UNIVERSITÉ TOULOUSE III – PAUL SABATIER

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ TOULOUSE III

Spécialité : Océanographie Physique

Présentée par

Anne-Charlotte PETER

Sujet de la thèse :

Variabilité de la température de la couche de mélange en Atlantique équatorial aux échelles saisonnières à interannuelles, à l'aide de simulations numériques.

Monsieur Serge Chauzy ……..……..…….. Président
Madame Anne-Marie Treguier …….…...…… Rapporteur
Monsieur Gilles Reverdin ……..…….. Rapporteur
Monsieur Yves du Penhoat ……..….... Directeur de Thèse
Monsieur Guy Caniaux ……...……...Co-Directeur de Thèse
Monsieur Bernard Bourlès ...…….……...…….…… Examinateur
Monsieur Yves Gouriou …… Examinateur

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

Résumé

L'objectif de cette thèse est l'étude de la variabilité de la température de la couche de surface dans l'océan Atlantique équatorial aux échelles de temps saisonnières à interannuelles. Pour cela, nous avons utilisé différentes simulations d'un modèle de circulation océanique générale et des données in-situ et satellitaires.

Nous avons montré que l'apparition saisonnière de la langue d'eau froide équatoriale était principalement due à la diminution du réchauffement des flux atmosphériques et l'augmentation des processus de subsurface. En surface, suite au gradient méridien de température entre les eaux froides à l'équateur et les eaux plus chaudes au nord, il se crée un front thermique où se déclenchent des ondes tropicales d'instabilité qui tendent à faire disparaître la langue d'eau froide. Les advections horizontales par les courants basse fréquence (>35 jours) n'influencent que faiblement la température à l'échelle annuelle ou saisonnière.

La comparaison des années 1996, 1997 et 1998 durant lesquelles ont eu lieu de forts évènements interannuels, a révélé deux mécanismes différents. Pour les années 1996 et 1997, ce sont les anomalies interannuelles de tension de vent zonal dans l'ouest du bassin qui sont à l'origine d'anomalies de SST dans l'Est du bassin. En revanche, en 1998, ce sont les effets conjugués des anomalies locales et thermodynamiques du vent et des différences de température air-mer qui sont responsables de l'anomalie de SST observée. Contrairement à la moyenne ou au cycle saisonnier, les advections horizontales par les courants basse fréquence sont parfois du même ordre de grandeur que les termes verticaux.

Abstract

The objective of this thesis is to study the surface layer temperature in the equatorial Atlantic Ocean, at seasonal to interannual time scales. Various numerical simulations of ocean general circulation model have been used and also in-situ and satellite data to check the realism of models and proposed physical processes.

The seasonal appearance of the cold tongue in the eastern and central parts of the basin, characteristic of equatorial basins, is due to the combined effect of decreased warming by atmospheric heat fluxes and increased cooling by subsurface terms which provokes penetration of thermocline cold water in the mixed layer. At the surface, consequently to temperature meridional gradient between cold water on the equator and warmer water in north of it, a thermal front is created where tropical instability waves develop. These waves tend to warm the equatorial cold tongue. Horizontal advections by low frequency (>35 days) only have a minor influence on surface temperature at seasonal time scale.

Comparisons of 1996, 1997 and 1998 years when strong interannual events in temperature occurred, have shown reveals two different mechanisms of vertical processes. In 1996 and 1997, temperature anomalies in the eastern part of the basin were due to equatorial Kelvin waves propagation in response to zonal wind stress anomalies in the western part of the basin. On the contrary, in 1998, temperature anomalies have been explained by combined effects of local and thermodynamical anomalies in wind speed and air-sea temperature difference. At interannual time scale, horizontal advections by low frequency currents are sometimes of the same magnitude than vertical processes.

Table des matières

Remerciements **9**
Chapitre 1 : Caractérisation de l'Atlantique tropical **11**
I.1- Circulation atmosphérique 12
I.2- Circulation océanique et la structure thermique 15
I.2.1- La circulation océanique des couches de surface et subsurface 15
I.2.2- Structures de la salinité et de la température 19
I.3- L'upwelling équatorial 22
I.4- Les ondes tropicales d'instabilité 27
I.5- Les flux à l'interface air-mer 28
I.5.1- Les flux de chaleur 28
I.5.2- Les flux d'eau douce 34
I.6- Conclusion 35
Chapitre 2 : La couche de mélange océanique **39**
II.1- Introduction 39
II.2- Définition de la couche de mélange 41
II.3- Processus physiques à l'origine de la variabilité de la couche de mélange 46
II.3.1- Profondeur de la couche de mélange 46
II.3.2- Température de la couche de mélange 49
II.3.3- Les flux air-mer 51
II.4- Conclusion 53
Chapitre 3 : Modèles utilisés et validation **55**
III.1- Introduction 55
III.2- Le modèle OPA et ses configurations 55
III.2.1- Généralités 55
III.2.2- Diffusion 56
III.2.3- Conditions aux limites 58
III.2.4- Les différentes configurations 59
III.3- Validations et données 62
III.3.1- Données utilisées 62
III.3.2- Température et structure thermique 66

III.3.3- Courants 72
Chapitre 4 : Etat moyen et cycle saisonnier de l'Atlantique équatorial 77
IV.1- Introduction 77
IV.2- Article 78
IV.2.1- Résumé de l'article 78
IV.2.2- Article 80
IV.3- Compléments sur le calcul du bilan de chaleur 109
IV.4- Conclusion 111
Chapitre 5 : Variabilité interannuelle de l'Atlantique équatorial Est 113
V.1- Description et caractérisation de la variabilité interannuelle en Atlantique tropical 114
V.2- Etat des connaissances sur la variabilité interannuelle en Atlantique tropical 118
V.3- Article 122
V.3.1- Résumé de l'article 122
V.3.2- Article 124
V.3.3- Compléments sur les flux de chaleur 137
V.4- Conclusions 140
Conclusions et perspectives 143
Annexe 1 : Etude des processus verticaux dans l'Atlantique équatorial Est 151
A1.1- Introduction 151
A1.2- Comparaison des simulations haute et basse résolution verticale 154
A1.3- Echanges verticaux de chaleur entre la thermocline et la couche de mélange 158
A1.4- Conclusion 166
Références 167
Liste des acronymes 183
Tables des figures 185
Table des Tableaux 189

Remerciements

Et voila la dernière, mais non des moindres, étapes de la thèse… les remerciements ! La tâche m'intimide un peu, mais je me lance…

Tout d'abord bien sûr, un milliard de mercis à mes parents sans qui rien de tout ça n'aurait été possible, et leur soutien a été inconditionnel !

Un grand merci aussi à Yves du Penhoat et Guy Caniaux qui m'ont donné la chance de mener ce travail et son âme à cette thèse. Merci beaucoup aussi aux rapporteurs : Anne-Marie Treguier et Gilles Reverdin, aux examinateurs : Yves Gouriou et Bernard Bourlès et à mon cher président : Serge Chauzy. Toute ma gratitude va aussi à tout le personnel du LEGOS : Martine, Nadine, Véronique, Catherine, Pascale, Bruno, Philippe et Christian dont le travail et le dévouement rendent les choses tellement plus faciles ! Merci aussi à tous les membres du LEGOS de Brest et de Toulouse pour leur aide et leur sourire… la recherche n'avancerait pas sans eux, et c'est bien ça qui donne envie ! Un grand merci à l'équipe Tropic et au noyau dur des Algécos pour tous ces supers moments, scientifiques ou non ! Une pensée particulière va pour Catherine Jeandel qui m'a si bien conseillée tout au long de mes études, et à Lucile qui nous a mises en contact.

Une des expériences les plus marquantes de ma thèse a été la campagne en mer, alors je tiens à remercier de tout cœur Yves qui m'a permis d'y participer, Bernard Bourlès, si bon chef de mission et bon danseur, mes coéquipiers de quart de choc Rémi Chuchla et Frédéric Marin, et bien sûr tous les autres chercheurs et marins de la mission… Ca a été si merveilleux… !!

Merci à mes successifs co-bureau, Andrès, Frédéric, Jean-Baptiste et Laurent, de m'avoir supportée… et particulièrement à Frédéric qui m'a tant apporté à tous les niveaux… !

Merci à tous les thésards du LEGOS pour tous ces moments inoubliables, de soirées poker ou belote en déjeuners mouvementés, de café en thé, de discussions endiablées en franche tranche de rigolade… Alexis, Ali, Baris, Baptiste, Boubou, Célia, Christelle, Fabrice, Jota, Julien, Guillaume C., Guillaume V., Laurent, Marielle, Matthieu, Monique, Pascal, Rémi, Séréna, Thomas, Vincent, et tant d'autres... merci pour tout ça ! Et puis il y a Marie avec qui, du DEA à la fin de thèse, on a tant partagé…

Et puis parce qu'ils m'ont toujours soutenu, jusqu'à venir fêter la fin de cette thèse, merci à Séb, Gazou, Martin, Aurélia, Vivouche, Dorothée, Rabouz, Marie, François, Danielle, Elias, Gaëlle, Nelson, Alexandra… Vous étiez là pour tenter de me comprendre quand je m'enthousiasmais et pour me distraire dans les coups de mou… et puis parce que c'est vous…

Et comment remercier Julien ?? Un milliard de mercis ne suffiront jamais à lui exprimer toute ma reconnaissance et mon amour…

Chapitre 1 : Caractérisation de l'Atlantique tropical

Les océans tropicaux couvrent une surface représentant plus d'un tiers de l'océan mondial et jouent un rôle clé dans la redistribution méridienne vers les pôles de la chaleur accumulée à l'équateur. Conditionnés par la température de surface de la mer (SST), les transferts atmosphériques d'énergie cinétique entre la zone tropicale et la circulation aux latitudes supérieures, s'effectuent par l'intermédiaire du jet-stream subtropical dont la position paraît dépendre directement des anomalies de la circulation atmosphérique tropicale. Les ondulations planétaires de la circulation des vents d'Ouest qui déterminent les mouvements de subsidence et d'ascendance de l'air, tendent à s'atténuer lorsque l'intensité de cette circulation atmosphérique augmente. Ces mouvements, la fréquence des tempêtes hivernales, mais aussi la quantité des pluies en Europe, seraient en partie liés à la SST de l'Atlantique tropical (Shaeffer, 1995). L'étude de la SST tropicale et de ses variations annuelle et interannuelle est donc particulièrement importante pour la connaissance des phénomènes climatiques à grande échelle (Bjerknes, 1969).

L'importance de ces différentes problématiques est à l'origine de l'émergence de nombreux programmes internationaux dédiés à l'étude de la variabilité de l'océan Atlantique tropical comme le futur programme TACE[1] au sein de CLIVAR[2]. Plus précisément, cette thèse s'inscrit complètement dans le programme AMMA[3] et en particulier dans sa composante océanique EGEE[4]. Ce projet s'intéresse à la circulation océanique et à sa variabilité ainsi qu'aux échanges à l'interface océan-atmosphère dans le Golfe de Guinée. Il s'intègre principalement dans le cadre du programme international CLIVAR, et plus spécifiquement sur sa composante TAV[5]. Un de ses volets consiste précisément à l'étude des processus qui régissent la température de surface de l'océan et la couche de mélange dans cette région particulière. De ce fait,

[1] TACE : Tropical Atlantic Climate Experiment
[2] CLIVAR: CLImate VARiability and predictability
[3] AMMA: Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine
[4] EGEE : programme d'Etude de la circulation océanique et de sa variabilité dans le golfe de GuinEE
[5] TAV : Tropical Atlantic Variability

EGEE constitue le volet océanographique du programme AMMA, dont la motivation réside dans la compréhension de la Mousson en Afrique de l'Ouest via l'analyse d'observations et de simulations numériques sur un large éventail des échelles d'espace (du km à plusieurs milliers de kms) et de temps (de l'intra-saisonnier à l'inter-décennal).

Dans ce chapitre, les principales caractéristiques de l'Atlantique tropical en lien avec la variabilité de la couche de surface sont présentées. La circulation atmosphérique est d'abord présentés. Puis, la circulation océanique est examinée. Celle-ci influe sur la température, par advection, et en favorisant le mélange induit par les cisaillements de courants. Ensuite, la structure thermique et plus précisément les mécanismes de l'upwelling équatorial sont exposés. Nous donnons les principales caractéristiques des ondes tropicales d'instabilité, qui se développent de part et d'autre de l'équateur, un facteur important du bilan de chaleur de l'océan superficiel. Enfin, nous décrirons les flux à l'interface air-mer dont les effets dynamique ou thermodynamique, sont directs sur les couches superficielles de l'océan.

I.1- Circulation atmosphérique

Le rayonnement solaire est maximum dans les régions équatoriales ; il favorise l'existence d'une zone de basses pressions vers laquelle affluent les masses d'air des basses couches atmosphériques au niveau de l'équateur météorologique; ces masses d'air s'élèvent vers le sommet de la troposphère, et circulent méridionalement vers le Nord et vers le Sud, avant de redescendre au niveau des anticyclones des Açores dans l'hémisphère Nord et de Saint Hélène dans le Sud : ce sont les cellules de Hadley (Fig.1.1). L'air chaud et humide dans son mouvement ascendant au niveau de l'équateur météorologique libère de l'énergie et génère de fortes précipitations par suite de l'importante activité convective atmosphérique. Sur un plan horizontal (Fig.1.1), les vents de sud-est dans l'hémisphère Sud et de nord-est dans l'hémisphère Nord (les alizés) générés par les deux anticyclones des moyennes latitudes convergent dans une zone appelée Zone de Convergence Tropicale (ITCZ[1]) ; les vents y sont faibles et les

[1] ITCZ : InterTropical Convergence Zone

grains violents : c'est le fameux « pot au noir » tant redouté des navigateurs. A la surface de la mer, la température y est maximale (Fig.1.1).

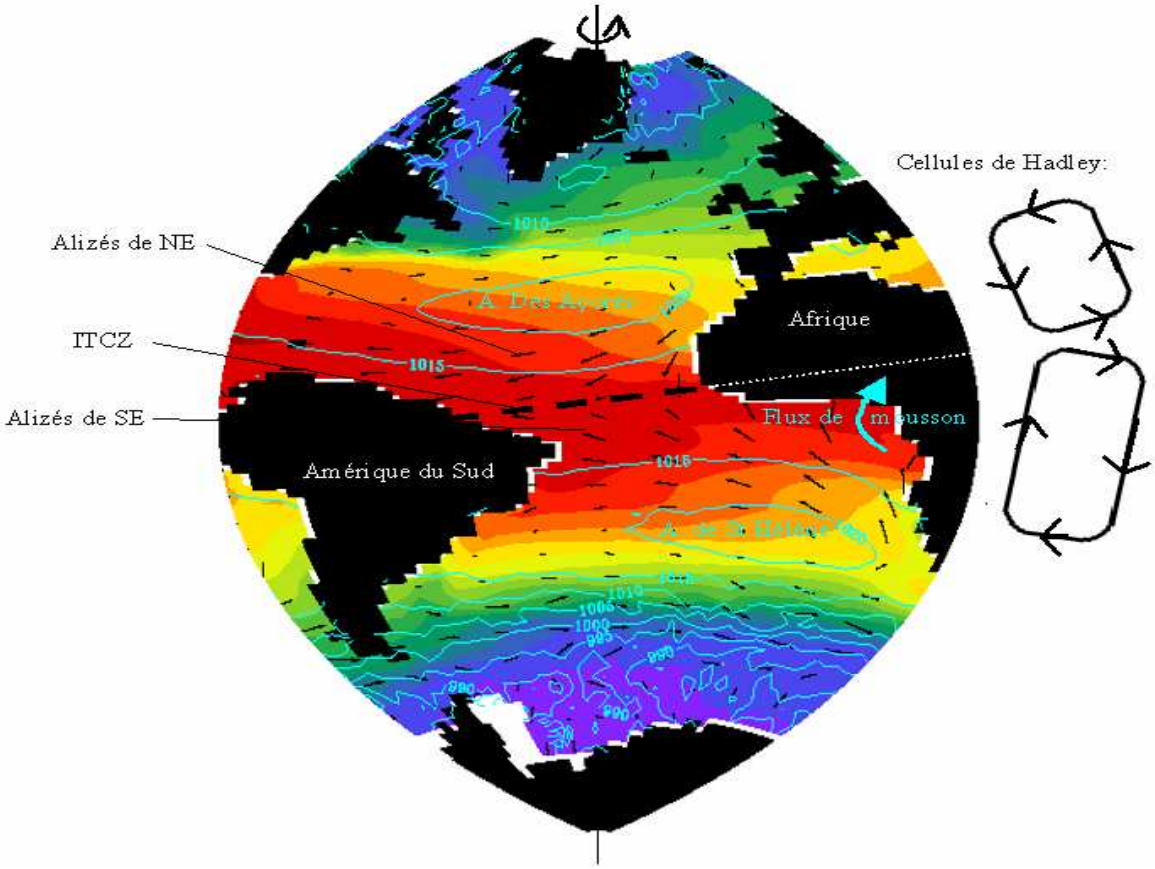


Fig.1.1 : carte moyenne de la température de surface de la mer, contours de pression de surface (turquoise), et tension de vent de surface (noir), données climatologiques COADS[1]. La zone de convergence intertropicale est indiquée par le trait pointillé noir. La position des cellules atmosphériques de Hadley est schématisée en noir.

Cette circulation atmosphérique tropicale présente une forte modulation saisonnière. L'alternance des saisons s'y manifeste par l'excursion méridienne de l'ITCZ et donc par le déplacement des zones de précipitations (Fig.1.2). Ainsi, dans les parties centrale et occidentale du bassin équatorial, les alizés de sud-est sont les plus intenses en août-septembre quand l'ITCZ est à sa position la plus septentrionale (5°N à l'ouest du bassin, 15°N à l'est), conjointement au déplacement vers le Nord des anticyclones subtropicaux (Peterson and Stramma, 1991). Inversement, les alizés sont les plus faibles à l'équateur en mars-avril quand l'ITCZ est dans sa position la plus proche de l'équateur (0°N à l'ouest et 5°N à l'est).

[1] COADS : Comprehensiv Ocean-Atmosphere Data Set

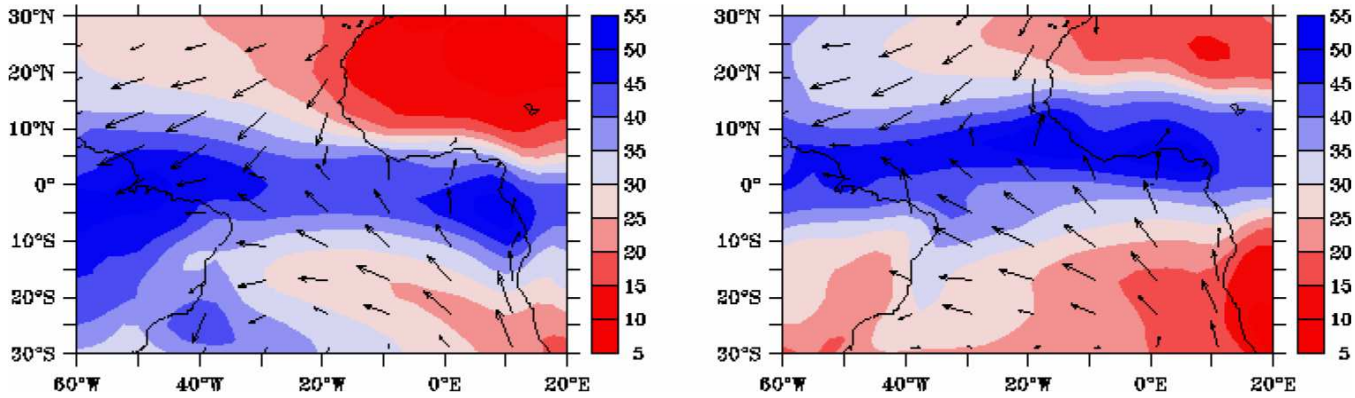


Fig.1.2 : carte des précipitations moyennes de janvier (à gauche) et de juillet (à droite) et tension de vent (données climatologiques COADS).

A basse altitude, en hiver boréal, la dépression thermique au Sud du Sahara est très marquée, ce qui conjointement aux anticyclones des Açores et de St Hélène engendrent un fort flux de Nord/Nord-Est sur le continent africain : le flux d'Harmattan. Au printemps boréal, la dépression saharienne amorce sa remontée vers le Nord. Les anticyclones se renforcent graduellement entre le printemps et l'été ce qui a pour conséquence la mise en place du régime de mousson par le développement de flux de Sud/Sud-Ouest sur le Golfe de Guinée (GG). Vers l'automne, la dépression saharienne redescend assez brutalement et la mousson africaine touche à sa fin. La circulation de la mousson est modulée à la fois par la convection humide de l'ITCZ et par la convection sèche sur la zone saharienne. Dans le fond du GG, les alizés changent donc saisonnièrement de direction en été boréal pendant la mousson (Fig.1.1 et 1.2). Cette modification du flux est principalement liée aux contrastes thermiques existant entre le continent africain et les océans Atlantique et Indien et aux basses pressions régnant sur le continent africain. Elle est aussi conditionnée par une humidité relative conséquente qui renforce le gradient de pression terre-mer par dégagement de chaleur latente. Nous allons voir dans la suite que ces régimes de vents conditionnent fortement la dynamique et la thermodynamique de la couche de surface de l'océan.

I.2- Circulation océanique et la structure thermique

I.2.1- La circulation océanique des couches de surface et subsurface

La circulation océanique de surface et de subsurface (jusqu'à 200m) est à l'origine de nombreux processus qui conditionnent l'évolution de la SST, comme les advections de température, ou encore la génération d'ondes par les cisaillements horizontaux et verticaux entre les différents courants. En région équatoriale, cette influence est particulièrement manifeste. En effet, l'annulation et le changement de signe de la force de Coriolis au passage de l'équateur induisent une circulation océanique fortement barocline, propre aux régions tropicales. De plus, le régime des alizés, principalement zonal, favorise une circulation essentiellement zonale et intense dans les couches superficielles (Fig.1.3), en lien avec le gradient zonal de pression créé par les alizés de sud-est. Ces courants ont des échelles verticale et méridienne faibles (Fig.1.4), caractéristiques souvent mal reproduites par les modèles numériques. Enfin, il existe aussi dans l'océan Atlantique équatorial une structure très particulière en profondeur (entre 800 et 2000m) marqué par l'alternance de jets zonaux puissants. Cependant, n'agissant pas directement sur la couche de surface, nous ne nous intéresserons pas ici à ces courants profonds.

