3.5: Profils verticaux utilisés pour la représentation des champs de température (a1), d'humidité (b1), de convection (B1), des vitesses horizontales (V1 et V0) et pour la vitesse verticale (Omega1). Figure de Zeng et al. [2000]*

La fermeture convective

La convection tend à contraindre la structure verticale du champ de température. L'ajustement convectif humide (*Manabe et Strickler* [1964]) est le schéma de Quasi-Équilibre le plus

simple, car il rend explicite cette contrainte sur le champ de température. Néanmoins, l'implémentation numérique de ce schéma peut faire apparaître des discontinuités dans les profils de température. Le schéma d'ajustement convectif humide de *Betts* [1986] et *Betts et Miller* [1986 ; 1993], plus lisse, paramétrise la convection en ajustant la colonne d'air en un temps τ_c fini. τ_c est le temps durant lequel l'élément convectif tend à réduire l'énergie potentielle de convection disponible dans la colonne. Ce pas de temps est généralement inférieur à 1 jour. *Betts et Miller* [1986] utilisent *2 heures*.

Cette formulation décrit le flux convectif comme :

$$Q_c = \begin{cases} (T^c - T)/\tau_c \text{ si } \langle T^c - T \rangle > 0 \\ 0 \text{ sinon} \end{cases} \tag{3.7}$$

avec T^c un profil convectif de quasi-équilibre, sur lequel la convection ajuste le profil de température. Il dépend de l'énergie statique humide de la couche limite planétaire (h_b). On admet que la dépendance verticale de T^c ne change pas rapidement avec h_b, ainsi T^c peut être exprimée linéairement en fonction d'un profil vertical de quasi-équilibre de référence.

La fermeture humide est traitée séparément, et a la forme suivante :

$$Q_q = (q^c - q)/\tau_c \text{ avec } q^c = \alpha_{sub} q_{sat}(T^c) \tag{3.8}$$

Le modèle utilise une représentation de Galerkin (fonctions de Taylor tronquées), dont l'unique mode vertical retenu est associé aux structures verticales théoriques définies pour la fermeture convective. Les structures verticales de la température, de l'humidité, et des vents s'écrivent alors :

$$T = T_r(p) + a1(p)T_1(x,y,t) \tag{3.9a}$$

$$q = q_r(p) + b1(p)q_1(x,y,t) \tag{3.9b}$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v_0}(x,y,t) + V1(p) * \mathbf{v_1}(\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{t}) \tag{3.9c}$$

$$w = -\Omega(p)\boldsymbol{\nabla}.\mathbf{v}_T(x,y,t) \tag{3.9d}$$

Les profils verticaux $a1(p)$, $b1(p)$, $v0(p)$, $v1(p)$ et $\Omega(p)$ utilisés dans le modèle sont présentés sur la figure 3.5

Ainsi, on distingue deux étapes dans la formulation de QTCM :

1. Il s'agit d'abord de trouver les solutions quasi-analytiques qui se situent dans les approximations raisonnables lorsque le système peut être considéré en Quasi-Équilibre.

2. Ensuite, ces solution sont implantées dans une structure numérique telle que le modèle peut être utilisé dans des conditions où les solutions analytiques ne s'appliquent pas.

Dans les régions de convection, comme attendu, la forme des profils théoriques est proche de la structure verticale de la température observée (3.6) : ce sont les régions où le modèle fournit les meilleurs résultats. Dans les régions intermédiaires, dont la latitude est proche du Rayon de Rossby des ondes de gravité ($\sim 26^{\circ}$) les différences entre les profils simulés et les observations restent faibles. Loin des régions de convection profonde , la température simulée est en accord avec la moyenne verticale du profil observé, mais la structure verticale peut dévier. Dans ces régions QTCM est similaire à un modèle à deux niveaux verticaux, avec un seul niveau pour la température.

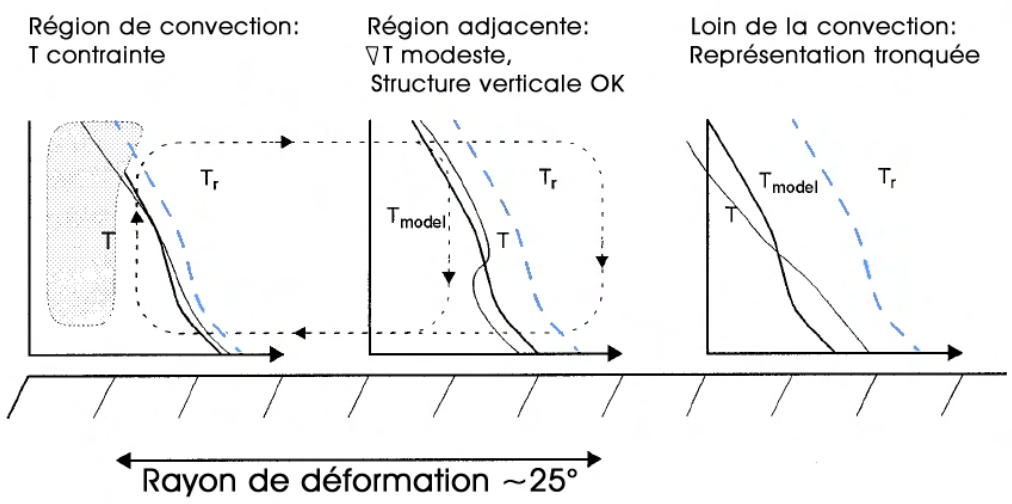


FIG. *3.6: Schéma illustrant la manière dont la base de fonctions de la température profonde peut approximer la solution (T). Tmodel est la représentation de la température dans QTCM, où le profil de référence (Tr) est indépendant de l'espace et du temps (pointillés bleus). Figure de Neelin et Zeng [2000]*

Les capacité de QTCM en mode forcé

Notre modèle océanique est un modèle d'anomalies. Ainsi, il est forcé par les anomalies des tensions de vent en Atlantique Tropical, ainsi que par les anomalies des flux net de chaleur. QTCM est un modèle total, qui simule l'état moyen de l'atmosphère. La stratégie adoptée pour le couplage nous amène à calculer les anomalies inter-annuelles des tensions de vent et de flux net simulées par QTCM en mode forcé. Pour cela nous retranchons à chaque instant où s'effectue le couplage les cycles saisonniers simulés par QTCM. Il est donc important de s'intéresser à la manière dont le modèle atmosphérique simule ces états moyens. La figure 3.7 présente une analyse similaire à celle de la figure 1.1 pour les sorties climatologiques de QTCM. Les résultats montrent que le modèle représente de manière convenable la migration vers le Nord de l'ITCZ en été boréal et la variabilité des précipitations associées.

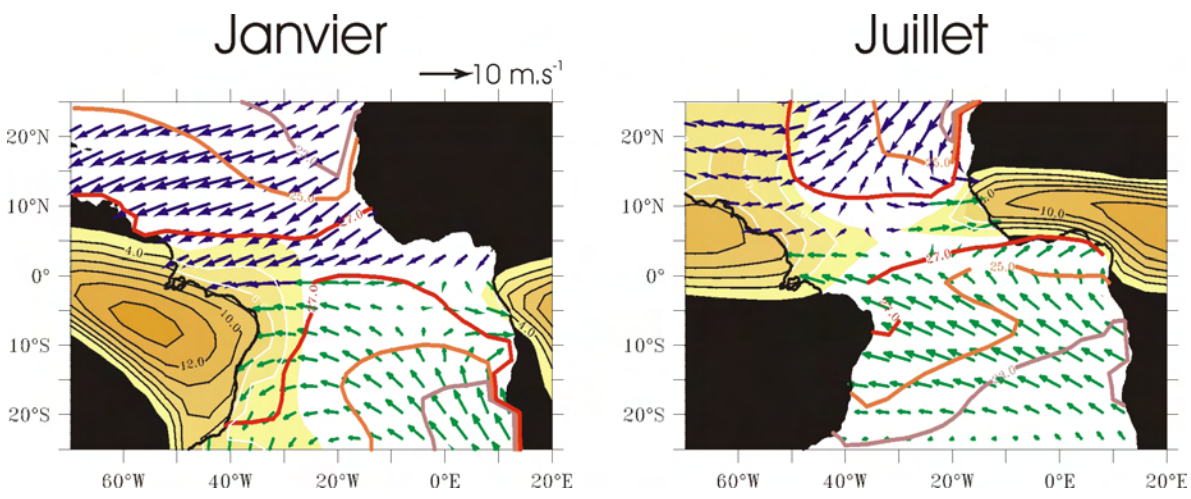


FIG. 3.7: *La circulation atmosphérique moyenne de surface dans l'Atlantique Tropical simulée par QTCM, pour les mois de Janvier et Juillet est représentée avec des flèches. Les Alizés du Nord-Est sont représentés en bleu, tandis que les Alizés du Sud-Est sont représentés en vert. Les précipitations moyennes sont représentées en jaune et les isothermes 23°C, 25°C et 27°C de la température de surface moyenne à partir des données Reynolds (Reynolds et Smith [1994]) sont respectivement tracées en rose, orange et rouge.*

La figure 3.8 présente une validation de QTCM dans sa version standard, à l'aide des champs de la ré-analyse du Centre Européen. Nous nous sommes focalisés sur la comparaison des anomalies inter-annuelles des tensions zonales de vent et des flux de chaleur nets à l'interface air-mer, qui sont les variables déterminant le couplage. Comme attendu, les capacités de QTCM sont plus importantes dans les régions de convection. Les corrélations entre les anomalies de la tension zonale du vent et les observations dépassent une valeur de 0,5 dans l'Ouest de l'Atlantique Tropical et atteignent des valeurs de l'ordre de 0,7 en anomalies de flux nets dans la région du bassin où la variabilité associée au mode équatorial est maximale.

Étant donné les caractéristiques des échelles méridiennes de la variabilité océanique et atmosphérique observées en Atlantique Équatorial, nous avons développé une configuration de QTCM dans laquelle la résolution méridienne a été portée à $4^\circ \times 1.875^\circ$, au lieu de $5.625^\circ \times 3.75^\circ$ dans la version standard. Les capacités de cette nouvelle configuration sont très proches de celle à basse résolution. La figure 1 de l'article présenté dans la section suivante présente une analyse similaire à la figure 3.8. L'accord entre les simulations de QTCM dans sa nouvelle configuration et les observations est du même ordre de grandeur que dans la configuration standard, avec cependant des valeurs de corrélation (RMS différence) légèrement supérieures (inférieures). Ces améliorations sont quantifiées dans la section suivante. Notons, cependant que l'augmentation de la résolution n'a pas pour but principal d'améliorer les capacités du modèle, mais surtout d'harmoniser les grilles des modèles océanique

et atmosphérique. Les résultats de nos simulations couplées confirment que cette nouvelle configuration du modèle atmosphérique permet une bonne représentation des échelles méridiennes associées à la variabilité en Atlantique Équatorial.

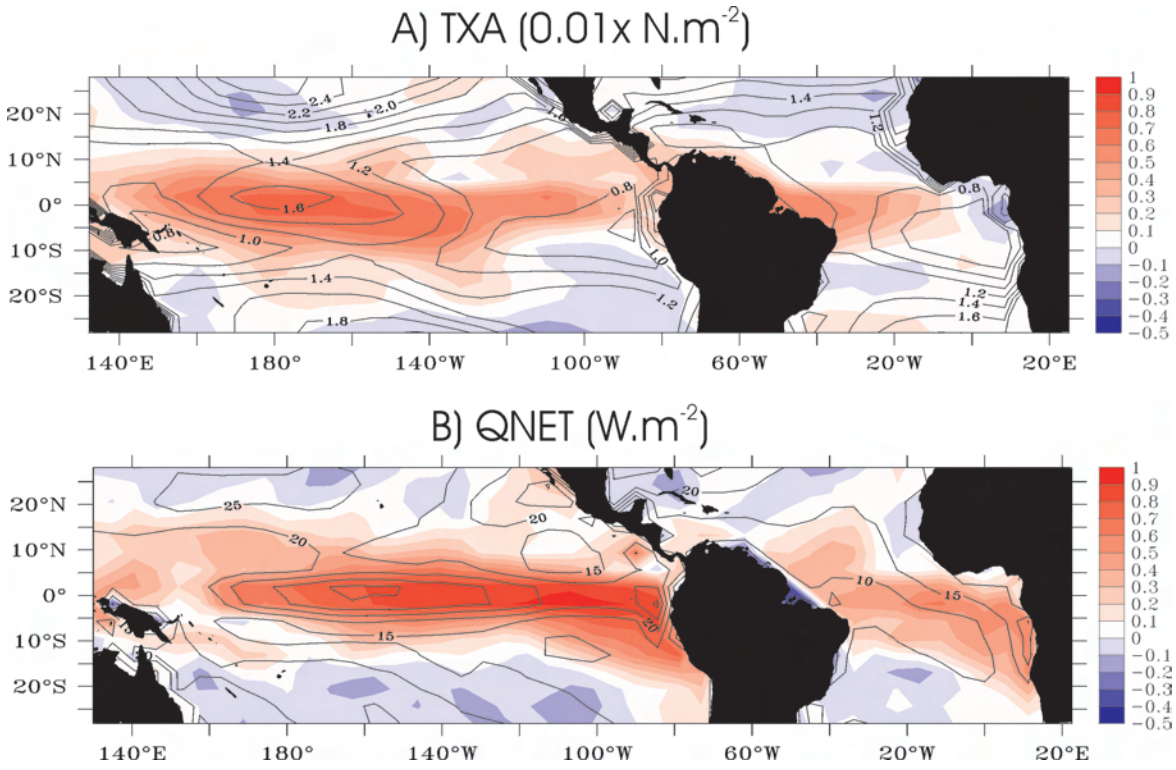


FIG. *3.8: Corrélation entre les sorties du modèle QTCM standard et les champs de la réanalyse du Centre Européen (ERA-40) pour A) les anomalies inter-annuelles de la tension zonale du vent et B) des flux nets. Les contours indiquent la variabilité des champs simulés par QTCM. Les unités sont indiquées sur la figure.*

3.2.3 La stratégie de couplage

Nous avons présenté les différentes composantes du modèle atmosphérique. Nous présentons maintenant la stratégie de couplage adoptée.

1. La dimension temporelle du couplage est rappelée sur la figure 3.9. Le couplage prend explicitement en considération les pas de temps de chacune des composantes du modèle couplé (15 minutes pour l'atmosphère, 2 jours pour l'océan et 12 heures pour le modèle thermodynamique), excepté dans le cas du modèle atmosphérique où des moyennes journalières sont prises en compte pour le couplage.

2. La dimension spatiale fait apparaître la définition de zones de couplage (*cf.* Figure 7 du manuscrit joint ci-après). En effet, nous avons mis en évidence les régions dans lesquelles

chacun des modèles présentait des aptitudes acceptables à représenter la variabilité observée en mode forcé (le critère retenu est une corrélation significative à 95% entre les résultats des modèles en mode forcés et les observations). Cette méthodologie a déjà été utilisée dans d'autres modèles couplés [*Pierce et al.*, 1996].

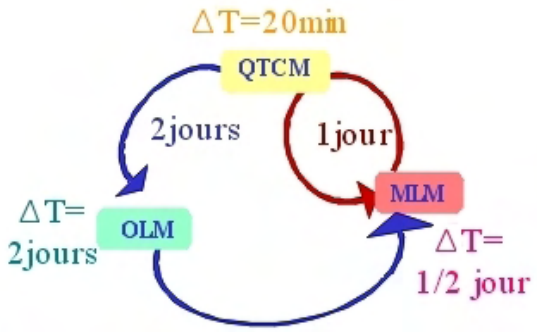


FIG. *3.9: Schéma de la boucle de couplage entre la composante océanique (OLM), la couche de mélange océanique (MLM) et la composante atmosphérique (QTCM) du modèle couplé TIMACS.*

Nous avons ainsi décris les caractéristiques d'un outil numérique nous permettant d'étudier les rôles respectifs du couplage local en Atlantique Équatorial et des influences externes de la variabilité du Pacifique Tropical associée à ENSO. Notre modèle couplé, de complexité intermédiaire, a un coût de calcul faible et nous permet ainsi d'effectuer de nombreux tests de sensibilité. De plus, comme la physique de celui-ci est simplifiée, les mécanismes sont d'autant plus faciles à identifier : les processus couplés sont plus simples à diagnostiquer.

3.3 Article Accepté dans *Journal of Climate*

Le corps de ce paragraphe consiste en un article intitulé "Local Coupled Equatorial Variability Versus Remote ENSO Forcing in an Intermediate Coupled Model of the Tropical Atlantic", qui a été publiée dans *Journal of Climate* en 2006.

Résumé : Nous étudions les rôles respectifs du forçage externe d'ENSO et du couplage local océan-atmosphère en Atlantique Tropical, à l'aide d'observations et d'un modèle couplé de complexité intermédiaire de l'Atlantique Tropical (TIMACS[3]). La composante océanique de TIMACS est le modèle linéaire à six modes baroclines développé précédemment [*Illig et al.*, 2004], couplé à une couche de mélange, que nous avons validé avec des observations. La composante atmosphérique est le modèle atmosphérique global QTCM développé à UCLA. Ce modèle simule convenablement la relaxation des Alizés de Nord-Est et l'intensification des Alizés de Sud-Est durant le printemps boréal, généralement consécutifs à un événement El Niño dans le Pacifique.

Les résultats des simulations couplées avec ou sans le forçage du Pacifique et avec ou sans la pris en compte explicite des interactions océan-atmosphère dans l'Atlantique Équatorial indiquent que la part dominante de la variabilité dans l'Atlantique Équatorial provient du forçage à distance du Pacifique. Néanmoins, les échelles temporelles de la variabilité ne peuvent pas être expliquées par l'unique lien avec ENSO. Nous démontrons que l'énergie dans la bande de fréquence 1-3 ans en Atlantique Équatorial, observée dans les champs de température de surface et de tension zonale du vent, est due à des interactions locales air-mer, et n'est pas une réponse linéaire à ENSO. La dépendance saisonnière du mode équatorial est aussi le résultat du couplage local. L'analyse de la variabilité inter-annuelle dans le modèle indique que le mode équatorial est stable, et qu'il se manifeste seulement en présence de bruit ou de forçage externe. De plus, la présence de variabilité décennale dans le modèle, non corrélée au Pacifique, suggère qu'une part de la variabilité décennale observée en Atlantique Tropical est être associée à la dynamique ondulatoire. Ainsi, nos résultats soulignent la complexité du système océan-atmosphère de l'Atlantique Équatorial dont la prédictabilité dépend principalement des conditions ENSO du Pacifique et de la variabilité haute fréquence de l'Atmosphère.

[3] de l'Anglais Tropical Intermediate coupled Model for Atlantic Climate Studies



Citation : Illig, S. and B. Dewitte (2006), Local Coupled Equatorial Variability Versus Remote ENSO Forcing in an Intermediate Coupled Model of the Tropical Atlantic, *J. Climate.*, Accepted.

Accepted in *J. Clim.* in February 2006

Local Coupled Equatorial Variability Versus Remote ENSO Forcing in an Intermediate Coupled Model of the Tropical Atlantic

Serena Illig and Boris Dewitte

Laboratoire d'Étude en Géophysique et Océanographie Spatiale, Toulouse, France

ABSTRACT

The relative roles played by the remote El Niño Southern Oscillation (ENSO) forcing and the local air-sea interactions in the Tropical Atlantic are investigated using an Intermediate Coupled Model (ICM) of the Tropical Atlantic. The oceanic component of the ICM consists of a 6-baroclinic-mode ocean model and a simple mixed layer model that has been validated from observations. The atmospheric component is a global Atmospheric General Circulation Model developed at UCLA. In a forced context, the ICM realistically simulates both the Sea Surface Temperature Anomaly (SSTA) variability in the equatorial band and the relaxation of the Atlantic North East trade winds and the intensification of the equatorial westerlies in boreal spring that usually follows an El Niño event.

The results of coupled experiments with or without Pacific ENSO forcing and with or without explicit air-sea interactions in the Equatorial Atlantic indicate that the background energy in the Equatorial Atlantic is provided by ENSO. However, the time scale of the variability and the magnitude of some peculiar events cannot be explained solely by ENSO remote forcing. It is demonstrated that the peak of SSTA variability in the 1 to 3 year band as observed in the Equatorial Atlantic is due to the local air-sea interactions and is not a linear response to ENSO. Seasonal phase locking in boreal summer is also the result of the local coupling. The analysis of the intrinsic sustainable modes indicates that the Atlantic El Niño is qualitatively a noise-driven stable system. Such a system can produce coherent inter-decadal variability that is not forced by the Pacific or extra-equatorial variability. It is shown that when a simple slab mixed-layer model is embedded into the system to simulate the Northern Tropical Atlantic (NTA) SST variability, the warming over NTA following EL Niño events have characteristics (location and peak phase) that depends on air-sea interaction in the Equatorial Atlantic. In the model, the interaction between the equatorial mode and NTA can produce a dipole-like structure of the SSTA variability that evolves at decadal timescale. Our results illustrate the complexity of the Tropical Atlantic ocean-atmosphere system, whose predictability jointly depends on ENSO and the connections between the Atlantic modes of variability.

1. Introduction

The last 15 years have witnessed a tremendous improvement of our knowledge of the El Niño phenomenon. This, in particular, has been illustrated by the large effort of many research centers in the world for providing seasonal forecasts (see for instance the IRI ENSO update and forecasts : *http ://iri.columbia.edu /climate/ENSO/currentinfo/SST_table.html*). The latter are not only useful for assessing socio-economical impacts in surrounding regions of the Pacific Ocean, but also in regions far from the Pacific Ocean. The availability of such diagnostics and their interpretation has also highlighted the need to improve our understanding of the ENSO tele-connections and the inherent variability of the remote regions influenced by ENSO. Of particular interest is the Tropical Atlantic whose oceanic variability impacts not only the African climate [*Janicot et al.*, 1998 ; *Fontaine and Janicot*, 1999] but also Northern Europe [*Cassou and Terray*, 2001 ; *Drévillon et al.*, 2003].

The Tropical Atlantic is a region of significant climate fluctuations at various timescales whose links with ENSO have not been completely elucidated (see *Xie and*

Corresponding author address:
Serena Illig, Laboratoire d'Étude en Géophysique et Océanographie Spatiale, 14 avenue E. Belin, 31400 Toulouse, FRANCE. (illig@notos.cst.cnes.fr)

Carton [2004] for a review) at a time when seasonal forecasts in that region are becoming an urgent economic and scientific challenge [*Chang et al.*, 2003]. At inter-annual timescales, two main modes emerge from observational studies : the meridional mode or dipole mode [*Weare*, 1977 ; *Servain*, 1991 ; *Nobre and Shukla*, 1996 ; *Chang et al.*, 1997 ; *Servain et al.*, 1999 ; *Servain et al.*, 2000 ; *Sutton et al.*, 2000] and the equatorial mode [*Merle et al.*, 1980 ; *Hisard*, 1980 ; *Philander*, 1986]. Whereas the dynamics and forcing of the meridional mode remain ambiguous [*Houghton and Tourre*, 1992 ; *Enfield and Mayer*, 1997], the equatorial mode is likely the result of ocean-atmosphere coupling similar to the Pacific ENSO mode, as pointed out by *Zebiak* [1993] (hereafter Z93).

Following the early work of Z93, there have been a lot of modeling efforts to delineate the ENSO effects on these two modes from 'tools' of various complexity. *Latif and Barnett* [1995] and more recently *Nobre et al.* [2003] used an Ocean General Circulation Model (OGCM) coupled to a statistical atmosphere to address the issue of the tropical tele-connections over the Tropical Atlantic. Although, they benefit from a better representation of the oceanic circulation in comparison to Z93, the use of a statistical atmosphere to predict surface wind stress anomalies over the Tropical Atlantic is a limitation considering the highly non-linear teleconnection processes. This leads to an overestimation of the local ocean-atmosphere coupling and an underestimation of the remote influence of ENSO. *Delecluse et al.* [1994] and *Saravanan and Chang* [2000] emphasized the significant contribution and the complex nature of the tele-connections between the Tropical Pacific and Atlantic using an AGCM forced with different SST fields. However, forced experiments (as opposed to coupled ones) remain difficult to interpret in regions where air-sea feedbacks contribute as much to SSTA variability as remote forcing. Recently, *Huang* [2004] proposed a comprehensive model setting for investigating the remotely forced variability in the Tropical Atlantic Ocean. From the analysis of an ensemble simulation of a state-of-the-art ocean-atmosphere general circulation model fully coupled only within the Atlantic basin, he concludes that the ENSO influence modulates the temporal fluctuations of the intrinsic patterns of the Tropical Atlantic instead of generating distinctive new ones. This calls for more investigations of the dynamical responses of the Equatorial Atlantic (EA) to flux anomalies associated with changes in the Walker circulation.

In the study, we present a tropical coupled model of intermediate complexity that is used to 1) - document the dynamics of the so-called Atlantic El Niño mode and 2) - to investigate the remote impact of ENSO over the Tropical Atlantic sector and the role of the equatorial mode on the simulated tele-connection pattern. We concentrate on the equatorial mode and rather than a priori considering that it undergoes passively the remote forcing, we question the extent to which it is involved in the dynamical adjustment of the response of the Tropical Atlantic variability to ENSO. From a methodological point of view, our goal is to avoid the relative heaviness of a full Coupled General Circulation Models (CGCM) that still exhibits drifts and biases in the mean state and seasonal cycle [*AchutaRao et al.*, 2004], despite its comprehensive physics. Here, we therefore design an anomaly model so that simulated inter-annual variability is always relative to a realistic prescribed climatology. Such a modeling approach allows for numerous tests and also eases the interpretation. Because our focus is on equatorial wave dynamics and associated coupled response, we chose a linear model for the oceanic component of the coupled model. This is also motivated by a recent study by *Illig et al.* [2004] (hereafter ID04) that showed that equatorial waves contribute significantly to the sea level and surface current variability in the EA. In particular, linear theory can be used to depict the oceanic EA variability with similar skill to the Tropical Pacific, as long as the baroclinic mode energy distribution based on realistic density profiles is taken into account. Thus, we extend the Z93 study by considering a more realistic background state of the ocean. Note that the consideration of several baroclinic modes in the oceanic component of the coupled model is also likely to impact the model coupled-variability as was found in the Pacific by *Dewitte* [2000]. This can supports the interpretation of the dominant timescales of the variability in the Tropical Atlantic. Moreover, seasonally varying mean states (mean currents, mixed-layer depth) are taken into account in the Sea Surface Temperature Anomaly (SSTA) formulation. This enriches the spectrum of the variability through the non-linear interactions between the seasonal cycle and simulated inter-annual modes. Finally, we use a global Atmospheric General Circulation Model (AGCM) that allows the prescription of observed ENSO forcing in the Pacific sector and treats explicitly the ENSO tropical teleconnections, conversely to Z93.

This paper is organized as follows : in section II, we present the various data sets and the coupled model. Various aspects of the model variability including ENSO tele-connections are validated from the observations for both components in a forced context. Section III investigates the nature of the coupled mode in the Tropical Atlantic that can be sustained within a realistic para-

meter range and discusses the preferred timescales of the variability from inter-annual to decadal. The stability of the simulated equatorial mode is estimated. Section IV analyzes the results of various experiments where the inter-annual SST forcing is restricted to specific regions. The role of the local coupling both in the equatorial and the Northern Tropical Atlantic are estimated for the 1982-2001 period. Section V provides a discussion of the results presented in this paper, followed by conclusions.

2. Data and Model description

a. Data

ECMWF ERA40 : Monthly mean wind stress and heat flux (latent, sensible, short and long wave) from the ECMWF Re-Analysis (ERA40) project are used. The ECMWF ERA40 is a global atmospheric analysis of many conventional observations and satellite data streams for the period September, 1957 through August, 2002. We interpolated these data sets to the model grids using a bilinear interpolation (original resolution is $2.5^o \times 2.5^o$).

Reynolds SST : The Reynolds monthly Sea Surface Temperature (SST) fields combine *in situ* and satellite data using optimum interpolation (version 2) from 1982 to 2003 on a $1^\circ \times 1^\circ$ spatial grid [*Reynolds and Smith*, 1994] and use EOF reconstruction from 1950 to 1981 on a $2^\circ \times 2^\circ$ spatial grid [*Smith et al.*, 1996]. We merged these data sets into a continuous SST field on a $4^\circ \times 1.875^\circ$ longitude×latitude grid (the atmospheric model grid) using a bilinear interpolation.

TAOSTA : *Vauclair and du Penhoat* [2001] have collected near surface and subsurface in situ temperature observations of the Tropical Atlantic Ocean between 1979 and 1998, and have built surface and subsurface bimonthly temperature fields (Tropical Atlantic Ocean Subsurface Temperature Atlas : TAOSTA : *http ://medias.obs-mip.fr/taosta/*). The interpolation is based on an objective analysis method [*Bretherton et al.*, 1976] and provides a gridded data set from 70°W to 12°E and from 30°S to 30°N on a $2^o \times 2^o$ spatial grid with 14 vertical levels (same as those of *Levitus et al.*, [1998]).

Mixed Layer Depth (MLD) : Global MLD climatology from *de Boyer Montégut et al.* [2004] is estimated using in situ temperature profiles, for which the MLDs are estimated using a difference criterion of 0.2°C between the surface reference depth (10m) and the base of the mixed layer. A gridded product is then built on a $2^o \times 2^o$ spatial grid every month.

In the following, seasonal cycles are computed over the 1982-2001 period, and inter-annual anomalies are estimated with respect to these seasonal cycles. The significance level of the correlation is estimated as in *Sciremammano* [1979]. The Fast Fourrier Transform (FFT) analysis significance levels are estimated assuming a chi-square distribution with 2 degrees of freedom of the FFT power spectrum. The Morlet wavelet is used for the time-frequency analysis. The computational procedure of the wavelet analysis is described by *Torrence and Compo* [1998].

b. The coupled Model : TIMACS

In this section, we present the Tropical Intermediate Model for Atlantic Climate Studies (TIMACS). TIMACS is composed of an atmospheric model that uses global SST to forecast wind stress anomalies (TXA and TYA) and net heat flux anomalies (QnetA). This atmosphere is coupled in the EA to an anomalous ocean model. Outside EA, boundary conditions derived from observations are prescribed.

1) Atmospheric component : QTCM

The Atmospheric component is the Quasi Equilibrium Tropical Circulation Model (QTCM) from Neelin and Zeng [2000] and Zeng et al. [2000]. This model is based on the quasi-equilibrium approximations in the convective parameterization. It includes a single deep convective mode in the thermodynamic vertical structure and two components (baroclinic and barotropic) in the velocity vertical structure. We have used the standard version of this intermediate complexity atmospheric model, QTCM1 version 2.3, available at *http ://www.atmos.ucla.edu/∼csi/QTCM*, except that we have defined a higher resolution grid mesh, in the latitudinal direction, in particular, to account for the fact that the Tropical Atlantic SSTAs are narrowly confined to the equatorial region. Thus, the horizontal resolution is $4^\circ \times 1.875^\circ$ instead of $5.625^\circ \times 3.75^\circ$. For numeric stability considerations, the viscosity parameter was adjusted to $5.10^5 m^2.s^{-1}$ (instead of $7.10^5 m^2.s^{-1}$ in the standard resolution version).

A control run QTCM experiment forced by the Reynolds SST from 1982 to 2001 is performed (hereafter QTCM-CR). The spin-up is achieved by forcing the model using the monthly mean of Reynolds SST from early 1976 to the end of year 1981. The model skill is assessed through a comparison with the ECMWF ERA-40 reanalysis. Figure 1 presents the correlation and the variability of the simulated field for zonal wind stress (TXA) and net heat-flux (QnetA) monthly anomalies. QTCM wind stress formulation calls for standard bulk formula using a drag coefficient value of 1.375×10^{-3}.

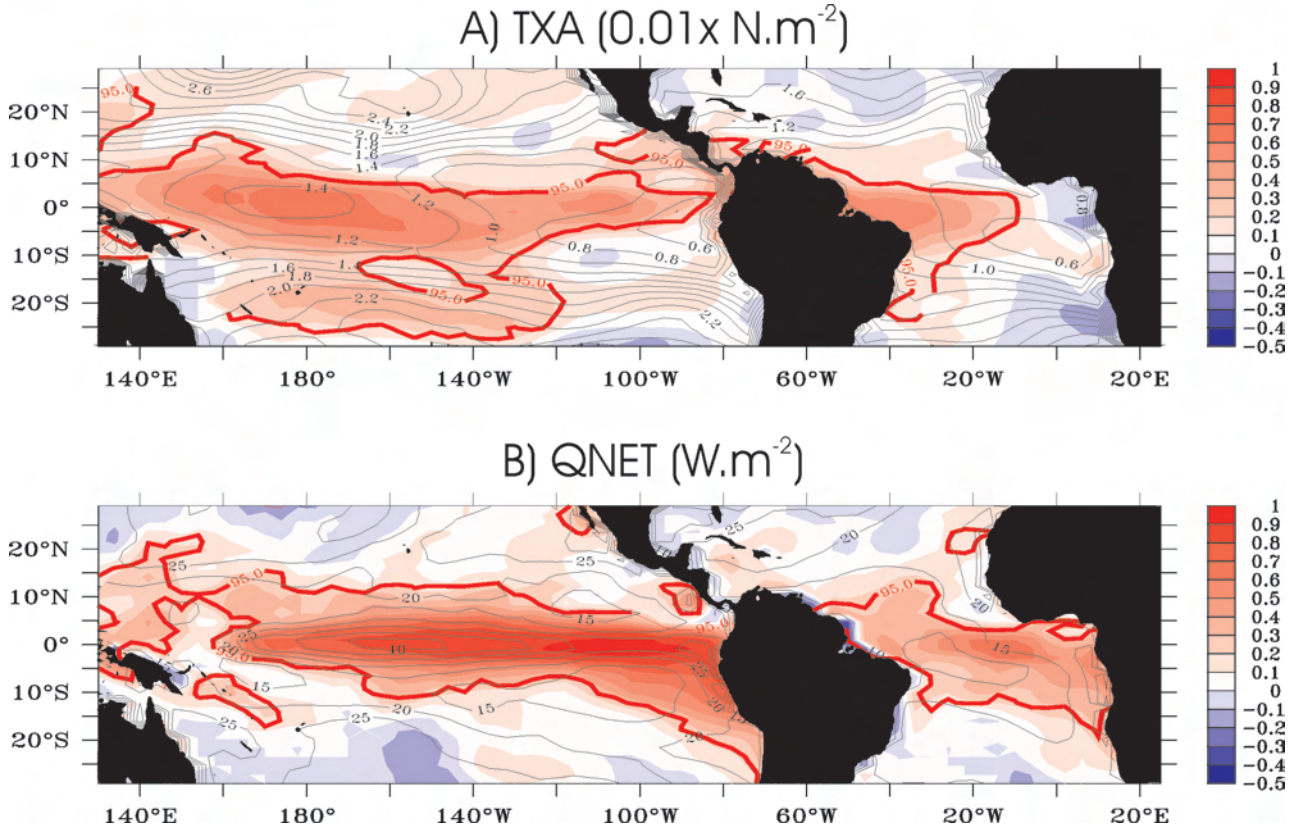


FIG. 1. Comparison between QTCM-CR and ECMWF ERA-40 reanalysis over the Tropical Pacific-Atlantic sector over the 1982-2001 period. On the panel A (B), TXA (QnetA), correlation between model and observations is shaded and the model variability is contoured. The red thick line indicates the 95% level of significance of the correlation. Unit is $0.01N.m^{-2}$ ($W.m^{-2}$) for TXA (QnetA).

QnetA is the sum of the radiative (short and long wave heat fluxes) and turbulent flux (latent and sensible heat fluxes) anomalies, computed using a radiation scheme and bulk formula respectively (see *Zeng et al.* [2000] for details). Not surprisingly, the best fit between observations and simulation is found in the 10°S-10°N equatorial belt where the deep convection is usually observed. The correlation between QTCM-CR and ERA-40 is largely significant at a 95% level of confidence over most of the equatorial Pacific and Atlantic. In particular, in the Tropical Pacific (Atlantic) wind forcing region (Figure 1A), the correlation between modeled and observed TXA peaks at values larger than 0.6 (0.5). Note that comparable values were obtained with the coarser resolution version of the model (slightly lower in the EA). It is worth pointing out that, the root mean squared (RMS) differences between QTCM and ERA-40 are always lower than the variability of the signal in the equatorial band (not shown). Note also that applying a 3-month running mean on the time-series results in an increase by $\sim$+0.15 of the correlation between ERA40 and QTCM-CR TXA.

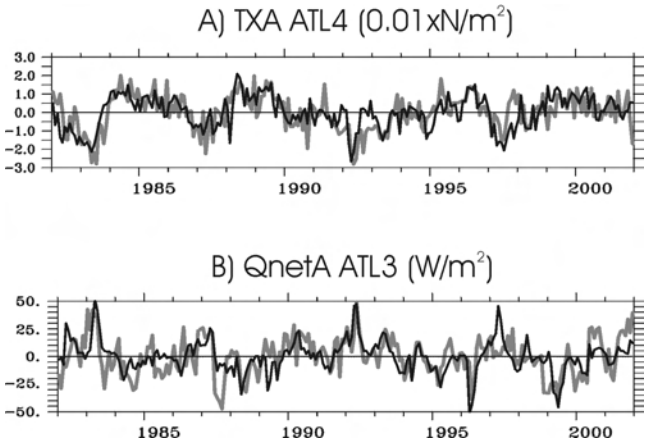


FIG. 2. Comparison between QTCM-CR outputs and ECMWF ERA-40 reanalysis in the Tropical Atlantic over the 1982-2001 period : QTCM (black line) and ERA-40 (grey line) ATL4 (A) and QnetA ATL3 (B). Unit is $0.01N.m^{-2}$ for TXA and $W.m^{-2}$ for QnetA.

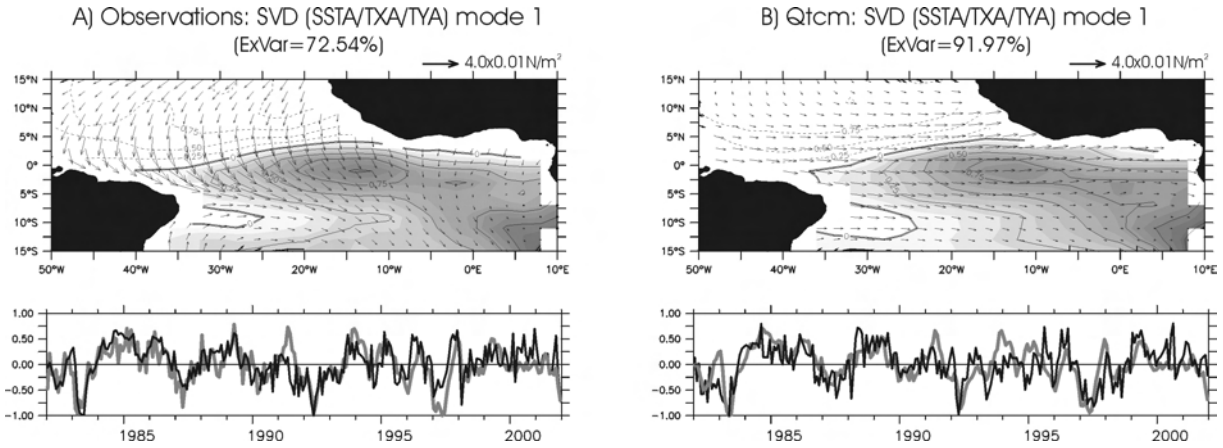


FIG. 3. Dominant mode of the results of the Singular Value Decomposition (SVD) between SSTA and wind stress anomalies over the 1982-2001 period, for (A) the observations and (B) QTCM-CR. The spatial structures (top) of the SSTA are shaded every 0.1°C and contoured every 0.25°C (units are °C). The wind stress anomalies are represented with arrows (scale in the top-right corner, units are $0.01 N.m^{-2}$). The associated normalized time series (bottom) are represented in grey (black) line for the SSTA (wind stress). The time series of SSTA and wind stress anomalies are correlated with a 0.66 (0.57) level for the observations (QTCM-CR). The percentage of covariance explained by the mode is indicated on top of each plot.

Based on the wind-forcing region highlighted in figure 1, we define a new index, ATL4, as the area-averaged TXA over [50°W-25°W, 3°S-3°N] (*cf.* figure 7C). The simulated and observed TXA ATL4 time series are shown in figure 2A. Both time series exhibit a coherent timing sequence of intensification and reduction of the trade winds, with comparable magnitudes. This index highlights an important inter-annual variability, with a foremost low frequency ($3-6 years$) together with contributions from near-annual and intra-seasonal time scales. The observed and simulated indices have a level of correlation of 0.6, while the RMS difference does not exceed $0.84.10^{-2} N.m^{-2}$. The frequency analysis of these indices (not shown) confirms that QTCM reproduces well the observed low frequencies ($> 3 years$) as well as the higher frequencies ($1 - 3 years$).

Figure 2B shows the results of the comparison between the modeled and the observed heat-flux for the ATL3 [20°W-0°E, 3°S-3°N] index. The QTCM QnetAs are in good agreement with the observations in the region of significant QnetA variability, which also corresponds to the region of large SSTA variability. The correlation peaks at 0.57 in the ATL3 region, and the RMS difference is lower than 15 W.m-2. These results should be taken with caution considering the energetic unbalance at the air-sea interface in the case of forced experiments. Note, however, that increasing the resolution in QTCM significantly 'improves' the simulation of the net heat fluxes anomalies in the Tropical Atlantic with a correlation (RMS difference) increased (decreased) by 20% (7%) in ATL3. Overall, although the ENSO tele-connection pattern in the tropical low-tropospheric circulation is somewhat less pronounced over the Tropical Pacific than in the standard version of QTCM, the high-resolution version of the model leads to an improved simulation of some meteorological fields, in particular the outgoing long-wave radiation and the zonal wind stress both in terms of inter-annual variability and propagation characteristics [*D. Gushchina*, personal communication].

In order to highlight the coupled variability in the Tropical Atlantic, a multivariate Singular Value Decomposition (SVD) analysis between wind stress and SST anomalies is performed for both observations and the QTCM-CR outputs. The results are displayed in figure 3, which confirms the good agreement between observed and simulated SST-associated wind stress anomalies particularly in the western part of the EA. Percentage of explained variance and correlation between the time-series of wind stress and SST anomalies of the SVD mode are comparable for model and observations. The most prominent flaw of the model is associated with a zonal wind flow that extends the variability of the equatorial Trade winds too much to the east. This is associated with an underestimation of the simulated meridional wind stress anomalies in the model. Such bias of the model, in particular in the eastern Atlantic, may lead to unrealistic forcing of Kelvin and Rossby waves in the eastern part of the basin, which will lead to the definition of a limited coupling zone (see section II.2.4).

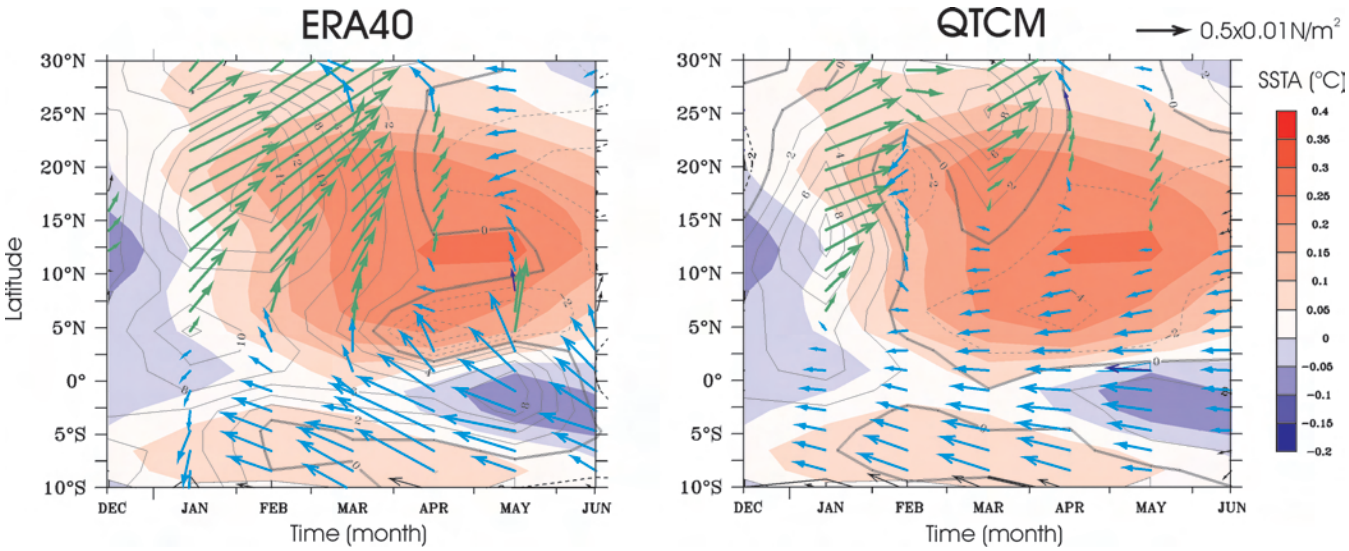


FIG. 4. Regression map of the surface wind stress (blue (green) arrows for positive (negative) TXA, scale in the top right corner), QnetA (contoured every $2W.m^{-2}$, positive into the ocean, dashed when negative, zero contour thickened) and SSTA (shaded, in °C) onto the NINO3 SSTA index in DJF (normalized by its variability) for ERA-40 (left) and QTCM (right).

ENSO tele-connections :

In addition to its computational cost effectiveness, the use of QTCM was motivated by recent studies indicating that the model is not only useful for investigating ENSO tele-connection mechanisms [*Sue and Neelin*, 2002 ; *Su et al.*, 2001 ; *Neelin et al.*, 2003 ; *Neelin and Su*, 2005] but that its skill is comparable to full AGCMs [*Zeng et al.*, 2000 ; *Gushchina and Dewitte*, 2005]. It also simulates an internal variability whose spatio-temporal characteristics are as realistic as other AGCMs [*Lin et al.*, 2000], which is important in the modeling framework presented here.

As an illustration of the model skill in simulating ENSO tele-connections over the Tropical Atlantic sector, we follow the recent observational study by *Czaja et al.* [2002] and carry out the following diagnostic on the model outputs : the zonally averaged (40°W-20°W) wind stress anomalies and QnetA are regressed on the December-January-February average of the Reynolds NINO3 SST index defined as the SST anomalies averaged over (5°S-5°N, 150°W-90°W) for the 1982-2001 period. The results for QTCM and the ECMWF ERA40 reanalysis are displayed in figure 4. Consistently with results of *Czaja et al.* [2002] (their figure 5), figure 4a indicates that most ENSO events are associated with a northward shift of the spring Inter-Tropical Convergence Zone (ITCZ) : south of 5°N, we observe a strengthening of the southeast trade winds associated with negative SSTA in the equatorial belt. This cooling, associated with positive heat flux anomalies, is intensified in May-June when the equatorial upwelling is maximum, consistent with the results of observational studies [*Enfield and Mayer*, 1997 ; *Klein et al.*, 1999 ; *Vauclair et du Penhoat*, 2001]. Further North, we observe a weakening of the northeast Trade winds from January to March, which leads to a reduction in evaporation and positive QnetA towards the ocean, on the order of $5-10\ W.m^{-2}$. It induces a warming of the SSTA around March-April-May of about 0.5°C between 5°N and 25°N. After April, the trade wind anomalies disappear, and the SSTA decreases through evaporation losses.

For QTCM, despite the fact that the shift of the ITCZ is too far north and that the Northeast trade wind relaxation is less intense and briefer, the main features of the ENSO remote influence on the Tropical Atlantic are well reproduced. Note again that the meridional wind stress variability associated with the ENSO tele-connections is too weak for the model as compared to the observations. The reader can also refer to *Sue and Neelin* [2001], *Su et al.*, [2001], *Neelin et al.* [2003], *Gushchina and Dewitte* [2005] and *Neelin and Su* [2005] for evaluating the model performances in reproducing ENSO tele-connections.

QTCM exhibits relatively good performance in simulating the atmospheric response to ENSO over the Tropical Atlantic, especially in the equatorial band. Nevertheless, the response of Northern Tropical Atlantic (NTA) is less consistent with the observations. This could be due to numerous reasons. First, due to air-sea feedback in that region [*Klein et al.*, 1999 ; *Czaja et al.*, 2002], the interpretation of a locally forced simulation

is ambiguous. This is because the SST forcing already contains the atmospheric response to ENSO. Running QTCM without local inter-annual forcing in the Tropical Atlantic (boundary conditions in the Tropical Atlantic are only seasonal SST) leads to a more realistic relaxation of the Northeast trade winds in January-February-March (not shown). After March, however, there is no wind or heat-flux reversal through evaporation in this simulation. This emphasizes that these are local responses to SST. Second, simulated meridional wind stress variability is unrealistically weak, which tends to spread the atmospheric circulation in the zonal direction. This is a flaw of most forced AGCMs, which may contribute to the lack of skill in simulating the ENSO tele-connection in this region where the Inter-Tropical Convergence Zone (ITCZ) migrates seasonally.

With these model characteristics in mind, we will focus on the equatorial tele-connections (10°S-10°S). We assume that the mechanisms leading to the equatorial response to ENSO in QTCM, if connected to the Northern Tropical Atlantic (NTA) variability, are sufficiently realistic. This will be discussed in the final section.

2) Ocean component : OLM

The Tropical Atlantic ocean component is an Ocean Linear Model (OLM), similar to *Cane and Patton* [1984] but with a higher resolution and more realistic coastlines (see ID04). The model domain extends from 50°W to 10°E and from 28.875°S to 28.875°N, with a horizontal resolution of 2° in longitude and 0.25° in latitude. The model time-step is 2 days. It includes 6 baroclinic modes with phase speed, c_n, projection coefficient, P_n, and friction, r_n, derived from a high-resolution OGCM simulation forced with realistic fluxes [*Barnier et al.*, 2000]. This OGCM simulation will be referred to as the CLIPPER data set hereafter. The results of the linear model forced with realistic winds were compared to various observations and to CLIPPER in ID04. The reader is referred to this latter paper for more details on the skill of the OLM in a forced context.

A Mixed Layer Model (MLM) is embedded in the ocean model that consists of a thermodynamical budget in a surface layer whose thickness, $\bar{h}_{mix}$, depends on both space and season. The horizontal resolution is 2° in longitude and 1° in latitude and the time-step is 1 day. The equation for SST anomaly is similar to the one used in *Zebiak and Cane* [1987], but with a different parameterization of the subsurface temperature T_{sub} (see below), and different climatological surface currents, upwelling and SST. Also, the actual heat flux derived from the bulk formulas is used, as opposed to the heat flux parameterization used by *Zebiak and Cane* [1987] and Z93. The thermodynamic equation has the following form (barred quantities represent seasonal fields and unbarred quantities represent inter-annual anomalies relative to the seasonal cycle) :

$$
\begin{aligned}
\partial_t T \;=\; & && (Eq.I)\\
\text{zonal adv. :} \quad & \begin{cases} -u\partial_x(\bar{T}+T) & (1)\\ -\bar{u}\partial_x(T) & (2)\end{cases}\\
\text{merid. adv. :} \quad & \begin{cases} -v\partial_y(\bar{T}+T) & (3)\\ -\bar{v}\partial_y(T) & (4)\end{cases}\\
\text{vertical adv. :} \quad & \begin{cases} -[M(\bar{w}+w)-M(\bar{w})]\partial_z\bar{T} & (5)\\ -M(\bar{w}+w)\partial_z T & (6)\end{cases}\\
\text{heat fluxes :} \quad & +\frac{(Q_{net}+Q_c)}{\rho C_p \bar{h}_{mix}} & (7)
\end{aligned}
$$

The prescribed seasonal surface currents $\bar{u}$, $\bar{v}$ and $\bar{w}$ are obtained by forcing the OLM with the ECMWF ERA-40 climatological wind stresses. The main characteristics of these climatological current are presented and compared to the observations and CLIPPER in the Appendix B. The specified seasonal cycle of SST ($\bar{T}$) is derived from the Reynolds SST [*Reynolds and Smith*, 1994] over the 1982-2001 period.

The mean vertical temperature gradient, $\bar{T}_z$, in term (5) is defined from a seasonally varying MLD, $\bar{h}_{mix}(x, y, t_{12})$. The latter is prescribed from *de Boyer Montégut et al.* [2004].

$M(x)$ is a step function defined by : $M(x) = \begin{cases} 0, & x \geq 0 \\ x, & x > 0 \end{cases}$ This function accounts for the fact that SSTA are affected by vertical advection only in the presence of upwelling.

The anomalous vertical temperature gradient, $\partial_z T$, is defined as $\partial_z T = (T - T_{sub})/\bar{h}_{mix}$, where T_{sub} is the temperature anomaly at the base of the mixed layer. A new parameterization for the temperature anomalies at the base of the mixed layer is proposed that depends explicitly on the baroclinic mode contribution to pressure anomaly and the local stratification. With $p(x, y, z, t) = \sum_{n=1}^{M} p_n(x, y, t) \times \partial_t F_n(z)$, where p is the pressure field, $p_n(x, y, t)$ is the associated n-baroclinic mode contribution and F_n is the vertical structure of the n^{th}-baroclinic mode derived from the CLIPPER stratification at 14°W. The hydrostatic relation leads to $\delta\rho = \rho_0 \sum_{n=1}^{M} sl_n \times \partial_z(F_n(z))$, where ρ is the density and sl_n are the n-baroclinic mode contribution to sea level anomalies $sl_n = \frac{p_n}{\rho_0 g}$). Using the stability equation for the density field and assuming that the density changes (at constant depth) are governed by temperature changes (*i.e.* $\delta\rho = \rho\alpha_T\delta T$, with

$\alpha_T = 2.97 \times 10^{-4} K^{-1}$ [*Gill*, 1982]), the anomalous vertical temperature gradient ($\rho_0 \rho \approx 1$) can be written as :

$$T_z(x,y) = \frac{T(x,y) - \alpha_T^{-1} \sum_{n=1}^{6} sl_n \times \partial_z(F_n(max(\bar{h}_{mix}, 50m)))}{\bar{h}_{mix}}$$

Note that near the surface a large number of baroclinic modes are required to correctly represent the density field and to account for the small vertical scales in the variability. Retaining the six gravest baroclinic modes is sufficient to represent the temperature variability below the first 50m (see Appendix A).

Unlike *Zebiak and Cane* [1987], anomalous heat fluxes are not parameterised with a temperature damping term, but are derived from the bulk formulas embedded in the atmospheric component. Moreover, a corrective flux term (Q_c) was added in order to compensate for a systematic cold bias (of the order of $\sim -0.05^{\circ}C$ in the ATL3 region) found in an earlier version of the model run. This cold bias is due to enhanced climatological vertical advection of anomalous temperature when the system is run in a coupled mode. Rather than arbitrarily reducing mean upwelling, we choose to apply this statistical heat-flux correction derived from the mean SSTA pattern of a 100-year coupled run without correction. It is assumed that this term does not modify drastically the model physics. This was checked on some of the analyses performed in this study (in particular on the SVD modes between wind stress and SST anomalies).

A control experiment in a forced context is performed to validate simulated SST anomalies (hereafter OLM-CR). The forced context is achieved in the following manner : the ocean model is forced by the ECMWF ERA-40 reanalysis wind stress anomalies over the OLM domain from 1982 to 2001. In the Tropical Atlantic sector, the atmospheric component is forced by the sum of the MLM SSTA and the Reynolds SST climatology. Elsewhere the Reynolds SST is prescribed. The heat flux anomalies required to force the MLM are obtained by retrieving, at each MLM time-step, the heat flux seasonal cycle from the daily-averaged QTCM heat fluxes. The latter was computed from a QTCM run forced by seasonal SST. The spin-up is realized by forcing QTCM for 4 years (1976-1979), by the Reynolds SST climatology over the globe, while the OLM is forced by ECMWF ERA-40 reanalysis wind stress anomalies (MLM fluxes being parameterized with a damping term). From January 1980, QTCM is forced in the Tropical Atlantic by the MLM SSTA. From January 1981, the MLM is forced by heat-flux anomalies simulated by QTCM. Results are analyzed for the January 1982-December 2001 period.

Figure 5A displays the correlation and RMS difference between the simulated SSTA and the Reynolds SSTA. The simulated SSTA are in good agreement with the observations : in the 10˚S-10˚N equatorial belt, the correlation is largely significant (with a level of confidence of 95%) and the RMS difference does not exceed 0.6˚C. In Figure 5B, the ATL3 index is plotted for the model and the observations. Both time series exhibit a coherent sequence of warm and cold events, with similar magnitudes : the correlation (RMS difference) of these time series reaches 0.71 (0.36˚C). A multivariate SVD analysis is performed with the OLM-CR SSTA and the wind stress anomalies from ERA-40. The results are displayed in figure 6. As in the observations (Figure 3A), westerlies in the western EA are associated with SST anomalies in the central basin that reach 1.25˚C. This mode explains 74.96% of the covariance close to the observations. As expected from equatorial wave dynamics, the variability is more confined towards the equator with less extension to the South than in the observations. Compared to observations, the peak variability along the equator is too far to the west. This may reflect an overestimation of the western boundary reflection in the model. Note, however, the realistic location of the zero line north of the equator for SST anomalies which has to be related to the appropriate representation of the oceanic model vertical structure (see ID04). Overall the dominant characteristics of the equatorial

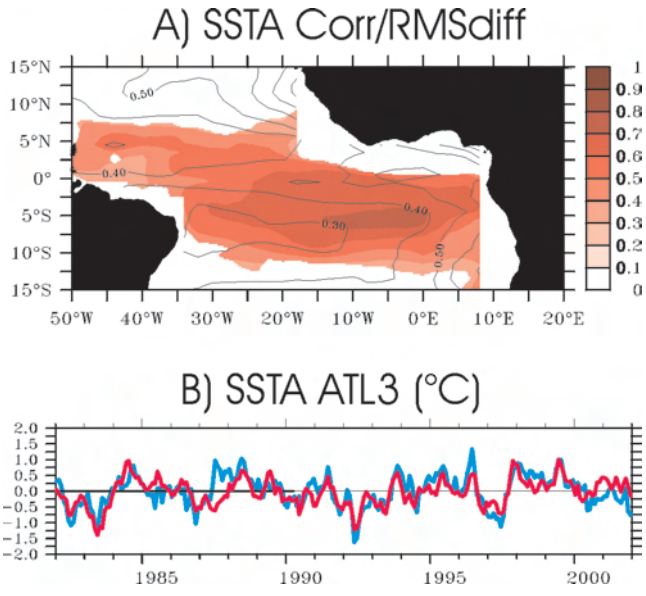


FIG. 5. Comparison between the OLM-CR and the Reynolds SSTA in the Tropical Atlantic over the 1982-2001 period. The correlation significant at a 95% level (RMS difference) is red-shaded (contoured) in the panel A. OLM-CR (red line) and Reynolds (blue line) ATL3 indexes are plotted in panel B. Units is ˚C.

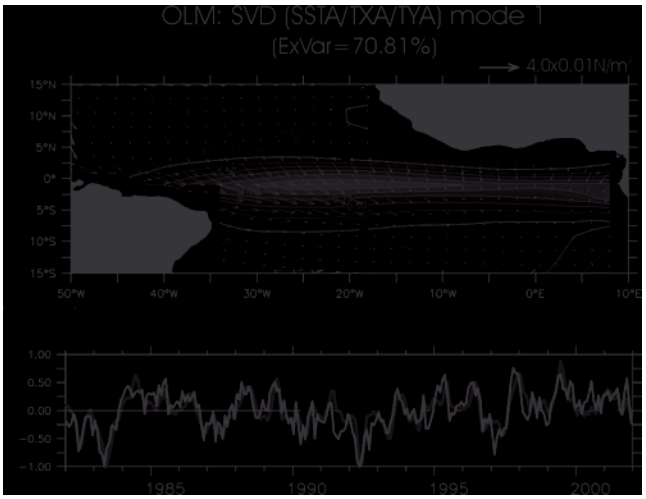


FIG. 6. Same as figure 3 but for the oceanic component of the TIMACS model forced by ERA-40 wind stress anomalies (OLM-CR). The normalized time series of SSTA and wind stress anomalies are correlated with a 0.79 level.

mode are correctly simulated, which is encouraging for carrying fully coupled experiments.

3) Coupling strategy

The coupling strategy is based on the principle that, given the relative simplicity of the system, air-sea coupling should takes place where the model exhibits the best skill. Therefore, coupling zones have been defined. They correspond to the region of correlation significant at the 95% level between model and observations. Note that delimited coupling zones have been used previously for theoretical ENSO studies [*Mantua and Battisti*, 1995, among others] and forecasts [*Pierce*, 1996]. Figure 7A displays significant correlation (at a 95% level) between model simulations and observations for SSTA (contour), TXA (arrows) and QnetA (shading). It summarizes the results of figure 1 and figure 5 for the EA sector. Thus, the atmosphere passes TXA (QnetA) to OLM (MLM) over the shaded zone of figure 7C (figure 7B), while the OLM passes SSTA over the shaded zone of figure 7B. It is worth pointing out here that the coupling zone for QnetA and SSTA extends over the whole equatorial band so that only momentum forcing (when atmosphere passes TXA to OLM) is really impacted by the proposed coupling strategy.

Due to relatively strong ocean currents in the equatorial band, the momentum of the atmospheric forcing can be significantly increased or decreased depending on the direction of the oceanic currents. This has been taken into account following recent results showing that such an improved coupling procedure can impact CGCM simulations [*Luo et al.*, 2005]. Note also that this ensures angular momentum conservation between the atmosphere and the ocean.