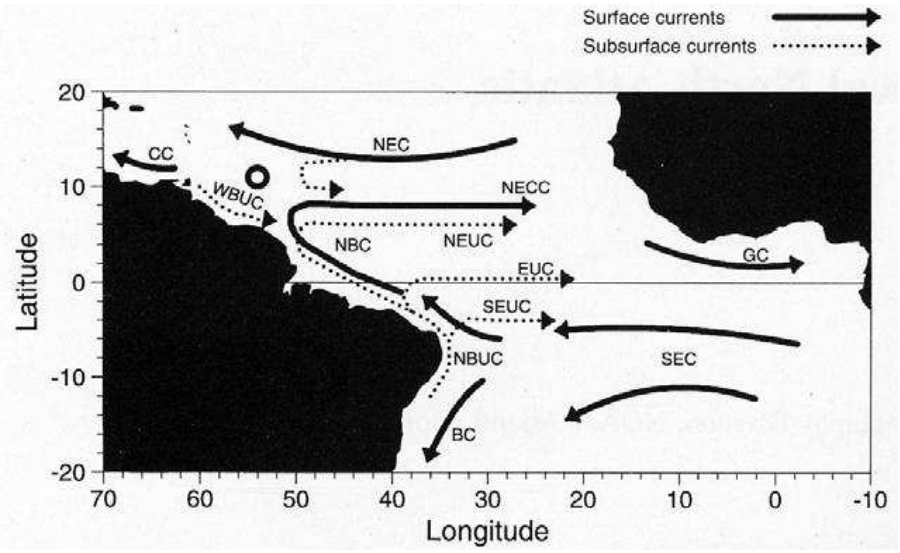


Fig.1.3 : représentation schématique des principaux courants de surface et subsurface (Bourles et al, 1999). En surface : CC (Caraïbean Current), NEC (North Equatorial Current), NECC (North Equatorial CounterCurrent), GC (Guinea Current), SEC (South Equatorial Current), BC (Brazil Current); en subsurface: WBUC (West Brazil UnderCurrent), NBC (North Brazil Current), NEUC (North Equatorial UnderCurrent), EUC (Equatorial UnderCurrent), SEUC (South Equatorial UnderCurrent).

La circulation moyenne de surface (Fig.1.3) en Atlantique tropical se compose des branches basses latitudes des deux gyres subtropicaux anticycloniques délimités par un système de courants équatoriaux. Les principaux courants de surface sont :

- le Courant Nord Equatorial (NEC) au Nord de l'équateur qui constitue la branche sud de la gyre subtropicale nord ; il s'écoule vers l'Ouest dans une bande de latitude comprise entre 12°N et 18°N à une vitesse de 10-15 cm/s (Bourles et al, 1999).
- le Contre Courant Nord Equatorial (NECC) se dirige lui vers l'Est contre les vents dominants entre 5°N et 10°N ; sa position est liée à celle de l'ITCZ.
- le Courant Sud Equatorial (SEC) s'écoule vers l'Ouest et se compose de deux parties. La première se situe au sud de 10°S et constitue la partie nord de la gyre subtropicale sud, sa vitesse est de 10 cm/s. La seconde est localisée le long de l'équateur, et comporte deux maxima distincts, l'un vers 2°N et l'autre vers 4°S avec des vitesses de l'ordre de 30 cm/s (Bourles et al, 1999). Le minimum à l'équateur est probablement dû au cisaillement avec le sous courant équatorial (Y. Gouriou, communication personnelle). La région de bifurcation du SEC et sa variabilité, en particulier la position latitudinale de la zone de bifurcation, joueraient un rôle important pour le climat du Nordeste brésilien en modifiant le transfert d'eau chaude de l'Atlantique Sud vers l'équateur (Campos et al, 1999).
- le Courant du Brésil s'écoule vers le Sud le long des côtes de l'Amérique du Sud au Sud de 10°S et est alimenté par la branche sud du SEC.
- le Courant Nord Brésilien (NBC) est la prolongation vers le nord du SEC, pour devenir ensuite plus au nord le Courant de Guyane et enfin le Courant des Caraïbes (CC) (Peterson and Stramma, 1990).
- le Courant de Guinée (GC) est la prolongation vers l'Est du NECC lorsque ce dernier atteint le bord est, en été et en automne boréal (Richardson and Walsh, 1986 ; Arnault, 1987).

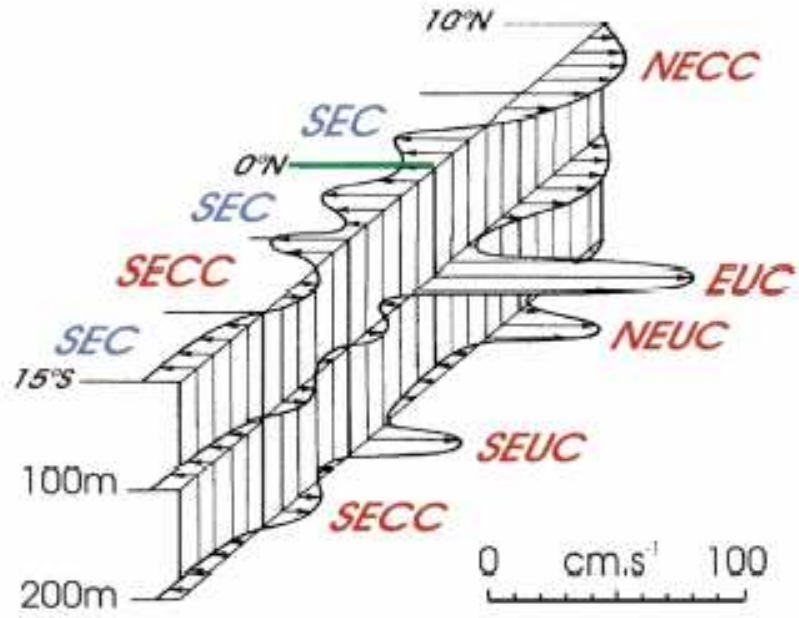


Fig.1.9 vision schématique tridimensionnelle de la circulation zonale en Atlantique équatorial (Schott et al, 1999).

En subsurface (Fig.1.3 et 1.4), à l'équateur, la circulation est essentiellement dominée par le Sous Courant Equatorial (EUC) qui s'écoule vers l'Est à environ 100m de profondeur et se situe dans le cœur de la thermocline à l'ouest du bassin, et dans le haut de la thermocline à l'est. Ce courant est alimenté principalement par des eaux originaires des régions subtropicales sud, chaudes, salées et riches en oxygène, via une recirculation du Sous-Courant Nord-Brésilien (NBUC ; Metcalf et Stalcup, 1967; Peterson et Stramma, 1991), par ventilation de la thermocline. D'ouest en est, ce courant s'atténue sensiblement ; il remonte vers la surface et développe des méandres. Le vent injecte de la quantité de mouvement vers l'Ouest dans la couche surfacique à l'équateur et créé ainsi un transport de masse d'eau vers l'Ouest. Ces eaux s'accumulent au bord ouest et créent une zone de haute pression qui entraînent un flot barocline de subsurface, maintenu grâce au mélange vertical et aux échanges entre les couches océaniques.

Des observations hydrologiques ont permis de montrer qu'il se prolonge au fond du GG en se séparant en deux branches : l'une se dirige vers le nord en direction de la Baie du Biafra, l'autre vers le sud le long des côtes du Gabon (Hisard et Morlière, 1973; Morlière et al., 1974; Hisard et al., 1975; Düing et al., 1975; Wauthy, 1977; Voituriez, 1983; Peterson et Stramma, 1991; Wacongne et Piton, 1992). Ces auteurs suggèrent

qu'il existe un lien direct entre l'EUC et le sous-courant du Gabon-Congo (Fig.1.5), qui alimente à son tour le courant d'Angola, à partir de 6°S. Les mesures des récentes campagnes EGEE n'ont cependant pas permis un tel lien entre l'EUC et ce sous-courant mais suggèrent que l'origine du sous-courant se situerait le long des côtes africaines. De plus, le comportement de l'EUC dans le fond du GG semble dépendre fortement de la direction du vent, qui peut tendre à s'opposer au maintien en sub-surface et à une prolongation vers l'est de l'EUC (Wacongne, 1989 ; Wacongne and Piton, 1992).

De part et d'autre de l'EUC se trouvent les Sous-Courants Equatoriaux Nord et Sud, associés à la thermostad équatoriale (Tsuchiya, 1986). Contrairement à la branche Nord qui semble rejoindre le GC en surface, la branche Sud s'écarte de l'équateur vers l'Est (Hisard et al., 1976; Arhan et al., 1998), s'incurve vers les hautes latitudes et se poursuit vers le dôme d'Angola (Voituriez, 1981 ; Wacongne and Piton, 1992 ; Bourles et al, 2002). La terminaison à l'est de ce système de contre-courants est particulièrement complexe et variable, et le lien entre l'EUC et le Sous-Courant Equatorial Sud avec les courants orientés vers l'ouest est encore mal connu.

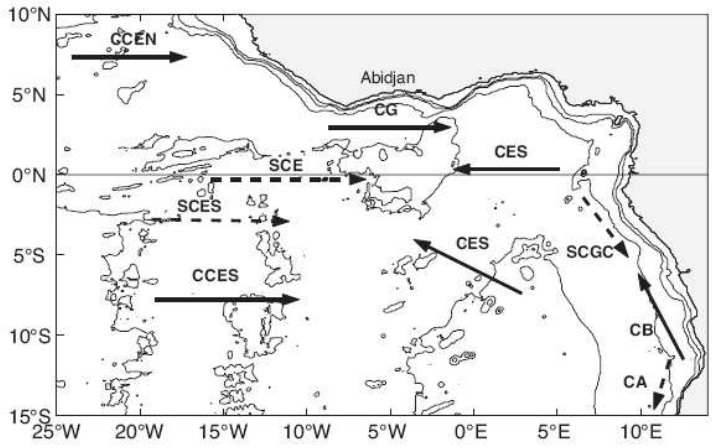


Fig.1.5 : Schéma de circulation superficielle et sub-superficielle dans l'Atlantique équatorial est et le Golfe de Guinée. Courants de surface (flèches avec traits pleins) : Contre Courant Equatorial Nord (CCEN) ; Courant de Guinée (CG) ; Contre Courant Equatorial Sud (CCES) ; Courant Equatorial Sud (CES) ; Courant du Benguela (CB). Courants de sub-surface (flèches avec traits tiretés) : Sous Courant Equatorial Nord (CSEN) ; Sous Courant Equatorial (SCE) ; Sous Courant Equatorial Sud (SCES) ; Sous Courant du Gabon-Congo (SCGC) ; Courant d'Angola (CA) ; Bourles et Caniaux, 2004[1].

[1] Bourlès et Caniaux: EGEE: programme d'Etude de la circulation océanique dans le Golfe de Guinée et de sa variabilité, Composante océanique française du programme AMMA, document scientifique, janvier 2004. Accessible sur la page: ftp://ftp.ifremer.fr/ifremer/ird/bourles/pageweb/EGEE_2004.pdf

I.2.2- Structures de la salinité et de la température

Cette structure verticale des courants équatoriaux est reliée à celle de la température et de la salinité. Dans le GG, la salinité contribue au même titre que la température à stabiliser et à stratifier les couches de surface. Elle dépend des apports atmosphériques (précipitations), de l'évaporation, du ruissellement des fleuves, mais aussi des processus océaniques comme l'advection ou la diffusion. En Atlantique tropical (Fig.1.6), la salinité de surface varie entre 28 à l'embouchure des grands fleuves (Amazone et Congo) et 38 au niveau des gyres subtropicales. Elle présente une autre zone de minimum au niveau de l'ITCZ, à cause des fortes précipitations qu'elle engendre. Généralement, elle est très mal simulée dans les modèles, en raison de la difficulté de mesurer les champs atmosphériques d'eau douce d'une part et le débit des fleuves d'autre part.

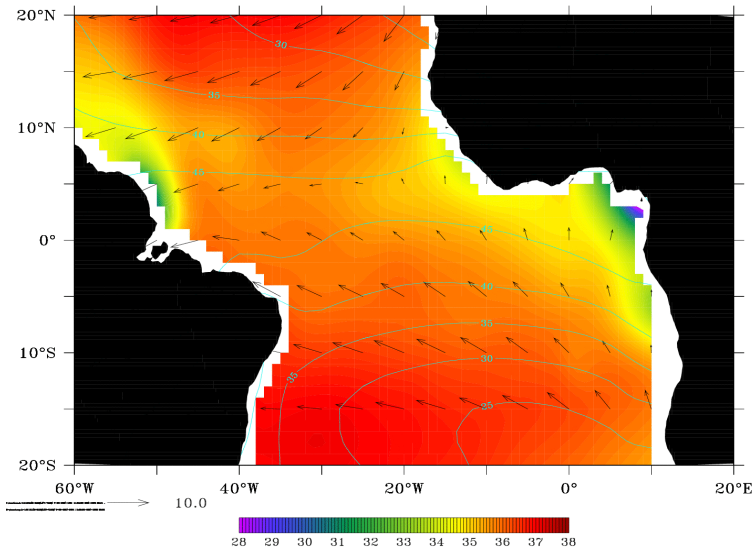


Fig.1.6 carte moyenne de la salinité de surface des données Levitus, contours des précipitations (données COADS) et tension de vent (ERS[1]).

Le régime des alizés favorise l'existence d'un gradient de pression le long de l'équateur qui force une pente est-ouest de la hauteur de la mer qui remonte vers l'Ouest et de la thermocline qui remonte vers l'Est (Fig.1.7). Contrairement aux plus hautes latitudes, il n'y a pas de refroidissement hivernal et il n'existe donc pas de thermocline saisonnière, mais uniquement une thermocline permanente, proche de la surface dont la

[1] ERS : Earth Remote Sensing

profondeur est généralement représentée par la profondeur de l'isotherme 20°C dans les régions tropicales (Houghton, 1983).

Les changements de cette structure thermique sont au premier ordre une réponse linéaire au forçage du vent. Katz (1987) a montré que le gradient zonal de pression dans les parties ouest et centrale de l'Atlantique équatorial variait en phase avec les variations de la tension de vent local (Fig.1.7). A l'échelle saisonnière (Fig.1.8), la pente zonale de la thermocline est maximale (profondeur de la thermocline de 120 m à l'est et de 40 m à l'ouest) quand les vents d'est dans la bande équatoriale sont maxima en juillet-août-septembre et inversement, la pente est minimale en janvier-février-mars (profondeur de la thermocline de 100 m à l'ouest et 60 m à l'est) quand les vents sont les plus faibles sur le bassin. Dans le GG, les vents de sud modifient le gradient de pression et on observe un réapprofondissement de la thermocline vers l'est à partir de 10°W (Fig.1.7). La modification du champs de tension de vent à l'ouest du bassin se propage ensuite vers l'est par l'intermédiaire des ondes de Kelvin équatoriales (Houghton, 1983 ; Katz, 1987 ; McCreary et al., 1984), c'est-à-dire que la topographie dynamique répond linéairement à l'échelle saisonnière au forçage du vent (du Penhoat and Treguier, 1985). C'est une réponse globale avec la hauteur dynamique ajustée à la tension du vent à l'échelle du bassin (Cane and Sarachik, 1981 ; Busalacchi and Picaut, 1983). Notons cependant que cette propagation d'ondes n'est pas évidente et est difficile à illustrer. Cette théorie linéaire échoue en particulier à expliquer les structures méridienne et verticale des courants de surface et subsurface dans les régions équatoriales, ainsi que leurs cycles saisonniers (du Penhoat and Treguier, 1985).

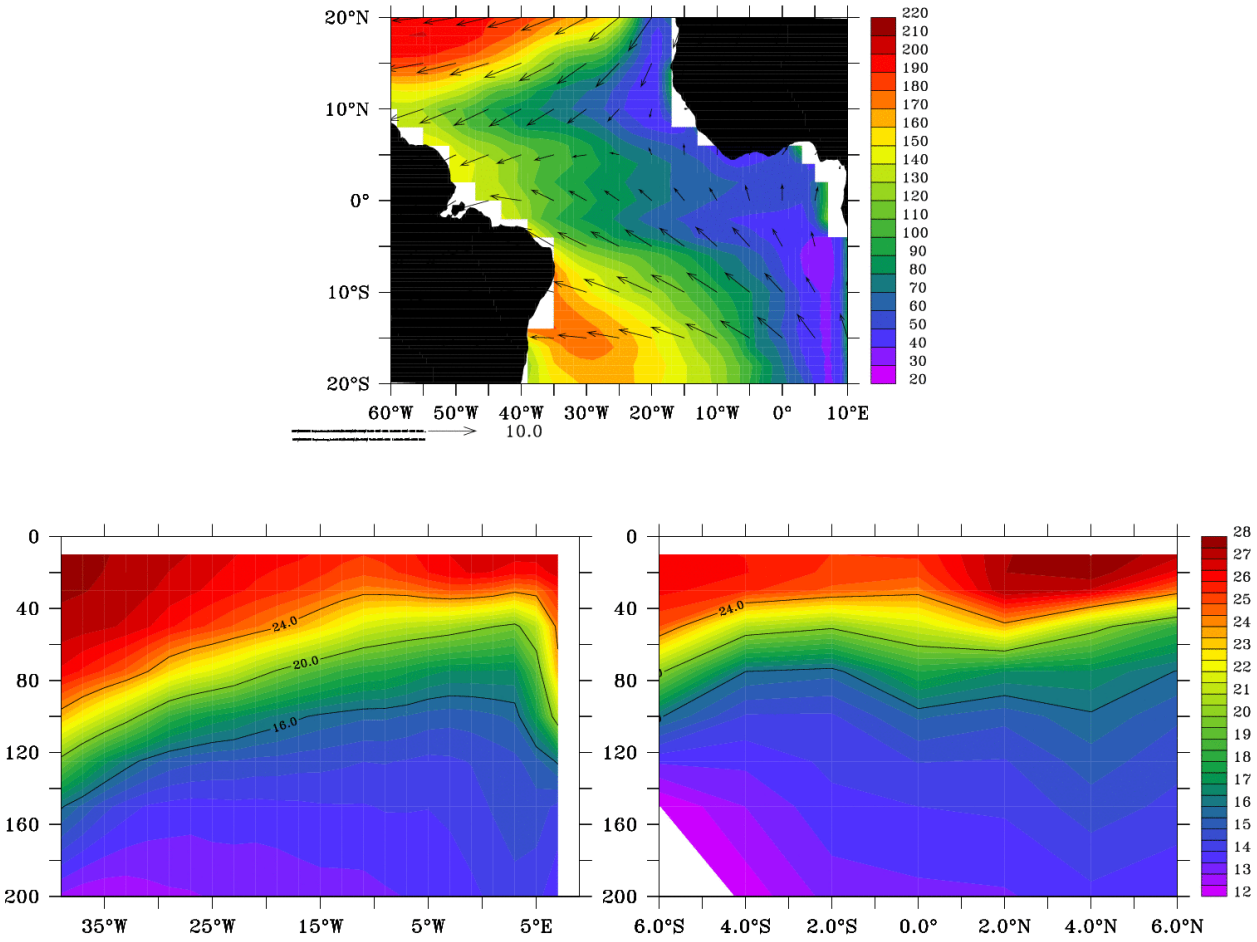


Fig.1.7 : carte moyenne (1992-1998) de la profondeur de l'isotherme 20°C (en m) et tension de vent (en N/m^2) de surface (en haut) et structure verticale de la température le long de l'équateur (en bas, à gauche) et le long de 10°W (en bas, à droite). La température et la D20 sont issues de la base de données TAOSTA[1] et les tensions de vent du satellite ERS.

Dans le plan méridien, dans le GG, on observe un minimum de la profondeur de la thermocline au sud de l'équateur et le long des côtes africaines (Fig.1.7). Cette structure s'explique principalement par la prédominance de la composante méridienne des vents dans ces régions (Fig.1.7). L'équilibre géostrophique (balance entre la force de Coriolis et les gradients de pression) du NECC implique une pente nord-sud de la thermocline qui est moins profonde vers 10°N que vers 3°N. La pente nord-sud diminue quand les vents d'Est diminuent vers la fin de l'année.