For all runs presented in this paper, both model components are started from rest. To achieve a smooth transition and to reduce the shock for the air-sea adjustment, during 4 years (1976-1980) the OLM is forced by simulated wind stress anomalies, with the boundary conditions for the atmospheric component being the Reynolds SST over the globe. Then, in early 1980 (1981), OLM (QTCM) passes SSTA (QnetA) to MLM. Thus, after this 6-year spin-up, the model is fully cou-

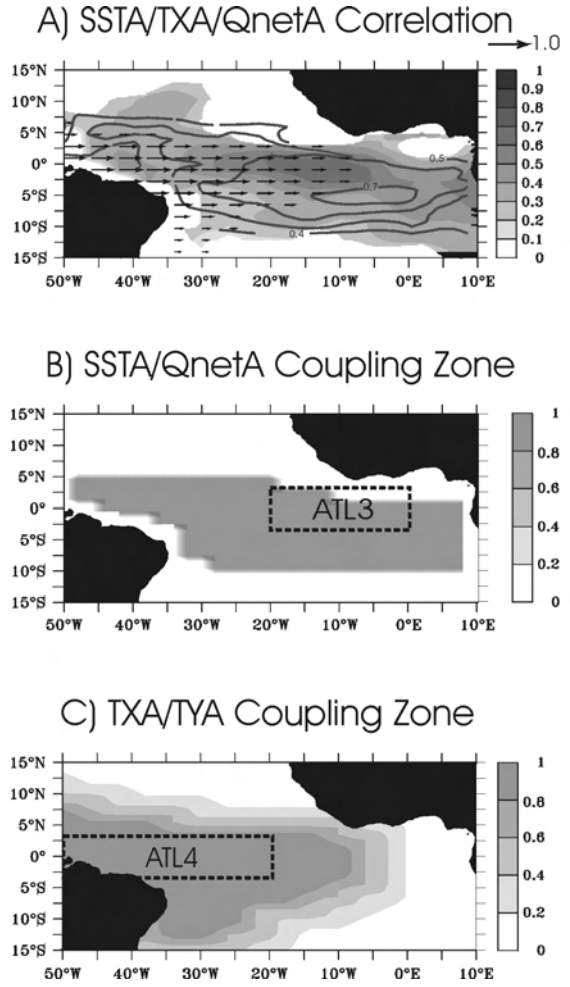


FIG. 7. A) Significant correlation maps (at a 95% level) between QTCM-CR and ECMWF ERA-40 for QnetA (shaded) and TXA (arrows, scale in the top right corner). Overplotted is the significant correlation (at a 95% level) between OLM-CR and Reynolds SSTA, contoured every 0.1. The coupling zones for SSTA (similar for QnetA) and wind stress are represented in grey in figure B and C respectively. For indication, the ATL3 (ATL4) region is drawn in dashed line in panel B (C).

pled in EA. The results are analyzed starting in January 1982. Note at last that 20-member ensemble experiments were carried out for most of the model configuration presented in this study. Every time that ensemble runs were carried out, the deviation from the ensemble mean was weak over the whole period (usually less than ∼2%). Therefore, for simplicity, we choose to present a single run for all the experiments presented in the following.

c. *Reference coupled run*

The model is first run in a coupled context with prescribed realistic SST outside the EA region over the 1982-2001 period. This run, referred to as TIMACS-CR, will serve as a benchmark for interpreting the results of the experiment carried out in the following. It will also tell us how the regions outside the equatorial wave-guide impact the EA variability. This section also provides a preliminary analysis of the impact of air-sea interaction in EA in the presence of realistic remote forcing.

Figure 8A displays the ATL4 averaged zonal wind stress anomalies (TXA) for the TIMACS-CR experiment along with the observations (ERA-40). The coupled experiment exhibits oscillations that share many characteristics with QTCM-CR (Figure 2) and observations. We observe a coherent timing sequence of warm and cold events. In the ATL4 region, the correlation between the simulated and the observed TXA peaks to 0.54. This corresponds to a level of significance of 99%. The RMS difference does not exceed $0.86.10^{-2} N.m^{-2}$. The comparison between simulated and observed ATL3 indices for SSTA is displayed in figure 8B. As for TXA,

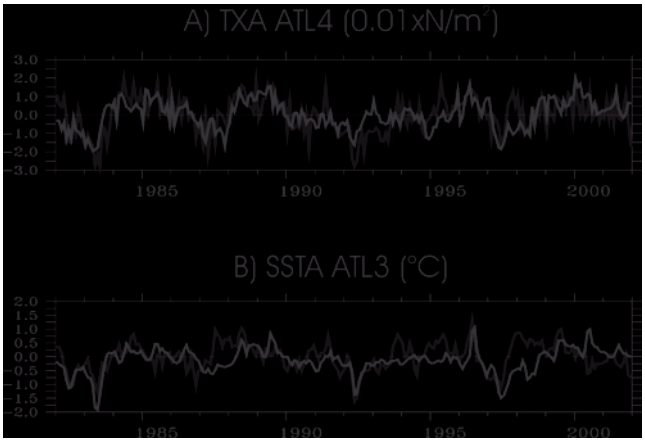


FIG. 8. TIMACS-CR (black line) and ERA-40 (grey line) TXA ATL4 indices are plotted in panel A. Unit is $0.01 N.m^{-2}$. TIMACS-CR (black line) and Reynolds (grey line) ATL3 indices are plotted in panel B. Units is ˚C.

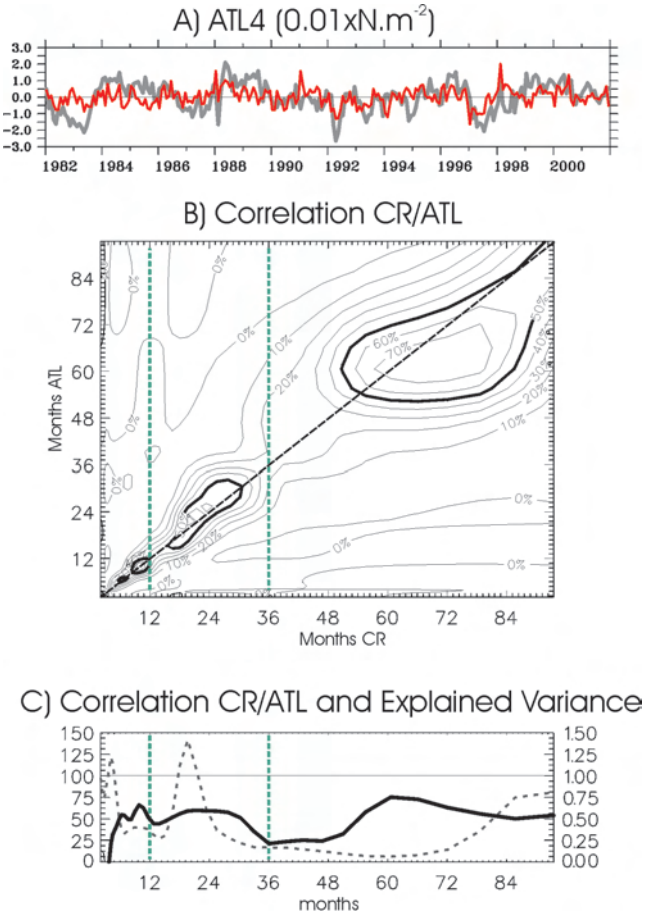


FIG. 9. QTCM-ATL (red line) and QTCM-CR (grey line) ATL4 indices are plotted on panel A. Unit is $0.01 N.m^{-2}$. B) From the results of a wavelet analysis, for each frequency, the correlation between QTCM-ATL and QTCM-CR ATL4 indices is drawn on the middle panel. On panel C, the correlation (plain line, right scale) between QTCM-PAC and QTCM-CR ATL4 and the explained variance (dashed line, left scale) (referenced to the QTCM-CR variability) is plotted as a function of the frequency.

the simulated SSTA have pronounced inter-annual variability, with a magnitude that is comparable to the observations. The RMS for ATL3 only differs by 10% for the model and the observations (RMS difference of 0.50˚C) and the correlation peaks to 0.41 (significant at a 98% level). However, the model does not reproduce the proper timing of the main inter-annual events. In particular, during the 1987 and 1997 El Niños, it misses the observed warming in 1987-1988 and 1998. Note that these periods also correspond to poor simulation of zonal wind stress anomalies in ATL4. During weak El Niño activity the model does exhibit some skills in reproducing the level of SSTA variability and some events, such as the 1992 cooling and the 1996 warming.

Experiment name	Region of prescribed observed inter-annual forcing	Coupling efficiency in the EA	Extra-Tropical storms (on/off)	SSTA Corr. (RMS diff) in ATL3	TXA Corr. (RMS diff) in ATL4	Used to/as
QTCM-CR	Globe	0.	on	×	0.60 (0.84)	Reference run
QTCM-ATL	EA	0.	on	×	0.34 (0.91)	Estimate the importance and preferred timescales of EA SST forcing
TIMACS-CR	Globe without EA	1.	on	0.41 (0.51)	0.54 (0.86)	Reference run
TIMACS-CP1	None	1.	on	×	×	Study the intrinsic characteristics of the Equatorial mode
TIMACS-CP2	None	1.	off	×	×	Study the stability of the Equatorial mode
TIMACS-CP2-Noise	Atmospheric noise originating from Tropical Pacific	1.	off	×	×	Study the stability of the Equatorial mode

TABLE 1. Summary of the numerical experiments of section III. Experiments in which the air-sea coupling is achieved in the EA are shaded. The 5th and 6th columns provide results of the comparison over the 1982-2001 period between the simulation and Reynolds SSTA and ERA-40 TXA respectively. Unit is 0.01 $N.m^{-2}$ (°C) for TXA (SSTA) RMS differences. The last column provides information on the use of the experiments in sections II and III.

Considering the different response of the model in EA with regards to the period and characteristics of the remote conditions, further investigation of the local air-sea feedbacks in TIMACS in EA and remote ENSO forcing is required from specific numerical experiments. Considering the relatively large number of experiments carried out in this study, the reader is referred to the tables 1 and 2, every time it appears necessary, for a description of the experiments and their specific use with regards to the hypothesis that is being tested. In essence, the basic structure of the experiment carried out in the following is composed of two set of experiments. In order to characterize the EA ocean-atmosphere interactions simulated by TIMACS, we perform a first set of experiments that consists in switching on and off the coupling within the EA (see Table 1 and section III). Then, in order to investigate the impact of Pacific ENSO variability on the EA variability, we compare experiments with climatological SST prescribed in the Tropical Pacific to experiments with inter-annually changing SST here (see Table 2 and section IV).

3. The Atlantic El Niño mode

This section aims to investigate the characteristics of the equatorial mode simulated by TIMACS. Several experiments (see Table 1) are carried out in order to assess whether the model SSTA variability is the result of a stable (*i.e.* damped) or unstable coupled mode. A forced experiment is first carried out that allows inferring the privileged timescales of the variability in the EA. Then, the model is run in a coupled mode in order to estimate the characteristics and stability equatorial mode simulated by TIMACS.

a. Atmospheric experiments with ATL forcing only

In order to document the preferred timescales and amplitude of the atmospheric response to EA SSTA over 1982-2001, a forced atmospheric simulation is first carried out. This experiment is designed such as observed SST inter-annual variability (1982-2001) is prescribed only in the EA and elsewhere the Reynolds seasonal SST is prescribed as a boundary condition (hereafter QTCM-ATL ; See Table 1). The results of this section will also aid in the interpretation of the coupled simulations performed in section III.2.

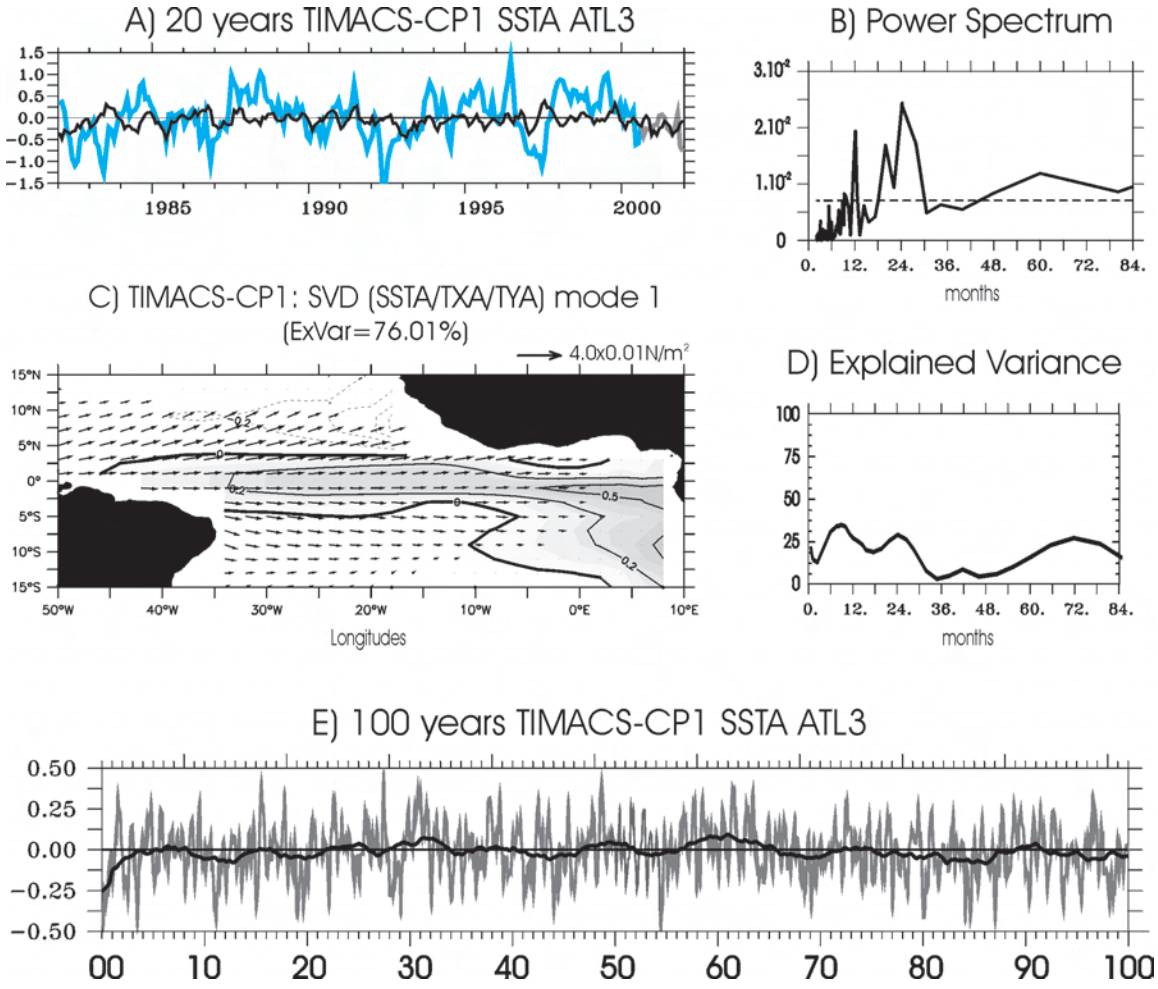


FIG. 10. TIMACS-CP1 (black line) and Reynolds (blue line) SSTA ATL3 index over the 1982-2001 period are plotted in panel A. Unit is °C. In panel E, 100 − *year* TIMACS-CP1 (grey line) SSTA ATL3 index is plotted, along with its 5-year running mean (black line). Its associated power spectrum (Fast Fourrier Transform) is displayed in panel B. The dashed line in the power spectra is the 95% significance level. In panel D, from the results of a wavelet time frequency analysis of TIMACS-CP1 and Reynolds SSTA ATL3 indices, the explained variance, referenced to the Reynolds ATL3 variance, is plotted as a function of frequency. The spatial structure of the dominant mode of the SVD between SSTA and wind stress anomalies of the 100-year TIMACS-CP1 is displayed in Panel C (same as in figure 3.A).

QTCM-ATL and QTCM-CR zonal wind stress anomalies (TXA), averaged in the ATL4 region, are displayed in figure 9A. The TXA response of the local EA forcing exhibits inter-annual variability 41% weaker than the QTCM-CR variability. A time frequency analysis of QTCM-ATL and QTCM-CR TXA averaged in the ATL4 region is performed following *Torrence and Compo* [1998]. For each frequency of the analysis, the corresponding time series is reconstructed. Then, for each time series, the correlation between QTCM-ATL and QTCM-CR, and the explained variance of the QTCM-ATL TXA ATL4 index, referenced to the QTCM-CR TXA ATL4 index variance, are calculated. The results are displayed in figure 9B and 9C. The zones of largest correlation (Figure 9B) mostly appear for comparable periods. Three frequency bands can be distinguished : intra-seasonal frequency band, periods between *12* and *36 months* and periods larger than *4.5 years*. QTCM-ATL exhibits a peak in the explained variance of the observed variability for periods between 16 and 24 months and at the semi-annual period (Figure 9C). This is consistent with *Latif and Grötzner* [2000], which suggests that the quasi-biennial oscillation is favored in the EA. Note that a quasi-biennial variability is present in the ENSO remote forcing. However, its signature is mostly prominent in the tropospheric circulation [*Ropelewski et al.*, 1992]. This is consistent with the interpretation that the quasi-biennial signal simulated

by QTCM-ATL for surface wind stress is most likely associated with local coupled interactions. Note also, that the periods between 5 and 7 years in QTCM-CR correlate with the 5-year period in QTCM-ATL. This suggests a rectified effect of the ENSO variability on the EA low-frequency variability.

This result confirms that remote forcing is a source of the low frequency variability in EA. However, enhanced variability in the 12-36 month frequency band is most likely to result from a local coupled interaction. This is further investigated in the following section from a coupled experiment that only considers explicit air-sea feedback in the EA.

b. The so-called Atlantic Niño in Timacs

1) Spatio-temporal characteristics

In order to study the EA coupled mode dynamics and document its preferred timescale and magnitude, a coupled run with TIMACS is performed in which we do not consider any remote inter-annual forcing (hereafter TIMACS-CP1 ; See Table 1). This means that outside EA, the Reynolds SST climatology is prescribed as boundary condition for the atmosphere, so that the EA is the only source of inter-annual variability.

The results for the ATL3 SST index are displayed in Figure 10A. Interestingly, without prescribed inter-annual remote forcing, the model produces SSTA variability with time scales similar to that of the observations (Figure 10B), with albeit smaller magnitude (∼50%). Figure 10D indicates that frequency bands of SSTA variability similar to what is found for QTCM-ATL are favored, namely, intra-seasonal, *20* to *36 months*, and *5* to *7 years*. TIMACS-CP1 also exhibits some energy at the annual period. It was found that the seasonal cycle produced by the model is always one order of magnitude less than the prescribed model climatology for SST, horizontal and vertical currents. This was considered consistent with the assumptions used in MLM. The quasi-biennial oscillation is also prominent (Figure 10B). It is also worth noting the presence of energy at decadal timescales as illustrated by the 5-year running mean of the 100-year ATL3 SST time series (Figure 10E).

Figure 10C presents the dominant mode of the SVD between SST and wind stress anomalies simulated by TIMACS-CP1. The spatial patterns of the mode resemble the ones derived from the observations (Figure 3A), with a relative maximum in SSTA around (20°W, Eq.) and a meridional broadening in the Gulf of Guinea. The meridional scale of SSTA is also reasonable, although the zero line in the South Atlantic is closer to the equator than in the observations. The largest differences between the model and the observations are the SSTA maximum near the African coast and the wind stress pattern that exhibits a meridional component that is too weak. This leads to a wind patch that extends farther zonally than observed. The southerlies in the northern (∼4°N) west Atlantic are also absent in TIMACS-CP1.

The inter-annual variability in the eastern EA is strongest during boreal summer, when the equatorial upwelling is maximum and the thermocline is close to the surface [*Ruiz-Barradas et al.*, 2000 ; *Latif and Grötzner*, 2000]. It is interesting to see whether the coupled model can reproduce this phase locking. Figure 11 presents a histogram-plot of the warm event occurrences in TIMACS-CP1 and the 12-36 month reconstructed time series of the observations [*Torrence and Compo*, 1998]. The threshold for a warm event is chosen to be 1.5 times the variance of the ATL3 time series (*i.e.* 0.23°C for TIMACS-CP1 and 0.36°C for the observations). This indicates that the model produces most warm events around June-July, whereas there is no significant warming in boreal spring. This is in agreement with the observations, although there is a one-month lag between the maximum record of warm events (July for the model and August for the observations) and a broader repartition in the model than in observations in boreal summer. Note, however, that remote realistic forcing has not been included in the model, which limits the comparison between model and observations.

Overall the equatorial mode simulated by TIMACS shares many characteristics with the observations, which allows for further sensitivity tests using the model. Before addressing the issue of the remote influence of ENSO on this simulated equatorial mode, it is necessary to assess the impact of stochastic forcing on its characteristics. This is done in the following.

2) Atmospheric intra-seasonal variability

Of particular interest in the EA sector is the part played by random noise in maintaining inter-annual variability. Z93 and *Nobre et al.* [2003] suggest that without noise, the EA mode is damped. To address this point, two model runs are carried out, in order to evaluate the stability of our coupled system, and also to assess its sensitivity to stochastic forcing with regards to the experiment carried out in the previous section (see table 1).

The first experiment consists of "damping" out the natural high-frequency variability of the atmospheric

Experiment name	Region of prescribed observed inter-annual forcing	Coupling efficiency in the EA	Coupling efficiency outside EA (Slab mixed layer)	Extra-Tropical storms (on/off)	SSTA Correlation (RMS difference) in ATL3	TXA Correlation (RMS difference) in ATL4	Used to/as
QTCM-PAC	Tropical Pacific	0.	0	on	0.32 (0.59)	0.55 (0.84)	Reference run
TIMACS-PAC	Tropical Pacific	1.	0	on	0.39 (0.55)	0.50 (0.88)	Study the local air-sea coupling in EA under ENSO remote forcing
QTCM-PAC-Slab	Tropical Pacific	0.	1	on	-0.25 (0.57)	0.48 (0.86)	Study the impact of remote ENSO forcing over NTA
TIMACS-PAC-Slab	Tropical Pacific	1.	1	on	0.40 (0.53)	0.51 (0.86)	Study the interaction between NTA and EA under ENSO remote forcing

TABLE 2. Summary of the numerical experiments of section IV. The experiments in which the air-sea coupling is achieved in the EA are shaded. The 6th and 7th columns provide the results of the comparison over the 1982-2001 period between the simulation and Reynolds SSTA and ERA-40 TXA respectively. Unit is 0.01 $N.m^{-2}$ (°C) for TXA (SSTA) RMS differences. The last column provides information on the use of the experiments in section IV.

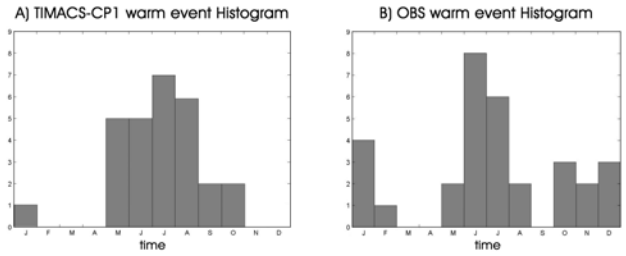


FIG. 11. Histogram plot of warm event occurrence in ATL3 in (A) a 54-year record of TIMACS-CP1 and in (B) the high frequency component ($f > 3(years)^{-1}$) of the Reynolds SSTA (1950-2003). The frequency decomposition/reconstruction is based on wavelet decomposition. The criterion for warm event qualification is SSTA larger than 1.5 times its variance.

model. *Lin et al.* [2000] showed that the main source of intra-seasonal variability in QTCM comes from the so-called evaporation-wind feedback and excitation by the extra-tropical storms. They proposed a methodology for turning off these two processes (see *Lin et al.* [2000] for details). We checked that, for the version of the model used in this paper, these two processes are still major sources of energy for the intra-seasonal variability, which is a complex combination of coherent and stochastic features. Applying their method, the internal model variability in the EA is almost totally damped out. There was a ratio of $\sim 10^6$ between two climatological runs with and without extra-tropical disturbances for the TXA high-frequency variability in the ATL4 region. Intra-seasonal anomalies were calculated from the daily model outputs like in *Lin et al.* [2000]. Their method is therefore applied here for turning off the evaporation-wind feedback and the extra-tropical disturbances. Daily-average atmospheric model climatologies were recalculated within this new model configuration and prescribed in TIMACS to derive the fluxes anomalies that are passed to OLM (as described in section II.2.2). The model is forced with realistic inter-annual remote forcing until January 1990 and after this date climatological SST are prescribed out of EA as boundary conditions, while air-sea coupling is switched on over the EA. This model set-up is called TIMACS-CP2 (see Table 1). Results are displayed in figure 12 for the ATL3 SST index. Until January 1990 the model presents inter-annual variability with amplitude and phase that is in good agreement with TIMACS-CR variability (not shown). After this date, SSTAs weaken rapidly to reach zero within a year, indicating that atmospheric noise is required for the model to sustain oscillations. Note that increasing by up to 30% the coupling effi-

ciency does not significantly alter this result. The SSTA still reaches zero after a few years.

In order to confirm this result, atmospheric noise is prescribed within the former model set-up. The noise is obtained from the deviation from the daily climatology of a 10-years long seasonal run, so that the spatio-temporal characteristics of the intra-seasonal variability are kept. This run is named TIMACS-CP2-Noise (see table 2). Results are over-plotted on figure 12, which shows that an oscillatory behavior is recovered after year 1990, confirming the stable nature of the equatorial mode simulated in TIMACS. Several other tests, with a different noise product, were performed. In particular, following *Kirtman and Schopf* [1998], noise obtained from the difference between the total and the 6-month low-pass filtered SSTAs was used as boundary forcing for the atmospheric model in the Tropical Pacific sector only, allowing for transmission of high-frequency forcing over the Tropical Atlantic. In such a configuration, the model also exhibits a variability after 1990, although 42% in magnitude weaker than in TIMACS-CP1. The first SVD mode between the SST and wind stress anomalies in EA explains 78,5% of the covariance with a similar pattern to figure 10C (not shown). The time scales of the variability and the phase locking around July are also comparable to TIMACS-CP1, which confirms the above. These results will be further confirmed by a stability analysis presented in the discussion section (see also Appendix C).

4. Pacific ENSO Remote Influence (1982-2001)

In light of the above results, we now investigate the impact of Pacific ENSO variability on the EA variability. In this section, only the inter-annual ENSO forcing over the Tropical Pacific is considered. Elsewhere the Reynolds monthly seasonal SST is prescribed as a boundary condition for the atmosphere. Two regions where simulated SSTA will be superimposed on the climatological SST are the EA and the Northern Tropical Atlantic. A first series of experiments, in which air-sea interactions are switched off or on over the EA, are carried out and analyzed (see Table 2). The results of these experiments will serve to estimate the role of the local air-sea coupling in EA under the influence of ENSO. The role of the air-sea interaction in the NTA on the ENSO response over the Tropical Atlantic is then considered through other coupled model experiments using a simple slab mixed layer for the Tropical Atlantic off-equatorial regions (see Table 2). The results of these experiments will allow estimating the role on NTA in the tele-connection pattern simulated by TIMACS.

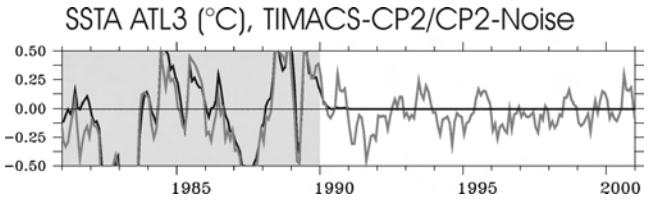


FIG. 12. TIMACS-CP2 (black line) and TIMACS-CP2-Noise (grey line) ATL3 indices. Unit is °C. Grey shading indicates the period over which the model is forced over the tropical Pacific sector.

a. Pacific Remote influence on the EA variability

In order to analyze the remote effect of the Tropical Pacific inter-annual forcing without explicit local air-sea feedback in the EA, we first force QTCM with observed SST inter-annual variability only in the Tropical Pacific (30°S-30°N). Elsewhere the Reynolds monthly seasonal SST is prescribed as boundary conditions. This atmospheric forced experiment is referred as QTCM-PAC. This simulation will be further compared to the results of a twin simulation, where air-sea coupling will be turned on in EA, with again observed inter-annual SSTA in the Tropical Pacific (hereafter TIMACS-PAC ; See table 2). This will provide an estimate of the impact of local air-sea feedbacks in EA.

The QTCM-PAC and QTCM-CR zonal wind stress anomalies (TXA) averaged in the ATL4 region (figure 13A) present similar inter-annual amplitude and phase, indicating that most of the low-frequency wind stress variability in the EA originates from the Tropical Pacific. Correlation between ATL4 indices of QTCM-PAC and QTCM-CR is 0.69 (RMS difference is $0.66.10^{-2}$ $N.m^{-2}$). A time-frequency analysis similar to the one in section III.1 is performed for the QTCM-CR and QTCM-PAC TXA ATL4 time series. It allows for the correlation between QTCM-CR and QTCM-PAC and the explained variance of the QTCM-PAC variability (referenced to QTCM-CR) to be computed for each frequency. Results are displayed in figure13B. They confirm that QTCM-PAC reproduces the low frequency variability of QTCM-CR (periods larger than *36 months*), but it does not account for all the higher frequencies of QTCM-CR (periods between *12* and *36 months*). Thus, the 36-84 months band reconstructed time series of the QTCM-PAC and QTCM-CR ATL4 indices are correlated at a 0.97 level (RMS difference of 0.12.10-2 Nm-2). Moreover, this low-frequency component of the variability is highly correlated to ENSO (c=-0.84 for QTCM-PAC and c=-0.80 for QTCM-CR, see the NINO3SST index plotted in dashed line on figure 13A). At higher-frequency ($f <\sim 30\ (month)^{-1}$), there are more discrepancies between the two runs. Note, for instance, that

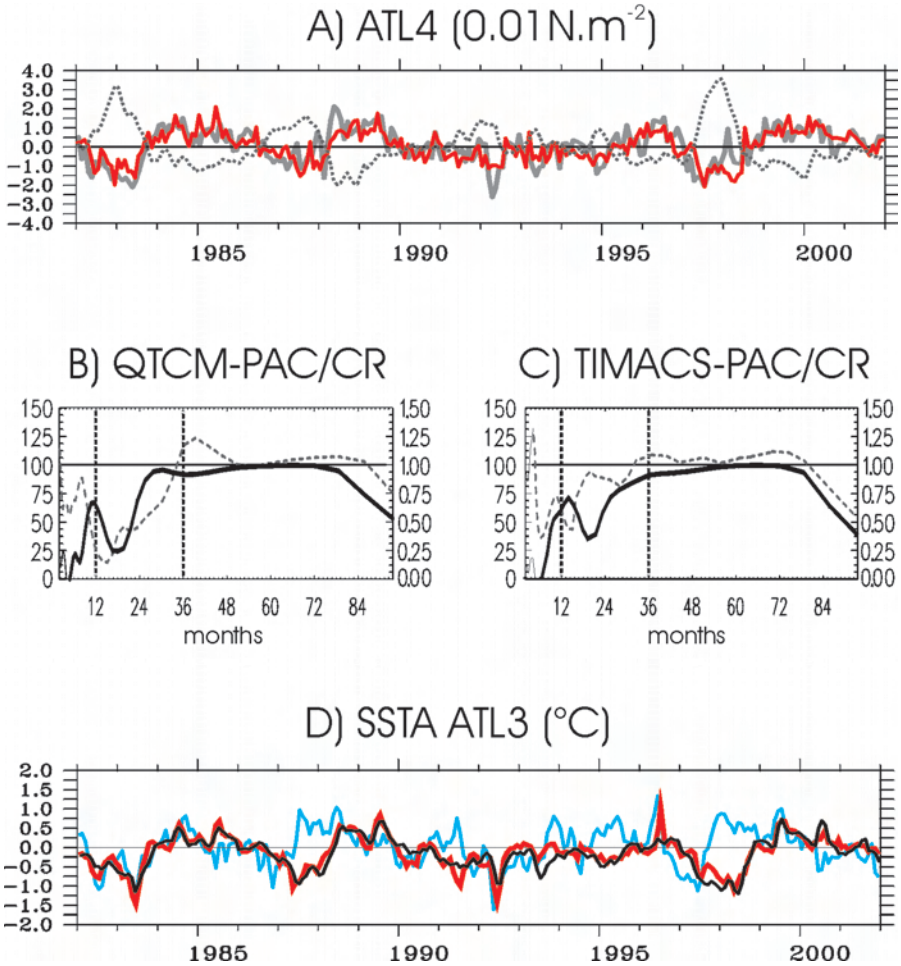


FIG. 13. QTCM-PAC (red line) and QTCM-CR (grey line) TXA ATL4 indices are plotted in panel A. Unit is $0.01N.m^{-2}$. Reynolds NINO3 index is plotted in dashed grey line. Unit is ˚C. In panel B (C), the correlation (plain line) between QTCM-PAC (TIMACS-PAC) and QTCM-CR ATL4 and the explained variance (dashed line) (referenced to the QTCM-CR variability) are plotted as a function of frequency on panel C (same as figure 9.C). QTCM-PAC (black line), TIMACS-PAC (red line) and Reynolds (blue line) ATL3 indexes are plotted in panel D. Units is ˚C.

the zonal wind anomalies in early 1998 are positive for QTCM-CR and negative for QTCM-PAC. The correlation between the QTCM-PAC and QTCM-CR ATL4 indices drops to 0.35 for the *12-36 months* band (RMS difference is $0.59.10^{-2}N.m^{-2}$).

For estimating the contribution of EA air-sea interactions, we first need to analyze the signature of the zonal wind stress variability originating from the Tropical Pacific (TXA from QTCM-PAC) on the SST response in EA. QTCM-PAC monthly wind stress anomalies (hereafter PACwinds) are therefore used to force the OLM at each time-step. This run is equivalent to OLM-CR (see section II.2.2) but using PACwinds as wind stress forcing. The results for the ATL3 SST index are presented in figure 13D (black line). The ocean model simulates realistic SSTAs (see correlation in Table 2), although with less skill than when it is forced with observations (see figure 5B). In particular, it misses some of the brief events like the 1996 warming and the consecutive cooling and warming. This illustrates the importance of air-sea feedback processes in EA.

Next, we investigate how explicit air-sea interactions in the EA will modify the above results and consequently estimate the role of the local air-sea coupling in EA under the influence of ENSO. From the results of section III.2, it is expected that local air-sea interactions in the EA increase the high-frequency component (∼12-36 $(month)^{-1}$ frequency band) of the variability. It is interesting to assess if this holds within a realistic framework (*i.e.* under the influence of prescribed ENSO forcing) and up to what level the high-frequency variability is increased. To address these questions, we analyze the

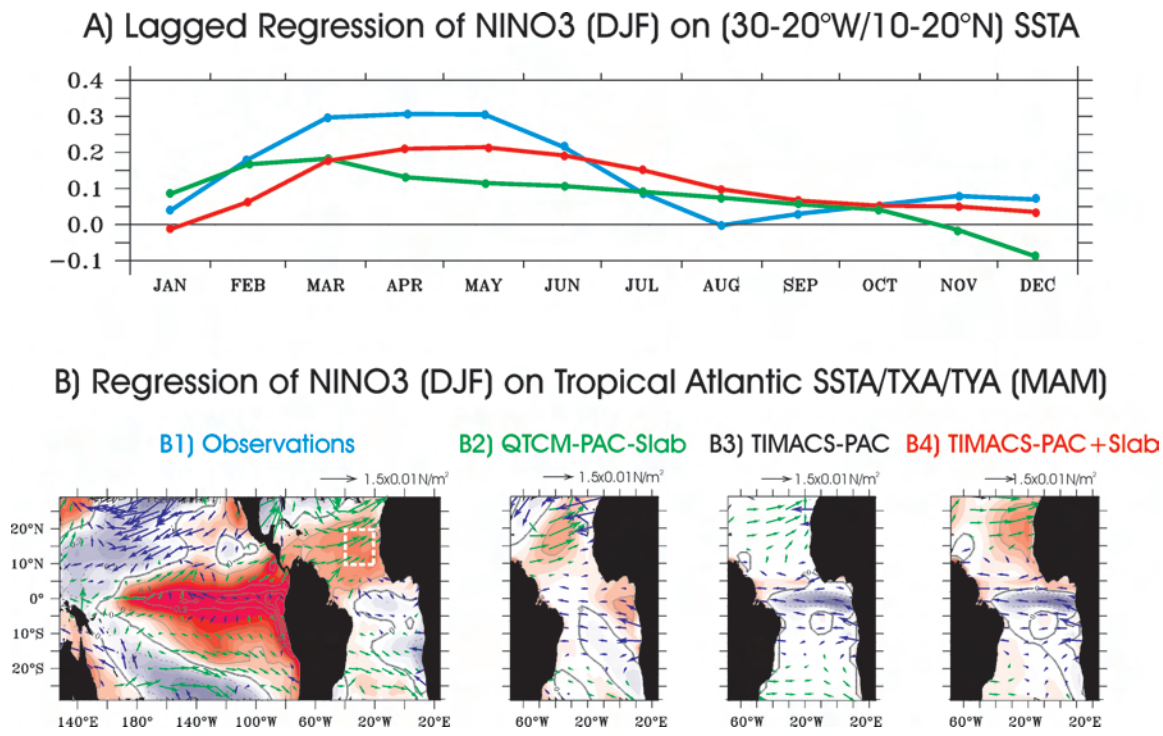


FIG. 14. A) Lagged linear regression of normalized observed NINO3 (DJF) index onto SSTA in the (30-20°W ; 10-20°N) region for the observations (blue), QTCM-Slab (green) and TIMACS-Slab (red). Unit is °C. B) Lagged linear regression of normalized observed NINO3 (DJF) index onto SSTA and wind stress anomalies in MAM for the observations (B1), QTCM-PAC-Slab (B2), TIMACS-PAC (B3) and TIMACS-PAC-Slab (B4). SSTA are shaded every 0.05°C and contoured every 0.2°C. Unit is °C. The wind stress anomalies are represented with arrows (scale in the top-right corner, units are $0.01 N.m^{-2}$).

outputs of the simulation, in which the Tropical Pacific inter-annual remote forcing is prescribed, while air-sea coupling is switched on over the EA (TIMACS-PAC). The result of TIMACS-PAC is displayed in figure 13D (grey line) for the SSTA ATL3 index and must be compared to results of QTCM-PAC. Taking into account air-sea interaction in EA, the total SSTA variability in TIMACS-PAC is only increased for the whole period by ∼6% as compared to QTCM-PAC. However, a closer inspection of figure 13D indicates that some periods in TIMAC-PAC are marked with larger variability than in QTCM-PAC. For instance, the SSTA variability is larger by 12% in 1989-1996 for TIMACS-PAC as compared to QTCM-PAC. This is associated with a better simulation of some peculiar events, like the summer 1992 cooling and the June 1996 warming. Analyzing TXA ATL4 time series from TIMACS-PAC in a similar manner reveals that the explained variance is increased by ∼22% (∼3%) in the 12-36 (36-84) $month^{-1}$ frequency band, as expected from the effect of local air-sea interaction.

b. *Role of* NTA

Air-sea feedback has the potential to modify the lagged response of the tropical troposphere temperature to ENSO SST forcing. As shown in *Su et al.* [2005], during ENSO the pattern of tropospheric temperature warming resembles that expected from wave dynamics. On the other hand, the warming outside the Tropical Pacific increases on a time scale longer than that of the atmospheric wave adjustment. It is then necessary to examine the role of the NTA where air-sea feedback through heat flux adjustment operates during El Niño events as shown in Czaja et al. [2002] among others (see also section II. 2.1.). This region also connects the descending branch of the Atlantic Hadley circulation [*Wang*, 2002] with the zonal atmospheric circulation in the Tropical Atlantic and therefore may alter the equatorial coupled variability of TIMACS described above.

To do so, as in *Su et al.* [2005], a simple slab mixed-layer model, where SST changes are driven by heat-flux anomalies, is embedded into the system for the Atlantic regions outside the EA (*i.e.* for the 10°S-40°S and 10°N-40°N bands), following : $\partial(T)_t = \frac{Q_{net}}{\rho C_p h_{mix}(x,y,t_{12})}$, Cp being the water heat capacity (4.18 $J.g^{-1}.K^{-1}$).

In these regions, the mixed-layer ocean interacts with the atmosphere via averaged SST and surface fluxes. A seasonally varying MLD $\bar{h}_{mix}(x, y, t_{12})$) is prescribed [*Boyer Montégut et al.*, 2004] to take into account the increase (decrease) of oceanic heat capacity in boreal winter (summer). Two simulations, referred as QTCM-PAC-Slab and TIMACS-PAC-Slab, are carried out with the slab mixed layer turned on and the equatorial MLM turned off and on respectively (see Table 2). The lagged response to ENSO remote forcing in DJF is examined over the Tropical Atlantic for SSTA in MAM in figure 14. It is compared to observations and to the results of TIMACS-PAC (*i.e.* without the slab mixed layer model).

The results highlight the relaxation of the Northeast trade winds associated to an El Niño event in the Tropical Pacific (see section II. 2.1 and Figure 4). This leads to a warming of the SST in the NTA around March-April-May of about 0.5°C between 5°N and 25°N (Figure 14 B1), associated to the reduction in evaporation (positive QnetA), well captured by the Slab model in the NTA (Figures 14B2 and 14B4).

Interestingly, there is no impact of air-sea feedbacks in NTA over the EA as illustrated by the similarity of the results of TIMACS-PAC and TIMACS-PAC-Slab in the equatorial band. Both model configurations tend to overestimate the cooling that follows the El Niño events. This is mostly due to the deficiency of the model in simulating the EA warmings consecutive to the 1987 and 1997 El Niño events as pointed out in section II.3. On the other hand, the SSTAs in NTA for QTCM-PAC-Slab and TIMACS-PAC-Slab exhibit a different pattern with SSTAs being shifted eastward in TIMAS-PAC-Slab as compared to QTCM-PAC-Slab. TIMACS-PAC-Slab is in better agreement with the observations since the peak of SSTAs warming and the Northeast trade winds relaxation is closer to the western coast of Africa. This change in the location of the NTA warming between QTCM-PAC-Slab and TIMACS-PAC-Slab indicates a feedback between the EA variability and the meridional atmospheric circulation : the intensification of the Walker circulation in the EA results in a relaxation of the Hadley circulation [*Bjerknes*, 1969 ; *Wang*, 2002 ; *Klein et al.*, 1999], leading to an eastward displacement of the zone of the Northeast trade winds. This was checked by comparing the regressed maps of the meridional circulation in March-April-May over the NINO3 index in Nov-Dec-Jan for the experiments QTCM-PAC-Slab and TIMACS-PAC-Slab (not shown). TIMACS-PAC-Slab is associated to both the intensification of the walker circulation and a significant relaxation of the Hadley cell in the Northern hemisphere, whereas this is not the case in QTCM-PAC-Slab. Consistent with this interpretation, the timing of the maximum SSTA response in the NTA (white dashed square in figure 14B1) reveals that SSTAs peaks $\sim 2 months$ later in TIMACS-PAC-Slab than in QTCM-Slab. Here again, this better fits the observations. This suggests that the ENSO response over the NTA is delayed by air-sea coupled processes in the EA, as compared to the time for the atmospheric ENSO response to reach the NTA through wave dynamics (i.e. a couple weeks). It also illustrates the complex interaction between NTA, EA and the background remote forcing of ENSO.

5. Discussion and conclusions

The Tropical Atlantic low frequency variability was studied using an intermediate ocean-atmosphere coupled system that models three fundamental processes : 1) the transmission of the remote ENSO influence over the Tropical Atlantic, 2) the coupled instabilities associated with wave dynamics and heat-fluxes in the equatorial band and 3) the air-sea feedback associated with heat-flux only in the Northern Tropical Atlantic. Each component of the system was carefully validated from observations and other model outputs [ID04] allowing for a quantitative estimate of the impacts of the ENSO remote forcing on the Tropical Atlantic variability and of the air-sea interactions within the EA. First, our results confirm earlier results obtained within different modeling frameworks. In particular, the equatorial mode (or Atlantic El Niño) is stable and requires ENSO remote forcing and/or atmospheric noise to be excited [Z93 ; *Nobre et al.*, 2003]. Our study suggests that ENSO is the dominant source of the EA variability in the 36-84 months-1 frequency band. Over the whole 1982-2001 period and for the whole frequency spectrum of the variability, it was estimated that the local air-sea interaction contributes to ∼6% of the SSTA variability in EA. It peaks to ∼12% for the 1989-1996 period of "weaker" El Niño activity.

The equatorial mode in the model has been documented with a focus on the preferred timescales to which it is associated. It is shown that the periods from *12* to *36 months* are favored for zonal winds stress and SST variability, which is partly due to the summer phase locking induced by the interaction between the inter-annual variability and the seasonal cycle. Such a damped oscillation at quasi-biennial time scales is consistent with the results of a "two-stripped-down" simple model [*Jin*, 1997a,b] configured to the EA (see Appendix C for details). This theoretical consistency check for explaining the privileged timescales of the variability in the EA presents of course limitations owed in part to the complex geometry of the Atlantic basin that is not symmetrical about the equator. The relative im-

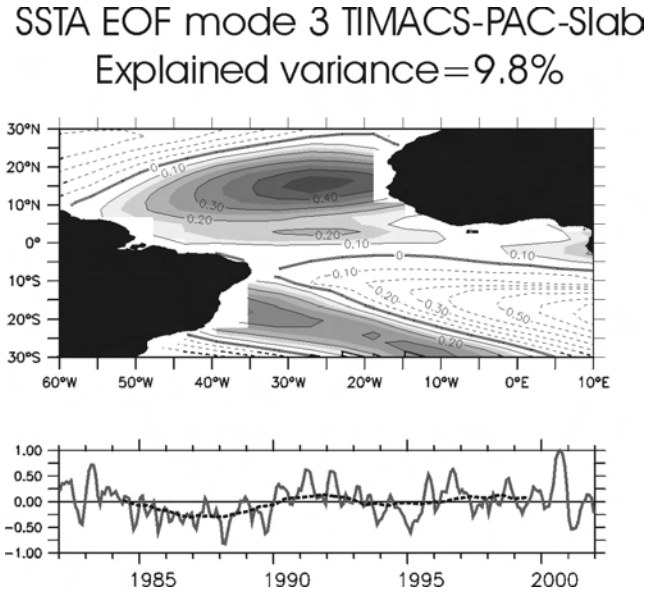


FIG. 15. Third EOF mode of TIMACS-PAC-Slab SSTA (1982-2001). The spatial structures (top) of SSTA are contoured every 0.1˚C and positive SSTA are shaded every 0.05˚C. Units are ˚C. The associated normalized time series are represented in the bottom panel (plain line), along with its $5-year$ running mean (dashed line). The percentage of covariance explained by the mode is indicated on top of the plot.

portance of heat-flux forcing as compared to the advection terms for controlling SST changes is not considered within the conceptual model. However, it suggests that the frequency, growth rate and spatial pattern (*i.e.* the nature of the air-sea interaction) of the leading coupled mode in the EA is controlled by the strength of the two coupled feedbacks mentioned above. This is similar to the Tropical Pacific [*An and Jin*, 2001]. This may enlarge the scope of the approaches for investigating the EA variability. In particular, with respect to its low frequency modulation, similar methodology to *An and Jin* [2000] could be tested to investigate the inter-decadal variability associated to the equatorial wave dynamics in the Atlantic.

The study also addresses the problem of the connections between the EA variability and the NTA warming, generally observed in boreal spring consecutive to an El Niño event. Model results suggest that, whereas the EA variability is not sensitive to NTA variability, the characteristics of the NTA warming in boreal spring depend on the response to ENSO forcing in the EA. In the model, the effect of air-sea coupling in the EA is to extend the NTA warming farther to the east and to delay it by a couple of months, consistent with observations and a recent modeling study [*Su et al.*, 2005]. Although not shown, experiments with idealized periodic ENSO remote forcing (typical of the strong 1997 El Niño or the weak and central 1992 El Niño) also exhibit such characteristics. This indicates that the NTA variability is to some extent controlled by the EA inter-annual variability. This may have consequences for the interpretation of the so-called dipole mode in the Tropical Atlantic. In fact, an EOF analysis of SSTA from TIMAC-PAC-Slab reveals a dipole-like structure for the third mode (figure 15). The first two modes better capture the equatorially confined variability (not shown). Interestingly the associated time series of the third mode exhibits a prominent inter-decadal oscillation. Note that similar characteristics are found for the experiments with idealized periodic ENSO remote forcing mentioned above (not shown). Despite model flaws (in particular a tendency to produce too cold events after El Niños (cf. figure 14)), these results suggest that part of the inter-hemispheric mode of variability may be explained by coupled processes within the Tropical Atlantic and that the ENSO remote forcing behaves as a triggering process of the interaction between the EA and the NTA. How external sources of the inter-decadal variability (NAO, PDO and others) superimposed on this mechanism needs to be further investigated. Considering the magnitude of the inter-decadal variability in the model and observations, further improvement of the model physics may be necessary. For instance, the model overestimates the ENSO response in the EA, which may be partly due to the fact that topographic effects over the Andes are not resolved in the baroclinic equations (see *Zeng et al.* [2000] for details) and that the meridional wind stress variability is underestimated. Along with the investigation of the extra-tropical forcing, such improvement of the model may help to understand why the model fails to simulate realistic SSTA in the EA after the 1987 and 1997 El Niño events.

Despite these limitations, however, it is striking that, considering the relatively simple physics of TIMACS, the model simulates the dominant aspects of the Tropical Atlantic variability and related ENSO teleconnections. This, in particular, is encouraging for further study of inter-basins influence at decadal to inter-decadal timescales that requires long-term simulations.

Appendix A : Validation of the anomalous subsurface temperature formulation

Simulated subsurface temperature anomalies (T_{sub}) are derived from the baroclinic mode contributions to pressure anomalies (P_n) assuming that thermocline anomalies are equivalent to the isotherm vertical displacement and using the hydrostatic equations (*cf. Dewitte* [2000]).

$$T_{sub} = \alpha_T^{-1} \sum_{n=1}^{6} sl_n \times \partial_z(F_n(max(\bar{h}_{mix}, 50m)))$$

(See section II.2.2 for notations)

The following illustrates the skill of such a formulation. Since the proposed formulation depends on the baroclinic mode contributions to pressure anomalies that cannot be derived directly from observations, a vertical mode decomposition of the CLIPPER data set has been used for the validation (see ID04 for details). The resulting anomalous vertical gradient, T_z, is then calculated as follows : $T_z^{obs} = \frac{T^{obs} - T_{50m}^{obs}}{50m}$ and compared to the observed anomalous vertical gradient derived from the TAOSTA data set. Statistics are provided in figure A along the equator for the 1981-1998 period. As a benchmark, we present the results of the parameterization of Z93, in which the thermocline depth is derived from CLIPPER. Figure A indicates that the proposed formulation is successful in simulating realistic subsurface temperature along the equator, with a better skill than with the Z93 parameterization in the central EA. For instance, correlation (RMS difference) increased (decreased) by 0.4 (0.2˚C) at 25˚W compared to the results of the Z93 parameterization.

Appendix B : Oceanic model climatologies

The seasonal surface currents $\overline{u}$, $\overline{v}$ and $\overline{w}$ prescribed in the MLM were obtained by forcing the OLM with monthly mean climatological winds from ECMWF ERA-40. The seasonal zonal currents are compared to the currents derived from satellite data of OSCAR (*http ://www.oscar.noaa.gov*) (See ID04 for the data description). An estimation of seasonal vertical currents is derived from CLIPPER and is used for the comparison with OLM. Results are presented as Hovmuller plots along the equator in figure B. The seasonal variability simulated by OLM generally compares well with the estimates from observations and OGCM outputs in terms of phase relationship. For instance, strong westward surface currents appear around June-July in association with the intensification of the trade winds, while upwelling is maximum at the same period. Westward propagating features are prominent in all fields and compare well with the model : correlation coefficient averaged along the equator reaches 0.76 (0.69) for zonal current (vertical velocity). The largest discrepancy is found for the magnitude of the variability, which is larger for OLM than for the estimates from observation and CLIPPER. Whether or not this is a model flaw needs to be further investigated. In the absence of better data sets to compare with, and because they lead to a realistic simulation of SSTA (see figure 5), these climatologies are used in the model.

Appendix C : An equatorial ocean recharge paradigm for the equatorial Atlantic

At the first order, the large-scale coupled oscillating modes of the tropical oceans are controlled by two major processes known as the thermocline feedback and the zonal advective feedback [*An and Jin*, 2001]. The thermocline feedback leads to a coupled mode through the merging of the damped SST mode and ocean adjustment mode, while the zonal advective feedback tends to destabilize the gravest ocean basin mode. The characteristics of the leading coupled mode (frequency, growth rate and spatial pattern) are controlled by the relative

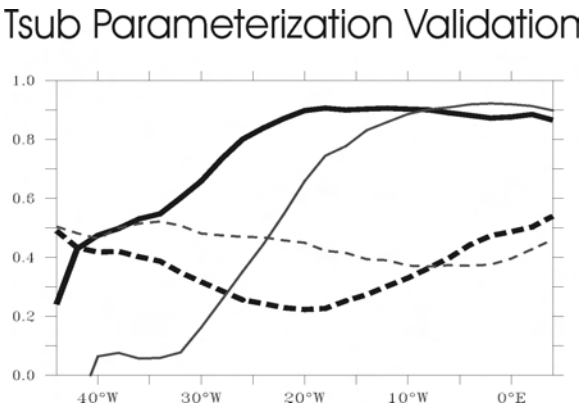


FIG. A. Comparison between CLIPPER subsurface temperature ($50m$) and the results of model parameterisations along the equator. Correlation between CLIPPER and the 'new' [Z93] parameterisation is displayed in plain thick (thin) line, while the RMS difference is displayed in dashed thick (thin) line. Unit of the RMS differences is ˚C.

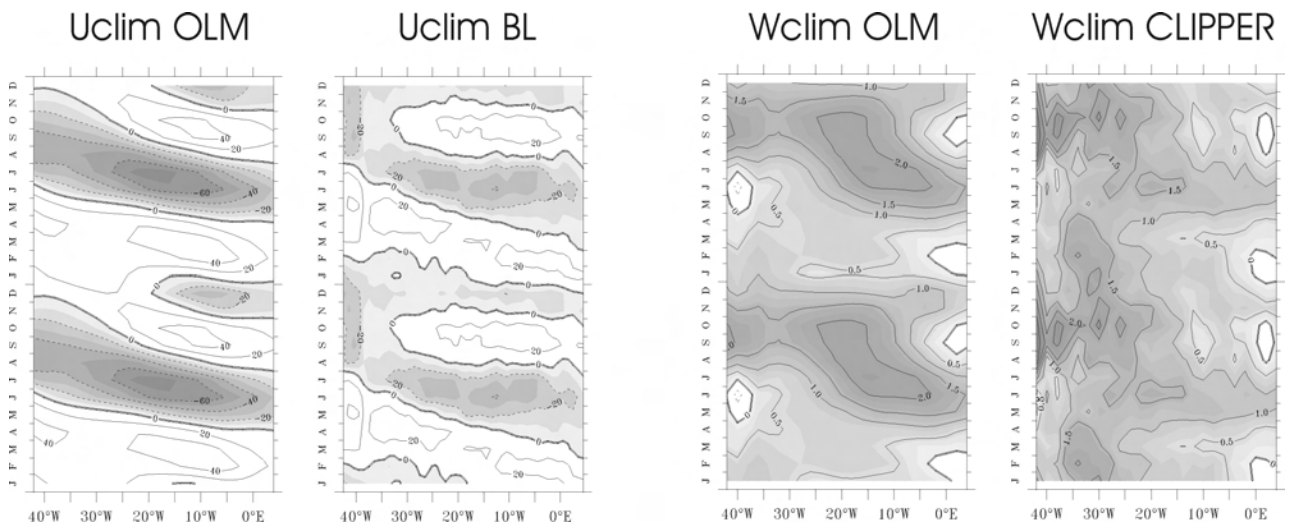


FIG. B. Longitude time plot of currents climatologies, along the equator. For clarity, the climatologies are repeated. Prescribed surface zonal current climatology from the OLM, along with the satellite-derived surface zonal current climatology [*F. Bonjean*, personal communication] is displayed on the two left panels. Negative values are shaded. Unit is $cm.s^{-1}$. On the right two panels, prescribed vertical current climatology from the OLM, along with the CLIPPER vertical current climatology is displayed. CLIPPER vertical currents are computed at 50m depth. Unit is $m.day^{-1}$.

strength of these two coupled-feedbacks. *Jin and An* [1999], *An and Jin* [2000], and *An and Jin* [2001] have largely interpreted the equatorial Pacific variability in light of this diagnostic. Here, we take advantage of this formalism and apply it to the EA in order to infer theoretical material for the interpretation of the equatorial mode.

The *Jin* [1997] stripped-down conceptual model is thus adapted to the EA basin. We derive the model parameter value from TIMACS and observations in the EA. We will review the main characteristics of the stripped-down model of *Jin* [1997]. For a more detailed description and the notations the reader is invited to refer to *Jin* [1997a,b].

As shown in Jin *Jin* [1997a,b], the ocean dynamics equation for the thermocline depth anomalies along the equator (h_e) and in the off-equator strip, centered at $y_n = 2$ (h_n), can be written as :

$$(\partial_t + \epsilon_m)(h_e - h_n) + \partial_x h_e = \tau_{xe}$$
$$(\partial_t + \epsilon_m)(h_n) + \partial_x(h_n/y_N^2) = \partial_y(\tau_x/y)|_{y=y_n}$$

with wave reflection conditions :

$$h_e = r_W h_n \text{ at } x = x_W$$
$$h_n = r_E h_e \text{ at } x = x_E$$

Here τ_{xe} is the zonal wind stress anomaly evaluated along the equatorial strip. The second baroclinic mode being the most energetic in the EA [ID04], the phase speed of the second baroclinic mode ($c = 1.34$) was chosen for the oceanic Rossby deformation radius and the damping rate ($\epsilon_m = 1/10.45 month^{-1}$).

An and Jin [2001] coupled the former conceptual ocean model to a simplified mixed layer and atmospheric models. The changes of SST along the equator (T_e) are described by a linearized equation about an upwelling climate state ($\overline{w_1}(x)$) and the zonal gradient of mean SST ($\partial_x \overline{T}(x)$) in a constant depth mixed layer ($H_{1.5} = 50m$) :

$$\partial_t T_e = -c(x)T_e + \gamma(x)h_e + a(x)(h_e - h_n)$$

with $a(x) = -\frac{\partial_x \overline{T}(x)}{H_{1.5}}$,
$\gamma(x) = \gamma_0(x)\frac{\overline{w_1}}{H_{1.5}}$ and
$c(x) = \epsilon_T + \frac{\overline{w_1}}{H_{1.5}}$ ($\epsilon_T = 1/125\ days^{-1}$).

All the parameters required for this conceptual model (see *An and Jin* [2001] for details) were derived from the TIMACS prescribed climatologies (see appendix B) and parameterizations (see Appendix A). As in *An and Jin* [2000], an empirical atmospheric model of the equatorial strip describing the linear relationship between SST and wind stress anomalies based on the ERA-40 data in the 1°S-1°N equatorial band is used.

The linear eigen solutions of the two-strip model are calculated numerically with a 2° resolution in longitude and using a first order upstream scheme. Results as dis-

played in figure C for a particular set of parameters. Although the results are sensitive to the values of the reflection efficiency at the meridional boundaries, the solution of the system in reasonable parameter ranges leads to negative growth rate (*i.e. stable*) modes. At weak coupling efficiency (*i.e.* no air-sea interaction), one can observe the signature of the damped basin mode. For realistic coupling efficiency (*i.e.* 1.0), the solution of the system highlights a stable mode oscillating at frequencies in the 20 to 30 $(month)^{-1}$ range.

Acknowledgments. This study is part of the PhD thesis of Dr. S. Illig. The authors are particularly indebted to fruitful discussions with Dr. S. E. Zebiak at the early stage of this study and to the thoughtful review of the manuscript by Dr. D. Neelin. The authors are also grateful to Nadia Ayoub and Frederic Marin, for their high-quality advises and our fruitful discussions. Dr. S.I. An is acknowledged for his help designing the two-stripped-down model for the Equatorial Atlantic. The authors thank the whole CLIPPER project team for the model outputs so kindly provided. They also thank the CERSAT and AVISO for the altimetric data. ECMWF ERA-40 data used in this study have been provided by ECMWF. They would also like to acknowledge Yves du Penhoat and Francis Auclair for their help. Dr. H. Su and Dr. Katrina Hales are thanked for their constructive advice during the course of this study and their help validating the high-resolution version of QTCMV1.2. The authors also thank J. D. Neelin, Hui Su and J. E. Meyerson for sharing their pre-published manuscript. Discussions with D. Y. Gushchina were also greatly appreciated. Josh Willis is acknowledged for his careful reading of the manuscript.

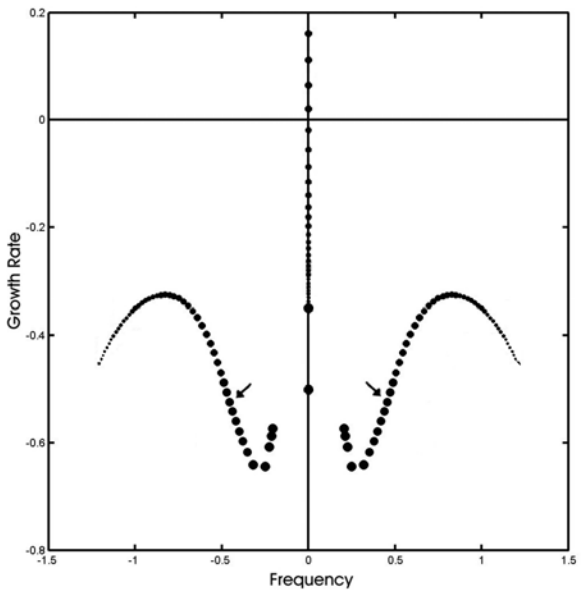


FIG. C. Collective plot of eigenvalues for the leading eigenmodes. Ocean-atmosphere coupling efficiency is represented by mark size (smallest mark is for weakly coupled experiments, increment is 0.025, coupling efficiency of 1.0 is highlighted with arrows). Axes are frequency and growth rate $(year^{-1})$. Dividing by $\pi/3$ the frequency yields period in year. The parameters are $r_W = 0.6$ and $r_E = 0.8$.

REFERENCES

AchutaRao, K., C. Covey, C. Doutriaux, M. Fiorino, P. Gleckler, T. Phillips, K. Sperber and K. Taylor 2004 : An appraisal of coupled climate model simulations. Laurence Livermore National Laboratory, *Edited by D. Bader*, 197 pp.

An, S.-I. and F.-F. Jin, 2000 : An eigen analysis of the interdecadal changes in the structure and frequency of ENSO mode. *Geophys. Res. Lett.*, **27**(16), 2573-2576.