[1] TAOSTA: Tropical Atlantic Ocean Subsurface Temperature Atlas (Vauclair et du Penhoat, 2001)

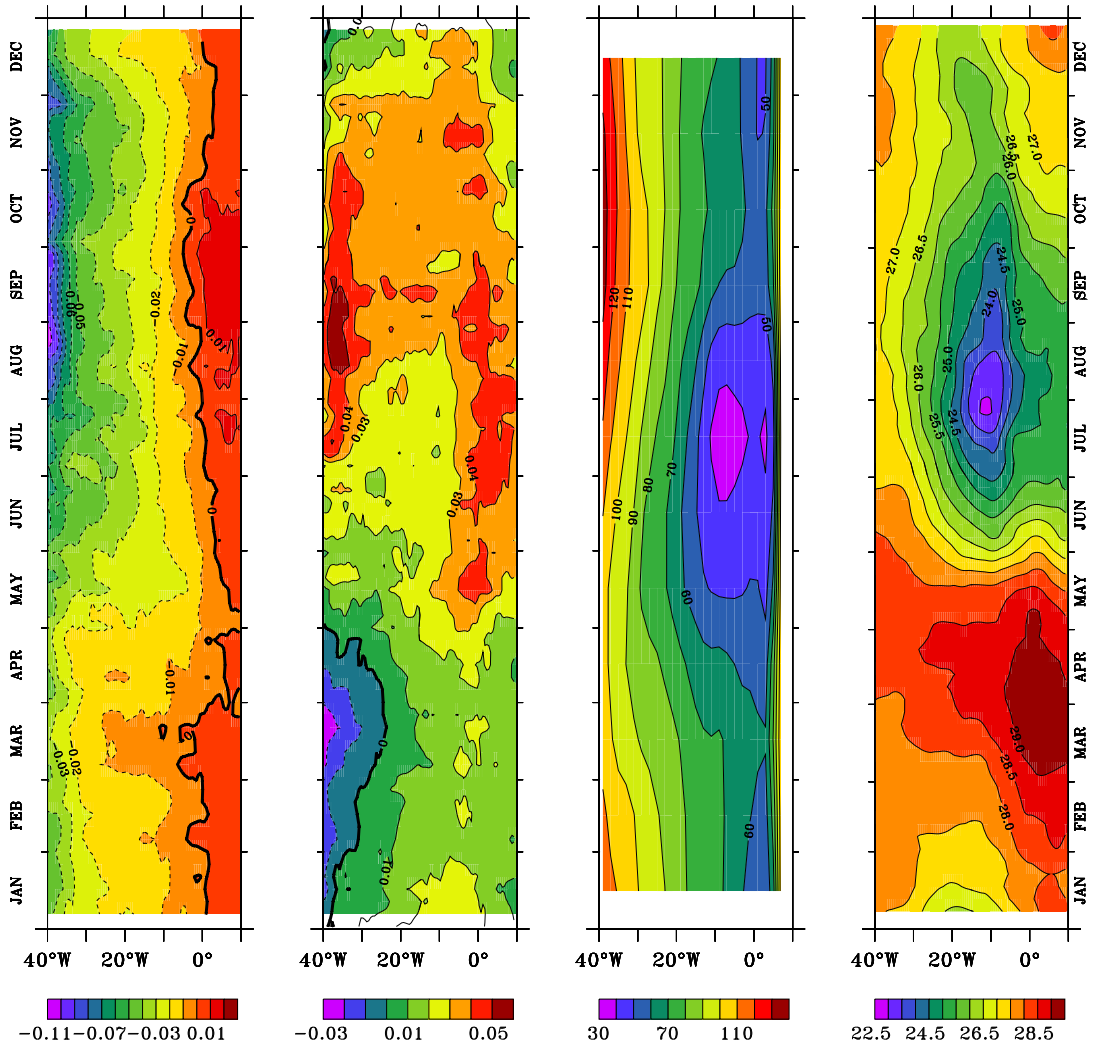


Fig.1.8 : cycle saisonnier le long de l'équateur (a) de la tension de vent zonale en N/m2 (ERS), (b) de la tension de vent méridienne en N/m2 (ERS) ; (c) de l'isotherme 20°C en m (TAOSTA), et (d) de la SST en °C (Reynolds).

I.3- L'upwelling équatorial

Les régions équatoriales sont le siège de résurgence d'eaux profondes, froides et riches en sels nutritifs (upwelling) dans les parties Est des bassins. La zone d'eau froide en surface, la « cold tongue » apparaît dans la partie Est du bassin équatorial en avril et dure en moyenne 5 mois. Les variations saisonnières de la SST qui en résultent peuvent atteindre 5°C (Fig.1.8). Elle est due d'une part à la proximité de la thermocline et de la surface dans la partie Est du bassin et d'autre part à la divergence équatoriale des courants de surface en réponse au forçage dynamique local de surface (Fig.1.9). La remontée vers la surface de la thermocline est indispensable pour pouvoir observer

l'upwelling en surface dans le GG ; en effet, par exemple en 1984, le refroidissement de la SST en surface a été exceptionnellement faible car la thermocline était anormalement profonde (Houghton et Colin, 1986).

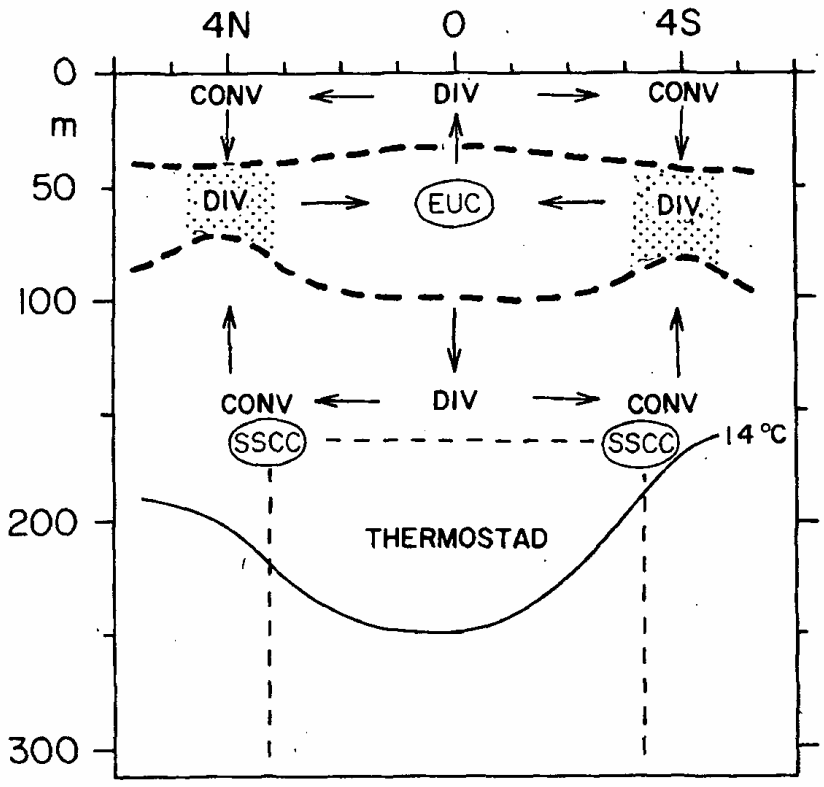


Fig.1.9 : section schématique latitude-profondeur de la température de subsurface et de la structure dynamique dans le centre de l'Atlantique (Hastenrath and Merle, 1987). Le trait gras pointillé représente les bases de la couche de mélange et de la thermocline ; les pointillés situent les zones de maximum de gradient vertical de température ; le trait plein est l'isotherme 14°C ; les pointillés fins positionnent la thermostat. Les ellipses indiquent le cœur de l'EUC et des contre courants de subsurface. Les divergence et convergence horizontales sont indiquées par DIV et CONV, les flux méridiens et verticaux par des flèches.

La langue d'eau froide (Fig.1.10) est donc à la fois une réponse au vent local – déterminant le taux de mélange et la profondeur de laquelle proviennent les eaux de subsurface- et une composante de la circulation à l'échelle des gyres subtropicales– régissant la stratification et les propriétés de l'eau upwellée- (Lu et al, 1998). Afin d'expliquer la structure horizontale de la langue d'eau froide, il faut donc faire appel à la fois aux processus à l'échelle du bassin et aux processus locaux. La tension de vent est majoritairement méridienne, vers le Nord, dans le GG, et devient progressivement zonale vers l'Ouest, où elle est maximale. Tandis que la réponse de la structure océanique au vent zonal est symétrique par rapport à l'équateur (propagation d'ondes

dans le guide d'onde équatorial au niveau de la thermocline), la réponse au vent méridien dans le GG ne l'est pas (réponse locale de la couche de surface qui se traduit en un décalage vers le Sud de la langue d'eau froide, Fig.1.10). Cette différence et celle entre les phase et amplitude des différentes composantes du vent entre l'est et l'ouest permettent de distinguer les effets locaux et distants du vent sur la variabilité de la structure thermique dans le GG (Houghton, 1989).

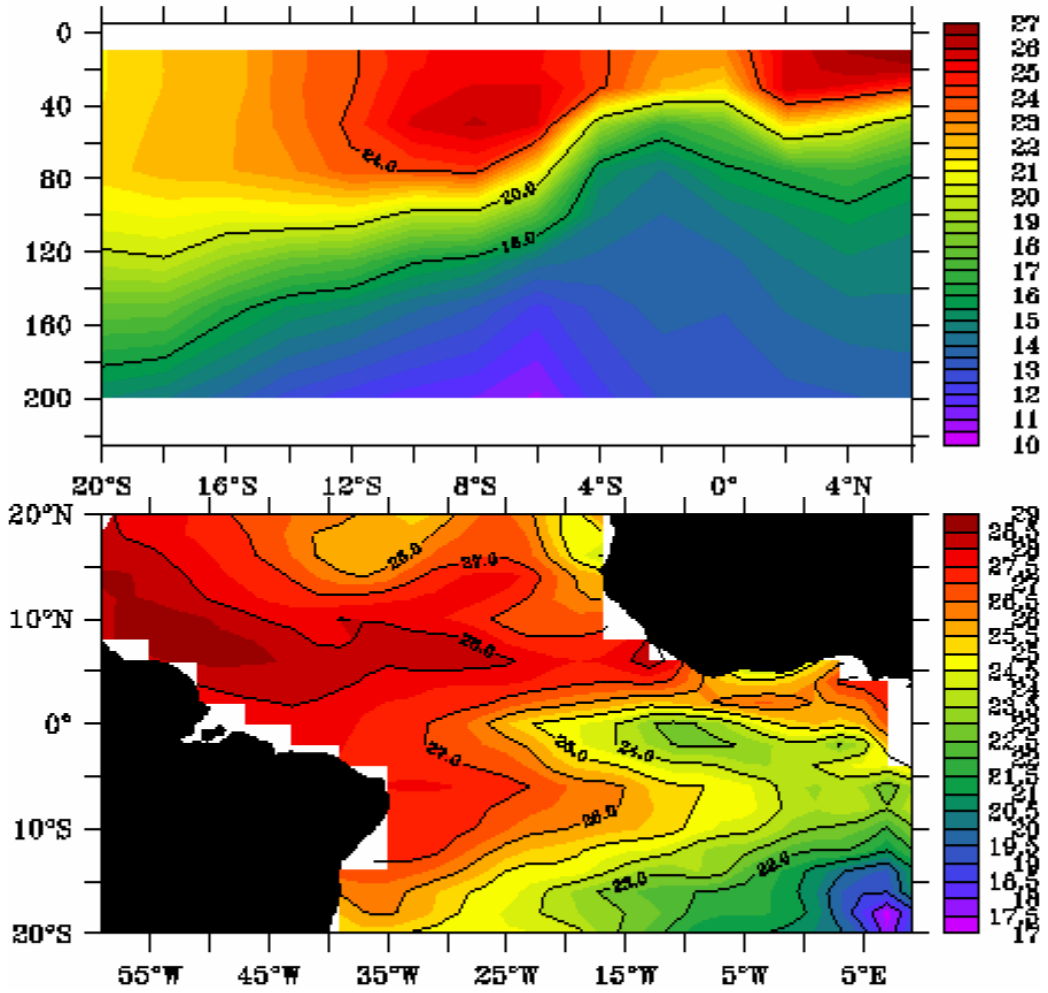


Fig.1.10 : carte moyenne profondeur-latitude (en haut) et latitude-longitude (en bas) de la température en °C en juillet (TAOSTA).

Face à l'importance des conséquences de l'upwelling sur les régions continentales avoisinantes (en particulier pour les activités halieutiques), de nombreux efforts ont été mis en œuvre pour quantifier ces upwellings et déterminer le transport de masse et de chaleur dont ils sont responsables. Cependant, la faible vitesse du courant vertical (de l'ordre de 10^{-5} m/s) rend très difficile les mesures directes. Les mouvements

verticaux ont donc été quantifiés par des méthodes indirectes. Historiquement, ce sont les équilibres moyens de sel, de chaleur ou de masse qui ont été utilisés (Wyrtki, 1981 ; Hansen and Paul, 1984 ; Bryden and Brady, 1985 ; Roemmich, 1983 ; Wunsch, 1983), ainsi que les distributions de traceurs (Broecker et al, 1978 ; Quay, 1983 ; Fine et al, 1983 ; Wunsch, 1984), ou encore les déplacements des isothermes (Wyrtki and Eldin, 1982). Gouriou et Reverdin (1992) ont intégré l'équation de continuité pour calculer la vitesse verticale à partir des courants mesurés pendant les campagnes SEQUAL[1] et FOCAL[2]. Les valeurs obtenues (Tabl.1.1) varient entre 0.2 et 3 10^{-5} m/s selon les méthodes utilisées et la région concernée.

méthode	**auteurs, année**	**valeurs (10^{-5} m/s)**	**zone**
bilan de sel, chaleur et masse	Wyrtki, 1981	1,15	Pacifique équatorial
	Hansen and Paul, 1984	3	Pacifique équatorial
	Bryden and Brady, 1985	2,9	Pacifique équatorial
	Wunsch, 1983	1	Pacifique sud
distribution de traceurs	Quay, 1983	0,35	Pacifique équatorial
	Fine et al, 1983	0,8	Pacifique équatorial
	Wunsch, 1984	2	Atlantique équatorial
déplacement isothermes	Wyrtki and Eldin, 1982	3	Pacifique équatorial
données mouillages	Halpern, 1980	3	Pacifique équatorial
	Burkov, 1980	3	Pacifique équatorial
	Halpern et al, 1989	2,2	Pacifique équatorial
	Weingartner and Weisberg, 1991a	0,6	Atlantique équatorial
	Gouriou and Reverdin, 1992	2	Atlantique équatorial
	Weisberg and Qiao, 2000	2,3	Pacifique équatorial
	Johnson et al, 2001	2	Pacifique équatorial
	Meinen et al, 2001	0,25	Pacifique équatorial

Tabl.1.1 différentes valeurs historiques de la vitesse verticale

Si de telles estimations sont utiles, elles s'avèrent inadaptées pour décrire la variabilité saisonnière du champ de vitesse verticale. Afin de quantifier la dépendance temporelle de la vitesse verticale, Halpern and Freitag (1987), Halpern et al (1989), et Bubnov (1987) ont utilisé les données des mouillages courantométriques dans l'océan Pacifique pour calculer la vitesse verticale en intégrant l'équation de continuité. Dans l'Atlantique équatorial, Weingartner et Weisberg (1991a) se sont servi des données de courants horizontaux de l'expérience SEQUAL[1] pour estimer la vitesse verticale entre

[1] SEQUAL : Seasonal Response of the Equatorial Atlantic Experiment
[2] FOCAL : Programme Français Océan et Climat dans l'Atlantique Equatorial

la surface et la thermocline au centre du bassin (28°W). Ils ont montré que le cycle saisonnier de la vitesse verticale consistait en une intense et brève (~1 mois) augmentation de la vitesse verticale au printemps boréal au moment de l'intensification des alizés avec un maximum d'upwelling situé au dessus du cœur de l'EUC (Fig.1.11).

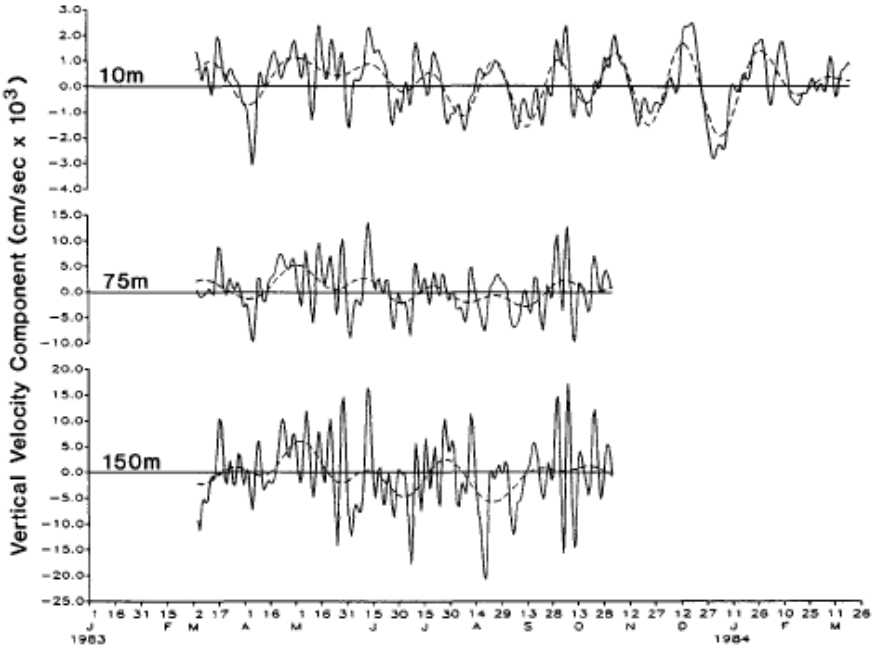


Fig.1.11 Séries temporelles de la vitesse verticale estimée par Weingartner and Weisberg (1991a) à 10m, 75m et 150m ; filtrées à 5 jours (trait plein) et à 30 jours (traits pointillés).

Ainsi, la langue d'eau froide apparaît en surface au sud de l'équateur dans le GG à la fois quand les vents zonaux à l'ouest s'intensifient en avril et déclenchent la propagation d'ondes de Kelvin d'upwelling dans le guide d'onde équatorial qui font remonter la thermocline dans l'Est du bassin en mai, mais aussi quand les vents méridiens du GG s'intensifient en juin. Le front thermique qui sépare les eaux froides de la langue d'eau froide et les eaux plus chaudes du nord du GG se situe autour de 1°N. Cependant, les processus qui permettent d'expliquer la langue d'eau froide et la position du front thermique sont encore mal compris et mal quantifiés, aussi bien au niveau de leur formation saisonnière ainsi qu'au niveau de leur modulation interannuelle. Les chapitres 4 et 5 de cette thèse apporteront des éléments de réponses à ces questions.

I.4- Les ondes tropicales d'instabilité

Le front thermique précédemment évoqué présente de larges ondulations en été boréal (Fig.1.12). Ces structures de méso-échelle sont communément appelées ondes tropicales d'instabilité (TIWs) et ont été détectées pour la première fois à partir de mesures de courants dans l'océan Atlantique (Düing et al., 1975) et à l'aide d'images satellites infrarouges (Legeckis and Reverdin, 1987). Ces structures, typiquement de l'ordre de 500km, sont essentiellement présentes au niveau des fronts thermiques au nord, et dans une moindre mesure au sud, de l'équateur. Elles se propagent vers l'ouest du bassin avec une période de 20-40 jours et une vitesse de phase de 30-60 cm/s (Weidman et al., 1999). Ces structures sont tridimensionnelles et principalement confinées dans la couche de mélange et dans la partie supérieure de la thermocline.

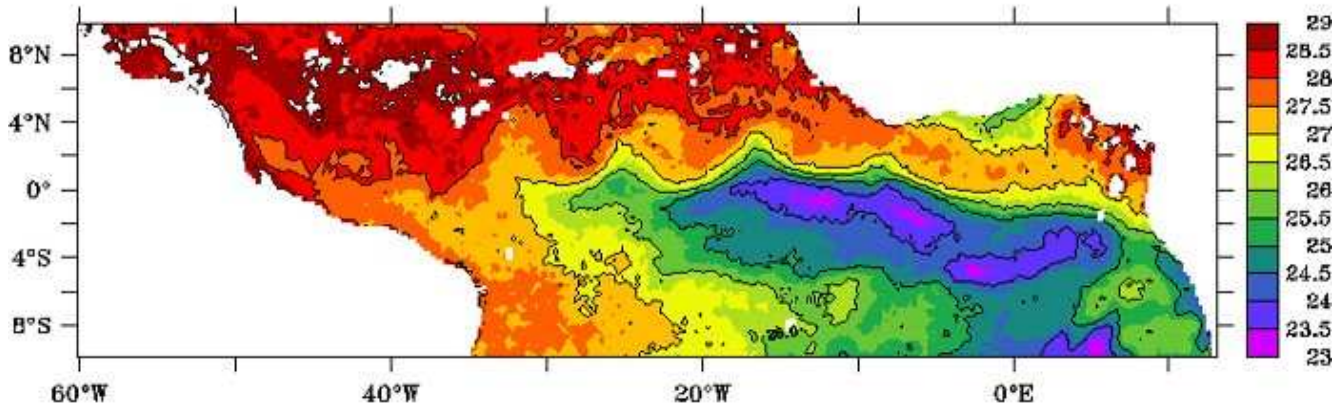


Fig.1.12 : cartes des anomalies de la température de surface de la mer (TMI[1], contours tous les 1°C) le 10 juillet 1998.

Récemment, les TIWs ont été étudiées dans le Pacifique lors de la campagne TIWE (Tropical Instability Wave Experiment, 1990) qui a révélé que les ondulations de température et de courant observées étaient dues au passage de tourbillons équatoriaux, ou tourbillons tropicaux d'instabilité (Kennan et Flament, 2000 ; Flament et al, 1996 ; Menkes et al., 2002). Ces tourbillons provoquent des ondulations méridiennes des fronts de température de surface (Fig.1.18) qui sont aussi visibles sur les champs de chlorophylle de surface ou de niveau de la mer, comme le montrent les résultats de la campagne PICOLO dans l'Atlantique (Menkes et al., 2002). Il semble donc que les TIWs redistribuent de façon complexe et tridimensionnelle masse, chaleur et énergie.

[1] satellite TMI : TRMM (Tropical Rainfall Measuring Mission) Microwave Imager

L'origine, le rôle (Weidman et al., 1999) et le caractère barotrope (Cox, 1980) ou barocline (Luther et Johnson, 1990 ; Qiao et Weisberg, 1998 ;McCreary et Yu, 1992) de ces ondes sont sujets à controverse, même si l'on soupçonne que le système de courants est probablement à l'origine du développement de ces ondes, via principalement les forts cisaillements, à la fois horizontaux (entre le SEC et le NECC) et verticaux entre le SEC et l'EUC. Enfin, l'effet de ces TIWs sur la SST est encore très largement discuté et nous apporterons dans le chapitre 4 des éléments de réponse à ce problème.

I.5- Les flux à l'interface air-mer

On s'intéresse ici aux flux à l'interface air-mer car la couche de mélange océanique est le lieu des échanges entre les différents flux (flux de chaleur et d'eau douce) entre l'atmosphère et l'océan. Tous ces flux agissent à la fois sur la température et la profondeur de la couche de mélange, et doivent être précisément décrits.

I.5.1- Les flux de chaleur

L'océan se réchauffe sous l'effet des radiations solaires absorbées dans les premiers mètres de la surface de la mer et restitue cette chaleur à l'atmosphère par différents flux. Le flux de chaleur total Q arrivant à la surface de l'océan peut être décrit par l'équation :

$Q= Q_I +Q_B+Q_E+Q_S$

Où Q_B est le flux net de chaleur dû à la radiation des grandes longueurs d'onde (LW) ; Q_E est le flux de chaleur latente, i.e. la perte de chaleur due à l'évaporation ; Q_S est le flux de chaleur sensible et Q_I est le flux solaire à courte longueur d'onde (SW).

Flux de chaleur	total	SW	LW	latent	sensible
W/m^2	41	204,9	-53,4	-101,7	-8,8

Tabl.1.2 Valeurs (en W/m^2) des différents flux de chaleur (données des ré-analyses NCEP[1]) moyennés entre 1992 et 2000, entre 5°S et 5°N et entre 40°W et 10°E.

[1] NCEP : Natioonal Center for Environmental Prediction

En Atlantique tropical (Tabl.1.2), les valeurs des différents composantes du flux net de chaleur montrent que l'océan gagne de la chaleur par le flux solaire SW et en restitue à l'atmosphère par le flux de chaleur latente et dans une moindre mesure par le flux radiatif à grande longueur d'onde réfléchi et par le flux de chaleur sensible.

En Atlantique tropical, le flux solaire SW est élevé (entre 150 et 250 W/m^2) et présente un cycle saisonnier semi-annuel marqué (Fig.1.13) avec deux minima pendant le déclenchement de la saison froide (avril-mai-juin) et pendant la petite saison froide de décembre. Le minimum relatif autour de 10°N est associé à l'ITCZ. Il est maximum au-dessus des régions d'upwellings côtiers (Guinée et Angola) et équatorial.

La radiation nette de grande longueur d'onde de l'océan dépend de la température de peau de l'océan et de la température de l'air T_a. Elle est aussi influencée par le contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère et par la couverture nuageuse. Le flux net infra-rouge s'exprime comme les différences entre l'énergie émise par l'atmosphère et celle émise par l'océan et est généralement paramétrée. Un exemple est fournie par la formulation de Berliand and Berliand (1952) :

$$Q_B = 0.985 * \sigma T_a^{\,4} (0.39 - 0.05\sqrt{e_a/100})(1 - X c_{ld}^2) + 4 * 0.985 * \sigma T_a^{\,3} (SST - T_a)$$

avec e_a la pression de vapeur de l'air ; c_{ld} est la fraction de couverture nuageuse et X un coefficient qui croît linéairement entre l'équateur et les pôles pour tenir compte des propriétés des nuages (Budyko, 1974). Le premier terme correspond au flux dû à l'atmosphère et le second, généralement prépondérant, à l'océan.

Le flux LW est relativement constant (entre –70 et –40W/m^2) et est maximum en été boréal le long de l'équateur quand la SST est minimale en Atlantique tropical (Fig.1.14). Comme le flux solaire, il est maximum au-dessus des régions d'upwellings où la température est froide. La forte humidité des régions tropicales rend ce flux relativement faible.

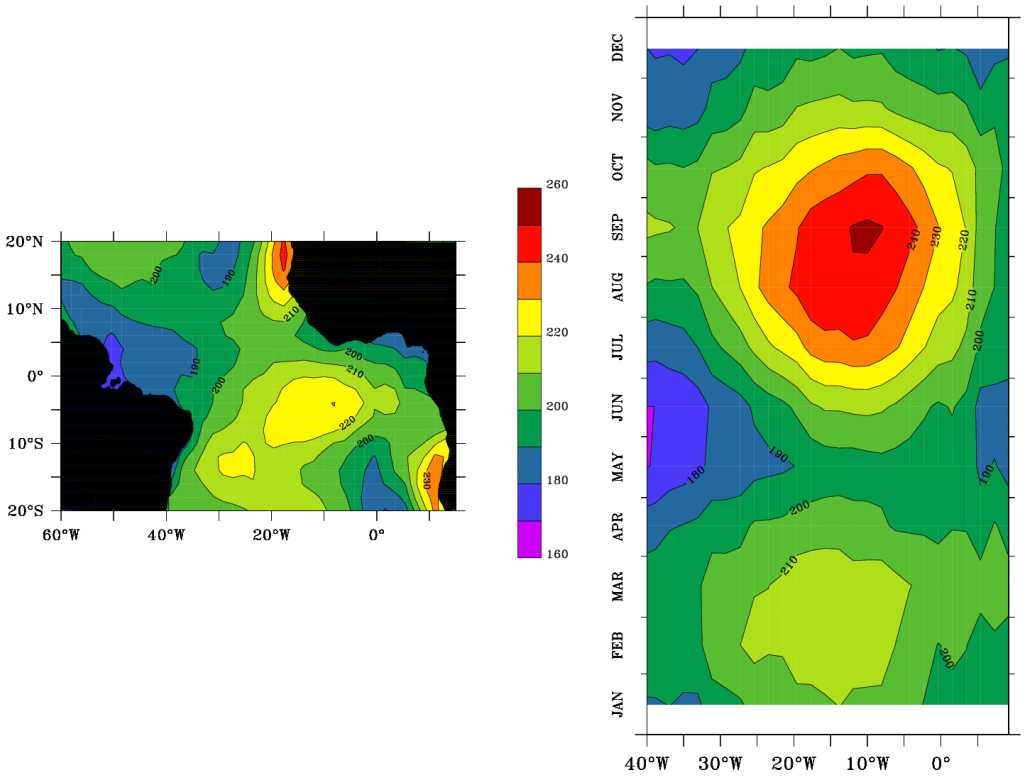


Fig.1.13 moyenne temporelle 1992-2000 (à gauche) et cycle saisonnier 1992-2000 le long de l'équateur (à droite) du flux de chaleur solaire (en W/m^2), sources : ré-analyses du NCEP.

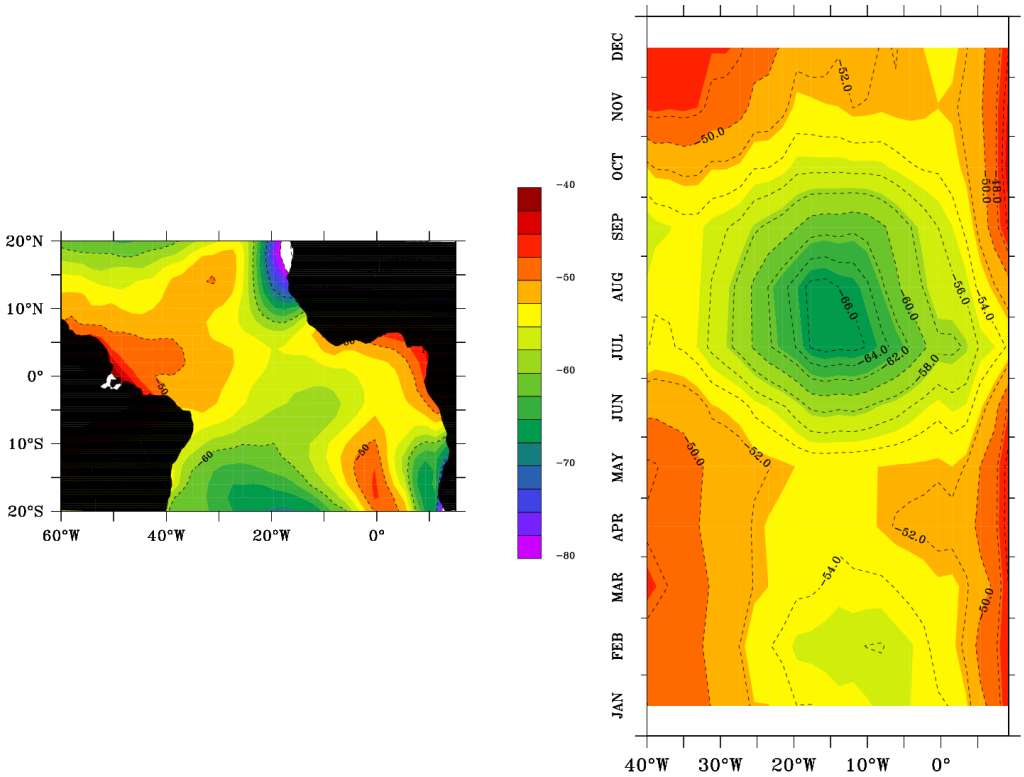


Fig.1.14 moyenne temporelle 1992-2000 (à gauche) et cycle saisonnier 1992-2000 le long de l'équateur (à droite) du flux de chaleur à grande longueur d'onde (en W/m^2), ré-analyses NCEP.

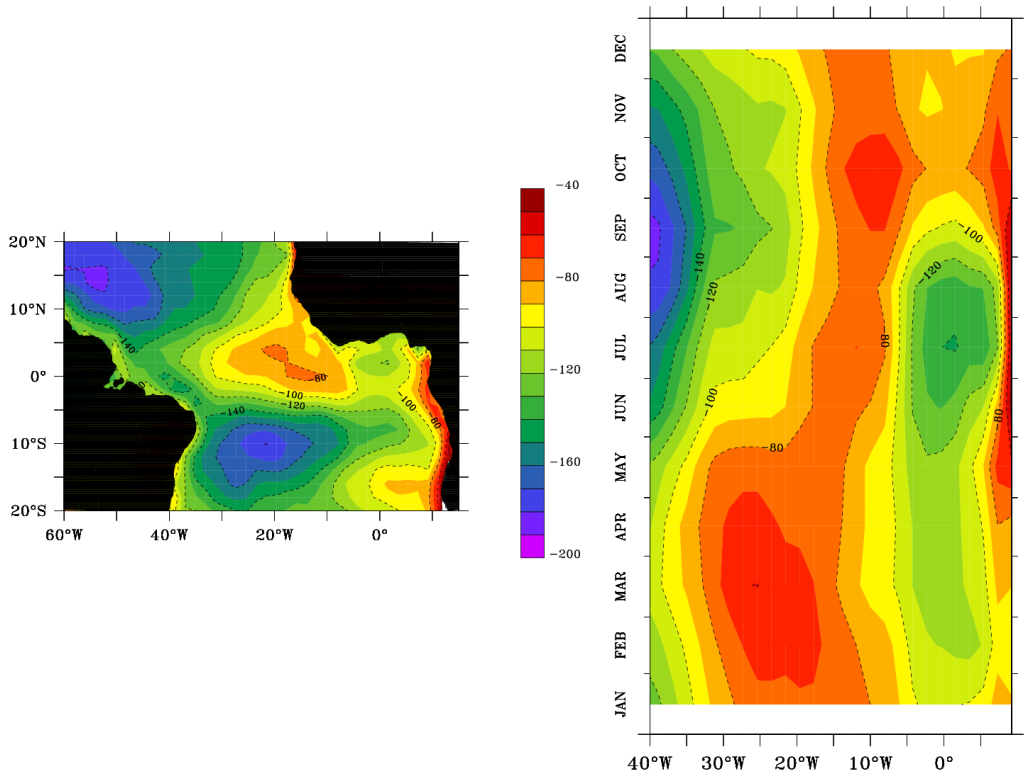


Fig.1.15 moyenne temporelle 1992-2000 (à gauche) et cycle saisonnier 1992-2000 le long de l'équateur (à droite) du flux de chaleur latente (en W/m^2), ré-analyses NCEP.

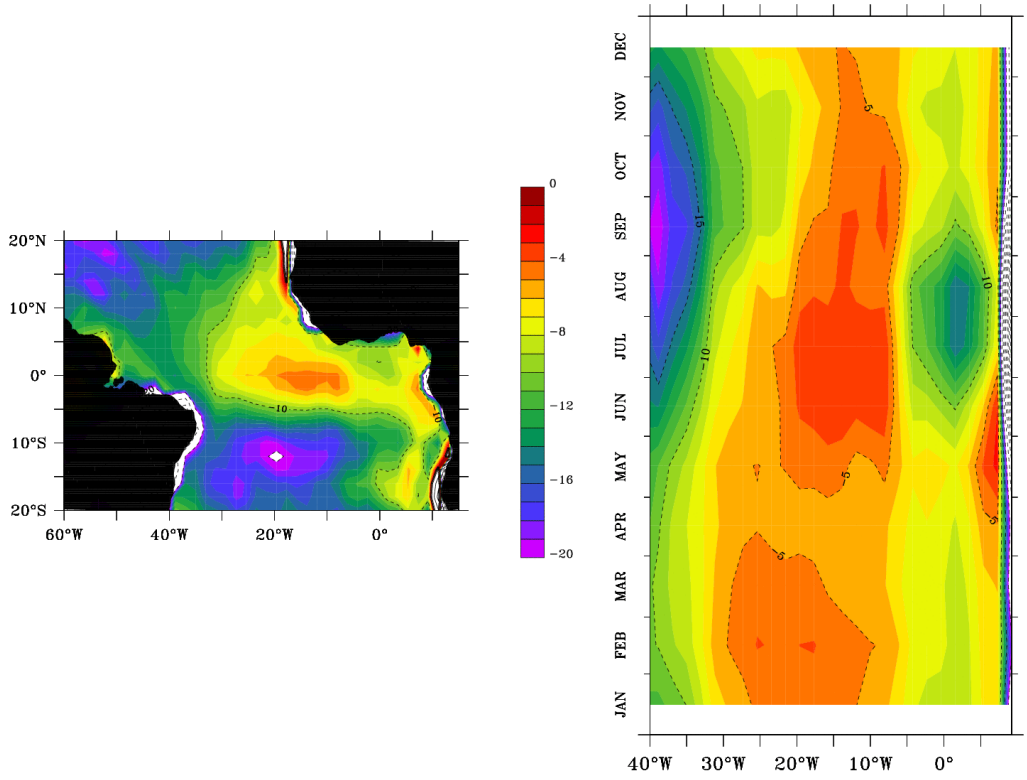


Fig.1.16 moyenne temporelle 1992-2000 (à gauche) et cycle saisonnier 1992-2000 le long de l'équateur (à droite) du flux de chaleur sensible (en W/m^2), ré-analyses NCEP.

Le flux de chaleur latente dépend du vent et du gradient d'humidité entre les basses couches atmosphériques et la surface de l'eau. Il peut être écrit comme $L_V E$ où E désigne le taux d'évaporation et L_V=2.5x106 $J.kg^{-1}$ la chaleur latente de vaporisation de l'eau. E est habituellement calculé à partir d'une formulation du type :

$E/\rho_a = C_E u(q_S - q_a)$

ρ_a avec la densité de l'air, u la vitesse du vent, q_a l'humidité spécifique (masse de la vapeur d'eau par unité de masse d'air sec), q_S l'humidité spécifique à la surface océanique et C_E un coefficient sans dimension.

Le flux de chaleur latente joue un rôle particulièrement important en l'Atlantique tropical (Fig.1.15), en particulier dans ses interactions avec la SST. Cette question sera étudiée en détail dans le chapitre 5. Il est relativement faible dans la bande équatoriale comparé à ses valeurs dans le reste du bassin (~-100W/m^2 contre -200W/m^2 au niveau des gyres subtropicales). Il est globalement faible le long des côtes africaines lors de la remontée des eaux froides depuis la subsurface. A l'équateur, son cycle saisonnier est marqué dans la partie Est du bassin par une augmentation progressive entre janvier et août où il atteint -140W/m^2. Dans la partie centrale, il est relativement constant au cours de l'année. Dans la partie Ouest, il atteint un fort maximum en septembre.

Enfin, le flux de chaleur sensible dépend de la différence de température entre les deux couches de mélange et de la vitesse du vent. Similairement au flux de chaleur latente, Q_S peut être approché par :

$Q_S / \rho_a C_P = C_H u(T_S - T_a)$

où $\rho_a C_P$ est la capacité de chaleur de l'air par unité de volume, C_H un coefficient sans dimension, T_S est la SST et T_a la température de l'air.

En Atlantique tropical, la valeur et les variations saisonnières du flux de chaleur sensible sont faibles (Fig.1.16), entre -20 et 0 W/m², car les températures de l'eau et de l'air ne diffèrent que très peu. Sa structure spatio-temporelle est très proche de celle du flux de chaleur latente.

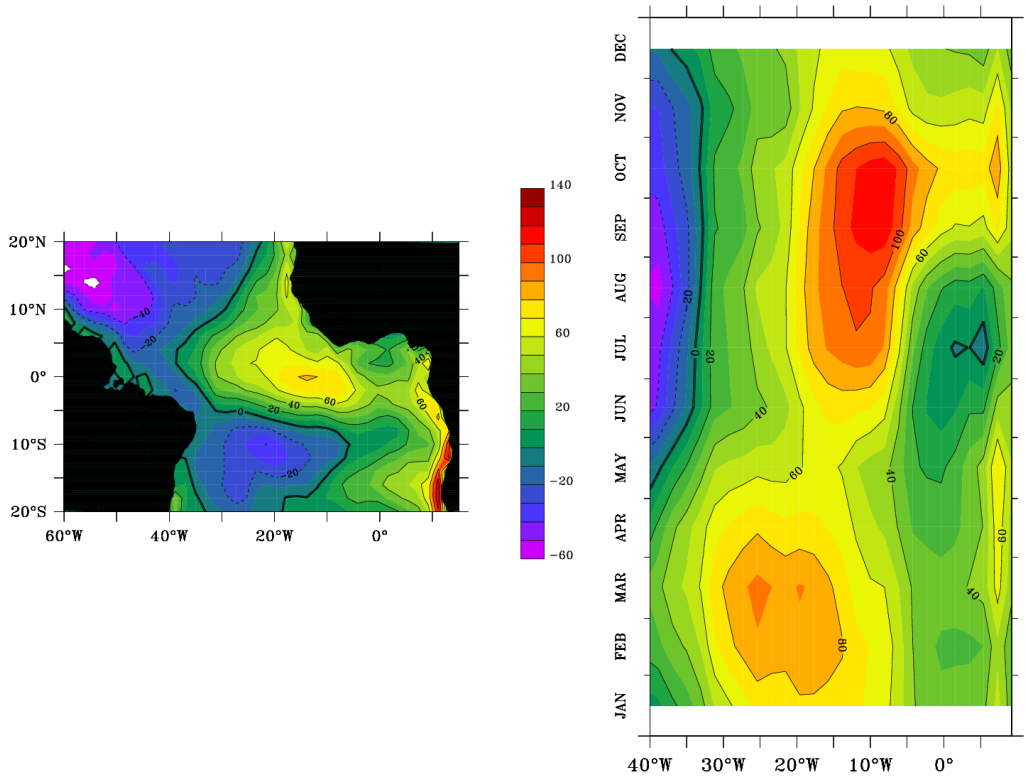


Fig.1.17 moyenne temporelle 1992-2000 (à gauche) et cycle saisonnier 1992-2000 le long de l'équateur (à droite) du flux de chaleur total (en W/m^2), données des ré-analyses NCEP.

Ainsi, le cycle saisonnier du flux de chaleur net (Fig.1.17) varie en Atlantique tropical entre –20W/m^2 au niveau des gyres subtropicales et 100W/m^2 aux alentours de l'équateur. Dans la partie Est du bassin, en raison du développement de la mousson africaine au printemps boréal, le flux solaire SW arrivant à la surface de l'océan est fortement diminué, diminuant alors fortement le flux total. Les composantes principales du flux total sont le flux solaire SW incident et la perte de chaleur de l'océan par le flux de chaleur latente.

Les flux de surface actuellement disponibles sont généralement issus depuis quelques années de modèles de prévisions météorologiques comme ceux montrés dans cette section. Ces analyses ou ré-analyses proposent une estimation globale sur de longues périodes de ces flux de surface mais souffrent des imperfections liées aux paramétrisations et aux incertitudes des modèles utilisés. Notons que l'échantillonnage des observations des flux de chaleur est parfois faible et induit des incertitudes importantes pour ces flux, en particulier dans les zones où il y a peu d'observations

comme dans le GG. Nous verrons dans les chapitres 4 et 5 comment ces erreurs se répercutent sur nos simulations océaniques.

I.5.2- Les flux d'eau douce

La salinité est aussi une composante importante pour la variabilité de la couche de mélange car le flux d'eau douce induit des variations dans le champs de masse et donc dans le champ de vitesse de l'océan, même si sa contribution est assez faible comparativement à celle du flux de densité lié au flux de chaleur. L'océan échange de l'eau douce avec l'atmosphère et la surface continentale. Dans les régions tropicales, les échanges s'effectuent par l'intermédiaire des apports fluviaux, les précipitations et l'évaporation. Le flux d'évaporation est directement lié au flux de chaleur latente.