An, S.-I. and F.-F. Jin, 2001 : Collective Role of Thermocline and Zonal Advective Feedbacks in the ENSO Mode. *J. Climate*, **14**, 3421-3432.

Barnier, B. and the CLIPPER project team, 2000 : 1/6° reference experiment, 1/6 Atlantic circulation model forced by the ECMWF climatology : preliminary results. LEGI report CLIPPER-R2-2000.

Bretherton F. P., R. E. Davis, C. B. Fandry, 1976, A technique for objective analysis and design oceanographic experiments applied to mode-73. *Deep Sea Res.*, **23**, 559-582.

Cane, M. A., and R. J. Patton, 1984 : A numerical model for low frequency equatorial dynamics, *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 1853-1863.

Cassou C., and L. Terray, 2001 : Dual Influence of Atlantic and Pacific SST Anomalies on the North Atlantic/Europe Winter Climate. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 3195-3198.

Chang, P., L. Ji, and H. Li, 1997 : A decadal climate variation in the tropical Atlantic Ocean from thermodynamics air-sea interactions. *Nature*, **385**, 516-518.

Chang P., R. Saravanan and L. Ji, 2003 : Tropical Atlantic seasonal predictability : The role of El Niño remote influence and thermodynamic air-sea feedback. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 10, 1501-1504.

Czaja A., P. Van der Vaart, and J. Marshall, 2002 : A diagnostic study of the role of remote forcing in tropical Atlantic variability. *J. Climate*, **15**, 3280-3290.

de Boyer Montégut C., G. Madec, A. S. Fischer, A. Lazar, and D. Iudicone, 2004 : Mixed layer depth over the global ocean : an examination of profile data and a profile-based climatology, *J. Geophys. Res.*, in press.

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

Dewitte, 2000, Sensitivity of an intermediate ocean-atmosphere coupled model of the tropical pacific to its oceanic vertical structure. *J. Climate*, **30**, 1562-1581.

DuPenhoat, Y., and A.-M. Treguier, 1985 : The seasonal linear response of the Atlantic Ocean. *J. Climate*, **13**, 2363-2388.

Drévillon M., C. Cassou, and L. Terray, 2003 : Model study of the wintertime atmospheric response to fall tropical Atlantic sea-surface-temperature anomalies., *J. Roy. Meteorol. Soc.*, **129**, 2591-2611.

Enfield, D. B. and D. A. Mayer, 1997 : Tropical Atlantic sea surface temperature variability and its relation to El Niño-Southern oscillation. *J. Geophys. Res.*, **102**, 929-945.

Fontaine, B. and S. Janicot, 1999 : Observed and modeled surface variability in the tropical Atlantic region and its rainfall impacts. *Climate Dynamics*, **15**, 451-473.

Gill, A. E., 1982 : Atmosphere-Ocean Dynamics. *Academic Press*, New York.

Gushchina D. Yu. and B. Dewitte, 2005 : Interannual climate variability and teleconnections in the quasi-equilibrim tropical circulation model. *Izvestiya atmospheric and oceanic physics*, in press.

Hisard, P., 1980 : Observation de réponses de type "El Niño" dans l'Atlantique tropical oriental-Golfe de Guinée. *Ocean. Acta*, **3**, 69-78.

Houghton R.W. and Y. Tourre, 1992 : Characteristics of low-frequency sea surface temperature fluctuations in the tropical Atlantic. *J. Climate*, **5**, 765-771.

Huang B., 2004 : Remotely forced variability in the tropical Atlantic. *Ocean. Clim. Dyn.*, **23** (2), 133-152.

Illig S., B. Dewitte, N. Ayoub, Y. du Penhoat, G. Reverdin, P. De Mey, F. Bonjean and G.S. E. Lagerloef, 2004 : Interannual Long Equatorial Waves in the Tropical Atlantic from a High Resolution OGCM Experiment in 1981-2000. *J. Geophys. Research.*, **109**, No. C2, C02022, doi :10.1029/2003JC001771.

Janicot S., Harzallah A., Fontaine B. and V. Moron, 1998 : Forcing of equatorial Atlantic and Pacific surface temperatures on West-African monsoon dynamics in July-August (1958-1989). *J. Climate*, **11**, 1874-1882.

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

Jin, F.-F., 1997b : An equatorial ocean recharge paradigm for ENSO. Part II : A stripped-down coupled model. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 830-846.

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

Kirtman, B. P. and P. S. Schopf, 1998 : Decadal variability in ENSO predictability an prediction. *J. Climate*, **11**, 2804-2822.

Klein S. A., B. J. Soden, and N.-C. Lau, 1999 : Remote sea surface temperature varaiations during ENSO : Evidence for tropical atmospheric bridge. *J. Climate*, **12**, 917-932.

Latif M. and T. P. Barnett, 1995 : Interactions of the Tropical Oceans. *J. Climate*, **8**, 952-964.

Latif M. and A Grotzner, 2000 : The equatorial Atlantic oscillation and its response to ENSO. *Clim. Dyn.*, **16**, 213-218.

Levitus, S., T.P. Boyer, M.E. Conkright, T. O'Brien, J. Antonov, C. Stephens, L. Stathoplos, D. Johnson, and R. Gelfeld (1998) : World Ocean Database 1998 Volume 1 : Introduction. NOAA Atlas NESDIS **18**, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C.

Lin J. W.-B., J. D. Neelin and N. Zeng, 2000 : Maintenance of tropical intraseasonal variability : Impact of evaporation-wind feedback and mid-latitude storms. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 2793-2823.

Luo J.-J., S. Masson, E. Roeckner, G. Madec and T. Yamagata, 2005 : Reducing climatology bias in a ocean-atmosphere CGCM with improved coupling physics. *J. Climate*, In press.

Mantua, N. J. and D. S. Battisti, 1995 : Aperiodic variability in the Cane-Zebiak coupled ocean-atmosphere model : Ocean-atmosphere interactions in the western Pacific. *J. Climate*, **8**, 2897-2927.

Merle J. M., M. Fieux and P. Hisard, 1980 : Annual signal and interannual anomalies of sea surface temperatures in the eastern equatorial Atlantic ocean. Deep-Sea Research, GATE Suppl. II to V, **26**, 77-102.

Neelin, J. D., and N. Zeng, 2000 : A quasi-equilibrium tropical circulation model-formulation. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1741-1766.

Neelin, J. D., C. Chou, and H. Su, 2003 : Tropical drought regions in global warming and El Niño teleconnections. *Geophys. Res. Lett.*, **30**(24) 2275, doi :10.1029/2003GLO018625.

Neelin, J. D. and H. Su, 2005 : Moist teleconnection mechanisms for the tropical South American and Atlantic sector. *J. Climate*, revised.

Nobre, P. and J. Shukla, 1996 : Variations of sea surface temperature, wind stress, and rainfall over the tropical Atlantic and South America. *J. Climate*, **9**, 2464-2479.

Nobre, P., S.E. Zebiak and B.P. Kirtman, 2003 : Local and remote sources of Tropical Atlantic variability as inferred from the results of a hybrid ocean-atmosphere coupled model. *Geophys. Res. Lett.*, **30**(5) : 8008.

Philander, S. G. H., 1986 : Unusual conditions in the tropical Atlantic Ocean in 1984. Nature, **322**, 236-238.

Pierce,D.W., 1996 : The Hybrid Coupled Model, Version 3 : Technical Notes. SIO Reference Series No. 96-27. *Scripps Institution of Oceanography*, University of California, San Diego.

Reynolds, R. W., and T. M. Smith, 1994 : Improved global sea surface temperature analyses using optimum interpolation. *J. Climate*, **7**, 929-948.

Ropelewski C. F., M. S. Halpert, and X. Wang, 1992 : Observed tropospheric biennial variability in the global tropics. *J. Climate*, **5**, 594-614.

Ruiz-Barradas, A., J. A. Carton, S. Nigam, 2000 : Structure of interannual-to-decadal climate variability in the tropical Atlantic sector. J. Climate, **13**, 3285-3297.

Saravanan, R., and P. Chang, 2000 : Interaction between tropical Atlantic variability and El Niño-Southern Oscillation. *J. Climate*, **13**, 2177-2194.

Sciremammano Jr., F., 1979 : A suggestion for the presentation of correlations and their significance. *J. Phys. Oceanogr.*, **9**, 1273-1276.

Servain J., 1991 : Simple climatic indices for the tropical Atlantic Ocean and some applications. *J. Geophys. Res.*, **96**, 15,137-15,146.

Servain, J., I. Wainer, J. P. McCreary, and A. Dessier, 1999 : Relationship between the equatorial and meridional modes of climatic variability in the tropical Atlantic. *Geophys, Res., Lett.*, **26**, 485-488.

Servain, J., I. Wainer, H. L. Ayina, and H. Roquet, 2000 : The relationship between the simulated climatic variability modes of the tropical Atlantic. Int. *J. Climatol.*, **20**, 939-953.

Smith, T. M., R. W. Reynolds, R. E. Livezey, and D. C. Stokes, 1996 : Reconstruction of historical sea surface temperatures using empirical orthogonal functions. *J. Climate*, **9**, 1403-1420.

Su, H., J. D. Neelin, and C. Chou, 2001 : Tropical teleconnection and local response to SST anomalies during the 1997-1998 El Niño. *J. Geophys. Res.*, 106, No. D17, **20**,025-20,043.

Su, H., and J. D. Neelin, 2001 : Prediction of NINO3 SST anomaly in a hybrid coupled model with a piggy-back data assimilation initialization. Experimental Long Lead Forecast Bulletin. NOAA : National Weather Service, National Centers for Environmental Prediction, Climate Prediction Center. March 2001, June 2001 and September 2001.

Su, H., and J. D. Neelin, 2002 : Teleconnection mechanisms for tropical Pacific descent anomalies during El Niño. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 2682-2700.

Su, H., J. D. Neelin and J. E. Meyerson, 2005 : Mechanisms for Lagged Atmospheric Response to ENSO SST Forcing. *J. Climate*, revised.

Sutton, R. T., S. P. Jewson, and D. P. Rowell, 2000 : The elements of climate variability in the tropical Atlantic region. *J. Climate*, **13**, 3261-3284.

Torrence, C. and G.P. Compo, 1998 : A Practical Guide to Wavelet Analysis. Bull. *Amer. Meteor. Soc.*, **79**, 61-78.

Vauclair, F., and Y. du Penhoat, 2001 : Interannual variability of the upper layer of the Atlantic Ocean from in situ data between 1979 and 1999. *Climate Dynamics.*, **17**, 527-546.

Wang, C., 2002 : Atmospheric circulation cells associated with E Niño Southern Oscillation. *J. Climate*, **15**, No.4, pp.399-419.

Weare, B. C., 1977 : Empirical orthogonal analysis of Atlantic Ocean surface temperatures. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **103**, 467-478.

Xie S.-P., and J.A. Carton, 2004 : Tropical Atlantic variability : patterns, mechanisms, and impacts, in "Ocean-Atmosphere Interaction and Climate Variability", edited by C. Wang, S.-P. Xie, and J. A. Carton, *AGU Press.*

Zebiak S. E., 1993 : Air-Sea interaction in the equatorial Atlantic region. *J. Climate*, **6**, 1567-1586.

Zebiak, S.E. and M.A. Cane, 1987 : A model El NinoSouthern Oscillation. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 2262 2278.

Zeng N., J.D. Neelin and C. Chiou, 2000 : A quasi-equilibrium tropical circulation model-implementation and simulation. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1767-1796.

3.4 Analyse de l'Événement Chaud de 1996

L'étude des interactions océan-atmosphère en Atlantique Tropical et de l'influence de la variabilité du Pacifique Tropical, nous a conduit à développer un modèle couplé de complexité intermédiaire. Les résultats des simulations couplées avec ou sans le forçage du Pacifique et avec ou sans les interactions océan-atmosphère en Atlantique Équatorial indiquent que les effets de télé-connections avec la variabilité dans le Pacifique Tropical dominent le spectre des basses fréquences (périodes supérieures à $3\ ans$) de la variabilité de l'Atlantique Équatorial. L'énergie dans la bande de fréquence $1-3\ ans$, observée dans les champs de température de surface et de tension zonale du vent, serait en partie due aux interactions océan-atmosphère en Atlantique Équatorial.

En particulier, nous avons observé que certains événements courts, comme l'événement chaud de 1996, sont reproduits par notre modèle couplé. Plus précisément, cet événement chaud apparaît en été boréal, conformément aux observations, dans les simulations couplées contenant le forçage externe du Pacifique Tropical. Nous avons décidé de nous focaliser sur l'étude de cet événement afin de mieux comprendre les mécanismes initiateurs des anomalies chaudes observées et simulées dès Février 1996. Nous proposons d'aborder ce problème en effectuant des études de sensibilité ; la méthode adoptée est basée sur des simulations d'ensemble du modèle TIMACS. Les résultats des simulations sont en cours d'analyse. Nous présentons ici nos premiers résultats, ainsi que les pistes de recherche que nous désirons explorer.

3.4.1 Dans les Observations

La figure 3.10 présente les anomalies de la tension de vent zonale, du niveau de la mer et de la température de surface le long de l'équateur à partir d'observations indépendantes. L'événement chaud de 1996 apparaît comme un des événements les plus marquants de la dernière décennie en Atlantique Équatorial. Nous observons tout d'abord une phase chaude qui débute vers Février-Mars 1996 pour s'achever au début de l'automne 1996. Ainsi, il s'agit d'un événement relativement court dont l'amplitude maximale est atteinte en été boréal 1996, avec des valeurs dépassant $1^{\circ}C$ en SST et $5cm$ en SSH dans la partie Est du bassin. La structure spatiale (Fig. 1.7) est en accord avec le mode équatorial décrit par *Zebiak* [1993] et les résultats du modèle TIMACS. Cette phase chaude est suivie de conditions froides entre l'Automne 1996 et l'Automne 1997, caractérisées par des anomalies en SST (SSH) de l'ordre de $-1^{\circ}C$ ($-3cm$).

Handoh et Bigg [2000] ont étudié cet événement à partir d'analyses d'observations et de sorties d'un modèle océanique forcé. Ils suggèrent un scénario basé sur la signature d'une oscillation couplée océan-atmosphère purement interne et auto-entretenue en Atlantique Équatorial. Ils proposent un enchaînement de propagations et réflexions d'ondes équatoriales ré-

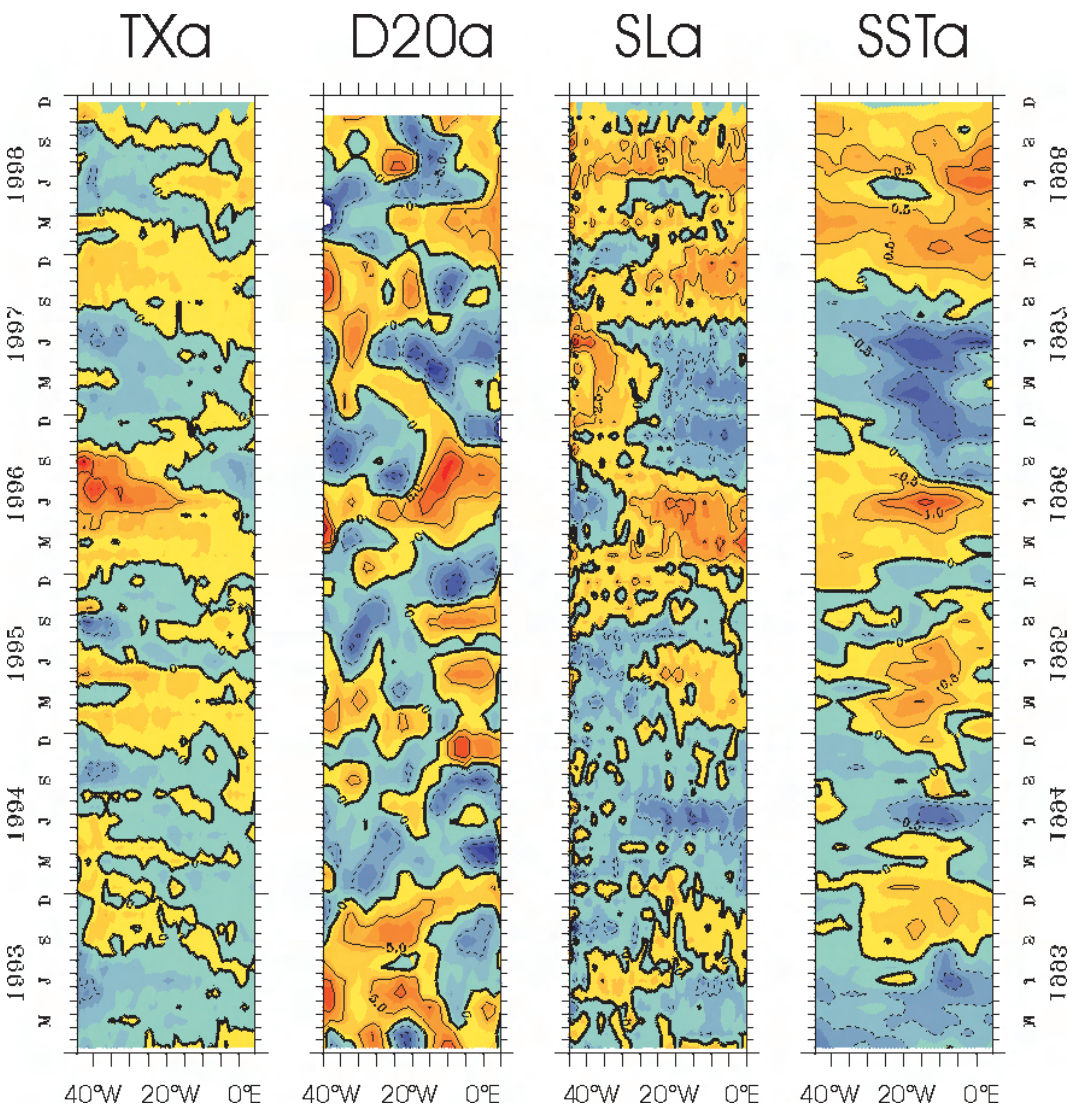


FIG. *3.10: Représentation longitude-temps le long de l'équateur des anomalies de la tension de vent zonale à partir des données satellite ERS (TXA, en $dyn.cm^{-2}$), de la profondeur de la thermocline à partir des données TAOSTA, du niveau de la mer à partir des données TOPEX/POSEIDON (cm) et de la température de surface à partir des données Reynolds (°C). Les anomalies sont estimées par rapport aux cycles saisonniers calculés sur la période 1993-1999.*

gissant les deux phases de cet événement. En accord avec *Zebiak* [1993], *Handoh et Bigg* [2000] identifient la perturbation qui a initié cette oscillation : des anomalies de vent zonal en Automne 1995, seraient responsables de la génération d'un train d'ondes de Kelvin équatoriales. Néanmoins, les analyses des observations, et en particulier l'identification des ondes équatoriales, nous semblent parfois imprécises.

L'analyse de la simulation CLIPPER, sa décomposition en ondes équatoriales, et en particulier la concordance avec les résultats du modèle linéaire, ont suggéré que les ondes équatoriales jouent un rôle important dans la variabilité de l'Atlantique Équatorial. La figure 7 de *Illig et al*. [2004] fait très clairement apparaître des propagations d'ondes de Kelvin vers l'Est et d'ondes de Rossby vers l'Ouest au cours des années 1996-1997. Les parcours des ondes, que l'on peut identifier sur cette figure, sont en accord avec le scénario proposé par *Handoh et Bigg* [2000], notamment en ce qui concerne les propagations des ondes de Kelvin en Automne 1995.

L'analyse des simulations TIMACS suggère que l'origine de l'événement chaud de 1996 est liée à la variabilité du Pacifique Tropical (voir section précédente). De leur côté, *Handoh et Bigg* [2000] considèrent que les anomalies de vent en Automne 1995, génératrices du train d'ondes de Kelvin, sont dues à des conditions anormalement chaudes en Amérique Centrale. La question qui se pose ici est donc de déterminer si l'existence d'anomalies chaudes en Amérique Centrale suffit à initier l'évènement chaud de 1996, comme le proposent *Handoh et Bigg* [2000], ou bien si les télé-connexions avec la variabilité du Pacifique Tropical doivent également être prises en compte. Nous proposons d'aborder cette question avec les simulations de TIMACS. Plus généralement, notre objectif est de décrire les rôles respectifs de la variabilité locale couplée et du forçage externe dans l'établissement et le déroulement de cet événement inter-annuel. Afin de tester la robustesse de nos résultats, nous travaillons à partir d'ensembles de simulations couplées pour chaque configuration de TIMACS utilisée.

3.4.2 Notre approche : 61 simulations d'ensemble

Ainsi, nous partons du postulat que c'est bien le couplage local en Atlantique Tropical qui est à l'origine de l'événement chaud de 1996, comme nous l'avons observé dans l'étude précédente et comme le suggèrent *Handoh et Bigg* [2000].

Pour cela, nous avons réalisé plusieurs expériences couplées avec le modèle TIMACS, en changeant les caractéristiques du forçage externe prescrit. Toutes les expériences débutent au premier Janvier 1995 avec les conditions obtenues au cours de l'expérience TIMACS-CR. TIMACS-CR est l'expérience de référence de notre modèle couplé : le couplage est actif en Atlantique Équatorial et partout ailleurs des SST observées sont prescrites comme conditions aux limites pour le modèle atmosphérique. Les différentes configuration de nos expériences sont :

1. TIMACS-CLIM, dans laquelle, à partir de Janvier 1995, des conditions climatologiques sont prescrites en dehors de la zone de couplage. Cette expérience nous permet de vérifier qu'il n'y a pas de pré-conditionnement dans l'état de l'océan et/ou de l'atmosphère avant notre période d'étude (1995-1997) (par exemple les anomalies dans la position de la thermocline).

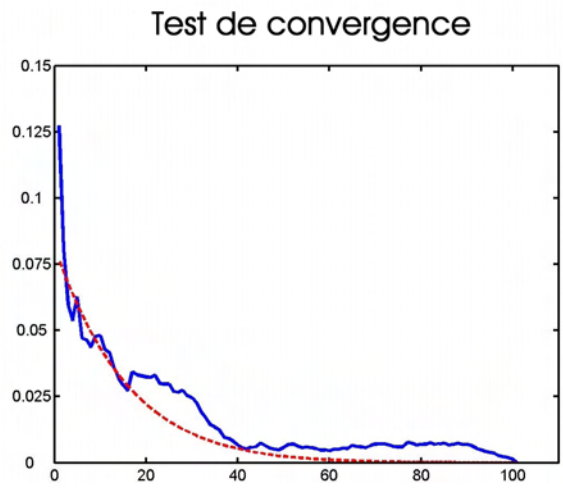


FIG. *3.11: RMS différence entre la série ATL3 de la moyenne de 101 simulations TIMAC-PAC et les séries ATL3 obtenues par la moyenne progressive des simulations. Nous avons déterminé par la méthode des moindres carrés la Gaussienne qui représente au mieux cette distribution (pointillés rouges).*

2. TIMACS-ATL, dans laquelle, à partir de Janvier 1995, des conditions climatologiques sont prescrites en dehors de la zone de couplage, excepté sur l'ensemble de la surface océanique atlantique, où des SST observées sont prescrites. Cette simulation permet de tester l'hypothèse d'*Handoh et Bigg* [2000]. En effet, dans cette configuration, la zone d'anomalies chaudes est présente dans les champs de SST donc dans le forçage du modèle atmosphérique.

3. TIMACS-PAC, dans laquelle, à partir de Janvier 1995, des conditions climatologiques sont imposées en dehors de la zone de couplage, excepté dans le Pacifique Tropical, où des SST observées sont prescrites. Cette simulation permettra de vérifier si les résultats obtenus dans §3.3 sont robustes.

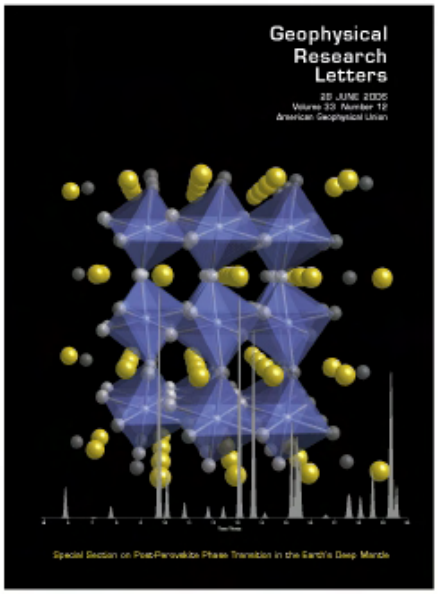
Pour tester la robustesse de nos résultats, pour chacune de ces expériences (TIMACS-CLIM, TIMAC-ATL et TIMACS-PAC), nous avons réalisé un ensemble de 61 simulations sur la période 1995-1997. Cet ensemble est obtenu en perturbant la température de surface prescrite dans le Pacifique Tropical à la manière de [*Kirtman et Schopf*, 1998]. Pour cela, nous avons filtré les basses fréquences de la SST observée en chaque point du Pacifique Tropical pour ne retenir que le signal dont les périodes sont inférieures à $9\ mois$. Nous avons ainsi obtenu des séries de perturbations mensuelles d'une longueur de 50 ans. Pour chacune des 61 simulations, une date de départ est choisie aléatoirement dans cette série, et les perturbations subséquentes sont ajoutées dans le Pacifique Tropical au forçage du modèle atmosphérique. Ainsi, les perturbations imposées ont des structures spatiales et temporelles cohérentes avec les observations.

Le choix de réaliser 61 simulations a été motivé par un compromis entre la détermination d'un nombre statistiquement significatif de simulations et la quantité des champs à analyser. Nous avons cependant testé la convergence de cet ensemble en prenant comme référence la série ATL3 de la moyenne de 101 simulations. Nous avons ensuite calculé la RMS différence entre cette série de référence et la moyenne progressive des simulations. La figure 3.11 présente les résultats obtenus avec les simulations TIMACS-PAC. On observe qu'après les 60 premières simulations, notre critère de convergence ne diminue plus. Le choix des 61 simulations semble donc être judicieux pour notre étude.

3.4.3 Article Paru dans *Geophysical Research Letter*

Le corps de ce paragraphe consiste en un article intitulé "The 1996 Equatorial Atlantic Warm Event : Origin and Mechanisms", paru dans *Geophysical Research Letter* en Mai 2006.

Résumé : Nous analysons l'événement inter-annuel chaud qui s'est produit en Atlantique équatorial au printemps-été boréal 1996. A l'aide d'observations et de simulations d'ensemble d'un modèle couplé de complexité intermédiaire de l'Atlantique Tropical, nous étudions les rôles des processus couplés liés à la dynamique linéaire et ceux liés à l'influence de la variabilité basse fréquence du Pacifique Tropical. Les résultats montrent que les conditions anormalement froides observées dans le pacifique Tropical sur la période 1995-1996 ont été favorables au développement des interactions air-mer qui ont engendré l'événement chaud observé Atlantique équatorial. A partir de l'analyse des modifications des cellules de Walker Pacifique et Atlantique, un mécanisme de télé-connections Pacifique-Atlantique est proposé, afin d'expliquer cet épisode chaud.



Citation : Illig S., D. Gushchina, B. Dewitte, N. Ayoub and Y. du Penhoat (2006), The 1996 Equatorial Atlantic Warm Event : Origin and Mechanisms, *Geophys. Res. Lett.*, **33** L09701, doi :10.1029/2005GL025632.

Received 28 December 2005 ; accepted 16 March 2006 ; published 2 May 2006.

Cet article a été *highlighted* dans *Geophysical Research Letter* :



Warm temperatures in the equatorial Atlantic Ocean are linked to cold conditions in the tropical Pacific

Year-to-year variability in the equatorial Atlantic Ocean can be explained by local ocean-atmosphere interactions, maintained and/or triggered by random forcing or by remote forcing, originating mostly from the tropical Pacific Ocean through atmospheric equatorial teleconnections. To investigate how changes in equatorial atmospheric circulation influence the equatorial Atlantic climate, Illig et al. focused on an interannual warm event that occurred in this basin in the boreal spring-summer of 1996. Using observations and ensemble simulations from an intermediate coupled model developed partly by the authors, they analyzed the role of local coupled air-sea interactions versus tropical Pacific teleconnections. They found that persistent cold conditions in the tropical Pacific from 1995 to 1996 were favorable to the growth of local ocean-atmosphere feedbacks that led to the observed 1996 warming event in the equatorial Atlantic. The authors expect that further work will link other anomalous warm events in the equatorial Atlantic with cold conditions in the tropical Pacific.

The 1996 Equatorial Atlantic Warm Event: Origin and Mechanisms

S. Illig[1], D. Gushchina[2], B. Dewitte[1], N. Ayoub[1] and Y. du Penhoat[1]

We investigate the interannual warm event that occurred in the Equatorial Atlantic in boreal spring-summer 1996. The role of local coupled air-sea interactions versus Tropical Pacific remote forcing is analysed using observations and ensemble experiments of an intermediate coupled model of the Tropical Atlantic. Results show that the persistent anomalous cold conditions in the Tropical Pacific over 1995-96 were favorable to the growth of the local air-sea interactions that led to the 1996 warming in the Equatorial Atlantic. Based on the estimation of the changes in the Walker circulation over the Pacific and Atlantic for the meteorological reanalyses and the coupled model, a mechanism of Pacific-Atlantic equatorial connection is proposed to explain this particular warm episode.

1. Introduction

The Equatorial Atlantic (EA) interannual variability can be explained by local air-sea interactions, maintained and/or triggered by either external stochastic forcing [Zebiak, 1993] or coherent remote forcing mostly originating from the Tropical Pacific (TP) [Delecluse et al., 1994; Illig and Dewitte, 2005]. An atmospheric equatorial teleconnection that operates through changes in the Walker circulation cells in both basins plays a fundamental role [Wang, 2002]. How those changes in the zonal equatorial atmospheric circulation take place may provide insights on how interannual events develop in the EA.

In boreal spring-summer 1996, while the eastern TP was under cold/neutral conditions, the EA ocean went through anomalous warm conditions (fig.1). Handoh and Bigg [2000] (hereinafter referred as HB00) suggest that this warm event, followed by cold conditions in 1997, was the signature of the Atlantic equatorial mode [Zebiak, 1993; Latif and Grötzner, 2000; Wang 2002], initiated by intense Wind Stress Anomalies (WSA) in the western EA in fall 1995. These would have been caused by local atmospheric variability in the Tropical American convection center, possibly remotely forced by the TP variability. Here, in light of HB00's results, we further investigate the respective role of local air-sea interactions and TP remote forcing during this particular warm event by analyzing observations, meteorological reanalyses and ensemble simulations of an intermediate coupled model of the EA. Focusing on the atmospheric teleconnection pattern in 1995-96, a triggering mechanism of the EA 1996 warming is then proposed.

2. Data and Model

Our analysis is based on weekly averaged data of the Reynolds Sea Surface Temperature (SST) [Reynolds and Smith, 1994], and T/P and ERS1/2 altimetric Sea Level (SL) [Le Traon et al., 1998]. The daily NCEP/NCAR reanalysis fields [Kalnay et al. 1996] are used as an estimation of the atmospheric anomalous conditions.

Our Tropical Intermediate coupled Model for Atlantic Climate Studies (TIMACS) is designed such that air-sea coupling is explicitly taken into account in the EA, while observed SST forcing is prescribed elsewhere. The oceanic component consists of the EA 6 baroclinic mode Ocean Linear Model (OLM) developed by Illig et al. [2004], in which a mixed layer model similar to Zebiak [1993] is embedded. The atmospheric component is the global Quasi-equilibrium Tropical Circulation Model (QTCM) from Neelin and Zeng [2000]. An extensive description of TIMACS components, spin-up and coupling procedures can be found in Illig and Dewitte [2005], where TIMACS is extensively valided from observations and forced OGCM simulations over 1982-2001 for monthly-averaged outputs. Here we focus on a shorter period of time and perform analysis on daily-averaged outputs.

Observed and simulated interannual anomalies are estimated with respect to daily climatologies computed over the 1993-96 period. This period encompasses all the data covering period and excludes the big 1997/98 ENSO event, which signature could bias our estimation of the interannual anomalies. For a better representation, a 15-day running mean is applied along the equatorial sections.

3. The EA 1996 warm event

Throughout the boreal spring and summer 1996, the EA went through anomalous conditions [HB00]. In the Gulf of Guinea, oceanic warm conditions took place from early 1996 to early autumn 1996 (fig.1b, fig.2a): In the eastern EA, a deeper thermocline and a weakened equatorial upwelling led to a less pronounced cold tongue and larger than normal SL (fig.1a). This interpretation of observed variability is supported by the results of the OLM simulations (see below). In June 1996, anomalies exceeded $1.25^{\circ}C$ in SST and $4cm$ in SL in ATL3 ($20^{\circ}W$-$0^{\circ}E$;$3^{\circ}S$-N), with spatial structures similar to the coupled equatorial mode described by Zebiak [1993] (fig.1d).

This ocean warming imprints the EA troposphere as evidenced from the NCEP wind velocity field (fig.1b,c): In the low (upper) troposphere, the westerly (easterly) wind anomalies developed along the equator in central and eastern Atlantic (to the west of $10^{\circ}W$), while near the African coast and over the the Gulf of Guinea, easterly anomalies appeared at $850hPa$ and southern ones at $200hPa$. This resulted in low (upper) troposphere anomalous convergent inflow (divergent outflow) centered near $10^{\circ}W$. This contributed to enhance the convection in this region as evidenced by the negative Outgoing Longwave Radiation Anomalies (OLRA) (fig.1c), minimum in May-June 1996. These atmospheric anomalies were associated with changes in the Atlantic Walker cell as illustrated on fig.1e, with anomalous ascending motions over the EA ocean and anomalous descending motions over the neighboring continents. This pattern, opposite to the mean zonal-vertical circulation over the Atlantic, corresponds to the well known weakened and extended eastward Atlantic Walker cell during EA warm conditions [Wang, 2002].

[1]LEGOS, Toulouse, FRANCE.
[2]Geographical Faculty, Moscow State University, RUSSIA.

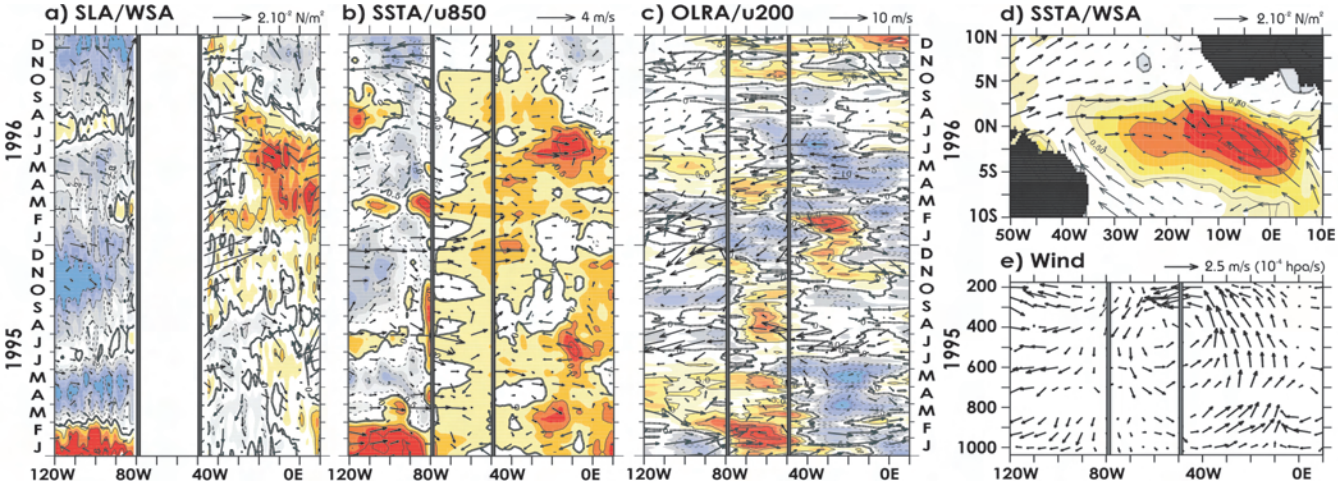


Figure 1. a: Hovmuller of T/P+ERS SLA. Contour interval (CI) is $2cm$. Arrows: NCEP WSA. b: Hovmuller of Reynolds SSTA. CI is $0.5°C$. Arrows: NCEP $850mb$ wind anomalies. c: Hovmuller of the NCEP OLRA. CI is $5W/m^2$. Arrows: NCEP $200mb$ wind anomalies. d: Mean May 1996 Reynold SSTA. CI is $0.5°C$. Arrows: NCEP WSA. e: Mean June 1996 NCEP zonal-vertical circulation cross section. The sections are averaged between $1°S - N$. The vertical bars represent the eastern and western boundary positions of the American continent. Arrow scales are in the top right corner of each panel.

4. Long Equatorial Wave Propagations

Based on observations and a forced ocean model, HB00 identify long-equatorial waves during 1995-96. As a first step, we verify their scenario and estimate the skills of the OLM to reproduce the observed anomalies in 1995-96. The OLM is forced with NCEP WSA over 1993-99. Consistently with Illig and Dewitte [2005], the model simulates realistic weekly SSTA (SLA) in 1995-96 (fig.2a), with a correlation/RMS difference between simulation and observations of $0.81/0.29°C(0.68/1.58cm)$ in ATL3. This variability is associated with interannual long equatorial wave propagations: The contribution of the Kelvin (K) and first meridional Rossby (R_1) waves to SLA for the most energetic second baroclinic mode [Illig et al. 2004] reveals clear propagations (fig.2c,d) associated with distinct wind events. First, a downwelling Kelvin wave ($K1$) propagates eastward from December 1995 to February 1996 at approximately $1.3m/s$. It was triggered by strong westerly WSA occurring near South American coast in October-December 1995. This wave reaches the African coast in February 1996, where it reflects as westward propagating Rossby waves. Then, in spring 1996, additional Kelvin wave packets, triggered by intense westerly WSA in western and central EA, rise the SL, in conjunction with locally-forced downwelling Rossby wave packets (C1), triggered by westward propagating negative WSA in the east (fig.1a). As pointed out by HB00, this results in overall slow ($0.24m/s$) westward-moving SLA with a meridional extension in agreement with a second baroclinic mode first meridional Rossby wave (fig.2b). This slow propagating signal also imprints the 1996 observed boreal spring-summer SSTA and OLRA (fig.1b,c), which illustrates the importance of local coupled air-sea interactions during the 1996 EA warming.

Thus, in a forced context, the 1996 EA warming seems triggered by an equatorial WSA in Fall 1995, possibly remotely forced by the TP variability (HB00). Then, in spring 1996, the growth of the warming is apparently associated with a westward ocean-atmosphere coupled propagation. Since the EA is a region where air-sea feedback contributes as much to SSTA variability as remote forcing, to further investigate the triggering and the growing of the 1996 EA event, coupled experiments are carried out with TIMACS over the 1995-96 period.

5. Coupled Experiments

A total of seven model setups (tab.1) are required to interpret the respective part played by the EA local coupled variability and the remote sources of variability in the realization of the 1996 EA warm event. Experiments 1-3 are atmospheric forced simulations, *i.e.* with no explicit air-sea interactions in the EA, whereas experiments 4-7 consider a full coupling in the EA. The experiments differ by the area of prescribed interannual SST (outside monthly seasonal SST are prescribed as boundary condition for QTCM). For all the experiments, initial conditions are those from TIMACS-CR (tab.1) taken at the 1-Jan-1995. Considering the potential sensitivity of the results to the atmospheric model internal variability, for each experiment setup (forced and coupled), 61 ensemble member simulations are carried out. Each ensemble member is generated by slightly perturbing the TP SST, so that associated atmospheric disturbances can impact the EA variability through the model atmospheric bridges. Perturbations are obtained from observed SST following Kirtman and Schopf [1998], namely from the difference between the total and the 6-month low-pass filtered SSTA. Note that TIMACS atmospheric interannual anomalies are estimated with respect to the ensemble mean of the 61 QTCM-CLIM members.

TIMACS-CLIM does not simulate any EA warming over 1995-96 (fig.3a): the ensemble mean ATL3 index remains close to zero, suggesting no preconditionning of TIMACS to reproduce the 1996 EA warming. Similar results are obtained with TIMACS-ATL (not shown). TIMACS-PAC simulates realistic SSTA peaking in May-June 1996 (fig.3b), in agreement with the observations (fig.2a), with somewhat less amplitude. Similar results are obtained with TIMACS-CR (not shown). This demonstrates that the TP conditions in 1995-96 are essential for the generation of the EA 1996 warming in TIMACS. Concurrently, the OLM forced by WSA from QTCM-PAC experiment does not allow for reproducing the magnitude of the observed EA 1996 warm event (not shown), which confirms that local air-sea interactions within the EA participate to the growth of the warm event.

Table 1. Summary of Numerical Experiments Done

Exp.	Name	Forced/Coupled	Prescribed SSTA
1	QTCM-CLIM	Atm. Forced	×
2	QTCM-PAC	Atm. Forced	TP
3	QTCM-CR	Atm. Forced	Globe
4	TIMACS-CLIM	Coupled in EA	×
5	TIMACS-ATL	Coupled in EA	Atlantic, except EA
6	TIMACS-PAC	Coupled in EA	TP
7	TIMACS-CR	Coupled in EA	Globe, except EA

As the results of the coupled experiments point out to the privileged role of the TP in initiating the anomalous 1996 event, we focus on the analysis of the possible teleconnection mechanism between the TP and the EA as observed and simulated by TIMACS.

5.1. Teleconnection mechanism

From boreal summer 1995 colder than normal conditions are observed in the eastern TP (fig.1b). The atmospheric Kelvin wave response causes an anomalous Walker circulation pattern over the equatorial Pacific-Atlantic (fig.3c-f). In the far eastern TP, it is associated with a strong air descent, low troposphere divergent outflow and westerly wind anomalies to the east of subsidence area. The model is in good agreement with the NCEP reanalysis, with however different characteristics of the teleconnection pattern depending on the model setup (fig.3d-f). Note that a simple vegetation-climate land surface model is embedded in QTCM so that the potential impact of land surface process feedbacks over South America is considered. The strong midtropospheric anomalous descending motion observed over the western part of South America ($80°W$-$75°W$) is associated with anomalous divergent low-tropospheric outflow over this region (fig.3c-f). Thus, lower-tropospheric westerly wind anomalies develop and reach the western EA in November-December 1995. They induce the WSA (fig.3a) that force the oceanic Kelvin wave (K1, fig.2c). Sensitivity experiments with TIMACS indicate that the timing and intensity of these WSA are critical for the 1996 event to develop, as they initiate the warming in the eastern EA (fig.1a,fig.2c).

Note also that, in QTCM-PAC, where only TP interannual forcing is considered, the changes in the atmospheric circulation described above and associated WSA in end of 1995 are weaker than in QTCM-CR or in NCEP (fig.3c-e), whereas results of TIMACS-PAC compare relatively well to QTCM-CR (figs.3e-f). Consistently with Su et al. [2005], this illustrates for the Pacific-Atlantic atmospheric bridge, the role of remote local air-sea interactions on teleconnection pattern characteristics.

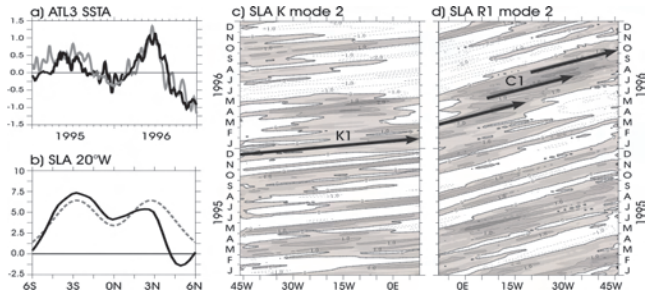


Figure 2. a: OLM (Reynolds) ATL3 index in black (grey) line. Unit is $°C$. b: June 1996 T/P+ERS meridional section at $20°W$ in plain black. Least mean square fit to the theoretical $2^n d$ baroclinic-mode R_1 mode structure in dashed grey. Unit is cm. c (d): Hovmuller of simulated K (R_1) contribution to SLA for the $2^n d$ baroclinic mode at $0°N$ ($3°N$). R_1 is displayed reverse from $46°W$ to $8°E$. CI is $1cm$. Positive values are shaded.

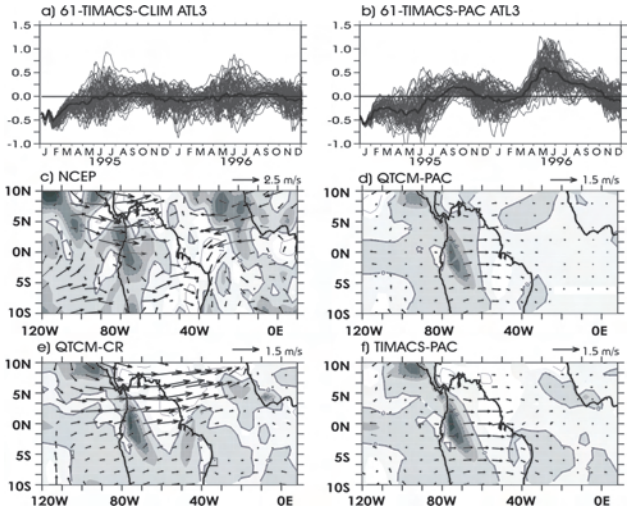


Figure 3. a (b): SSTA ATL3 indices for the 61 TIMACS-CLIM (TIMACS-PAC) ensemble members. Unit is $°C$. The thick line is the ensemble mean. c-f: October 1995 anomalous mid-tropospheric vertical velocity (400-600mb). CI is 1hpa/s. Arrows: 850mb wind anomalies. Arrow scales are in the top right corner of each panel.

5.2. Waves sequence and air-sea feedbacks in the EA

We now focus on the growth of the event. The forced downwelling oceanic Kelvin wave (K1) deepens (rises) the thermocline (sea level) along its propagation, increasing the oceanic heat content in Feb-March 1996 in the east EA. The results of OLM suggest that this warming is concurrent with the appearance in February 1996 of downwelling Rossby waves associated with the reflection of K1 (fig.2c-d). Moreover, the positive ocean-atmosphere interactions, associated with anomalous convergent inflow in the eastern EA (fig.4a,c), contribute to reinforce and spread the westerly WSA over the whole EA. The latter forces the downwelling Kelvin wave packets in early spring 1996 (fig.2c) that enhance the warming in the eastern EA. The positive SSTA, together with the low troposphere convergence, result in enhanced convection over the eastern EA in spring-summer 1996 (fig.4 left panels), which as expected is not simulated in QTCM-PAC. Sensitivity experiments indicate that the negative SSTA in the far eastern TP that is a minimum in April 1996 (fig.1b) and the associated enhancement of anomalous air subsidence and low troposphere divergence over this region also participate to the westerly WSA intensification over the EA (fig.4 right panels).

Interestingly, it is at this season that the phase-locking between the interannual variability and the seasonal cycle takes place in the EA [Latif and Grötzner, 2000]. This phase-locking is realistically reproduced by TIMACS [Illig and Dewitte, 2005]: note the strongest deviations around the ensemble mean in fig.3a-b that take place in boreal spring-summer. Therefore, the Kelvin waves triggered in spring 1996 in the far western EA by both convergent inflow in the eastern EA and divergent inflow over South America contribute to the development of warm SST anomalies in EA

at the peak phase of the seasonal phase-locking, *i.e.* when the seasonal weakening of the trade wind in the west and the equatorial upwelling in the east are maximum. We propose that this conjuncture explains the 1996 EA warming.

At the mature phase of the event (June 1996), the equatorial zonal circulation shows a zone of anomalous ascent that extends eastward and takes place over almost the whole EA up to Greenwich line, with descending motion confined in the Gulf of Guinea and on the western Africa (fig.1e, fig.4). In the low troposphere, the convergent flow is associated with easterly anomalous winds in the far eastern EA which contribute to the convergence and the enhanced convection over the warm SSTA region (fig.1c, fig.4). The westward displacement of the warm SSTA and the cooling in the far eastern EA (fig.4, left panels) are associated with coupled instabilities that advect the SSTA through non linear processes. The latter are associated with downwelling Rossby waves from the reflection of the Kelvin waves and intensified by the anomalous easterlies in the far eastern EA (fig.1a, fig.2d).

6. Summary and Conclusions

The 1996 warming in the EA is documented and interpreted through the comparison of observations and ensemble simulations of an intermediate coupled model of the Tropical Atlantic. It is shown that a simple linear model is able to simulate most aspects of this particular warming (phase and amplitude), with skills comparable to OGCMs [Illig and Dewitte, 2005]. This points out to the privileged role of the equatorial wave dynamics and confirms HB00's results. Consistently with their study, the analysis of the ocean-atmosphere feedbacks associated with the changes in the Atlantic Walker circulation suggests that the 1996 warming is the signature of the Atlantic equatorial coupled mode [Zebiak, 1993], triggered by WSA in November-December 1995. Atmospheric teleconnections are further documented in the model and in the NCEP reanalysis. Results indicate that anomalous air descent and low-tropospheric divergence over South America associated with cold conditions in the eastern TP led to the WSA in end of 1995 that forced downwelling Kelvin waves in the EA. Persistent anomalous conditions in the eastern TP further enhanced the anomalous westerlies over the EA in boreal spring 1996 when the seasonal phase-locking is expected.

Although with a tendency to underestimate the 1996 EA warming, our coupled model does simulate a rectification of the EA variability by the TP oceanic conditions and the results of various experiments with this model support the proposed scenario of teleconnection. Interestingly, in June 1999, warm SSTA ($\sim 1°C$) were observed in EA, while anomalous cold conditions in the TP were observed from Avril 1998 until mid-2000. Whether or not similar teleconnection mechanisms were at play at that period would deserve further investigation in order to test if our result could have prediction application/implication.

Acknowledgments. We are grateful to the reviewers, and in particular to Dr. IC. Handoh. We acknowledge F. Marin, M.A. Petrossiants, P. deMey, F. Auclair and N. Sokolihina for helpful discussions throughout the course of this work. Dr. Gushchina was supported by the INTAS YS fellowship 03552239. The CERSAT and AVISO are thanked for the altimetric data. NCEP/NCAR reanalysis data used were provided by NCEP.

References

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

Handoh IC and GR Bigg, 2000: A self-sustaining climate mode in the Tropical Atlantic, 1995-97: Observations and modelling. *Q JR. Meteo. Soc.*, **126**, 807-821.

Illig S, B Dewitte, N Ayoub, Y du Penhoat, G Reverdin, P De Mey, F Bonjean and GSE Lagerloef, 2004: Interannual Long Equatorial Waves in the Tropical Atlantic from a High Resolution OGCM Experiment in 1981-2000. *J. Geo. Res.*, **109**, 405-437.

Illig S and B Dewitte, 2005: Role of local coupled equatorial variability versus remote ENSO forcing in an Intermediate Coupled Model of the Tropical Atlantic. *Accepted in J. Clim.*.

Kalnay E and Coauthors, 1996: The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project. *Bull. Am. Meteor. Soc.*, **77**, 437-471.

Kirtman BP and PS Schopf, 1998: Decadal variability in ENSO predictability an prediction. *J. Clim.*, **11**, 2804-2822.

Latif M, A Grötzner, 2000: The equatorial Atlantic oscillation and its response to ENSO. *Climate Dyn.* **16**: 213-218.

Le Traon PY, F Nadal and N Ducet, 1998: An improved mapping method of multisatellite altimeter data. *J. Atm. Oc. Tech.*, **15**,522-534.

Neelin JD and N Zeng, 2000: A quasi-equilibrium tropical circulation model-formulation. *J. Atm. Sci.*, **57**, 1741-1766.

Reynolds RW and TM Smith, 1994: Improved global sea surface temperature analyses using optimum interpolation. *J. Clim.*, **7**, 929-948.

Su H, JD Neelin and JE Meyerson, 2005: Mechanisms for Lagged Atmospheric Response to ENSO SST Forcing. *J. Clim.*, **18**, 4195-4215.

Wang C, 2002: Atlantic climate variability and its associated atmospheric circulation cells. *J. Clim.*, **15**, 1516-1536.

Serena Illig, Laboratoire d'Etude en Gophysique et Ocanographie Spatiale, 14 avenue E. Belin, 31400 Toulouse, FRANCE. (illig@notos.cst.cnes.fr)

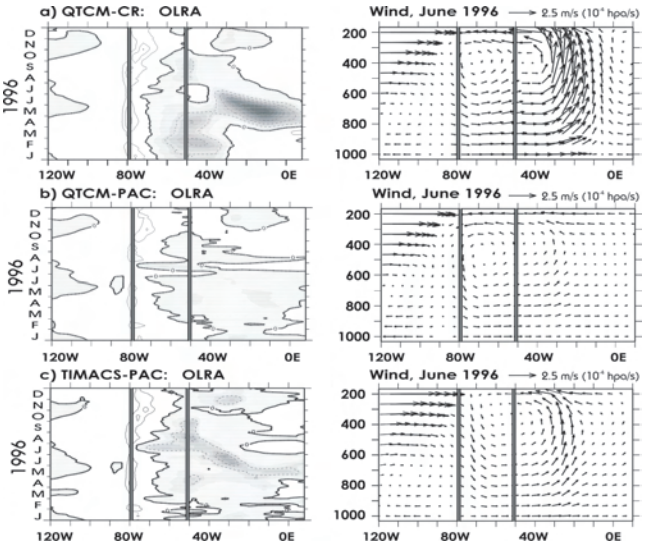


Figure 4. Left panels: Hovmuller of OLRA. CI is $5W/m^2$. Right panels: Mean June 1996 zonal-vertical circulation cross section (scale in the top right corner). The sections are averaged between $1°S - N$. The vertical bars represent the eastern and western boundary positions of the American continent.

Chapitre 4

Conclusion

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés à la variabilité en Atlantique Tropical aux échelles de temps saisonnières à inter-annuelles. De par sa taille et la forme des continents qui le bordent, ce bassin présente une variabilité à ces échelles de temps plus complexe que le Pacifique Tropical. De par sa configuration équatoriale, il possède néanmoins des caractéristiques semblables que nous avons cherché à exploiter pour documenter et comprendre sa dynamique. Deux grands chantiers ont été menés durant cette étude. Le premier avait pour objectif de documenter la variabilité de l'Atlantique Équatorial en termes d'ondes longues équatoriales. Ce travail original a permis de décrire la structure verticale de l'Atlantique Équatorial et d'étudier les propagations d'ondes longues et leurs réflexions aux frontières méridiennes. Il a permis en outre d'élaborer la méthodologie pour le deuxième chantier qui visait à comprendre l'impact d'ENSO sur la variabilité de l'Atlantique Tropical. Pour cela nous avons construit un modèle d'anomalies couplé océan-atmosphère dans l'Atlantique Équatorial, qui nous a servi d'outil de compréhension des mécanismes de télé-connexions entre les bassins Tropicaux Pacifique et Atlantique. Nous disposions d'un autre atout pour cette approche : le modèle atmosphérique de circulation générale QTCM (mis à la disposition récemment (2002) à la communauté scientifique) dont la souplesse d'utilisation et les performances permettaient d'envisager de construire un modèle couplé suffisamment simple pour réaliser de nombreux tests mais suffisamment réaliste pour rendre nos résultats quantitatifs.

Nous avons donc dans un premier temps étudié la variabilité des ondes longues équatoriales dans une simulation réaliste de l'Atlantique (réalisée dans le cadre du projet CLIPPER). L'approche utilisée s'inspire d'études antérieures réalisées pour le Pacifique Équatorial. Elle a dû néanmoins être adaptée aux spécificités de l'Atlantique Équatorial, en particulier à cause de la proximité des côtés de l'équateur dans le golfe de Guinée et près du Brésil. Elle a consisté en une décomposition en modes verticaux de la stratification, suivie d'une décomposition en modes méridiens horizontaux, puis enfin en le développement d'un modèle linéaire d'anomalies à six modes baroclines inspiré de celui de *Cane et Patton* [1984]. Nous

avons montré que le second mode barocline est le mode dominant, dont la contribution aux courants zonaux explique plus de 40% de la variabilité totale. L'analyse des observations altimétriques et de la SST, des modes issus des champs CLIPPER et de la simulation avec le modèle linéaire a ensuite permis de mettre en évidence la propagation d'ondes de Kelvin et de Rossby, ainsi que leurs réflexions. Nous avons par exemple quantifié que le pouvoir réflecteur des cotes africaines à une efficacité de 65%. De manière remarquable, les performances (par rapport aux observations) du modèle linéaire sont comparables non seulement à celles de la simulation CLIPPER mais aussi à celles d'un modèle linéaire du Pacifique Equatorial. Ceci indique qu'une part importante de la variabilité basses fréquences en Atlantique Equatorial s'explique par les ondes longues et que ces dernières devraient sans aucun doute être observables par l'altimétrie en particulier. La difficulté de la méthode réside dans la nécessité de séparer les modes verticaux, donc de connaître précisément la stratification dans toute la colonne d'eau. Le développement et la maintenance des réseaux d'observations (PIRATA, JASON, ARGO), ainsi que des simulations où l'altimétrie sera assimilée devraient permettre dans un futur proche d'extraire cette information. Notre travail pose les bases d'une méthodologie qui pourra permettre de guider les analyses de données ou de produits d'assimilation (MERCATOR). Les analyses préliminaires réalisées indiquent que la projection directe du niveau de la mer déduit de l'altimétrie sur les modes méridiens théoriques pour estimer la contribution en ondes longues équatoriales, comme elle est réalisée traditionnellement dans le Pacifique [*Delcroix et al.*, 2001 ; *Périgaud and Dewitte*, 1996 ; *Boulanger and Fu*, 1996], ne permet pas d'extraire des signaux propagatifs cohérents. Ainsi, une méthode spécifique doit être développée prenant en compte les informations sur toute la colonne d'eau. Notons que de nombreuses méthodes d'assimilation utilisées actuellement, dont celle implémentée dans MERCATOR, sont basées sur la projection sur la verticale de l'information contenue dans les observations de surface (notamment dans les observations altimétriques). La projection s'appuie généralement sur des estimations statistiques (comme les EOFs) des corrélations entre signaux de surface et variabilité en profondeur. L'estimation de la signature des différentes ondes sur le signal altimétrique (aux échelles interannuelles) que permet notre méthode pourrait être utilisée dans le cadre de l'assimilation en fournissant une base physique pour la projection du signal sur la colonne d'eau.

Plus généralement, ces résultats suggèrent que la dynamique linéaire joue un rôle très important dans l'ajustement océanique au forçage par le vent et donc sur les processus couplés océan-atmosphère en Atlantique Équatorial. Ceci nous a donc conduit à construire un modèle couplé de l'Atlantique Tropical selon une approche qui s'inspire des travaux de *Zebiak* [1993]. En accord avec les résultats de cette dernière étude, notre modèle couplé produit une variabilité qui présente de nombreuses caractéristiques en SST, en niveau de la mer et en vent zonal communes aux observations : des échelles de temps privilégiées entre 1 et 3

ans, des échelles méridiennes en anomalies de SSTA comparables, une extension des anomalies de SST aux Sud près des côtes Africaines. De plus, les dépendances du mode équatorial par rapport au cycle saisonnier sont bien simulées par notre modèle. Nos résultats indiquent que la variabilité de la SST et les structures spatio-temporelles associées sont en grande partie contrôlées par le poids relatif des processus d'advection horizontale et verticale. Les oscillations mises en évidence dans le mode couplé simulé ne sont néanmoins pas auto-entretenues et nécessitent la présence du bruit stochastique de l'atmosphère et/ou d'un forçage externe pour imposer leur signatures.

Après avoir documenté le mode couplé propre au modèle (*i.e.* les caractéristiques de la signature du couplage local), nous avons étudié le rôle d'ENSO sur la variabilité de l'Atlantique Tropical sur la période 1982-2001. Les simulations réalisées ont permis de différentier le rôle du forçage à distance de celui du couplage local. Nos résultats suggèrent que l'influence de la variabilité du Pacifique Tropical sur le bassin Atlantique constitue la principale source de variabilité basses fréquences observée (périodes supérieures à 3 ans) en Atlantique Équatorial. Sur l'ensemble du spectre de la variabilité, le couplage local sur cette période ne contribuerait qu'à 5% de la variabilité en SST dans l'Atlantique Equatorial Est. Néanmoins, en différentiant les échelles de temps de la variabilité, cette contribution s'élève à 12% pour les périodes inférieures à 3 ans et peut atteindre 20% sur la période 1988-1997, où l'activité ENSO est réduite. Ces chiffres correspondent bien évidemment à l'amplification du mode couplé qui est déjà présent du fait du forçage ENSO.

Dans la configuration la plus "réaliste" (c'est à dire avec un forçage ENSO prescrit dans le Pacifique Tropical et un couplage dans l'Atlantique Équatorial) le modèle échoue néanmoins à simuler 2 évènements majeurs en Atlantique Équatorial détectés dans les observations : les réchauffements consécutifs aux El Niño 1987 et 1997. Ceci est en partie dû au fait que le modèle surestime la réponse ENSO. Ce biais peut être lié au fait que les effets topographiques ne sont pas pris en compte dans le modèle atmosphérique. L'inclusion d'un modèle de couche de mélange simplifié (contrôlé uniquement par la température et les flux) en dehors de la bande équatoriale ne permet pas de "corriger" cette défaillance du modèle. Ceci suggère que ces événements sont induits par d'autres processus non pris en compte dans le modèle : par exemple les télé-connexions atmosphériques entre moyennes, hautes latitudes et tropiques, ainsi que les connexions océaniques entre les régions équatoriales et tropicales d'une part, et entre les régions équatoriales et les moyennes/hautes latitudes d'autre part.