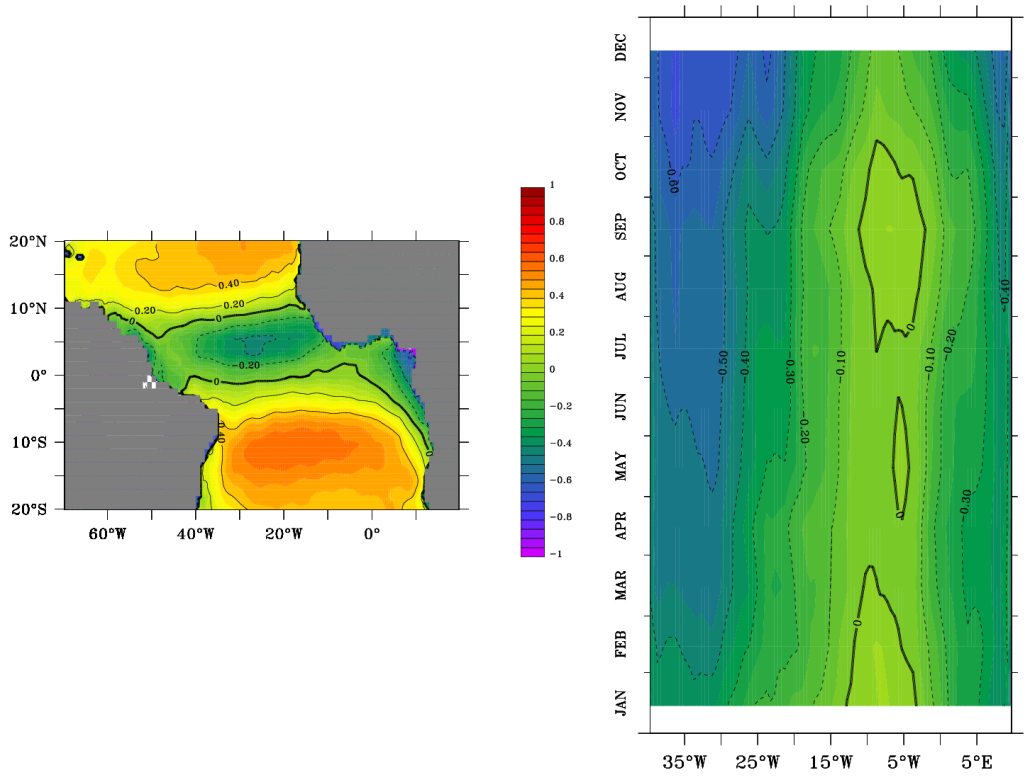


Fig.1.18 moyenne temporelle 1992-2000 (à gauche) et cycle saisonnier 1992-2000 (à droite) du bilan d'eau douce océan-atmosphère (en 10^{-4}kg/m^2/s), les données de précipitations et d'évaporation proviennent du produit CMAP[1], et le débit des fleuves des données de l'UNESCO[2] .

[1] CMAP : Climate Prediction Center Merged Analysis of Precipitation
[2] UNESCO: United Nations Educational, Scientific and Cultural Organization

Dans l'Atlantique tropical (Fig.1.18), l'océan reçoit des précipitations importantes sous l'ITCZ (bilan évaporation –E- moins précipitation –P- + débit de rivières –R- négatif) et a un bilan (E-P-R) positif au niveau des gyres subtropicales, en lien avec la subsidence atmosphériques des anticyclones des Açores et de St Hélène. Une caractéristique importante de l'Atlantique équatorial est le fort apport d'eau douce par les fleuves Amazone dans la partie Ouest et Congo et Niger dans la partie Est (Fig.1.18). Le cycle saisonnier est assez faible à l'équateur (Fig.1.18) avec un bilan (E-P-R) globalement négatif le long de l'équateur, excepté dans la bande 15°W-5°W où le bilan (E-P-R) est positif et faible, en lien à la fois avec la variabilité de la SST et avec celle des vents.

I.6- Conclusion

Ainsi, on a vu dans ce chapitre qu'au sein du bassin Atlantique tropical, le signal de température de surface se caractérise par l'apparition saisonnière d'une langue d'eau froide dans la partie Est en été boréal. Le rôle de la SST est fondamental dans cette région du globe en raison de son influence sur le climat mais son évolution est complexe : les modifications de la SST résultent non seulement des forçages radiatifs à l'interface et de la tension de vent, mais aussi des courants (processus d'advection horizontale et verticale), du mélange, des ondes océaniques et des échanges à travers la thermocline (upwelling équatorial). Elles dépendent donc de processus océaniques locaux qui, du fait de la dynamique particulière des régions équatoriales, peuvent agir à distance. De plus, les régions équatoriales sont caractérisées par une très faible épaisseur de la couche de mélange et de la thermocline dans l'Est. Les échanges (dynamiques et thermodynamiques) entre ces deux couches s'en trouvent donc fortement favorisés. Les mécanismes verticaux (advection verticale, diffusion verticale et entraînement) qui provoquent l'intrusion des eaux de subsurface au sein de la couche de mélange sont alors à priori de la première importance. Comme les profondeurs de couche mélangée peuvent varier de 100% au cours de l'année, la pénétration des flux atmosphériques et le contenu thermique de la couche au-dessus la thermocline seront profondément modifiés.

C'est dans le GG que l'amplitude de variations de la SST est maximale. Elles s'échelonnent pour le signal diurne, saisonnier et interannuel entre respectivement 0.5°C, 5°C et 2°C. L'influence des différentes échelles et des processus en œuvre dans la couche mélangée est très difficile à estimer : les études sur l'océan superficiel à partir d'observations in-situ montrent que les bilans de chaleur sont incertains et leur fermeture problématique en l'absence de données appropriées (Weingartner et Weisberg, 1991b ; Foltz et al., 2003). Ceci peut s'expliquer par la rareté des données in-situ dans cette région et par le fait que les données satellitaires ne fournissent pas d'informations suffisantes, notamment sur la verticale. Seule une expérience de mesures dédiée à ce problème précis permettrait de le pallier.

Pour contourner cette difficulté, une approche numérique est privilégiée dans ce travail : on utilisera des simulations numériques réalistes issues du modèle OPA (Madec et al, 1998) pour comprendre les mécanismes océaniques qui régissent l'évolution de la température de surface de la mer et de la couche de mélange ainsi que leur variabilité, aux échelles saisonnières à interannuelles, en particulier en ce qui concerne les processus physiques liés à l'apparition de la langue d'eau froide dans le GG. Plus précisément, on s'attachera à répondre aux questions :

- Quel est le rôle exact des échanges océan-atmosphère sur l'évolution de la couche de mélange ?
- Quels sont les échanges entre l'océan plus profond et la couche mélangée ?
- Quels sont les processus responsables de l'upwelling équatorial et de l'établissement de la langue d'eau froide ?
- Sont-ce les mêmes mécanismes à l'échelle interannuelle ?

Le manuscrit est divisé en six parties. Il a débuté avec l'exposé des caractéristiques principales de l'Atlantique tropical. La couche de mélange où ont lieu les échanges entre l'océan et l'atmosphère, et les différents processus en oeuvre sont présentés dans le chapitre 2. Dans le chapitre 3, les simulations utilisées dans cette thèse sont détaillées. Dans le chapitre 4, une configuration à haute résolution horizontale nous permet d'étudier précisément l'état moyen et le cycle saisonnier de la SST en Atlantique

tropical. Grâce à la haute résolution horizontale, l'effet des petites échelles spatiales, en particulier les ondes tropicales d'instabilité, sur le bilan de chaleur est précisé. Dans le chapitre 5, nous étudions l'équilibre des termes à l'échelle interannuelle. L'utilisation d'une autre configuration avec une formulation différente des flux de chaleur nous permet de préciser les rétroactions entre la SST et ces flux.

Chapitre 2 : La couche de mélange océanique

II.1- Introduction

L'atmosphère et l'océan communiquent entre eux au travers de leurs couches limites, couches où la turbulence est prédominante, et dont les profondeurs sont fortement conditionnées par les échanges air-mer (Wang et al, 2004). Dans l'océan superficiel, la turbulence se développe en réponse aux échanges d'énergie, de masse ou de quantité de mouvement à travers l'interface air-mer, et l'océan superficiel est la plupart du temps verticalement homogène en température, salinité et densité jusqu'à une certaine profondeur : c'est la couche de mélange (ML). Cette couche mélangée océanique est primordiale dans l'étude du système climatique puisqu'elle est la véritable responsable de l'effet tampon entre l'atmosphère et l'océan plus profond. Cet effet tampon provient de la très grande capacité thermique de l'océan comparativement à celle de l'atmosphère quatre fois plus faible. L'épaisseur ou profondeur de la couche mélangée océanique (MLD) détermine le contenu thermique de la couche océanique qui interagit directement avec l'atmosphère. La valeur de cette profondeur varie fortement dans le temps et l'espace, entre 10m dans les zones équatoriales, et jusqu'à 400m dans les régions de hautes latitudes en hiver (Fig.2.1), voire plus dans les régions de convection.

Dans les bassins équatoriaux Est, et en particulier en Atlantique, les caractéristiques de la ML sont très spécifiques. La ML y est particulièrement peu profonde (Fig.2.2), entre 10 et 30m dans l'Est, ainsi que la thermocline, environ 60m à l'Est (Fig.2.2). La proximité de ces deux couches induit une forte interaction entre elles. La ML est le lieu de processus complexes, relevant à la fois de la dynamique tridimensionnelle (via les échanges avec la thermocline, les instabilités, les cisaillements entre les courants, la convection penchée ou encore les cellules de Langmuir), et de la thermodynamique unidimensionnelle (via les échanges avec l'atmosphère).

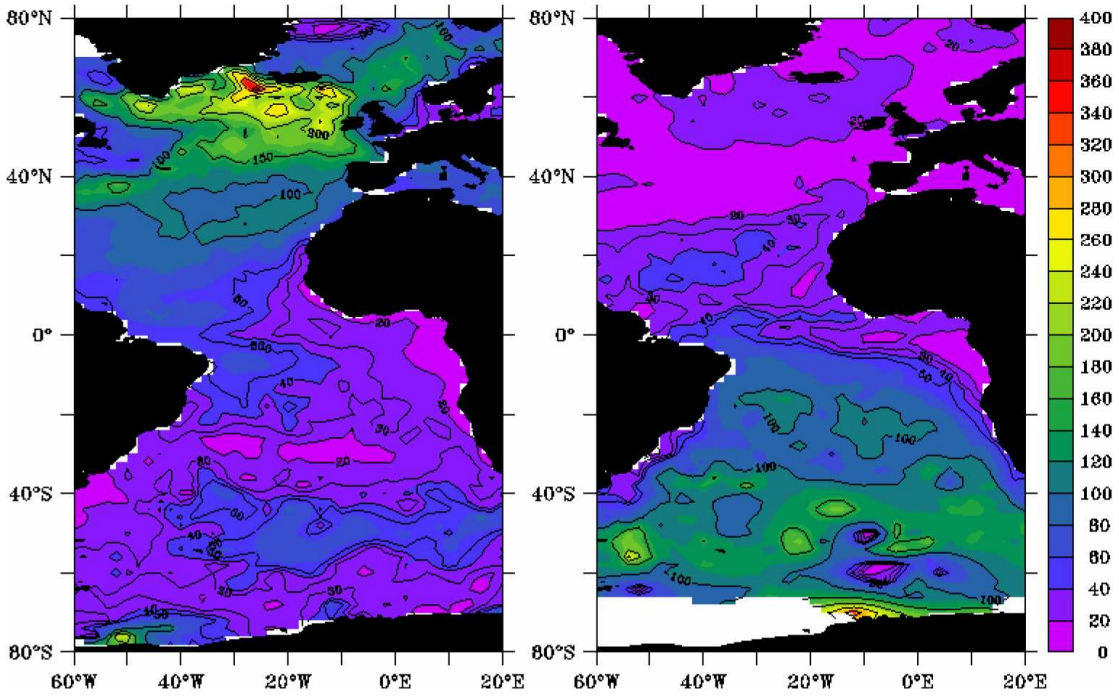


Fig.2.1 : climatologie de profondeur de couche de mélange (en m) dans l'océan Atlantique issue de la climatologie de De Boyer Montégut et al, (2004), en janvier (à gauche) et en juillet (à droite).

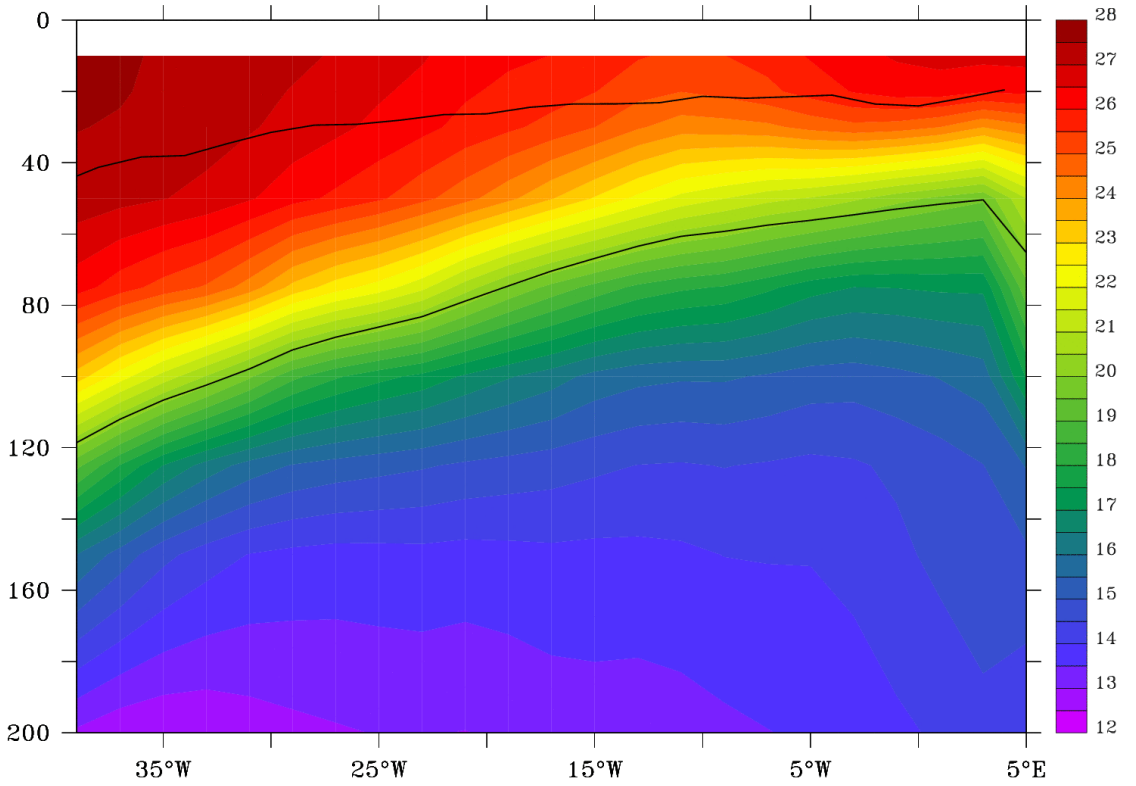


Fig.2.2 Etat moyen de la température TAOSTA (Vauclair et du Penhoat, 2001) le long l'équateur. Sont superposées en noir les profondeurs de la thermocline (TAOSTA) et de la couche de mélange (De Boyer Montégut et al, 2004).

II.2- Définition de la couche de mélange

En réalité, la couche de mélange est rarement parfaitement mélangée mais contraste fortement avec la thermocline où les gradients verticaux sont importants. La caractérisation de la profondeur ne fait pas l'unanimité, et même si certains critères sont plus utilisés que d'autres, il n'y a pas de véritable consensus. De plus, l'amalgame est souvent fait entre les couches de mélange définies d'un point de vue dynamique ou d'un point de vue thermodynamique. En effet, on peut considérer la couche de mélange ou bien comme la couche de maximum de mélange turbulent et sa profondeur coïnciderait avec la turbocline, ou bien comme une couche homogène en température, salinité, et/ou densité (Fig.2.3). La définition de cette profondeur est importante dans la mesure où, selon les critères choisis, les profondeurs déterminées peuvent significativement différer selon le critère choisi. Par exemple dans la partie centrale du bassin Atlantique équatorial (Fig.2.3), la profondeur de la ML est de 27m avec un critère dynamique où l'on considère la profondeur (turbocline) à laquelle le coefficient de diffusion verticale atteint une certaine valeur minimum (5 cm/s^2 dans le modèle CLIPPER), mais de 22m dans le cas d'un critère thermodynamique où la profondeur (MLD) est déterminée par un seuil en densité (0.05 kg/m^3 dans le modèle CLIPPER).

Le plus souvent, en raison de la difficulté de mesurer la turbulence et du manque de données de salinité, le critère choisi pour définir la profondeur de la ML est fondé sur la température, avec une valeur seuil comprise entre 1°C et 0.2°C, c'est-à-dire que la MLD est définie comme la profondeur à laquelle la température est égale à la température de surface moins cette valeur seuil.

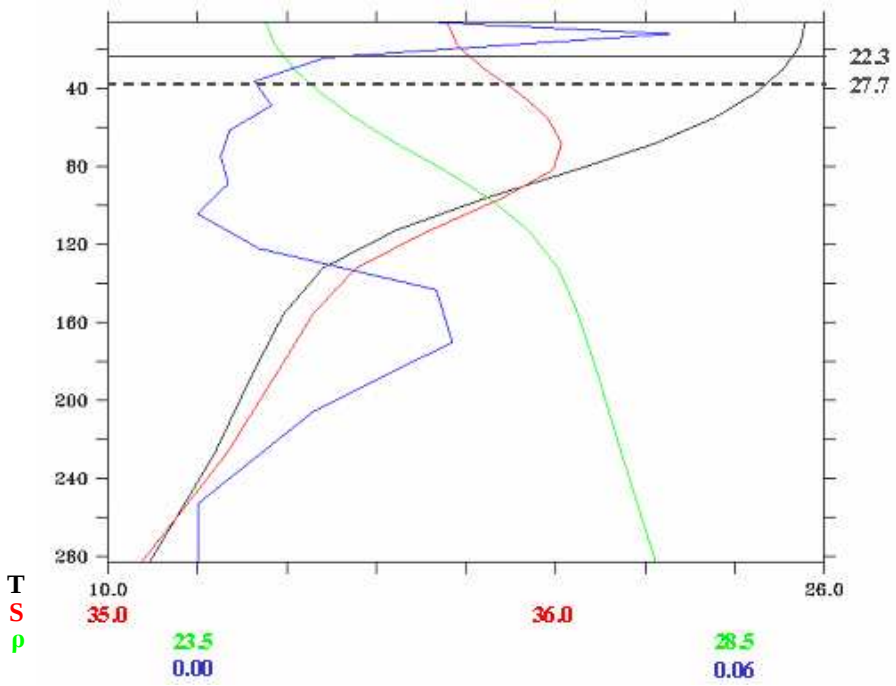


Fig.2.3 profils verticaux moyens de la température (noir), salinité (rouge), densité (vert) et coefficient de mélange turbulent (bleu) à 23°W-0°N (modèle CLIPPER). Sont représentés les profondeurs de la couche de mélange (trait noir) et de la turbocline (trait noir pointillé).

Dans le tableau 2.1, les différents critères, avec leurs valeurs seuil, sont répertoriés. On voit que cette valeur est très différente selon les études et varie entre 0.1 et 1°C pour les critères en température et entre 0.01 et .125 kg.m^{-3} pour les critères en densité. Sprintall and Roemmich (1999) ont examiné « à la main » des milliers de profils pour choisir leur critère et Brainerd and Gregg (1995) ont étudié la ML en utilisant des profils de microstructure ; ils peuvent ainsi estimer la longueur d'échelle de la turbulence et le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Dans le travail de Kara et al (2000), la valeur seuil optimale, 0.8°C, a été déduite grâce à des comparaisons statistiques entre des observations et la climatologie de Levitus (1982). Récemment, de Boyer Montégut et al (2004) ont montré que la valeur 0.2°C était la mieux adaptée à l'échelle globale pour suivre la base de la couche de mélange aux échelles de temps saisonnières à interannuelles, en particulier pour représenter les périodes de restratification en fin d'hiver. Dans cette thèse où sont principalement utilisées des sorties de modèle et où l'on s'intéresse particulièrement à la température de la ML, la MLD est définie grâce à un critère en densité.

Author and Area Studied	Profiles	MLD Threshold Criterion	Z_{ref}	Criterion Choice
Sprintall and Roemmich [1999], Pacific Ocean	ind	$\Delta T = 0.1°C$ $\Delta\sigma_\theta = \frac{\partial\sigma_\theta}{\partial T}\Delta T$ with $\Delta T = 0.1°C$	10 m	direct observation of more than 1000 profiles
Kara et al. [2000b], Global Ocean	ave	$\Delta T = 0.8°C$ $\Delta\sigma_\theta = \sigma_\theta(T + \Delta T, S) - \sigma_\theta(T, S)$ with $\Delta T = 0.8°C$	10 m	statistical comparison with Ocean Weather Station data
Monterey and Levitus [1997], Global Ocean	ave	$\Delta T = 0.5°C$ $\Delta\sigma_\theta = 0.125$ kg m^{-3}	0 m	$\Delta\sigma_\theta$ corresponds to water mass characteristics of subtropical mode water in North Atlantic ΔT corresponds to $\Delta\sigma_\theta$ within 17 to 19°C and $S = 35$ *PSU*
Brainerd and Gregg [1995], Pacific Ocean	ind	$\Delta\sigma_\theta = 0.05$ to 0.5 kg m^{-3}	0 m	direct observation of overturning length
Suga et al. [2004], North Pacific	ind	$\Delta\sigma_\theta = 0.125$ kg m^{-3}	10 m	arbitrary
Thomson and Fine [2003], North Pacific	ind	$\Delta\sigma_\theta = 0.01$ to 0.03 kg m^{-3}	2.5 m	arbitrary
Weller and Plueddeman [1996], North Pacific	ind	$\Delta\sigma_\theta = 0.03$ kg m^{-3}	10 m	arbitrary
Schneider and Müller [1990], Tropical Pacific	ind	$\Delta\sigma_\theta = 0.01$ or 0.03 kg m^{-3}	2.5 m	corresponds to subjective estimate of MLD
Obata et al. [1996], Global Ocean	ave	$\Delta T = 0.5°C$	0 m	arbitrary
Thompson [1976], North Pacific	ind	$\Delta T = 0.2°C$	3 m	arbitrary
Spall et al. [2000], North Atlantic	ind	$\Delta T = 0.5°C$	0 m	arbitrary
Foltz et al. [2003], Tropical Atlantic	ind	$\Delta T = 0.5°C$	0 m	arbitrary
Rao et al. [1989], Indian Ocean	ind	$\Delta T = 1°C$	10 m	arbitrary

[a]The type of profiles investigated by the author is also mentioned, "ind" for individual and "ave" for monthly averaged profiles, and the way they choose their criterion.