Nous avons aussi étudié le lien entre la variabilité du Nord de l'Atlantique Tropical (où anomalies de SST sont maximales en Mars Avril Mai consécutivement à un événement El Niño dans le Pacifique) et la variabilité équatoriale. L'impact de la rétroaction air-mer dans

la partie Nord de l'Atlantique Tropical sur la variabilité équatoriale est quasi nul dans le modèle. En revanche, le mode équatorial détermine la position et la phase du réchauffement dans la partie Nord. Bien que le modèle surestime la télé-connexion équatoriale d'ENSO, ce résultat suggère un mécanisme possible d'interaction de la variabilité équatoriale avec la variabilité dans le Nord de l'Atlantique Tropical, en particulier pour l'interprétation du mode dipolaire observé en Atlantique Tropical. Ceci nécessite d'autant plus d'attention que, dans le modèle, le mode équatorial a une composante inter-décennale. La "projection" de cette variabilité décennale sur le mode d'interaction entre mode équatorial et la variabilité dans le Nord de l'Atlantique est une possibilité à explorer. Ceci pourra se faire par exemple à partir de l'analyse de simulations plus longues avec un forçage ENSO dans le Pacifique Tropical réaliste ou idéalisé. Il est en particulier probable que la réponse de ce mode inter-hémisphérique soit sensible aux types de forçage à distance, en d'autres termes aux types d'El Niño (central ou côtier, faible ou intense, fréquence). De plus, il est vraisemblable que des interactions entre le couplage local en zone équatoriale et la variabilité inter-annuelle et décennale aux hautes et moyennes latitudes, de type NAO et/ou PDO, soit à prendre en compte pour mieux comprendre la variabilité dans l'Atlantique Tropical Nord et Équatorial.

A l'autre 'bout' du spectre temporel, nous suggérons aussi l'importance des interactions non linéaires entre variabilité inter-annuelle et cycle saisonnier. Ainsi, nous avons observé que les manifestations du couplage local sont maximales en été boréal, lorsque l'upwelling équatorial est maximal. Par exemple, l'événement chaud de 1996, caractérisé par des anomalies de température de surface dépassant 1°C dans le golfe de Guinée entre Mai et Juillet, est une réalisation particulière de cette variabilité couplée océan-atmosphère. C'est un des événements les plus marquants de la dernière décennie. Nous avons donc commencé l'étude de cet événement inter-annuel à l'aide de simulations d'ensemble. Les premiers résultats indiquent, qu'il est le fruit du couplage local. L'objectif des simulations d'ensemble est double. D'une part, nous souhaitons tester la robustesse de nos simulations en étudiant le comportement du modèle à des perturbations, type 'bruit', du forçage, ce que nous avons exploré dans la section 3.4. D'autre part, la méthode d'ensemble nous permettra d'explorer la sensibilité des simulations à différents types de forçage dans le but de tester plusieurs hypothèses sur la génération de l'événement de 1996-1997. En particulier, il sera intéressant de déterminer les mécanismes gouvernants l'évolution de la SST qui prédominent aux différentes phases de cet événement (croissance, maturité et décroissance).

A la lumière de ces résultats, nous proposons différentes perspectives et prolongements de cette étude. Nous avons suggéré la présence d'une interaction entre la variabilité équatoriale, les télé-connexions avec le Pacifique et la variabilité dans le Nord de l'Atlantique

Tropical. Cette interaction pourrait permettre d'expliquer certaines caractéristiques du mode de variabilité inter-hémisphérique aux échelles décennales. Dans un cadre relativement simplifié de notre modèle, il est permis d'explorer cette possibilité. Nous pouvons aussi étudier, à la manière de *An et Jin* [2000], l'impact du changement de l'état moyen sur les modes couplés simulés par notre modèle puisque celui est écrit en anomalies et que les états moyens sont prescrits.

En revanche pour l'étude des événements particuliers de 88 et 98, l'utilisation de modèles plus complexes parait s'imposer. La prise en compte des effets topographiques liés à la présence de la Cordillère des Andes entre les bassins Pacifique et Atlantique nous semble capitale. Néanmoins, nous souhaiterions aussi explorer le rôle des réflexions d'ondes à l'Ouest du bassin avec le modèle. En effet, le rôle potentiel du courant du Brésil et de la rétroflexion saisonnière du NECC ne sont pas pris en compte dans notre modèle : ces interactions peuvent en effet altérer le pouvoir réflecteur de la frontière. Il est possible de modéliser l'effet de ce courant dans le modèle linéaire, soit en jouant sur l'amplitude de l'onde de Kelvin réfléchie à la frontière Ouest, soit en modélisant un courant de bord Ouest. Une telle approche nécessiterait l'analyse préliminaire de simulations plus complexes, mais surtout celle d'observations. Enfin on peut se poser la question des performances en prévision de ce système à partir de simulations d'ensembles forcées, dans le Pacifique, par les prévisions saisonnières réalisées (à 3 ou 9 mois) par les grands centres de prévision. Dans ce contexte nous envisageons aussi de coupler un modèle océanique configuré dans le Pacifique Tropical, à notre modèle.



Bibliographie

- Abramowitz, M. et I.A. Stegun, 1965, Handbook of Mathematical Functions, New York, Dover, 1046 pp.
- Aceituno, P., 1988 : On the functioning of the Southern Oscillation in the South American sector : Part I : Surface climate, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 505-524.
- AchutaRao K., C. Covey, C. Doutriaux, M. Fiorino, P. Gleckler, T. Phillips, K. Sperber et K. Taylor, 2004 : An Appraisal of Coupled Climate Model Simulations. Rapport du PCMDI (Program for Climate Model Diagnosis and Intercomparison, UCRL-TR-202550), édité par D. Bader.
- Alexander, M., and J. Scott, 2002 : The influence of ENSO on air-sea interaction in the Atlantic, *Geophys. Res. Lett.*, **29**, doi : 10.1029/2001GL014347.
- An, S.-I. and F.-F. Jin, 2000 : An eigen analysis of the interdecadal changes in the structure and frequency of ENSO mode. *Geophys. Res. Lett.*, **27**(16), 2573-2576.
- An, S.-I. and F.-F. Jin, 2001 : Collective Role of Thermocline and Zonal Advective Feedbacks in the ENSO Mode. *J. Climate*, **14**, 3421-3432.
- Andreoli , R.V and M. T. Kayano, 2004 : Multi-scale variability of the sea surface temperature in the Tropical Atlantic, *J. Geophys. Res.*, **109**, C05009, doi :10.1029/2003JC 002220.
- Arhan M., H. Mercier, B. Bourles and Y. Gouriou, 1998 : Hydrographic sections across the Atlantic at 7˚30N and 4˚30S. *Deep-Sea Res.*, I, **45**, 829-872.
- Arnault S., 1987 : Tropical Atlantic Geostrophic Currents and Ship Drifts. *J. Geosphys. Res.*, **92**(C5), 5076-5088.
- Arnault, S., Y. Menard and J. Merle, 1990 : Observing the Tropical Atlantic Ocean in 1986-1987 from Altimetry, *J. Geosphys. Res.*, **95** (C10), 17921-17945.
- Atlas, R., R. Hoffman, S. Bloom, J. Jusem, J. Ardizzone, 1996 : A multi-year global surface wind velocity data set using SSM/I wind observations, Bull. *Am. Meteorol. Soc.*, **77**, 869-882.
- Barnier, B. and the CLIPPER project team, 2000 : 1/6° reference experiment, 1/6 Atlantic circulation model forced by the ECMWF climatology : preliminary results. LEGI report number CLIPPER-R2-2000, also available from *www.ifremer.fr/lpo/clipper*.

- Barnier, B., L. Siefridt and P. Marchesiello, 1995 : Thermal forcing for a global ocean circulation model using a three-year climatology of ECMWF analyses. *J. Marine Systems*, **6**, 363-380.
- Bentamy, A., Y. Quilfen, F. Gohin, N. Grima, M. Lenaour and J. Servain, 1996 : Determination and validation of average wind fields from ERS-1 scatterometer measurements. The Global Atmosphere and Ocean System, Vol **4**, pp. 1-29.
- Betts, A. K., 1986 : A new convective adjustment scheme. Part I : Observational and theoretical basis. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **112**, 677-691.
- Betts, A. K., and M. J. Miller, 1986 : A new convective adjustment scheme. Part II : Single column tests using GATE wave, BOMEX, ATEX and arctic air-mass data sets. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **112**, 693-709.
- Blanke, B. and P. Delecluse, 1993 : Variability of the Tropical Atlantic ocean simulated by general circulation model with two mixed layer physics. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 1363-1388.
- Blumenthal, M. B. and M. A. Cane, 1989 : Accounting for parameter uncertainties in model verification : An illustration with Tropical sea surface temperature. *J. Phys. Oceanogr.*, **19**, 815-830.
- Bonjean, F., and G .S.E. Lagerloef, 2002 : Diagnostic Model and Analysis of the Surface Currents in the Tropical Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 2938-2954.
- Boulanger, J.-P., et C. Menkes, 1995 : Propagation and reflection of long equatorial waves in the Pacific ocean during the 1992-1993 El Niño. *J. Geophys. Res.*, **100**(25), 041-25 059.
- Boulanger, J.-P. et Fu, L.-L., 1996 :. Evidence of boundary reflection of Kelvin and first-mode Rossby waves from the TOPEX/POSEIDON sea level data. *J. Geophys. Res.*, **101**, 16361-16371.
- Bourles, B., R.L. Molinari, E. Johns, W.D. Wilson, K.D. Leaman, 1999 : Upper layer currents in the western tropical North Atlantic (1989-1991), *Journal of Geophysical Research*, **104**(C1), 1361-1375.
- Boyd, A.J., J. Taunton-Clark, and G.P.J. Oberholster, 1992 : Spatial features of the near-surface and midwater circulation patterns off western and southern South Africa and their role in the life histories of various commercially fished species, *S. Afr. J. Mar. Sci.*, **12**, 189-206.
- Bretherton, F. P., R. E. Davis, C. B. Fandry, 1976, A technique for objective analysis and design oceanographic experiments applied to mode-73. *Deep-Sea Res.*, **23**, 559-582.
- Brundrit, G.B., Trends of southern African sea level : statistical, analysis and interpretation, *S. Afr. J. Mar. Sci.*, **16**, 9-17, 1995.

- Busalacchi, A. J. et M. A. Cane, 1988 : The effect of varying stratification on low-frequency equatorial motion. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 801-812.
- Cane, M., and E.S. Sarachik, 1976 : Forced baroclinic ocean motions : I. The linear equatorial unbounded case, *J. Mar. Res.*, **34**, 629-665.
- Cane, M. A., and E. S. Sarachik, 1977, Forced baroclinic ocean motions. II. The linear equatorial bounded case, *J. Mar. Res.*, **35**, 375-432.
- Cane, M. A., 1979 : Response of an Equatorial Ocean to Simple Wind Stress Patterns .2. Numerical Results. *Journal of Marine Research*, **37**(2) : 253-299.
- Cane, M. A., and E. S. Sarachik, 1979, Forced baroclinic ocean motions. III : The linear equatorial basin case, *J. Mar. Res.*, **37**, 355-398.
- Cane, M. A., 1980 : On the Dynamics of Equatorial Currents, with Application to the Indian-Ocean. *Deep-Sea Research Part A-Oceanographic Research Papers*, **27**(7) : 525-544.
- Cane, M. A. and E. S. Sarachik, 1981 : The Response of a Linear Baroclinic Equatorial Ocean to Periodic Forcing. *Journal of Marine Research*, **39**(4) : 651-693.
- Cane, M. A. and Y. Dupenhoat, 1982 : The Effect of Islands on Low-Frequency Equatorial Motions. *Journal of Marine Research*, **40**(4) : 937-962.
- Cane, M. A., and R. J. Patton, 1984, A numerical model for low frequency equatorial dynamics, *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 1853-1863.
- Cassou C., and L. Terray, 2001 : Dual Influence of Atlantic and Pacific SST Anomalies on the North Atlantic/Europe Winter Climate. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 3195-3198.
- Carton, J. A. and B. Huang, 1994 : Warm events in the tropical Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 888-903.
- Carton, J.A., X. Cao, B.S. Giese, and A.M. da Silva, 1996 : Decadal and interannual SST variability in the tropical Atlantic Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 1165-1175.
- Chang, P., L. Ji, et H. Li, 1997 : A decadal climate variation in the tropical Atlantic Ocean from thermodynamic air-sea interactions. *Nature*, **385**, 516-518.
- Chang, P., R. Saravanan, L. Ji, and G.C. Hegerl, 2000 : The effects of local sea surface temperatures on atmospheric circulation over the tropical Atlantic sector, *J. Climate*, **13**, 2195-2216.
- Chang P., R. Saravanan and L. Ji, 2003 : Tropical Atlantic seasonal predictability : The role of El Niño remote influence and thermodynamic air-sea feedback. *Geophys. Res. Lett.*, **30**(10), 1501-1504.
- Chiang, J.C.H., and A.H. Sobel, 2002 : Tropical tropospheric temperature variations caused by ENSO and their influence on the remote tropical climate, *J. Climate*, **15**, 2616-2631.

- Chikamoto, Y., and Y. Tanimoto, 2004 : Tropical Atlantic response to ENSO, *J. Climate*, Soumis.
- Chu, P.-S., 1984 : Time and space variability of rainfall and surface circulation in the northeast Brazil-tropical Atlantic sector. *J. Meteor. Soc. Japan*, **26**, 363-369.
- Cibot, C., E. Maisonnave, L. Terray, and B. Dewitte, 2004. Mechanisms of tropical Pacific interannual-to-decadal variabilityin the ARPEG/ORCA global coupled model. *Climate Dynamics*, Accepté.
- Covey, D.L. et S. Hastenrath, 1978 : The Pacific El Nino phenomenon and the Atlantic circulation. *Mon. Wea. Rev.*, **106**, 1280-1287.
- Crawford, R.J.M., W.R. Siegfried, L.V. Shannon, C.A. Villacastin-Herroro, and L.G. Underhill, 1990 : Environmental influences on marine biota off southern Africa, *S. African J. Sci.*, **86**, 330-339.
- Czaja A., P. Van der Vaart, and J. Marshall, 2002 : A diagnostic study of the role of remote forcing in tropical Atlantic variability. *J. Climate*, **15**, 3280-3290.
- de Boyer Montégut C., G. Madec, A. S. Fischer, A. Lazar, and D. Iudicone, 2004 : Mixed layer depth over the global ocean : an examination of profile data and a profile-based climatology, *J. Geophys. Res.*, *in press*.
- Delecluse, P., J. Servain, C. Levy, K. Arpe, and L. Bengtsson, 1994 : On the connection between the 1984 Atlantic warm event and the 1982-83 ENSO. *Tellus*, **46A**, 448-464.
- Dewitte, B., 1998 : Rôle de la structure verticale de l'océan sur la variabilité basse fréquence dans le Pacifique équatorial. Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, Paris, France, 237pp.
- Dewitte, B., G. Reverdin and C. Maes, 1999, Vertical structure of an OGCM simulation of the Tropical Pacific ocean in 1985-1994. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 1542-1570.
- Dewitte, 2000, Sensitivity of an intermediate ocean-atmosphere coupled model of the tropical pacific to its oceanic vertical structure. *J. Climate*, **30**, 2363-2388.
- Dewitte, B., et G. Reverdin, 2000, Vertically propagating annual and interannual variability in an OGCM simulation of the Tropical Pacific in 1985-1994. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 1562-1581.
- Dewitte B., S. Illig, L. Parent, Y. DuPenhoat, L. Gourdeau, J. Verron., 2003 : Tropical Pacific baroclinic mode contribution and associated long waves for the 1994-1999 period from an assimilation experiment with altimetric data. *J. Geosphys. Res.*. , **108**(C4), 3121-3138.
- Dommenget D., et M. Latif, 2000 : Generation of SST anomalies in the midlatitues. Max-Planck-Institut für Meteorologie, Report No. 304.

- Du Penhoat, Y., M.A. Cane, R.J. Patton, 1983 : Reflections of low frequency equatorial waves on partial boundaries. Hydrodynamics of the Equatorial Ocean by J.C.J. Nihoul, (Ed.), 237-258.
- Du Penhoat, Y., and A.-M. Treguier, 1985 : The seasonal linear response of the Atlantic Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 316-329.
- Du Penhoat Y. and Y. Gouriou, 1987 : Hindcasts of equatorial sea surface dynamic height in the Atlantic in 1982-1984. *J. Geosphys. Res.*, **92**(C4), 3729-3740.
- Drévillon M., C. Cassou, and L. Terray, 2003 : Model study of the wintertime atmospheric response to fall tropical Atlantic sea-surface-temperature anomalies., *J. Roy. Meteorol. Soc.*, **129**, 2591-2611.
- Enfield, D. B., and D. A. Mayer, 1997 : Tropical Atlantic sea surface temperature variability and its relation to El Niño-Southern oscillation. *J. Geosphys. Res.*, **102**, 929-945.
- Enfield, D.B., A.M. Mestas-Nunez, D.A. Mayer, and L. Cid-Serrano, 1999 : How ubiquitous is the dipole relationship in tropical Atlantic sea surface temperatures ? *J. Geophys. Res.*, **104**, 7841-7848.
- Florenchie, P., J.R.E. Lutjeharms, C. Reason, S. Masson, and M. Rouault, 2003 : Source of the Benguela Niños in the South Atlantic Ocean. Geophys. Res. Lett., 30 (10), 10.1029 /2003GL017172.
- Florenchie, P., C.J.C. Reason, J.R.E. Lutjeharms, M. Rouault and C. Roy, 2004 : Evolution of interannual warm and cold events in the south-east Atlantic Ocean. J. Climate, 17, 2318-2334.
- Fontaine, B., S. Janicot et P. Roucou, 1999 : Coupled ocean-atmosphère surface variability and its climate impact on the Tropical Atlantic region. *Climate Dynamics*, 15, 451-473.
- Fu. X., and B. Wang, 1999 : On the roles of cloud-longwave radiation forcing and boundary layer thermodynamics in forcing tropical surface winds. J. Climate, 12, 1049-1069.
- Gent, R.G., K. O'Neill and M. A. Cane, 1983 : A model of the semiannual oscillation in the equatorial indian ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 2148-2160.
- Giannini, A., Y. Kushnir, and M.A. Cane, 2000 : Interannual variability of Caribbean rainfall, ENSO, and the Atlantic Ocean, J. Climate, 13, 297-311.
- Gill, A.E., Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, 1980 : Q. J. R. Meteor. Soc., 106, 447-462.
- Gill, A. E., 1982 : Atmosphere-Ocean Dynamics. *Academic Press*, New York.
- Gouriou, Y., C. Andrié, B. Bourlès, S. Freudenthal, S. Arnault, A. Aman, G. Eldin, Y. du Penhoat, F. Baurand, F. Gallois, and R. Chuchla, 200 : Deep circulation in the Equatorial Atlantic Ocean. *Geophys. Res. Letters*, Vol. **28**, No. 5 , 819-822.

- Gray, W.M., et C.W. Landsea, 1992 : African rainfall as a precursor of hurricane-related destruction on the U.S. east coast, Bull. Amer. Meteor. Soc., 75, 1352-1364.
- Gushchina D.Yu. et B. Dewitte, 2005 : Interannual climate variability and teleconnections in the quasi-equilibrim tropical circulation model. *Izvestiya atmospheric and oceanic physics*, *accepté*.
- Hagen, E., R. Feistel, J.J. Agenbag, and T. Ohde, 2001 : Seasonal and interannual changes in intense Benguela upwelling (1982-1999), Oceanologica Acta, 24, 557-567.
- Handoh, I.C., and G. R. Bigg, 2000, A self-sustaining climate mode in the Tropical Atlantic, 1995-97. Observations and modelling., *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **126**, 807-821.
- Hastenrath, S. et L. Heller, 1977 : Dynamics of climatic hazards in Northeast Brazil. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 103, 77-92.
- Hastenrath, S., L.C. Castro, et P. Aceituno, 1987 : The Southern Oscillation in the tropical Atlantic sector. Contrib. Atmos. Phys. 60, 447-463.
- Hisard, P., 1980 : Observation de réponses de type "El Niño" dans l'Atlantique Tropical oriental-Golfe de Guinée. Ocean. *Acta*, **3**, 69-78.
- Horel, J.D., V.E. Kousky, and M.T. Kagano, 1986 : Atmospheric conditions in the Atlantic sector during 1983 and 1984, Nature, 310,248-251.
- Houghton, R.W., Y.M. Tourre, 1992 : Characteristics of low-frequency sea surface temperature fluctuations in the tropical Atlantic. J. Climate, 5, 765-71.
- Houghton, R.W., 1983 : Seasonal variations of the subsurface thermal structure in the Gulf of Guinea, J. Phys. Oceanogr., 13, 2070-2081.
- Huang, B., 2004 : Remotely forced variability in the tropical Atlantic Ocean.Clim. Dyn ., 23 (2), 133-152.
- Illig S., B. Dewitte, N. Ayoub, Y. du Penhoat, G. Reverdin, P. De Mey, F. Bonjean and G.S. E. Lagerloef, 2004 : Interannual Long Equatorial Waves in the Tropical Atlantic from a High Resolution OGCM Experiment in 1981-2000. *J. Geophys. Research.*, **109**, No. C2, C02022, doi :10.1029/2003JC001771.
- Janicot S., Harzallah A., Fontaine B. and V. Moron, 1998 : Forcing of equatorial Atlantic and Pacific surface temperatures on West-African monsoon dynamics in July-August (1958-1989). *J. Climate*, **11**, 1874-1882.
- Jin, F.-F., 1997a : An equatorial ocean recharge paradigm for ENSO. Part I : conceptual model. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 811-829.
- Jin, F.-F., 1997b : An equatorial ocean recharge paradigm for ENSO. Part II : A stripped-down coupled model. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 830-846.
- Kang, I.-S. and J.-S. Kug, 2000 : An El-Niño prediction system with an intermediate ocean and statistical atmosphere model. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 1167-1170.

- Katz, E. J., 1987 : Equatorial Kelvin waves in the Atlantic, J. Geophys. Res., 92, 1894-1898.
- Kirtman, B. P. and P. S. Schopf, 1998 : Decadal variability in ENSO predictability an prediction. *J. Climate*, **11**, 2804-2822.
- Klein S. A., B. J. Soden, and N.-C. Lau, 1999 : Remote sea surface temperature varaiations during ENSO : Evidence for tropical atmospheric bridge. *J. Climate*, **12**, 917-932.
- Kousky, V.E., M.T. Kagano et I.F.A. Calvacanti, 1984 : A review of the southern oscillation : Oceanic-atmospheric circulation changes and related rainfall anomalies, Tellus A 36 490-504.
- Lagerloef, G.S.E., G.T. Mitchum, R.B. Lukas, P.P. Niiler, 1999 : Tropical Pacific near-surface currents estimated from altimeter, wind, and drifter data, *J. Geosphys. Res.*, **104**, C10, 23,313-23,326
- Landsea, C. W., 1993 : A climatology of intense (or major) Atlantic hurricanes. Mon. Weath. Rev., 121, 1703-1713.
- Latif M. and T. P. Barnett, 1995 : Interactions of the Tropical Oceans. *J. Climate*, **8**, 952-964.
- Latif M. and A Grotzner, 2000 : The equatorial Atlantic oscillation and its response to ENSO. *Clim. Dyn.*, **16**, 213-218.
- Lanzante, J.R., 1996 : Lag relationships involving tropical sea surface temperatures, J. Climate, 9, 2568-2578.
- Lazar A., R. Murtugudde et A. J. Busalacchi, 2001 : A model study of temperature anomaly propagation from the subtropics to tropics within the South Atlantic thermocline. *Geophys. Res. Letters*., **28**(7), 1271-1274.
- Lazar A., T. Inui, P. Malanotte-Rizzoli, A. J. Busalacchi, L. Wang et R. Murtugudde, 2002 : Seasonnality of the ventilation of the tropical Atlantic thermocline in an ocean general circulation model. *J. Geosphys. Res.*, **107**(C8).
- Le Traon P.Y., F. Nadal and N. Ducet, 1998 : An improved mapping method of multi-satellite altimeter data. *J. Atmos. Ocean. Technol.*, **15**, 522-534.
- Levitus, S., T.P. Boyer, M.E. Conkright, T. O'Brien, J. Antonov, C. Stephens, L. Stathoplos, D. Johnson, and R. Gelfeld (1998) : World Ocean Database 1998 Volume 1 : Introduction. NOAA Atlas NESDIS 18, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C.
- Li, T., and S. G. H. Philander, 1997 : On the seasonal cycle of the equatorial Atlantic Ocean. J. Climate, 10, 813-817.
- Lin J. W.-B., J. D. Neelin and N. Zeng, 2000 : Maintenance of tropical intraseasonal variability : Impact of evaporation-wind feedback and mid-latitude storms. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 2793-2823.

- Lough, J.M., 1986 : Tropical Atlantic sea surface temperature and rainfall variations in Sub-Saharan Africa. Mon. Wea. Rev., 114, 561-570.
- Loukos H, et L. Mémery, 1999 : Simulation of the nitrate seasonal cycle in the equatorial Atlantic Ocean during 1983 and 1984. *J. Geosphys. Res.*. 104, 15,549-15,573.
- Luo J.-J., S. Masson, E. Roeckner, G. Madec and T. Yamagata, 2004 : Reducing climatology bias in a ocean-atmosphere CGCM with improved coupling physics. *J. Climate*, *soumis*.
- Madec, G., P. Delecluse, M. Imbard and C. Levy, 1998 : OPA 8.1 general circulation model reference manual, Notes de l'IPSL, Université P. et M. Curie, B102 T15-E2, 4 place Jussieu, Paris cedex 5, N°11, 91p.
- Manabe, S., and R. F. Strickler, 1964 : Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment. J. Atmos. Sci., 21, 361-385.
- Mantua, N. J. and D. S. Battisti, 1995 : Aperiodic variability in the Cane-Zebiak coupled ocean-atmosphere model : Ocean-atmosphere interactions in the western Pacific. *J. Climate*, **8**, 2897-2927.
- Marin, F. and Y. Gouriou, 2000 : Heat fluxes across 7°30'N and 4°30'S in the Atlantic Ocean. Part I. *Deep-Sea Res.*, **47**, 2111-2139.
- Markham, C.G. et D.R. McLain, 1977 : Sea surface temperature related to rain in Caera, Northeastern Brazil. *Nature*, **265**, 320-323.
- Masina S., N. Pinardi, A. Navarra, 2001 : A global ocean temperature and altimeter data assimilation system for studies of climate variability. *Climate dynamics.*, **17**(9) 687-700.
- McCreary, J. P, J. Picaut, and D. W. Moore, 1984 : Effects of remote annual forcing in the eastern tropical Atlantic ocean, J. Mar. Res., 42, 45-81.
- Mehta, V.M., 1998 : Variability of the tropical ocean surface temperatures at decadal-multidecadal time scales, Part I : The Atlantic Ocean. *J. Climate*, **11**, 2351-2375.
- Mellor, J.L. and X.-H. Wang, 1996 : Pressure compensation and the bottom boundary layer. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 2214-2222.
- Merle J.M., M. Fieux and P. Hisard, 1980 : Annual signal and interannual anomalies of sea surface temperatures in the eastern equatorial Atlantic ocean. *Deep-Sea Research*, GATE Suppl. II to V, **26**, 77-102.
- Merle J.M., 1983 : Seasonal variability of the subsurface thermal structure in the tropical Atlantic ocean. *Proceeding of the 13th Liège Colloquium of Ocean Hydrodynamics, J. Nihoul éd., Elsevier*, 31-49.
- Mestas-Nunez, A.M., and D.B., 2001 : Enfield, Eastern equatorial Pacific SST variability : ENSO and non-ENSO components and their climatic associations, J. Climate, 14, 391-402.

- Millero F.J. and A. Poisson, 1981 : International one-atmosphere equation of state of seawater. *Deep-Sea Res.*, **28**, 625-629.
- Moron, V., R. Vautar et M. Ghil, 1998 : Trends, interdecadal and interannual oscillations in global sea-surface temperatures. *Climate Dynamics*, **14**, 545-569.
- Moura, A. et J. Shukla, 1981 : On the dynamics of droughts in Northeast Brazil : observations, theory, and numerical experiments with a general circulation model. J. Atmos. Sci., 38, 2653-2675.
- Namias, J., 1972 : Influence of northern hemisphere general circulation on drought in Northeast Brazil, Tellus, 24, 336-42.
- Neelin, J. D., 1990 : A hybrid coupled general circulation model for El Niño studies. J. Atmos. Sci., 47, 674-693.
- Neelin, J.D., D.S. Battisti, A.C. Hirst, F.-F. Jin, Y. Wakata, T. Yamagata, and S. Zebiak, 1998 : ENSO theory, J. Geophys. Res., 103, 14261-14290.
- Neelin, J. D., and N. Zeng, 2000 : A quasi-equilibrium tropical circulation model-formulation. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1741-1766.
- Neelin, J. D., C. Chou, and H. Su, 2003 : Tropical drought regions in global warming and El Niño teleconnections. *Geophys. Res. Lett.*, **30**(24) 2275, doi :10.1029/2003 GLO018625.
- Neelin, J. D. and H. Su, 2004 : Moist teleconnection mechanisms for the tropical South American and Atlantic sector. *J. Climate*, *soumis*.
- Nobre, P. and J. Shukla, 1996 : Variations of sea surface temperature, wind stress, and rainfall over the TropicalAtlantic and South America. *J. Climate*, **9**, 2464-2479.
- Nobre, P., S.E. Zebiak and B.P. Kirtman, 2003 : Local and remote sources of Tropical Atlantic variability as inferred from the results of a hybrid ocean-atmosphere coupled model. *Geophys. Res. Lett.*, **30** (5) : 8008.
- Okumura, Y., and S.-P. Xie, 2004 : Interaction of the Atlantic equatorial cold tongue and the African monsoon. J. Climate, Vol. 17, No. 18, p. 3588-3601.
- Perigaud, C., and B. Dewitte, 1996 : El Nino-La Nina events simulated with Cane and Zebiak's model and observed with satellite or in situ data. Part I : model data comparison. J. Climate, 9, 66-84.
- Peterson, R.G., and L. Stramma, 1990 : Upper-level circulation in the South Atlantic Ocean, Progress in Oceanography, 26, 1-73.
- Peterson, L.C., G.H. Huag, K.A. Hughen, and U. Rohl, Rapid changes in the hydrologic cycle of the tropical Atlantic during the last glacial, Science, 290, 1947-1951, 2000.
- Philander, S.G.H., 1978 : Forced oceanic waves. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **16**, 15-46.

- Philander, S.G.H., 1986 : Unusual conditions in the Tropical Atlantic Ocean in 1984. *Nature*, **322**, 236-238.
- Philander, S. G. H., 1990 : El NinÄo and the Southern Oscillation, AcademicPress, London.
- Picaut J., J Servain, A. J. Busalacchi, and M. Seva, 1984 : Interannual variability versus seasonal variability in rthe Tropical Atlantic. *Geophys. Res. Letters*, Vol. **11**, No. 8, 787-790.
- Picaut, J., F. Masia, Y. du Penhoat, 1997 : An advective-reflective conceptual model for the oscillatory nature of the ENSO. Science, **277**, 663-666.
- Pierce, David W., 1996 : The Hybrid Coupled Model, Version 3 : Technical Notes. Scripps Institution of Oceanography Reference Series, No. 96-27.
- Rajagopalan, B., Y. Kushnir, Y.M. Tourre, 1998 : Observed midlatitude and tropical Atlantic climate variability. *Geophys. Res. Letters*, Vol. **25**(21), 3967-3970.
- Rasmussen, E.M. 1991 : Observational aspects of ENSO cycle teleconnections, in : M.H. Glantz, R.W. Katz, N. Nicholls (Eds.),Teleconnections Linking Worldwide Climate Anomalies : Scientific Basis and Societal Impact, Cambridge University Press, New York, pp. 309-343.
- Reverdin, G., P. Rual, Y. DuPenhoat and Y. Gouriou, 1991 : Vertical structure of the seasonal cycle in the central equatorial Atlantic Ocean : XBT sections from 1980-1988. *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 277-291.
- Reynaud T., P. Legrand, H. Mercier and B. Barnier, 1998 : A new analysis of hydrographic data in the Atlantic and its application to an inverse modelling study. *International WOCE Newsletter*, No **32**, 29-31.
- Reynolds, R. W., and T. M. Smith, 1994 : Improved global sea surface temperature analyses using optimum interpolation. *J. Climate*, **7**, 929-948.
- Richardson, P. L. and T. K. McKee, 1984 : Average Seasonal Variation of the Atlantic North Equatorial Countercurrent from ship drift data. *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 1226-1238.
- Richardson, P.L., and D. Walsh, 1986 : Mapping climatological seasonal variations of surface currents in the tropical Atlantic using ship drifts, Journal of Geophysical Research, **91**, 10537-10550.
- Rouault,M., .S. Illig, C.J.R. Reason et A. Bentamy, 2004 : Propagation and origin of warm anomalies in the Angola Benguela upwelling system. *J. Phys. Oceanogr.*. Accepté.
- Robertson, A.W., C.R. Mechoso, and Y.-J. Kim, 2000 : The influence of Atlantic sea surface temperature anomalies on the North Atlantic Oscillation, J. Climate, 13, 122-138.