Tabl.2.1 : exemples de critères utilisés pour définir la profondeur de la couche de mélange à partir de la méthode de seuil dans laquelle la MLD est la profondeur à laquelle la température T ou la densité potentielle σ_θ vaut une valeur seuil donnée, ΔT ou $\Delta\sigma_\theta$, relativement à une profondeur Z_{ref} (issu de De Boyer Montégut et al, 2004).

Il est cependant des cas où la température et la salinité ne sont pas homogènes jusqu'à la même profondeur. Dans ces cas particuliers, le critère en température n'est donc pas adapté. Le premier cas est celui de couche barrière qui peut se produire dans les zones de fortes précipitations (en particulier sous l'ITCZ), ou encore à l'embouchures de certains fleuves (par exemple à l'embouchure de l'Amazone en Atlantique tropical Nord-Ouest ou du Congo dans le GG), ou encore aux hautes latitudes. La couche barrière est la couche située entre la base d'une couche mélangée en sel et la base de la couche mélangée en température. Dans ce cas, un critère de définition de la profondeur de la couche de mélange est inadéquat et en général, un critère en densité est utilisé. La présence d'une couche barrière modifie les échanges entre la surface et les eaux thermoclinales. Par exemple, dans le GG, les récentes campagnes EGEE ont montré l'existence de profils de couche barrière (Fig.2.4) avec des stratifications en sel dans la couche de mélange. Dans le premier cas (10°W-10°S), il s'agit de l'arrivée depuis la subsurface des eaux modales subtropicales, caractérisées par un maximum de sel. Dans le second cas, dans la baie du Biafra (6°E-1.5°S), on

distingue clairement une lentille d'eau dessalée en surface, due probablement à la combinaison de fortes précipitations et d'apport en eau douce du fleuve Niger. La distinction entre ces deux effets ne pourra se faire qu'à l'aide de mesure de sels nutritifs.

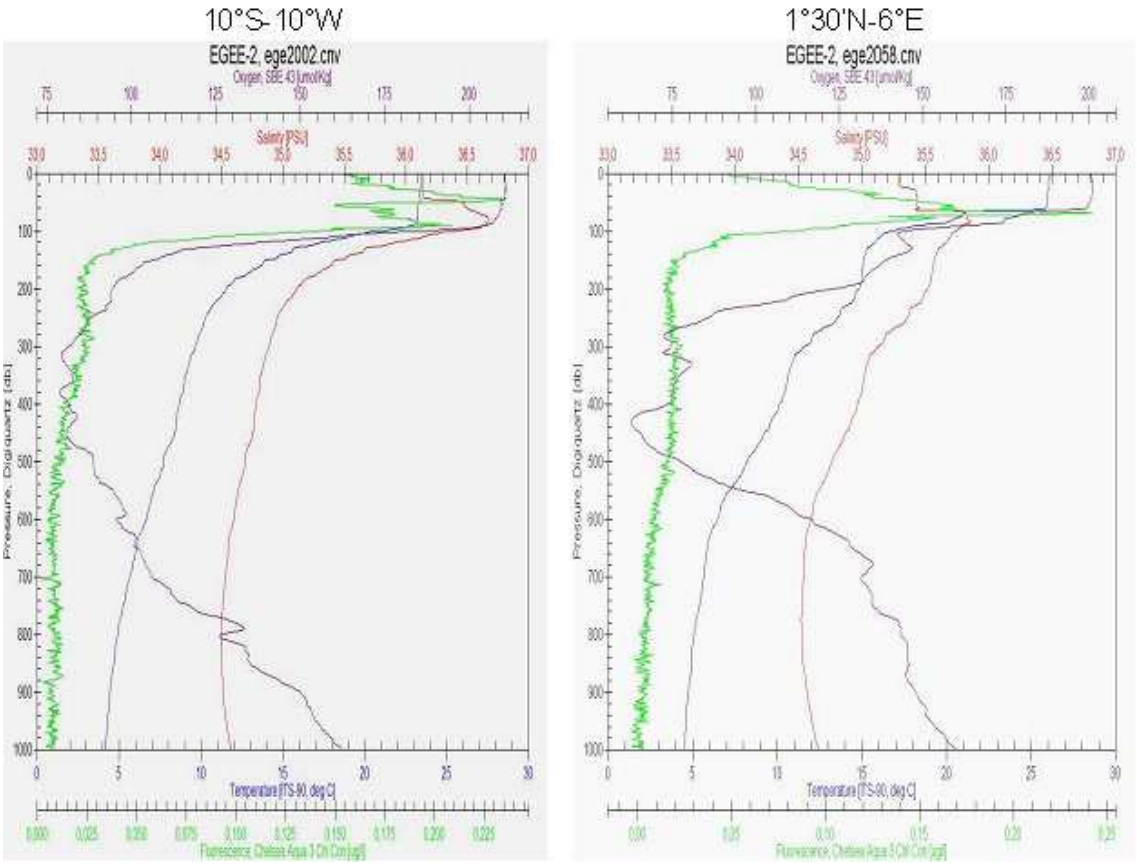


Fig.2.4 profils de fluorescence (vert), température (bleu), oxygène (mauve) et salinité (rouge), issus des données CTD obtenues lors de la campagne EGEE-2 en septembre 2005, à 10°S-10°W (à gauche) et à 1.30°N-6°E (à droite) ; figure fournie par Bernard Bourles.

Le second cas est celui de couche compensée où la MLD définie à partir d'un gradient de densité est plus profonde que celle définie à l'aide d'un gradient de température. Cela se produit dans les gyres subtropicales et dans les zones de convergence subtropicales en hiver ainsi que dans l'Atlantique Nord en hiver boréal. La MLD définie en température est alors plus adaptée que celle en densité (de Boyer Montégut et al, 2004 ; Mignot et al, 2006).

Dans la suite de cette thèse, nous ne nous sommes pas intéressés à ces cas de figure particuliers.

Enfin, la ML subit de fortes variations à l'échelle journalière (Fig.2.5): sa profondeur peut varier de 20m et sa température de 0.5°C pendant la durée d'un cycle diurne, où la turbulence est détruite le jour par le flux solaire, et créée la nuit en l'absence de ce flux solaire (Moum et al, 1989). Ce cycle diurne est important pour la modélisation de la SST moyenne en raison de la distribution du flux de chaleur de surface (Brainerd and Gregg, 1995), mais aussi dans le cas de mouvements convectifs dans l'atmosphère. Cependant, dans le cas des flux de quantité de mouvement dans lesquels il n'y a pas de rétroactions directes avec l'atmosphère, il est plus approprié d'utiliser les moyennes journalières (Brainerd and Gregg, 1995).

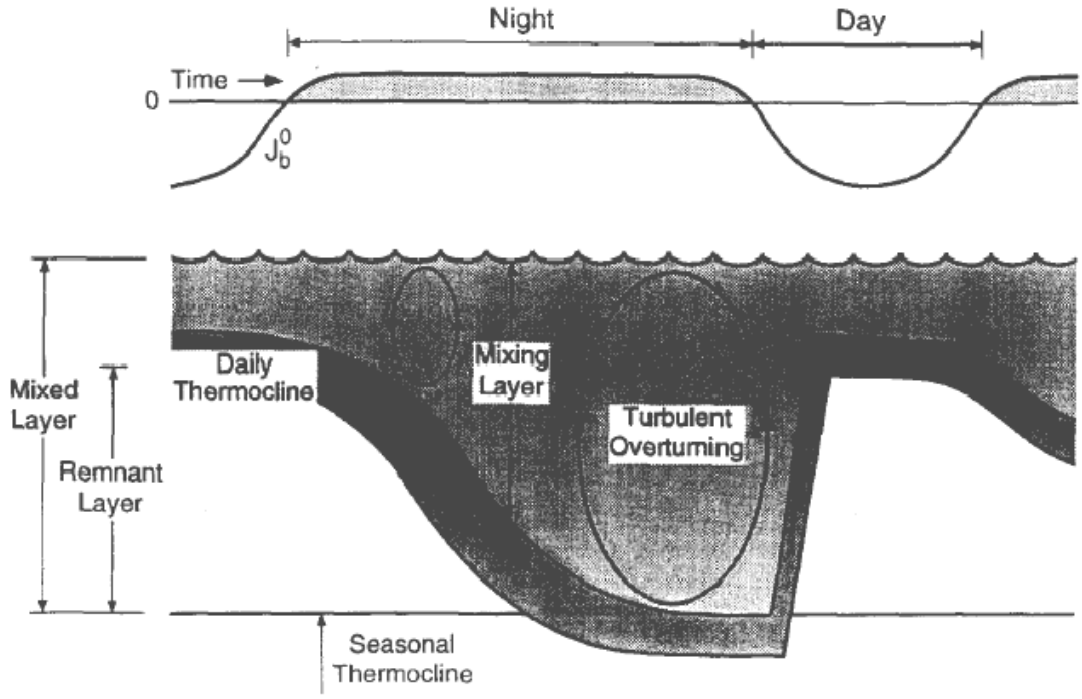


Fig.2.5 diagramme illustrant les profondeurs typiques d'un cycle diurne (Brainerd and Gregg, 1995).

II.3- Processus physiques à l'origine de la variabilité de la couche de mélange

II.3.1- Profondeur de la couche de mélange

La stratification à la surface de l'océan provient essentiellement de l'énergie solaire, modulée par l'action du vent, tandis que le mélange turbulent a tendance à la détruire. Ces deux processus gouvernent le développement ou la destruction de la ML.

Dans cette section, les processus physiques à l'origine de la variabilité de l'épaisseur de la ML sont exposés en utilisant les équations du modèle intégral (Niiler, 1975). Comme structure de la couche de mélange, nous supposons un modèle en couches dont la structure verticale est illustrée figure 2.6. Le courant est supposé constant dans la ML. Ce modèle est le plus simple des modèles intégraux. Les quantités physiques considérées sont fonction du temps et de l'espace.

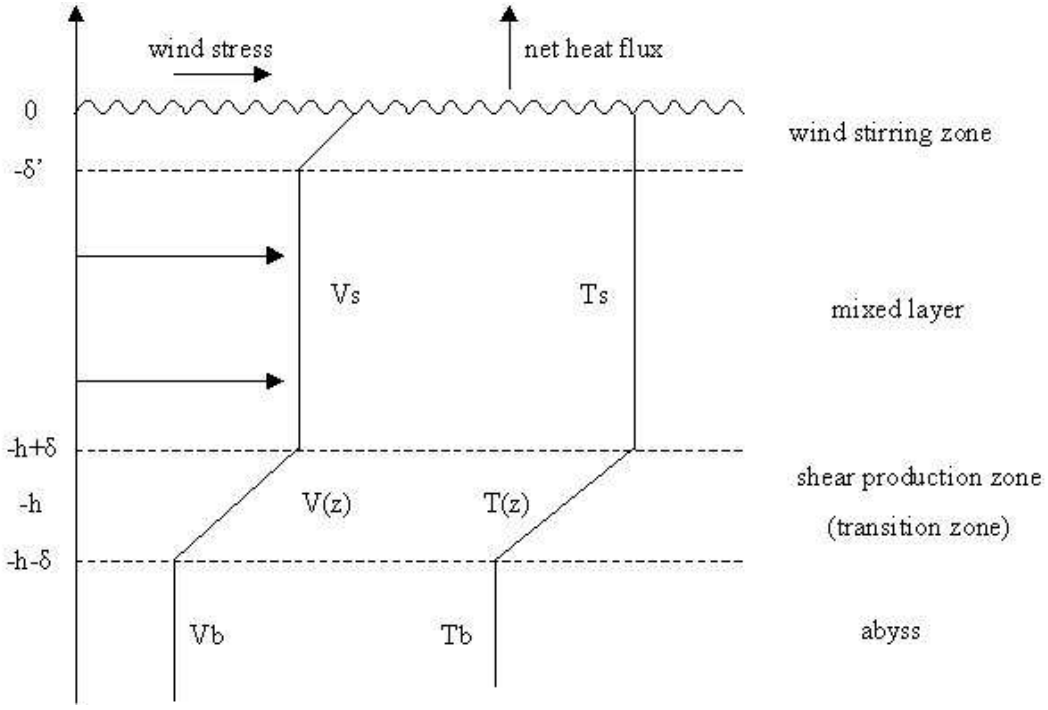


Fig.2.6 Schéma de la structure verticale de la couche de mélange (Hanwa and Toba, 1981).

La température et la profondeur de la couche de mélange sont T et h. La vitesse Vs est supposée constante dans la ML excepté dans la couche de transition de

profondeur δ' influencée par le vent. Sous la ML, nous supposons une couche de transition d'épaisseur 2δ où la température et la vitesse horizontale diminuent abruptement pour atteindre les valeurs de la couche inférieure, respectivement T_b et V_b. Cette couche de transition est considérée comme la couche d'entraînement où le fluide très turbulent de la ML entraîne du fluide moins turbulent de la couche inférieure.

Le flux de chaleur vertical à la base de la ML s'exprime en fonction de la vitesse d'entraînement w_e (mouvement en fonction du temps de la base de la couche de mélange) et de la vitesse verticale à la base de la ML w_{-h}. La position de la base de la ML est alors spécifiée par :

$$\frac{d(-h)}{dt} = w\big|_{-h} + w_e \qquad (1)$$

En appliquant cette formule en haut et en bas de la couche de transition, et en utilisant l'équation de conservation de continuité, la relation devient :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \underbrace{w_e}_{ps1D} \underbrace{- h\nabla.V_s - V_s.\nabla h}_{ps3D} \qquad (2)$$

Les différents processus mis en jeu dans ces équations sont schématisés dans la figure 2.7

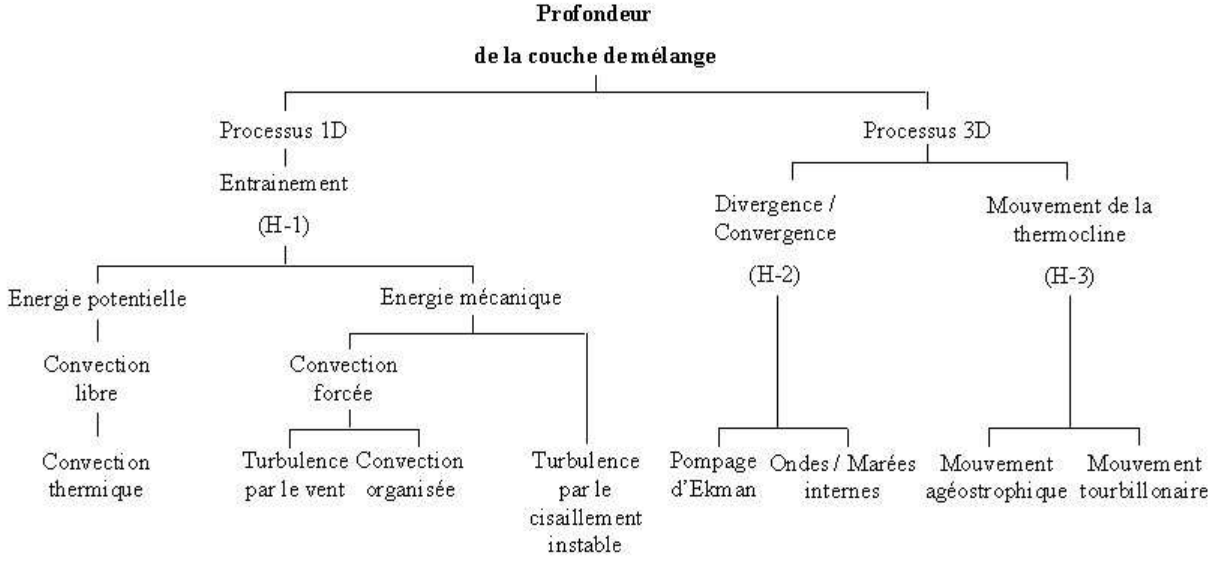


Fig.2.7 classification des processus à l'origine de la profondeur de la couche de mélange (d'après Hanawa and Toba, 1981). Les nombres entre parenthèses correspondent aux termes de l'équation (2).

Dans l'équation (2) de l'épaisseur de la ML, le premier terme du membre de droite est le terme d'entraînement dû au mouvement temporel de la profondeur de la couche de mélange, processus unidimensionnel. Il y a deux sources d'énergie qui induisent les mouvements turbulents et l'entraînement à la base de la ML. Le premier est l'apport d'énergie potentielle, le second l'apport d'énergie cinétique. Le premier est à l'origine de la convection thermique dite libre. Le second peut se manifester sous deux formes : la turbulence d'une part et le cisaillement du courant moyen d'autre part. La transformation de l'énergie cinétique en turbulence peut ensuite provenir de deux sources : la turbulence directement associée au vent à la surface ou celle due à la circulation de Langmuir. Le flux d'énergie qui arrive dans le flux moyen inclut le courant d'Ekman et les oscillations inertielles qui produisent de l'entraînement en raison du cisaillement à la base de la ML.

Le second terme, tridimensionnel, représente l'effet de la non-homogénéité de la vitesse du courant (convergence/divergence). Il est causé par la divergence/convergence d'Ekman résultant de l'irrégularité de la tension de vent et du déplacement vertical de la thermocline dû aux ondes internes et aux marées internes diurnes et semi-diurnes.

Le troisième terme, lui aussi tridimensionnel, indique l'effet du mouvement de la profondeur de la thermocline.

Au-delà de cette classification, il convient de noter que ces processus dépendent des échelles de temps et d'espace considérées, des zones océaniques et de la saison. Dans le cas qui nous préoccupe, c'est-à-dire l'océan Atlantique équatorial, aux échelles de quelques jours et de la dizaine de kilomètres, et dans le cadre d'une étude numérique à l'aide d'un modèle de circulation générale, certains processus sont à ajouter, en particulier la diffusion verticale, alors que d'autres sont négligeables, comme par exemple le déferlement des vagues. De plus, la convection n'est pas explicitement calculée mais paramétrée dans le coefficient de diffusion verticale.

La turbulence, paramétrée par le terme de diffusion verticale de température, primordial dans cette étude, présente des particularités dans les régions équatoriales. En effet, la turbulence est une composante essentielle de l'équilibre dans l'océan équatorial supérieur, car contrairement à l'équilibre géostrophique des hautes latitudes, l'EUC doit être équilibré par la friction (Wang and Muller, 2002). Une intense turbulence se produit dans les zones de forts cisaillements au-dessus du cœur de l'EUC. Près de la surface,

une couche de mélange convective nocturne couple la zone profonde stratifiée de l'océan avec l'atmosphère. Ce couplage apparaît essentiel à la dynamique équatoriale (Peters et al, 1988a). Le caractère cisaillé et stratifié de l'EUC a d'importantes implications pour la ML au-dessus de ce courant. La ML est une zone très faiblement stratifiée et turbulente au-dessus d'une région turbulente hautement stratifiée. Cela contraste avec les conditions typiques des hautes latitudes où la thermocline est nettement plus laminaire. Cette distinction entre l'équateur et les hautes latitudes n'est pas absolue car il peut aussi se trouver une couche de transition stratifiée et turbulente sous la ML aux plus hautes latitudes. Cependant, cette zone de transition est entièrement forcée par des processus de la ML, tandis qu'à l'équateur, la zone stratifiée, turbulente, est liée au cisaillement moyen de grande échelle. Le mélange turbulent dans cette zone de cisaillement au-dessus du cœur de l'EUC peut produire un important flux de chaleur diapycnal, comme l'ont mesuré par exemple Peters et al (1989).

II.3.2- Température de la couche de mélange

Le principal objectif de ce travail est de comprendre comment les processus océaniques et les flux atmosphériques font varier la SST. Le bilan de chaleur de la couche de mélange permet cette étude. Cette approche a déjà été utilisée, par exemple pour étudier la SST dans le Pacifique tropical pendant les évènements El Niño (Vialard et al, 2001) ou encore les contributions de la variabilité intrasaisonnière de la SST dans l'océan Indien (Duvel et al, 2004). Ici, l'équation de température de la couche de mélange (sorties à 5 jours) est décomposée ainsi :

$$\partial_t \langle T \rangle = \underbrace{\langle -\bar{u}.\partial_x \bar{T} \rangle}_{a} + \underbrace{\langle -\bar{v}.\partial_y \bar{T} \rangle}_{b} - \underbrace{\langle \overline{u'\partial_x T'} \rangle - \langle \overline{v'\partial_y T'} \rangle + \langle D_l \rangle}_{c}$$
$$\underbrace{-\frac{\left(K_z \partial_z T\right)_{(z=-h)}}{h} - \frac{1}{h}\left(\partial_t h + w_{(z=-h)}\right)\left(\langle T \rangle - T_{(z=-h)}\right)}_{d}$$
$$\underbrace{+\frac{Q^* + Q_s\left(1 - f_{(z=-h)}\right)}{\rho_0 C_p h}}_{e} + \underbrace{\langle \left(T - \langle T \rangle\right)\partial_z w \rangle}_{res}$$

avec

$$\langle \bullet \rangle = \frac{1}{h} \int_{-h}^{0} \bullet \, dz$$

T est la température; u, v et w sont respectivement les composantes zonale, méridienne et verticale du courant; K_z est le coefficient de mélange vertical pour les traceurs ; h est la profondeur de la couche de mélange ; et D_l la diffusion latérale. Le dernier terme (e) correspond au forçage atmosphérique, Q_s et Q* sont respectivement les composantes solaire et non-solaire du flux total, et f (z = -h) est la fraction du rayonnement solaire qui atteint la profondeur de la couche de mélange h. Les <.> représentent l'intégration verticale entre la surface et la profondeur de la couche de mélange. Puisque ce sont des moyennes à 5 jours (sorties du modèle), les corrélations croisées s'annulent.