- Ruiz-Barradas, A., J. A. Carton, S. Nigam, 2000 : Structure of interannual-to-decadal climate variability in the tropical Atlantic sector. *J. Climate*, **13**, 3285-3297.
- Saravanan, R., and P. Chang, 2000 : Interaction between tropical Atlantic variability and El Nino-Southern Oscillation, J. Climate, 13, 2177-2194.
- Sciremammano Jr., F., 1979 : A suggestion for the presentation of correlations and their significance. *J. Phys. Oceanogr.*, **9**, 1273-1276.
- Servain, J., J. Picaut, and J. Merle, 1982 : Evidence of remote forcing in the equatorial Atlantic Ocean., J. Phys. Oceanogr., 12, 457-463.
- Servain J., 1991 : Simple climatic indices for the Tropical Atlantic Ocean and some applications. *J. Geosphys. Res.*, **96**, 15,137-15,146.
- Servain, J., J. N. Stricherz, and D. M. Legler, 1997 : TOGA Pseudo-stress Atlas 1985-1994, Volume I : Atlantic Ocean, Florida State University, Tallahassee, FL, **158** pp.
- Servain, J., I. Wainer, J. P. McCreary, and A. Dessier, 1999 : Relationship between the equatorial and meridional modes of climatic variability in the Tropical Atlantic, *Geophys. Res. Letters*, **26**, 485-488.
- Servain, J., I. Wainer, H. L. Ayina, and H. Roquet, 2000 : The relationship between the simulated climatic variability modes of the Tropical Atlantic. Int. *J. Climatol.*, **20**, 939-953.
- Shannon, L.V., A.J. Boyd, G.B. Brundrit, and J. Taunton-Clark, 1986 : On the existence of an El Niño-type phenomenon in the Benguela system. J. Mar. Res., 44, 495-520.
- Shopf, P. S., and M. J. Suarez, 1988 : Vacillations in a coupled ocean-atmosphere model. J. Atmos. Sci., 45, 549-566.
- Smith, T. M., R. W. Reynolds, R. E. Livezey, and D. C. Stokes, 1996 : Reconstruction of historical sea surface temperatures using empirical orthogonal functions. *J. Climate*, **9**, 1403-1420.
- Smith, W. H. F. and Sandwell, D. T. (1997). Global seafloor topography from satellite altimetry and ship depth soundings. *Science*, **277**, 195-196.
- Sodem, B.J., 2000 : The sensitivity of the tropical hydrological cycle to ENSO, J. Climate 13, 538-549
- Stammer, D., R. Davis, L.-L. Fu, I. Fukumory, R. Giering, T. Lee, J. Marotzke, J. Marshall, D. Menemenlis, P. Niiler, C. Wunsch et V. Zlotnicki, 1999 : The Consortium for Estimating the Circulation and Climate of the Ocean (ECCO), The ECCO Report Series, Report Number 1. *www.ecco-group.org*.
- Stramma L., F. Schott, 1999 : The mean flow field of the tropical Atlantic ocean, Deep Sea Res. II, 46, 279-303.

- Su, H., J. D. Neelin, and C. Chou, 2001 : Tropical teleconnection and local response to SST anomalies during the 1997-1998 El Niño. *J. Geophys. Res.*, **106**, No. D17, 20,025-20,043.
- Su, H., and J. D. Neelin, 2001 : Prediction of NINO3 SST anomaly in a hybrid coupled model with a piggy-back data assimilation initialization. Experimental Long Lead Forecast Bulletin. NOAA : National Weather Service, National Centers for Environmental Prediction, *Climate Prediction Center*. March 2001, June 2001 and September 2001.
- Su, H., and J. D. Neelin, 2002 : Teleconnection mechanisms for tropical Pacific descent anomalies during El Niño. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 2682-2700.
- Su, H., J. D. Neelin and J. E. Meyerson, 2004 : Mechanisms for Lagged Atmospheric Response to ENSO SST Forcing. *J. Climate*, *soumis*.
- Sutton, R. T., S. P. Jewson, and D. P. Rowell, 2000 : The elements of climate variability in the Tropical Atlantic region. *J. Climate*, **13**, 3261-3284.
- Terray, L., E. Sevault, E. Guilyardi and O. Thual, 1995. OASIS 2.0, user's guide and reference manual. Technical report. [CERFACS, France].
- Thierry V., A-M. Treguier et H. Mercier : 2003 : Numerical study of the annual and semi-annual fluctuations in the deep equatorial Atlantic Ocean. *Ocean Medelling.*, **6**, 1-30.
- Torrence, C. and G.P. Compo, 1998 : A Practical Guide to Wavelet Analysis. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **79**, 61-78.
- Tourre Y., B. Rajagopalan, Y. Kushnir, 1999 : Dominant patterns of climate variability in the Atlantic Ocean during the last 136 years. *J. Climate*, **12**, 2285-2299.
- Treguier, A.M, B. Barnier, A. P. de Miranda, J.M. Molines, N. Grima, M. Imbard, G. Madec, C Messager, T Reynaud, S Michel, 2001 : An eddy permitting model of the Atlantic Circulation : evaluating open boundary conditions. *J. Geosphys. Res.*, **106**, 22115-22129.
- Tsuchiya, M., 1986 : Thermostads and circulation in the upper layer of the Atlantic ocean, *Prog. Oceanog.*, **16**, 235-267.
- Vauclair, F., and Y. du Penhoat, 2001 : Interannual variability of the upper layer of the Atlantic Ocean from in situ data between 1979 and 1999. *Climate Dynamics.*, **17**, 527-546.
- Vizy, E. K., and K. H. Cook, 2001 : Mechanisms by which Gulf of Guinea and Eastern North Atlantic sea surface temperatures can influence African rainfall. J. Climate, 14, 795-821.
- Wagner, R. G., and A. da Silva, 1994 : Surface conditions associated with anomalous rainfall in the Guinea coastal region, Int. J. Climatol., 14, 179-200.

- Wang, B. and T. Li, 1993 : A simple atmospheric model of relevance to short-term climate variation. J. Atmos. Sci., 50, 260-284.
- Wang, C., 2002 : Atmospheric circulation cells associated with E Niño Southern Oscillation. *J. Climate*, **15**, No.4, pp.399-419.
- Wang C., 2002 : Atlantic climate variability and its associated atmospheric circulation cells. *J. Climate*,**15**, 1516-1536.
- Weare, B. C., 1977 : Emperical orthogonal analysis of Atlantic Ocean surface temperatures. Quart. *J. Roy. Meteor. Soc.*, **103**, 467-478.
- Weisberg R. H., 1984 : SEQUAL/FOCAL : First year results on the circulation in the equatorial Atlantic. *Geophys. Res. Letters*, **11**, 713-714.
- Wyrtki, K., 1982 : The Southern Oscillation, ocean-atmosphere interaction and El Niño. Mar. Technol. Soc. J. 16, 3-10.
- Xie, S.-P., 1994 : On the genesis of the equatorial annual cycle. J. Climate, 7, 2008-2013.
- Xie, P., and P. A. Arkin, 1996 : Analyses of global monthly precipitation using gauge observations, satellite estimates, and numerical model predictions, J. Climate, 9, 840-858.
- Xie, S.-P., and Y. Tanimoto, 1998 : A pan-Atlantic decadal climate oscillation, Geophys. Res. Lett. 25, 2185-2188.
- Xie, S.-P., Y. Tanimoto, H. Noguchi, and T. Matsuno, 1999 : How and why climate variability differs between the tropical Pacific and Atlantic, Geophys. Res. Lett., 26, 1609-1612.
- Yang, J.Y., 1999 : A linkage between decadal climate variations in the Labrador Sea and the tropical Atlantic Ocean, Geophys. Res. Lett., 26, 1023-1026.
- Yulaeva, E., and J.M. Wallace, 1994 : The signature of ENSO in global temperature and precipitation fields derived from the microwave sounding unit, J. Climate, 7, 1719-1736.
- Zebiak S. E., 1993 : Air-Sea interaction in the equatorial Atlantic region. *J. Climate*, **6**, 1567-1586.
- Zebiak, S.E. and M.A. Cane, 1987 : A model El NinoSouthern Oscillation. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 2262 2278.
- Zeng N., J.D. Neelin and C. Chiou, 2000 : A quasi-equilibrium tropical circulation model-implementation and simulation. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1767-1796.
- Zhang R-H, R. Kleeman, S.E. Zebiak and N. Keenlyside, 2003 : A new intermediate coupled model for El Niño simulation and prediction. *Geophys. Res. Lett.*, **30**(19), 2012, doi :10.1029/2003GL018010.

Acronymes

AC : de l'Anglais : Angola Current

AGCM : de l'Anglais : Atmospheric General Circulation Model

AMMA : Analyses Multidisciplinaires de la Mousson Africaine

BC : de l'Anglais : Benguela Current

CESG : de l'Anglais : Cross-Equatorial SST Gradient

CGCM : de l'Anglais : Coupled General Circulation Model

CLIVAR : de l'Anglais : internationnal research program on CLImate VARiability and predictability

CR : de l'Anglais : Congo River

DIC : de l'Anglais : Dissolved Inorganic Carbon

ÉGÉE : Étude de la circulation océanique et de sa variabilité dans le golfe de GuinÉE

EIC : de l'Anglais : Equatorial Intermediate Current

EUC : de l'Anglais : Equatorial Under Current

GC : de l'Anglais : Guinea Current

ICM : de l'Anglais : Intermediate Coupled Model

ITCZ : de l'Anglais : Inter-Tropical Convergence Zone

ME-EOF : de l'Anglais : Multi-variate Extended Empirical Orthogonal Function

NAO : de l'Anglais : North Atlantic Oscillation

NBC : de l'Anglais : North Brazil Current

NBUC : de l'Anglais : North Brazilian Under Current

NEC : de l'Anglais : North Equatorial Current

NECC : de l'Anglais : North Equatorial Conter Current

NEUC : de l'Anglais : North Equatorial Under Current

NICC : de l'Anglais : NorthIntermediate Counter Current

NTA : de l'Anglais : North Tropical Atlantic

OGCM : de l'Anglais : Oceanic General Circulation Model

OLM : de l'Anglais : Ocean Linear Model

OPA : Océan PArallélisé

PIRATA : de l'Anglais : Pilot Research mourred Array in the Tropical Atlantic

PNEDC : Programme National d'Étude de la Dynamique du Climat

QTCM : de l'Anglais : Quasi equilibrium Tropical Circulation Model
SEC : de l'Anglais : South Equatorial Current
SECC : de l'Anglais : South Equatorial Counter Current
SEUC : de l'Anglais : South Equatorial Under Current
SICC : de l'Anglais : South Intermediate Counter Current
SLA : de l'Anglais : Sea Level Anomalies
SOI : de l'Anglais : Southern Oscillation Index
SST : de l'Anglais : Sea Surface Temperature
TOGA : de l'Anglais : Tropical Ocean-Global Atmosphere
UCLA : de l'Anglais : University of California Los Angeles
WOCE : de l'Anglais : World Ocean Circulation Experiment
ZCA : de l'Anglais : Zonal Current Anomalies

Table des figures

1.1 La circulation atmosphérique moyenne (1992-2000) de surface dans l'Atlantique Tropical, pour les mois de Janvier et Juillet, à partir des données des satellites ERS1/2 est représentée avec des flèches. Les Alizés du Nord-Est (Sud-Est) sont représentés en bleu (vert). Les précipitations (mm/jour) moyennes (1992-2000) à partir des données du Global Precipitation Climatology Project (GPCP) sont représentées en jaune et les isothermes 23˚C, 25˚C et 27˚C de la température de surface moyenne (1992-1999) à partir des données TAOSTA [*Vauclair et du Penhoat*, 2001] sont respectivement tracées en rose, orange et rouge. 14

1.2 Coupe longitudinale de la température moyenne (1993-1998) dans les 300 premiers mètres le long de l'équateur en Atlantique, à partir des données TAOSTA [*Vauclair et du Penhoat*, 2001]. L'isotherme 20˚C, caractéristique de la position de la thermocline, est représentée en trait épais. Les isothermes 16˚C et 24˚C, caractéristiques de l'épaisseur de la thermocline sont représentées en pointillés. 15

1.3 Radiale à 23˚W, à partir des données S-ADCP (A) et L-ADCP (B) de la compagne Equalant 99. C) Vision tridimensionnelle de la circulation zonale en Atlantique Équatoriale (*Stramma et Schott* [1999]). D) Carte de la circulation superficielle. Les courants de surface (sub-surface) sont représentés en traits pleins (pointillés). 17

1.4 Répartition de la population en 1995 ($habitants/km^2$), à partir des données du projet Gridded Population of the World (GPW). Concentration moyenne (1979-1986) en chlorophylle-a (mg/m^3), à partir des données satellites Coastal Zone Color Scanner (CZCS). Variabilité (1982-2001) des précipitations ($mm/jour$), à partir des données GPCP. 19

1.5 Séries temporelles des anomalies de SST (˚C) [*Reynolds et Smith.*, 1994] moyennées dans le Golfe de Guinée (ATL3 : 20˚W-0˚E/3˚S-3˚N) et dans l'Est du Pacifique Tropical (NINO3 : 150˚W-90˚W/5˚S-5˚N). Nous avons retiré la tendance linéaire. A droite : les spectres en puissance cumulés dans le temps (obtenus à partir d'une décomposition en ondelettes [*Torrence et Compo*, 1998]). Les spectres sont normalisés par rapport à la variance de chacune des séries temporelles. 21

1.6 Photographies dans la région semi aride de l'Est du continent Sud-Américain (Nordeste Brésilien, État de Ceara) : contraste entre les conditions moyennes, l'été boréal très sec de 2001 et les inondations de Janvier 2004. (*Sources : Jose Marengo CPTEC/Brazil).* 22

1.7 Anomalies de SST en Juin 1996 à partir des données de SST de *Reynolds et Smith*. [1994]. Anomalies de vent à partir des données satellites ERS1/2. Les anomalies sont calculées par rapport au cycle saisonnier sur la période 1992-2000. 23

1.8 Anomalies associées à la composante principale après rotation du **mode équatorial**, obtenues à partir d'une analyse en composantes principales de 5 variables : a) contenu thermique (contours $0,5.10^8 J.m^{-2}$), b) tensions de vent (seules les anomalies supérieures à $0.02 dyn.cm^{-2}$ sont représentées), c) SST (contours $0,1^{\circ}C$) et d) réchauffement diabatique à 500 mb (contours $0,1^{\circ}K.day^{-1}$). Les anomalies positives (négatives) sont représentées en jaune (vert), et les contours zéros sont omis. La série temporelle de la composante principale est représenté en e). La moyenne glissante à 1 an est représentée en bleu. La variance expliquée de ce mode est de 4,9%, mais correspond à une variance expliquée en SST de 17%. Figure de *Ruiz-Barradas et al*. [2000]. 25

1.9 Régression (1979-93) des anomalies inter-annuelles de précipitation (*Xie et Arkin [1997],* $mm/jour$, de vent à 200 mb (NCEP, m/s) et de la moyenne méridienne (2.5˚S-N) de la température océanique de sub-surface (COADS, ˚C) sur la série temporelle de la composante principale du **mode équatorial** présentée dans la figure 1.8. Figures de *Ruiz-Barradas et al*. [2000]. 26

1.10 Figure identique à la figure 1.8, pour le **mode inter-hémisphérique**. La variance expliquée couplée de ce mode est de 4,9%, mais correspond à une variance expliquée en SST de 18.4%. Figure de *Ruiz-Barradas et al*. [2000]. 29

1.11 Schématisation de la circulation climatologique de Walker le long de l'équateur, pour les mois de Décembre, Janvier et Février. La structure thermique (sorties du modèle ECCO [*Stammer et al.*, 1999]) au dessus de la thermocline (identifiée par la position de l'isotherme 20˚C) est représentée pour chacun des océans tropicaux. Figure inspirée de *Flohn* [1971]. 32

1.12 Schématisation des cellules méridiennes de Hadley. 33

1.13 Indice de la NAO, basé sur la différence de pression de surface entre Lisbonne (Portugal) et Stykkisholmur/Reykjavik (Islande). Les anomalies de pression de surface, à chaque station, ont été normalisées par leur variabilité (1864-1983). La courbe jaune est la moyenne glissante sur 5 ans. Les valeurs positives sont associées à de forts vents d'Ouest sur l'Europe. Données de *Jim Hurrell* (NCAR). 33

1.14 Composite d'anomalies de SST (˚C) et de vent de surface (m/s) associées à l'Oscillation Décennale Pan-Atlantique, définies comme la différence entre six années d'un équivalent à l'indice NAO négatif (1969, 70, 78, 80, 81 & 92) et six années d'indice positif (1972, 73, 74, 84, 85 & 86). Figure de *Xie et Tanimoto* [1998]. 34

1.15 Carte de régression des tensions de vent (flèches), du flux net (contours tous les $5W/m^2$) et de la SST (en couleur), sur l'indice NINO3 et sur l'indice NAO négatif. Figure de *Czaja et al*. [2002]. 35

1.16 Schématisation de la circulation de Walker le long de l'équateur, pour les mois de Décembre, Janvier et Février lors de l'événement El Niño de 1997/1998 dans le Pacifique. La structure thermique (données du modèle ECCO) au dessus de la thermocline (identifiée par la position de l'isotherme 20˚C) est représentée pour chacun des océans tropicaux. 36

1.17 Séries temporelles (filtées par une moyenne glissante à 12 mois) des anomalies de SST (SSTA) en Atlantique Équatorial (5˚S-5˚N) pour A) la simulation forcée en Atlantique Tropical , B) la simulation couplée en Atlantique Tropical sans forçage externe, C) la simulation forcée uniquement par le Pacifique Tropical et D) la simulation couplée en Atlantique Tropical avec le forçage du Pacifique. Les observations sont en pointillés. L'unité est le ˚C. Les chiffres en haut à droite sont la corrélation et la RMS différence entre la simulation et les observations. Figures de Nobre et al. [2004]. 43

1.18 Séries temporelles des anomalies de SST (SSTA) des couplées simulations de Zebiak [1993] de l'Atlantique Équatorial (ATL3, haut) et du Pacifique Tropical (NINO3, bas). Figure de Zebiak [1993] 44

2.1 Stratification moyenne (1981-2000) le long de l'équateur, calculée à partir des données CLIPPER (bleu). 1 degré de longitude correspond à $0.510^{-3}s^{-1}$ Les positions moyennes des isothermes 16˚C, 20˚C et 24˚C sont tracées en trait continu (pointillé) pour les données CLIPPER (TAOSTA) 54

2.2 Structures verticales moyennes (1981-2000) à [14˚W ; 0˚N] pour les 1000 premiers mètres, calculées à partir des données CLIPPER d'après $2.4a$ et 2.5. 56

2.3 Corrélation (gauche) et variance expliquée (%, référencée à la variabilité totale, droite) pour la contribution des modes baroclines 1, 2 et 3 aux anomalies de courant zonaux et pour la contribution sommée des modes 1 à 3 et des modes 1 à 6, en fonction de la longitude, pour des moyennes méridiennes entre 3˚S-3˚N. 57

2.4 Profils méridiens du premier mode barocline normalisés en courant zonal (U, panneau de gauche) et en niveau de la mer (SL, panneau de droite) des ondes de Kelvin (noir), Rossby 1 (rouge), Rossby 2(vert), Rossby 3 (bleu). Les profils ont été calculés à 0˚E dans le cas d'un océan infini, avec une vitesse de phase de $2,44\ m.s^{-1}$. 59

2.5 Diagramme de dispersion des ondes équatoriales dans le cas d'un bassin infini, obtenu par la résolution de l'équation 2.11. Le cadre noir représente la zone d'approximation "ondes longues" [*Cane et Sarachik*, 1976]. 60

2.6 Carte de l'Atlantique Tropical. La topographie du fond de l'océan (m) est représentée en couleurs (données ETOPO20). 61

2.7 Diagramme de dispersion des ondes équatoriales en présence d'une frontière méridienne au Nord. Ce diagramme est obtenu par la résolution de l'équation 2.15, avec une vitesse de phase du premier mode barocline et une position de la frontières Nord caractéristique du Golfe de Guinée. Les valeurs des paramètres mu_m utilisées sont listées dans le tableau 2.2. Le cadre noir représente la zone d'approximation "ondes longues" [*Cane et Sarachik*, 1979]. 62

2.8 Profils méridiens normalisés du premier mode barocline en courant zonal (U, panneau de gauche) et en niveau de la mer (SL, panneau de droite) des ondes de Kelvin (noir), Rossby 1 (rouge), Rossby 2 (vert), Rossby 3 (bleu). Les profils ont été calculés à 0°E avec une frontière méridienne à 6°N, avec une vitesse de phase de $2,44\ m.s^{-1}$. Les profils calculés dans le cas d'un océan infini sont rappelés en pointillés. 64

2.9 Validation de la simulation CLIPPER, ainsi que de 4 simulations du modèle linéaire (OLM) forcé par 4 produits de vent indépendants (voir texte) sur la période 1992-2000. Les anomalies sont calculées par rapport au cycle saisonnier estimé sur la période 1993-1999. Les champs du niveau de la mer (SLA), de la SST (SSTA), de la profondeur de la thermocline (D20A) sont comparés aux observations (voir texte) dans la région ATL3 [20°W-0°W ; 3°S-3°N]. Les courants zonaux (ZCA) sont analysés dans la région [30°W-10°W ; 3°S-3°N], tandis que la tension zonale de vent (TXA) est validée sur la zone de forçage [50°W-25°W ; 3°S-3°N] à l'aide des données ERS. A gauche les séries temporelles des SSTA simulées (noir) et observées (gris) pour l'indice ATL3. Les valeurs des corrélations et des RMS différences (référencées par rapport à la variabilité des observations) sont représentées à l'aide de toiles d'araignées. Le trait en pointillés blanc est représentatif de la significativité à 95% de la corrélation. 68

2.10 Décomposition en EOF étendues multivariées (ME-EOF) des contributions du second mode barocline aux anomalies de niveau de la mer et aux courants zonaux de CLIPPER. 70

2.11 Décomposition en EOF étendues multivariées (ME-EOF) des contributions du second mode barocline aux anomalies de niveau de la mer et aux courants zonaux de l'OLM. 71

2.12 Section zonale de l'harmonique à 16 mois des anomalies de courants zonaux le long de l'équateur : Amplitude (gauche) et Phase (droite) entre $700m$ et $2800m$ de profondeur. La phase est en mois. La ligne pointillée est le rayon WKB calculé pour l'onde de Rossby du premier mode méridien. La figure montre une zone de forte amplitude là où les lignes de phase sont parallèles, suggérant une propagation verticale du signal 100

2.13 a) Schéma des principales structures océanographiques de l'Atlantique Tropical Sud-Est à la fin de l'été austral : SST (données TRMM/TMI) et vent de surface (données QuikSCAT) au mois de Mars. Les climatologies ont été estimées sur la période 2000-2005. Les principales structures sont : l'EUC, le Contre Courant Sud Équatorial (SECC, de l'Anglais : South Equatorial Counter Current), le SEUC, la rivière du Congo (CR, de l'Anglais : Congo River), le Courant d'Angola (AC, de l'Anglais : Angola Current) et le Courant du Bengale (BC, de l'Anglais : Benguela Current). b) Anomalies inter-annuelles de la SST et les vents de surface en Mars 2001. Les anomalies sont estimées par rapport à la climatologie calculée sur la période 2000-2005. La SST est en °C. L'échelle des flèches est présentée en haut à droite de chaque figure. 103

3.1 Corrélations retardées entre les indices NINO3 du Pacifique et ATL3 en Atlantique Équatorial à partir des données en SST de Reynolds sur la période 1950-2003 (bleu). En rouge, les corrélations entre les moyennes temporelles de Décembre, Janvier et Février de l'indice NINO3 et l'indice ATL3. Les valeurs positives du décalage des séries temporelles sont représentatives du retard de l'Atlantique par rapport au Pacifique. Les courbes en pointilles sont représentatives de la significativité à 95% des corrélations [*Sciremamano*, 1979]. 106

3.2 Représentation schématique du modèle conceptuel de *An et Jin* [2000] ("Two-stripped model") 108

3.3 Représentation des valeurs propres du modèle conceptuel de An et Jin [2000], adapté à l'étude de la variabilité couplée en Atlantique Tropical pour différents coefficients de couplage (cercles pleins). Rôle des advections horizontales (carrés) et verticale (cercles vides). Les valeurs des coefficients de couplage sont représentées par la taille des symboles (de 0,025 à 1.25 avec un incrément de 0,025). La valeur propre obtenue pour l'expérience autorisant les contributions conjointes des advections, pour un coefficient de couplage égal à 1 est pointée avec une flèche. Les paramètres du modèle sont : vitesse des ondes=1.39 m/s, coefficient de réflections aux frontières Ouest et Est égal à 0,65 et 0,75, latitude (adimentionnée) de la bande Nord=2. 110

3.4 Figure semblable à la figure 1.15 pour l'analyse des sorties des champs du Centre Européen (à gauche) et de celles du modèle de Wang (à droite). Ces régressions sur l'indice NINO3 sont menées sur la période 1982-2001. 111
3.5 Profils verticaux utilisés pour la représentation des champs de température (a1), d'humidité (b1), de convection (B1), des vitesses horizontales (V1 et V0) et pour la vitesse verticale (Omega1). Figure de Zeng et al. [2000] 113
3.6 Schéma illustrant la manière dont la base de fonctions de la température profonde peut approximer la solution (T). Tmodel est la représentation de la température dans QTCM, où le profil de référence (Tr) est indépendant de l'espace et du temps (pointillés bleus). Figure de Neelin et Zeng [2000] 115
3.7 La circulation atmosphérique moyenne de surface dans l'Atlantique Tropical simulée par QTCM, pour les mois de Janvier et Juillet est représentée avec des flèches. Les Alizés du Nord-Est sont représentés en bleu, tandis que les Alizés du Sud-Est sont représentés en vert. Les précipitations moyennes sont représentées en jaune et les isothermes 23°C, 25°C et 27°C de la température de surface moyenne à partir des données Reynolds (*Reynolds et Smith* [1994]) sont respectivement tracées en rose, orange et rouge. 116
3.8 Corrélation entre les sorties du modèle QTCM standard et les champs de la réanalyse du Centre Européen (ERA-40) pour A) les anomalies inter-annuelles de la tension zonale du vent et B) des flux nets. Les contours indiquent la variabilité des champs simulés par QTCM. Les unités sont indiquées sur la figure. 117
3.9 Schéma de la boucle de couplage entre la composante océanique (OLM), la couche de mélange océanique (MLM) et la composante atmosphérique (QTCM) du modèle couplé TIMACS. 118
3.10 Représentation longitude-temps le long de l'équateur des anomalies de la tension de vent zonale à partir des données satellite ERS (TXA, en $dyn.cm^{-2}$), de la profondeur de la thermocline à partir des données TAOSTA, du niveau de la mer à partir des données TOPEX/POSEIDON (cm) et de la température de surface à partir des données Reynolds ($^{\circ}C$). Les anomalies sont estimées par rapport aux cycles saisonniers calculés sur la période 1993-1999. 146
3.11 RMS différence entre la série ATL3 de la moyenne de 101 simulations TIMACPAC et les séries ATL3 obtenues par la moyenne progressive des simulations. Nous avons déterminé par la méthode des moindres carrés la Gaussienne qui représente au mieux cette distribution (pointillés rouges). 148

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ TOULOUSE III

Séréna ILLIG

Variabilité basse fréquence de l'Atlantique Tropical: Rôle de la dynamique océanique équatoriale et Influence d'El Niño Southern Oscillation

MOTS CLES:

Atlantique Tropical
Variabilité inter-annuelle
Modes verticaux
Ondes Longues équatoriales
Mode de variabilité équatorial
Modèle couplé intermédiaire
Interactions océan-atmosphère
Téléconnection avec le Pacifique Tropical

RESUME:

L'objectif de cette thèse est l'étude de la variabilité interannuelle en Atlantique Tropical: nous étudions les rôles des processus couplés liés à la dynamique linéaire et ceux liés à l'influence de la variabilité du Pacifique Tropical de type El Niño.

Les résultats obtenus suggèrent que la variabilité associée aux propagations d'ondes de Kelvin et de Rossby joue un rôle essentiel dans l'ajustement océanique au forçage par le vent et plus généralement dans les processus couplés océan-atmosphère en Atlantique Équatorial. Les résultats de simulations couplées montrent que l'énergie dans la bande de fréquences 1-3 ans est en partie liée aux interactions locales air-mer, tandis que la variabilité associée au Pacifique Tropical domine les basses fréquences (3-7 ans).

Nos résultats soulignent la complexité du système océan-atmosphère en Atlantique Équatorial, dont la prédictibilité dépend fortement de la variabilité du Pacifique Tropical et de la variabilité atmosphérique intra-saisonnière.

PHD of the UNIVERSITY TOULOUSE III

Serena ILLIG

Low frequency variability in the Tropical Atlantic: Role of the equatorial ocean dynamics and Influence of El Niño Southern Oscillation

KEY WORDS:

Tropical Atlantic
Inter-annual variability
Vertical modes
Long equatorial Waves
Equatorial mode of variability
Intermediate Coupled Model
Ocean-atmosphere interactions
Tropical Pacific Remote ENSO teleconnections

ABSTRACT:

The objectives of this thesis are to study the coupled interannual variability in the Tropical Atlantic associated to the linear dynamics and the teleconnections with the Tropical Pacific El Niño variability.

Our study suggest first that low-frequency wave dynamics (Kelvin and Rossby waves propagation) is to a large extent at work in the Tropical Atlantic, and play a significant part in the ocean-atmosphere mechanisms that can lead to the Atlantic Equatorial mode. The results of coupled experiments show that peak in SST variability in the 1 to 3 year band, as observed in the Equatorial Atlantic, is partly due to the local air-sea interactions, whereas remote ENSO Pacific forcing controls the lower frequency variability (3-7 year).

Our results point out the complexity of the Equatorial Atlantic ocean-atmosphere system which predictability depends on the Pacific ENSO conditions and/or the high-frequency atmospheric activity.