Afin d'interpréter les termes d'advection horizontale, nous avons séparé les effets des hautes et basses fréquences. Cette décomposition nous permet d'isoler l'effet de l'advection des gradients moyens de température par les courants moyens (que l'ont définit par une période supérieure à 35 jours) de l'effet des structures tourbillonnaires à petites échelles temporelles et spatiales. Cela permet en outre de traiter séparément les advections zonale et méridienne pour les advections basse fréquence. Pour séparer les advections horizontales haute et basse fréquences, la température et les courants sont d'abord filtrés grâce à un filtre de Hanning à 35 jours (notés avec une barre) puis intégrés sur la couche de mélange (termes (a) et (b) dans l'équation 1). La somme des advections haute fréquence (notées avec une apostrophe, les deux premiers termes de (c) dans l'équation 1) est ensuite obtenue par soustraction des advections totales et des advections basse fréquence calculées précédemment. Notons que le résultat ne dépend que très faiblement de la période choisie pour le filtre (dans l'intervalle 20-50 jours).

Cette décomposition permet ainsi de dissocier les 5 contributions à l'évolution de la SST : les advections zonale (a) et méridienne (b) par les courants basse fréquence, l'effet de la haute fréquence (« eddies ») auquel est ajouté la diffusion latérale (c), les effets de la subsurface (regroupant le mélange turbulent, l'entraînement à la base de la couche de mélange, et l'advection verticale) (d), le forçage atmosphérique (e) et un résidu (res) qui a été vérifié comme étant négligeable (trois ordres de grandeur inférieur aux autres termes) car la température dans la couche de mélange est très proche de sa moyenne dans la couche de mélange. Ce résidu ne sera donc plus considéré dans la

suite. Dans l'Atlantique tropical, sous le nom d' « eddies », nous incluons les fluctuations du courant du Brésil, les ondes tropicales d'instabilités et l'activité ondulatoire équatoriale intrasaisonnière. Cependant, ce sont les TIWs qui contribuent principalement au terme d'eddies dans la bande équatoriale, en accord avec de précédentes études dans le Pacifique (Menkes et al., 2005). Le terme dominant de la subsurface est la diffusion verticale à la base de la couche de mélange, avec un faible rôle de l'upwelling. Ceci est dû au calcul de l'équation de température intégrée sur une couche de mélange qui varie à la fois dans le temps et dans l'espace, différemment à un bilan de chaleur moyenné dans une couche de mélange de profondeur constante où le terme d'advection verticale est bien supérieur au terme de diffusion verticale.

De plus, il est absolument nécessaire d'intégrer d'abord sur la verticale avant de faire la moyenne sur le pas de temps car la profondeur de la couche de mélange est hautement variable dans le temps et peut donc engendrer des erreurs de calcul dans le cas où on intégrerait sur une profondeur de couche de mélange moyenne. Une comparaison entre les bilans de chaleur calculés on-line et off-line est montrée dans le chapitre 4.

Dans les sections suivantes, nous allons détailler les différents forçages importants pour la variabilité de la couche de mélange en Atlantique tropical : le forçage par les flux de chaleur atmosphériques, les échanges d'eau douce et la quantité de mouvement.

II.3.3- Les flux air-mer

Comme exposé précédemment, la couche de mélange océanique est le lieu d'échanges des différents flux entre l'atmosphère et l'océan intérieur. Tous ces flux agissent à la fois sur la température et sur la profondeur de la couche de mélange et doivent être précisément décrits dans la région qui nous intéresse.

La combinaison des flux de chaleur et d'eau douce est le flux de flottabilité, flux particulièrement important pour la stratification des couches superficielles de l'océan et donc pour la profondeur de la couche de mélange. Il influence directement la densité de surface.

Le flux de flottabilité, B, est la quantité de poids par unité de volume (-gρ), et est donné par :

$$B=C_p^{-1}g\alpha Q+g\beta(E-P)S\rho$$

où Q est le flux net de chaleur, E le taux d'évaporation, P celui de précipitation, C_p la chaleur spécifique de l'eau de mer, S la salinité de surface, α le coefficient d'expansion thermique de l'eau de mer à la surface, β le coefficient correspondant pour la salinité et ρ la densité de l'eau de mer à la surface. Une expression alternative est donnée par :

$$B= C_p^{-1}g\alpha(Q_B+Q_S-Q_I)-g\beta SP\rho+g(C_p^{-1}\ \alpha\ L_V+\beta S)E\rho$$

Cette expression montre que l'évaporation diminue la flottabilité tant par le refroidissement que par l'augmentation de la salinité en résultant. Des restratifications et des approfondissements de la ML se produisent par régime de vents faibles quand l'effet stabilisant du flux de flottabilité est grand comparé à l'énergie mécanique de mélange. Un flux positif d'eau douce et un flux positif de chaleur peuvent tous les deux contribuer à un flux de flottabilité positif et donc stabiliser la ML. Quand le flux de flottabilité est négatif à la surface, la ML est déstabilisée et déclenche un mélange convectif qui est limité en profondeur par la stratification de subsurface. Ces processus physiques sont ceux associés aux bilan de chaleur et sel locaux et unidimensionnels.

Le transfert de la quantité de mouvement à l'océan s'effectue par le vent. Cet échange de quantité de mouvement est à l'origine des vagues, de la houle (effet non pris en compte dans notre étude). Ces derniers se propagent dans la couche de mélange par l'intermédiaire de la diffusion verticale turbulente. La variabilité spatio-temporelle de la tension de vent en Atlantique tropical a été décrite dans le chapitre 1.

La température et l'épaisseur de la couche de mélange sont donc affectées par tous les flux locaux air-mer de chaleur, d'eau douce et de quantité de mouvement. Le nombre de Richardson, ratio du degré de stratification stabilisante et du degré de turbulence et de mélange dû au cisaillement de courants, permet d'évaluer la stabilité de la couche. La profondeur de la ML alors est déterminée par une condition de stabilité sur le nombre de Richardson. Quand le cisaillement vertical des courants à la base de la couche de mélange est grand par rapport à la stratification, le mélange se produit, et la couche de surface va s approfondir jusqu'à ce qu il y ait un équilibre entre l'énergie mécanique de mélange et l'apport de flottabilité à la surface. Pendant ce mélange, le

fluide des couches plus profondes est entraîné et mélangé à l'intérieur de la ML. Ce mélange produit ainsi un processus qui peut incorporer de la chaleur et du sel du dessous dans la ML. Quand la stratification à la base de la ML est trop faible pour soutenir le cisaillement, la ML s'approfondit par mélange turbulent et ainsi relayer les instabilités. La ML peut aussi s'approfondir si les conditions hydrostatiques ne sont pas remplies. Dans ce cas, un refroidissement de surface suffisant ou de l'évaporation va conduire à de la convection turbulente et à un approfondissement de la ML. Quand le flux de flottabilité de surface fournit un excès de flottabilité à la ML, la stratification et la stabilité à la base de la ML augmentent, inhibant ainsi l'approfondissement de la ML.

II.4- Conclusion

Il y a donc trois façons dont la MLD peut affecter la SST pour le même flux de chaleur de surface :

1) changer la MLD change sa capacité de chaleur, donc pour un même flux de chaleur de surface, une MLD mince va générer des changements de température plus rapidement qu'une MLD plus profonde ;

2) la radiation solaire est une fonction de la profondeur et du flux radiatif qui traverse le bas de la ML, donc le chauffage radiatif est réduit quand la ML s'amincit ;

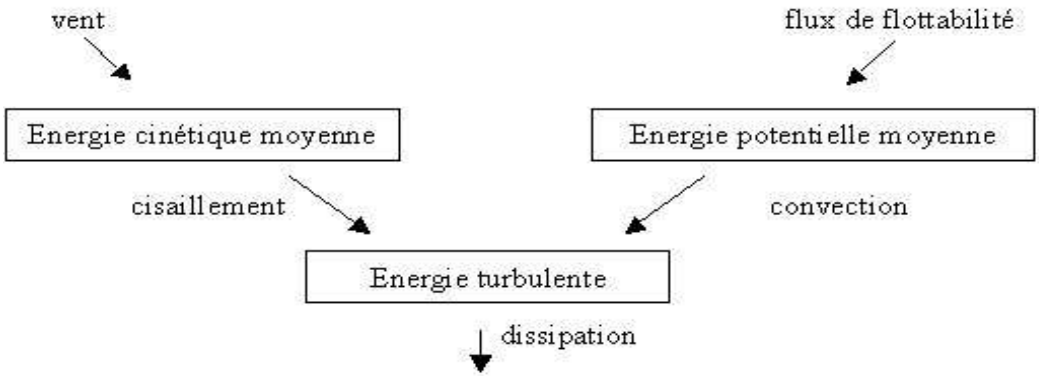
3) une ML s'approfondissant va éventuellement entraîner de l'eau froide de la thermocline en refroidissant donc la SST.

Ravindran et al (1999) ont proposé une approche numérique où l'évolution de la ML est due à la fois aux changements d'énergie potentielle et cinétique. Ils proposent deux processus par lesquels les changements de l'énergie potentielle sont associés au mélange :

- le changement de l'énergie potentielle associé un mélange interne à l'intérieur de la ML. Il tient compte de l'énergie cinétique turbulente nécessaire pour supprimer la stratification développée en surface ;

- le changement de l'énergie potentielle associé au mélange interne de la couche d'entraînement, résultant en la suppression de la stratification associée à la distribution linéaire de la densité et de la stratification additionnelle causée par l'absorption de la radiation solaire dans la ML.

Ces conversions d'énergie peuvent aussi être schématisées de la façon suivante (d'après Klein, 1980) :



Les quantités turbulentes les plus intéressantes, i.e. le taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente et les flux verticaux turbulents de chaleur et de masse, ne peuvent être mesurées directement mais peuvent être appréhendées via les mesures de gradient vertical de température et des composantes horizontales du courant. De telles mesures ont révélé que la dissipation turbulente est bien plus importante près de l'équateur que dans les latitudes extra équatoriales, et est forte même sous le cœur de l'EUC (Gregg, 1976 ; Gregg and Stanford, 1980 ; Gargett and Osborn, 1981). Cela peut s'expliquer par les forts cisaillements verticaux et horizontaux entre les courants équatoriaux. Ces résultats ont été utilisés pour paramétrer le mélange turbulent de moment et de chaleur en terme de nombre de Richardson (Moum and Caldwell, 1985 ; Peters et al, 1988b).

Dans la suite, après avoir présenté les modèles utilisés (dont le schéma de paramétrisation de la diffusion turbulente, chapitre 3), nous utiliserons l'équation de température de la couche de mélange pour examiner le cycle saisonnier (chapitre 4) de la SST puis sa variabilité interannuelle (chapitre 5) dans l'océan Atlantique équatorial. Quelques résultats préliminaires concernant les échanges de chaleur entre la thermocline et la couche de mélange seront abordés dans l'annexe 1.

Chapitre 3 : Modèles utilisés et validation

III.1- Introduction

Dans ce travail, nous avons utilisé plusieurs configurations du modèle de circulation océanique OPA (Océan Parallélisé, Madec et al, 1998). Ces configurations diffèrent au niveau de la résolution (horizontale et verticale) et du forçage atmosphérique. Dans cette thèse, trois configurations différentes ont été utilisées: CLIPPER, ORCA05 et ORCA2. La première configuration, forcée par des flux de chaleur prescrits, a été choisie pour sa haute résolution horizontale (1/6°x1/6°) qui permet d'évaluer plus précisément le rôle des petites échelles spatiales dans l'évolution de la SST (cf chapitre 4). Nous avons ensuite choisi la configuration ORCA05 dont les flux de chaleur sont exprimés grâce aux bulk formulae pour traiter la variabilité interannuelle sur la période 1992-2000, et étudier les forts liens entre la SST et les flux atmosphériques, en particulier le flux de chaleur latente (chapitre 5). Enfin, l'étude précise des processus verticaux nécessitait une configuration à forte résolution verticale, à coût raisonnable, ce qui a motivé notre choix pour la configuration ORCA2 à 300 niveaux verticaux. Cette dernière configuration et les résultats obtenus sont présentés en annexe 1.

III.2- Le modèle OPA et ses configurations

III.2.1- Généralités

OPA est un modèle aux équations primitives (équations de Navier-Stokes) de la circulation océanique régionale et globale développé au LOCEAN (Madec et al, 1998). Les équations qui décrivent l'océan sont obtenues par les équations primitives complétées par les équations d'état non linéaires qui couplent température et salinité au champ de vitesse du fluide, et des hypothèses issues de considérations d'échelles : approximation de la terre sphérique, approximation des eaux peu profondes, hypothèse de fermeture turbulente, hypothèse hydrostatique pour le calcul de la pression, hypothèse d'incompressibilité pour l'équation de continuité et approximation de

Boussinesq consistant à éliminer les fluctuations de la densité dans le terme de gravité. Compte tenu de ces hypothèses et approximations, le système d'équations est composé du bilan de quantité de mouvement, de l'équilibre hydrostatique, de l'incompressibilité, de la conservation de la température et de la salinité, et d'une équation d'état. Les variables pronostiques sont le champ tridimensionnel de vitesse et les caractéristiques thermohaline de l'eau de mer. La distribution des variables se fait sur une grille C d'Arakawa tridimensionnelle utilisant des niveaux z. Différents choix sont proposés pour décrire la physique océanique, incluant notamment une fermeture turbulente d'ordre 1.5 pour le mélange vertical. OPA est interfacé avec un modèle de glace de mer, un modèle de traceur passif et, via le coupleur OASIS (Terray, 1994), à plusieurs modèles de circulation générale atmosphérique.

III.2.2- Diffusion

La discrétisation spatio-temporelle utilisée pour résoudre ces équations représente une limite forte interdisant la représentation explicite de l'ensemble des processus de taille inférieure à la maille. L'effet des mouvements de plus petites échelles (qui proviennent des termes non-linéaires des équations de Navier-Stokes) doit être représenté. En suivant l'hypothèse de fermeture turbulente, il est possible d'exprimer ces flux turbulents en fonction des variables grandes échelles. On suppose que les flux turbulents dépendent linéairement des gradients de grande échelle. Compte tenu de la forte anisotropie des mouvements océaniques, la paramétrisation des flux horizontaux et verticaux est traitée séparément.

Dans nos configurations, les termes de diffusion horizontale sont exprimés différemment pour les traceurs et pour la vitesse. Pour les traceurs, la paramétrisation proposée par Gent and McWilliams (1990) est utilisée. Cette paramétrisation a pour effet de réduire l'énergie potentielle moyenne de l'océan. Le terme de diffusion s'exprime alors comme la somme d'un terme diffusif (sous la forme d'un laplacien à travers les isopycnes) et d'un terme advectif. Pour la vitesse, en revanche, le terme de diffusion agit au travers des surfaces géopotentielles et sa formulation se fait en fonction de la divergence du champ de vitesse horizontale et de la vorticité relative.

Pour la diffusion verticale, c'est le schéma de paramétrisation TKE (Turbulent Kinetic Energy) qui est utilisé (Blanke et Delecluse, 1993). Le principales sources de turbulence verticale (déferlement d'ondes internes, mélange vertical, échange de quantité de mouvement et de chaleur à l'interface air-mer, etc.) ont des longueurs caractéristiques bien inférieures à la résolution du modèle. Ces flux turbulents sont particulièrement vigoureux dans la couche de mélange océanique comme on l'a vu dans le chapitre précédent. Ces processus non explicitement résolus sont capitaux pour la dynamique de la ML et nécessitent une paramétrisation adaptée. Les flux paramétrés dépendent linéairement des gradients verticaux locaux des variables grande échelle, par analogie avec la diffusion moléculaire. La paramétrisation des flux turbulents s'exprime pour la vitesse, la température et la salinité en fonction des gradients verticaux de la vitesse, de la température, de la salinité et des coefficients de viscosité et diffusion turbulente qui sont calculés en utilisant le modèle de fermeture turbulente TKE (Blanke and Delecluse, 1993) d'ordre 1.5, fondé sur l'équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente. L'évolution temporelle de l'énergie cinétique s'exprime à l'aide des coefficients de diffusion de l'énergie, de la quantité de mouvement et des traceurs. Les coefficients de viscosité et de diffusion turbulentes sont estimés comme le produit d'une vitesse turbulente et d'une longueur caractéristique. Afin d'éliminer les instabilités numériques associées à une diffusion verticale trop faible, une valeur seuil est imposée pour ces coefficients.

Dans les écoulements océaniques, des instabilités hydrostatiques (nombre de Brünt-Vaisälä négatif) peuvent apparaître. Ces instabilités vont engendrer une convection verticale qui rétablit l'équilibre hydrostatique. Dans un modèle hydrostatique, ces instabilités ne peuvent pas se dissiper. Bien que le schéma TKE prenne en compte la stabilité de la stratification dans le calcul de la viscosité et de la diffusion turbulente par l'intermédiaire de la fréquence de Brünt-Vaisälä, le schéma TKE se révèle inefficace à fournir des coefficients suffisamment élevés pour dissiper ce type d'instabilité et homogénéiser la colonne d'eau. Pour paramétrer la convection, les coefficients de viscosité et de diffusion turbulente sont spécifiés à une valeur très grande ($1\ m^2.s^{-1}$ dans CLIPPER et dans ORCA05) lorsque la fréquence de Brünt-Vaisälä est négative, c'est-à-dire dans les régions où la stratification est instable.

III.2.3- Conditions aux limites

Les conditions aux frontières verticales sont définies par deux surfaces, z=-H(i,j) et z=η(i,j,t), où H est la profondeur de l'océan et η la hauteur de la surface de la mer. H et η sont exprimés par rapport à une surface de référence, z=0, choisie comme surface moyenne. A travers ces deux surfaces, l'océan peut échanger des flux de chaleur, d'eau douce, de sel et de moment avec la terre solide, les surfaces continentales, la glace de mer et l'atmosphère. Le principal flux entre les surfaces continentales et l'océan est l'échange d'eau douce à travers le ruissellement (UNESCO, 1996). De tels échanges modifient localement la salinité de surface de la mer (SSS), en particulier à proximité de l'embouchure des grands fleuves, comme l'Amazone, le Niger et le Congo autour de l'Atlantique tropical. Les échanges de température et sel entre l'océan et la terre sont très faibles, et négligés dans le modèle. En revanche, les frontières solides imposent des conditions sur la quantité de mouvement : la vitesse normale aux fonds et aux côtes doit être nulle, et il faut paramétrer le frottement en terme de flux turbulents. Les échanges océan-atmosphère conduisent à une condition de surface cinématique ajoutée au bilan d'eau douce (précipitation – bilan d'évaporation : P+R-E). A l'interface air-mer, ces conditions aux frontières imposent donc les valeurs des flux de moment, de sel et de température en z=0. De plus, à la surface, les flux de chaleur et d'eau douce sont prescrits comme conditions limites du flux vertical turbulent sur la température et la salinité. Dans les configurations utilisées ici, le flux solaire pénètre dans les premiers mètres de l'océan selon le formalisme de Paulson and Simpson (1977). L'irradiance, I, est alors formulée de manière à inclure des coefficients d'extinction :

$$I(z) = Q_{sr}\left[\mathrm{Re}^{-z/\xi_1} + (1-R)e^{-z/\xi_2} \right], \xi_1 = 0.35m, \xi_2 = 23m, R = 0.58$$

où Q_{sr} est la partie pénétrante du flux de surface ; ξ_1 et ξ_2 sont deux longueurs d'extinction, et R détermine la relative contribution des deux termes. Ces longueurs sont déterminées en fonction de la turbidité de l'eau et paramètrent l'absorption des radiations solaires à grandes longueurs d'ondes d'une part et la pénétration des lumières verte et bleue d'autre part. La condition de surface de la diffusion verticale est alors formulée de manière à ne prendre en compte que la partie non pénétrante du flux de surface.

III.2.4- Les différentes configurations

a) CLIPPER

La grille horizontale de la configuration CLIPPER possède une maille de 1/6° de type Mercator. La maille ainsi définie est minimale aux plus hautes latitudes et s'élargit en allant vers l'équateur. La grille horizontale couvre une région allant de 98.5°W à 30°E et de 75°S à 70°N. La résolution verticale est de 43 niveaux. Les écarts entre deux niveaux sont quasiment constants et égaux à une dizaine de mètres près de la surface, et augmentent ensuite rapidement pour atteindre des valeurs de l'ordre de 200m au fond.

Initialisée avec la climatologie de Reynaud et al (1998), la simulation débute en 1990, et se poursuit jusqu'en 2000 après 3 ans de spin-up.

Le critère de profondeur de couche de mélange est défini en gradient de densité, avec une valeur seuil de 0.05 kg.m-³.

Pour la simulation CLIPPER, les flux de chaleur atmosphériques qui servent à forcer le modèle sont issus des ré-analyses journalières ERA15 du Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme (ECMWF). Ces dernières présentent l'avantage de constituer un jeu de données homogène et cohérent, et couvrent les années 1979 à 1993. Pour les années 1994 à 2000, ce sont les analyses journalières ECMWF qui ont servi (ERA40). La tension de vent est issue des données hebdomadaires du satellite ERS. En mode forcé, un rappel est appliqué aux flux de chaleur de surface Q_0 (Madec et Delecluse, 1997) et d'eau douce EMP :

$$Q = Q_0 + {dQ}/{dT}\,(T - SST)$$

$$EMP = EMP_0 + \gamma_s^{-1}\,{(S - SSS)}/{S}$$

où SST et SSS sont les champs de température et salinité observés (ici Reynolds and Smith (1994) pour la température), T et S sont les température et salinité de la couche de surface océanique du modèle. dQ/dT est un coefficient de rétroaction négative, usuellement égal à –40W/m²/°K ; pour une couche de mélange profonde de 50m, cette valeur correspond à un temps de relaxation de deux mois, ce terme assure que T est parfaitement égal à la SST quand Q égal Q_0. EMP_0 est un flux net de surface d'eau douce et γ_S est un coefficient de rétroaction négative, choisi de manière à ce que le temps associé soit identique pour T et S.

Une paramétrisation originale a été rajoutée au niveau de la diffusion verticale de moment pour améliorer la simulation de la structure et la vitesse de l'EUC, en particulier dans la partie Est du bassin Atlantique (Michel et Treguier, 2002). Ce terme additionnel de mélange peut être justifié par l'absence d'instabilités inertielles dans le modèle qui ne peuvent être résolues avec cette résolution (Arhan et al, 2006).

b) ORCA05

ORCA05 est une simulation globale au 0.5x0.5° sur une grille Mercator. La résolution verticale varie de 10m dans les 120 premiers mètres jusqu'à 500m au fond, avec 30 niveaux verticaux en z.

Le modèle est initialisé au repos avec les champs climatologiques de janvier de Levitus (1998) en température et sel. Le spin-up dure 3 ans en utilisant les champs de forçage calculés avec un run climatologique sur la période 1992-2000.

Dans ORCA05, comme dans CLIPPER, la profondeur de la couche de mélange est définie avec un critère en gradient de densité, mais avec une valeur seuil de 0.01 $kg.m^{-3}$.

Les conditions de surface de quantité de mouvement sont données par la tension de vent hebdomadaire ERS1-2 interpolée quotidiennement. Contrairement à la simulation forcée CLIPPER, les flux de chaleur solaire, infra-rouge et turbulents, et le flux turbulent d'évaporation sont calculés à partir d'une formulation semi-empirique, ou « bulk » (Timmermann et al, 2005) qui relie les flux à la SST (calculées par le modèle) et aux paramètres météorologiques (vitesse du vent à 10m, température de surface de l'air, humidité relative et couverture nuageuse). Le flux net de surface (Q) s'exprime comme la somme de la radiation solaire (Q_{SW}), de la radiation infrarouge (Q_{LW}), et des flux de chaleur latente (Q_{lat}) et sensible (Q_{sen}) (He et al, 1997) :

$$Q=Q_{SW}-Q_{LW}-Q_{lat}-Q_{sen}$$

$$Q_{lat}=\rho_a C_E L U(q_S-q)$$

$$Q_{sen}=\rho_a C_p C_H U(T_S-T_a)$$

La vitesse du vent (U) quotidienne est donnée par l'interpolation de la vitesse du vent hebdomadaire d'ERS1-2. La température quotidienne de l'air à 2m (T_a) est extraite des ré-analyses NCEP[1] (Kalnay et al, 1996). Pour l'humidité spécifique (q) et la

[1] NCEP : National Center for Environmental Prediction

couverture nuageuse, on utilise les climatologies mensuelles de respectivement Trenberth et al (1989) et Berliand et Strokina (1980). Les limitations inhérentes à l'utilisation de climatologies mensuelles seront discutées dans le chapitre 5 (Peter et al, 2007). Les données de précipitation proviennent du produit CMAP (Climate Prediction Center Merged Analysis of Precipitation, Xie and Arkin, 1996). Un terme de rappel à Levitus (1998) en SSS est appliqué au bilan d'eau douce, avec un temps de relaxation de deux mois pour une couche de mélange épaisse de 50m.

Une troisième configuration, ORCA2, a été utilisée avec deux expériences jumelles : la première avec 30 niveaux verticaux (SRES) et la seconde avec 300 niveaux verticaux (HRES). Cette dernière configuration et les résultats obtenus sont présentés en annexe 1.

Le tableau 3.1 récapitule les résolutions et forçages pour les différentes configurations.

		CLIPPER	**ORCA05**	**HRES**	**SRES**
résolution horizontale		1/6°	1/2°	2°	2°
résolution verticale	nbr niveaux	43	30	300	30
	prof. du 1er niveau	12	10	1	10
	nbr niveaux sous 100m	8	10	100	10
forçage	flux de chaleur	ECMWF	bulk	ECMWF	ECMWF
	tension de vent	ERS	ERS	ECMWF	ECMWF
critère MLD (gradient de densité)		0,05	0,01	0,01	0,01

Tabl.3.1 récapitulatif des caractéristiques de résolution, forçage atmosphérique et critère de couche de mélange pour quatre configurations différentes du modèle OPA.

III.3- Validations et données

III.3.1- Données utilisées

Pour valider les sorties de modèles, plusieurs jeux de données ont été utilisés :

- Les courants de Bonjean et Lagerloef (2002)

Les courants de surface de Bonjean and Lagerloef (2002) –BL- sont calculés à partir des données altimétriques des satellites Topex/Poséidon[1] (Lagerloef et al, 1999) et JASON[2], des vecteurs vents des satellites SSM/I[3] (Special Sensor Microwave/Imager, Atlas et al, 1996) et QuickSCAT[4] et de la SST Reynolds. Le modèle diagnostique est dérivé de la physique linéaire de la circulation de surface et permet l'estimation directe du courant dans la couche 0-30m. La méthode a été ajustée et validée dans le Pacifique tropical, puis étendue au bassin tropical Atlantique d'octobre 1992 à décembre 2000. Le cas particulier de la bande équatoriale est traité séparément grâce à des développements en polynômes.

- Les campagnes en mer Equalant

Dans le contexte de CLIVAR, les campagnes à la mer Equalant font parties du programme français ECLAT (Etudes Climatiques dans l'Atlantique Tropical), et consistent en la réalisation de cinq sections méridiennes de 6°S à 6°N à travers l'Atlantique équatorial (Fig.3.2). L'un des principaux objectifs de ce programme est l'étude de la variabilité de la circulation océanique, ainsi que celle des interactions océan-atmosphère. Ces campagnes se sont déroulées en juillet-août 1999 dans les parties ouest et centrale du bassin (de 35°W à 10°W), et en juillet-août 2000 pour la partie est (de 10°W à 6°E). Pendant ces campagnes, 192 profils hydrologiques et LADCP ont été effectués entre la surface et le fond, ainsi que des mesures de traceurs. Des profils XBT et XCTD ont été obtenus toutes les 20' zonalement, et toutes les 15' méridionalement.

[1] Satellite Topex-Poséidon : http://www.jason.oceanobs.com/html/missions/tp/welcome_fr.html
[2] Satellite JASON : http://www.jason.oceanobs.com/html/missions/jason/satellite_fr.html
[3] Satellite SSM/I : http://www.ssmi.com/ssmi/ssmi_description.html
[4] Satellite QuickSCAT : http://www.ssmi.com/qscat/qscat_description.html

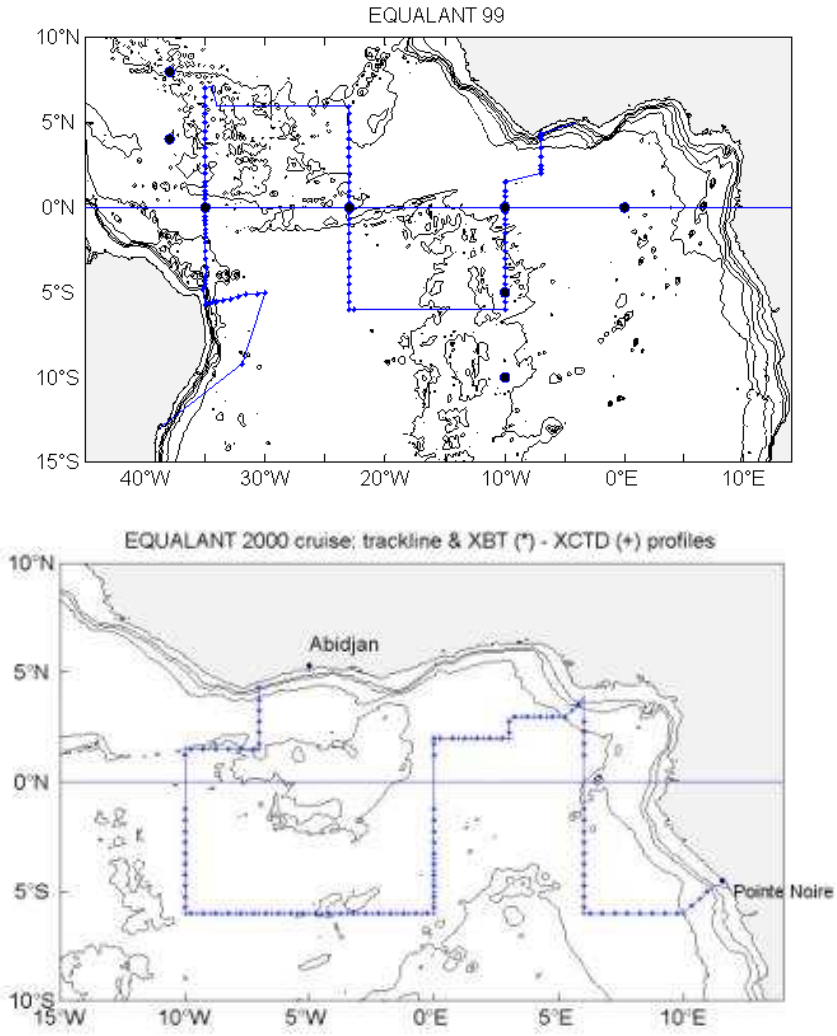


Fig.3.2 Tracé des campagnes EQUALANT 1999 et 2000

- Les mouillages PIRATA

PIRATA (Pilot Research Moored Array in the Tropical Atlantic) est un projet multinational (France, Brésil, USA) conçu au sein de CLIVAR (Fig.3.3). L'objectif de PIRATA est d'étudier les interactions océan-atmosphère dans l'Atlantique tropical, des échelles de temps saisonnière à interannuelle. Ce réseau de mesures est constitué de bouées équipées d'une station météorologique en surface (mesure de vent, température, humidité, précipitation et radiation solaire) et de capteurs de pression, température et de salinité entre la surface et 500m de profondeur (11 niveaux pour la température, 4 pour la salinité et 2 pour la pression). Les observations océaniques et météorologiques sont

transmises par satellite, à travers le système ARGOS, et sont disponibles en temps réel sur internet[1].

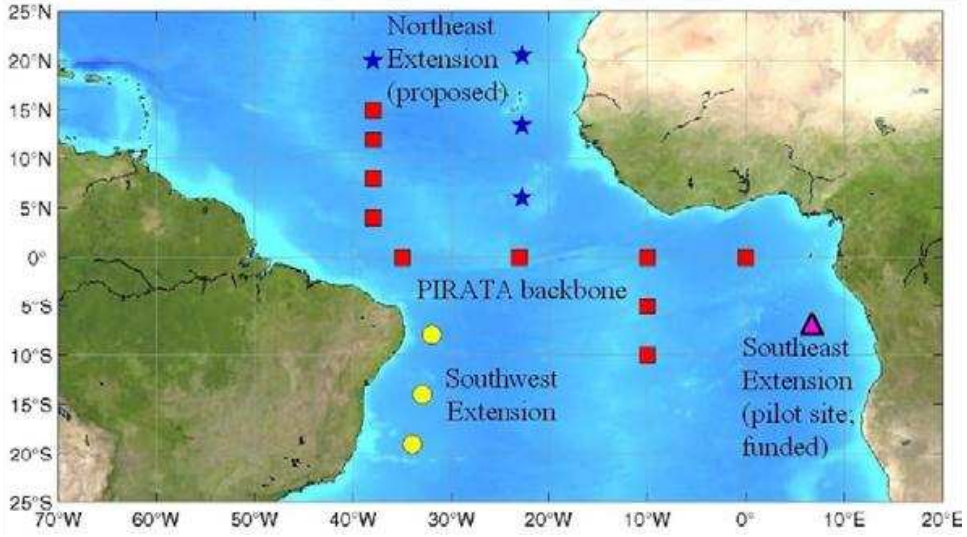


Fig.3.3 Répartition du réseau PIRATA prévu pour 2007.

- La base de données TAOSTA

Vauclair et du Penhoat (2001) ont construit une base de données grillées interannuelles à partir de toutes les observations de température de la mer disponibles de surface et subsurface de l'Atlantique tropical entre 1979 et 1999 (TAOSTA : Tropical Atlantic Ocean Subsurface Temperature Atlas). Ces données proviennent de sources variées : XBT, mesures de campagnes en mer, mouillages, et flotteurs profilants. Les données des mouillages PIRATA sont aussi incluses pour les deux dernières années. Les profils ont été interpolés sur les niveaux standards de Levitus. Les anomalies interannuelles ont été calculées en utilisant la climatologie mensuelle de Mayer et al (1998). Le domaine d'analyse s'étend de 70°W à 12°E, et de 30°S à 30°N, avec une résolution de 2x2°. La résolution temporelle est de 2 mois. Cette résolution spatiale ne permet toutefois pas de visualiser précisément la structure particulière des régions équatoriales, particulièrement dans le GG où les données sont peu nombreuses pendant cette période.

[1] www.pmel.noaa.gov/pirata/display.html

- Les altimètres Topex/Poseidon et JASON

Les anomalies de hauteur de mer sont déterminées à partir des données des satellites altimétriques Topex/Poséidon et Jason-1, corrigées des erreurs d'instrumentation (ionosphère, troposphère sèche et humide, biais électromagnétiques) et de géophysique (marées et baromètre inverse). La précision de la SLA est estimée à 3 ou 4cm pour une base de données sur une grille 1°x1° pour l'océan mondial, et les mesures s'étendent de 1992 à 2000. Dans cette étude, nous avons utilisé la moyenne sur 1993-1999 pour calculer les anomalies.

- Le produit de SST de Reynolds et Smith (1994)

Le produit NCEP d'interpolation optimale de SST consiste en un champ de SST hebdomadaire sur une grille de 1°x1°. Les analyses utilisent à la fois des mesures in-situ et satellites (AVHRR[1]). Ce produit est disponible de 1981 à aujourd'hui.

- La climatologie de profondeur de couche de mélange de de Boyer de Montégut et al (2004)

Cette climatologie globale de MLD –dBM- est calculée à partir de millions de profils individuels obtenus à partir des bases de données du NODC et de WOCE. Ces données sont toutes les données à haute résolution verticale disponibles de 1941 à 2002, incluant des MBT, des XBT, des CTD et des bouées profilantes (PFL). La MLD est estimée directement à partir des profils individuels et est définie par un critère de différence finie à partir d'une valeur de référence de surface. Une interpolation linéaire entre les niveaux a été utilisée pour estimer la profondeur exacte à laquelle le critère de différence est atteint. La profondeur de référence est fixée à 10m pour se soustraire du cycle diurne important entre la surface et 10m. Le critère optimal pour représenter au mieux la profondeur de la couche de mélange à l'échelle globale est de 0.2°C en température, et de 0.03kg/m³ en densité. Les données sont grillées régulièrement avec une résolution de 2° et de 1 mois. Notons cependant que le manque de données dans le GG ne permet pas de reproduire fidèlement la structure particulière de la ML dans cette zone, en particulier la forte remontée le long de l'équateur vers l'est, et que la profondeur de référence à 10m empêche des profondeurs plus faibles, ce qui peut arriver dans cette région.

[1] AVHRR : Advanced Very High Resolution Radiometer

- Le satellite TRMM/TMI

Les mesures de SST à travers les nuages par les satellites radiomètriques micro-ondes n'ont pu être obtenues avec une résolution suffisante pendant de longues années. Depuis novembre 1997, le radiomètre TMI, installé sur le satellite TRMM, fournit des cartes hebdomadaires et mensuelles entre 40°S et 40°N, à une résolution de 0.25°.

- Les courants de Richardson et McKee (1984)

La base de données de courants de Richardson et McKee (1984) –RMK- est une climatologie mensuelle de courants de surface, sur une grille de 1°x1° entre 60°S et 80°N, issues de données bateau. La précision est d'environ 20cm/s pour la vitesse, +/- 2km pour la position et 1° pour la direction. Les données de vitesse des bateaux sont obtenues de l'US Naval Oceanographic Office, et sont constituées d'environ 438,000 profils individuels dans la région 20°S-20°N, 10°E-70°W. La profondeur moyenne des mesures varie entre 5 et 10m.

III.3.2- Température et structure thermique

Dans cette thèse, on s'intéresse aux processus de la couche de mélange. Il est donc important de s'assurer du réalisme des différentes simulations en terme de répartition de la température, des courants, des profondeurs de la couche de mélange et de la thermocline, tant pour l'état moyen, l'échelle saisonnière que la variabilité interannuelle (cf chapitre 5). De plus, les différentes simulations peuvent présenter des caractéristiques différentes dues à leur résolution, au forçage, ou à la paramétrisation de la diffusion verticale. Des éléments de validation sont aussi exposés dans les deux articles exposés dans cette thèse (chapitres 4 et 5).

a) Etat moyen

Comme on le voit sur la figure 3.4, la structure globale de la température est correctement représentée par les différents modèles, avec une zone froide à l'Est et au sud de l'équateur, et une zone chaude au nord, avec un maximum au large de la côte africaine (sous la position moyenne de l'ITCZ). La latitude du front thermique (~1°N), caractérisé par un fort gradient méridien de SST, est tout à fait bien représentée par les

modèles. Cependant, on note un biais froid dans le modèle CLIPPER (~1°C) dans tout le bassin.

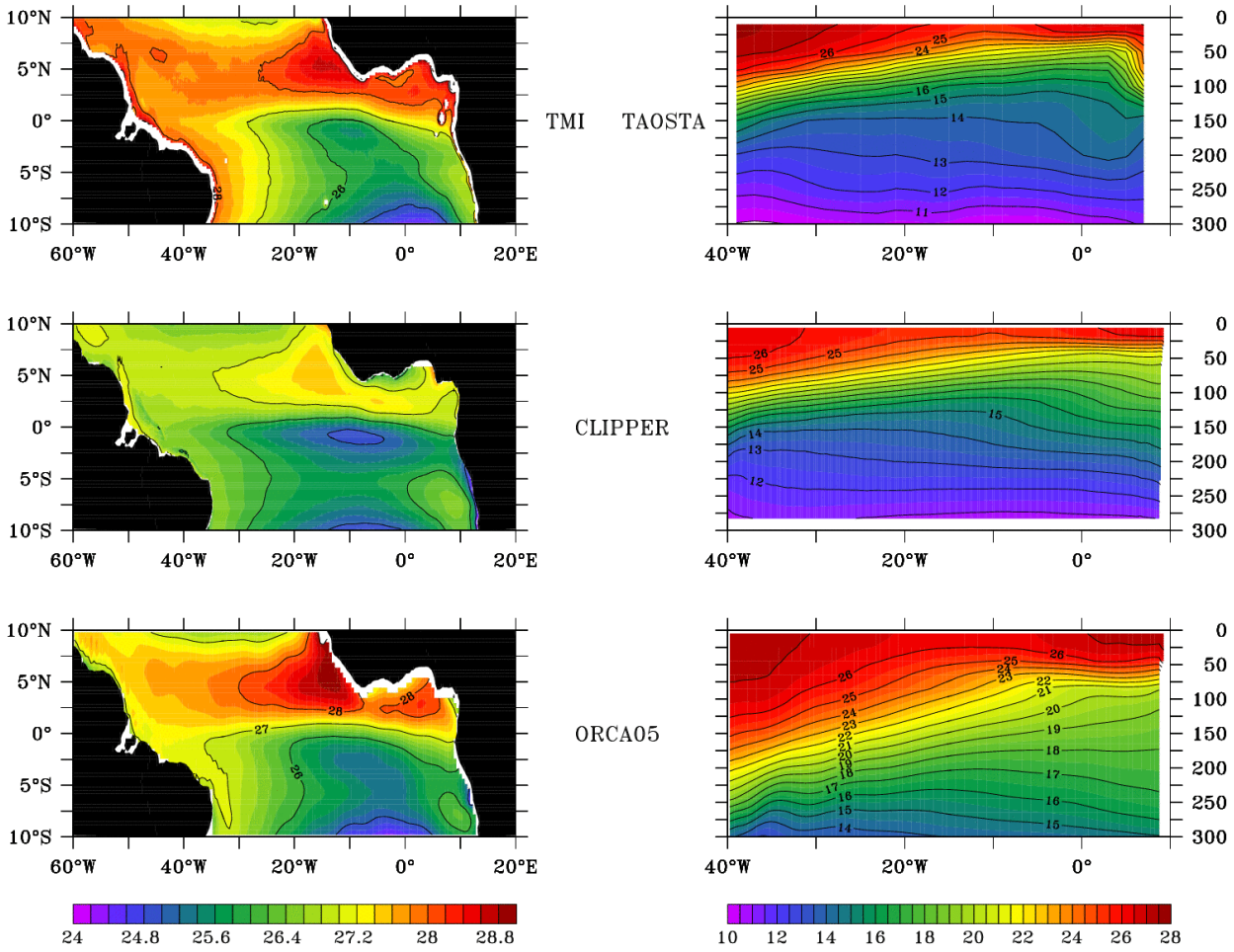


Fig.3.4 carte longitude-latitude en surface (à gauche) et longitude-profondeur (à droite) à l'équateur de la température moyenne en °C pour les données TAOSTA et les différents modèles CLIPPER et ORCA05.

La structure verticale moyenne à l'équateur est elle aussi fidèlement reproduite (Fig.3.4) avec la remontée des isothermes d'ouest en est, et la position longitudinale du «nœud», i.e. du renversement des isothermes, autour de 10°W. La thermocline est néanmoins trop diffuse, en particulier dans la configuration ORCA05, en raison de la paramétrisation verticale qui, contrairement à CLIPPER, n'a pas de paramétrisation spécifiquement adaptée à la zone équatoriale. De plus, pour la même raison, à 200m par exemple, la température dans ORCA05 est de 18°C au lieu de 13°C dans TAOSTA et dans CLIPPER.

La structure de la profondeur de la couche de mélange est elle aussi correctement modélisée avec une profondeur importante dans la partie sud-ouest du

bassin, une petite zone de grande profondeur dans la partie nord-ouest, un approfondissement d'est en ouest, et une étroite zone autour de l'équateur où la couche de mélange est très mince, même si elle est quelque peu trop mince dans les modèles (Fig.3.5). Cette bande équatoriale n'est pas très visible dans dBM à cause de la faible résolution du produit, mais est clairement présente dans les données de campagnes (par exemple EQUALANT, non montré). La structure spatiale moyenne de la MLD est assez similaire dans les différentes configurations.

Enfin, la structure de la profondeur de l'isotherme 20°C est elle aussi bien représentée par les modèles avec un approfondissement d'est en ouest et une bande de D20 moins profonde à l'équateur (Fig.3.5) et le long des côtes africaines.

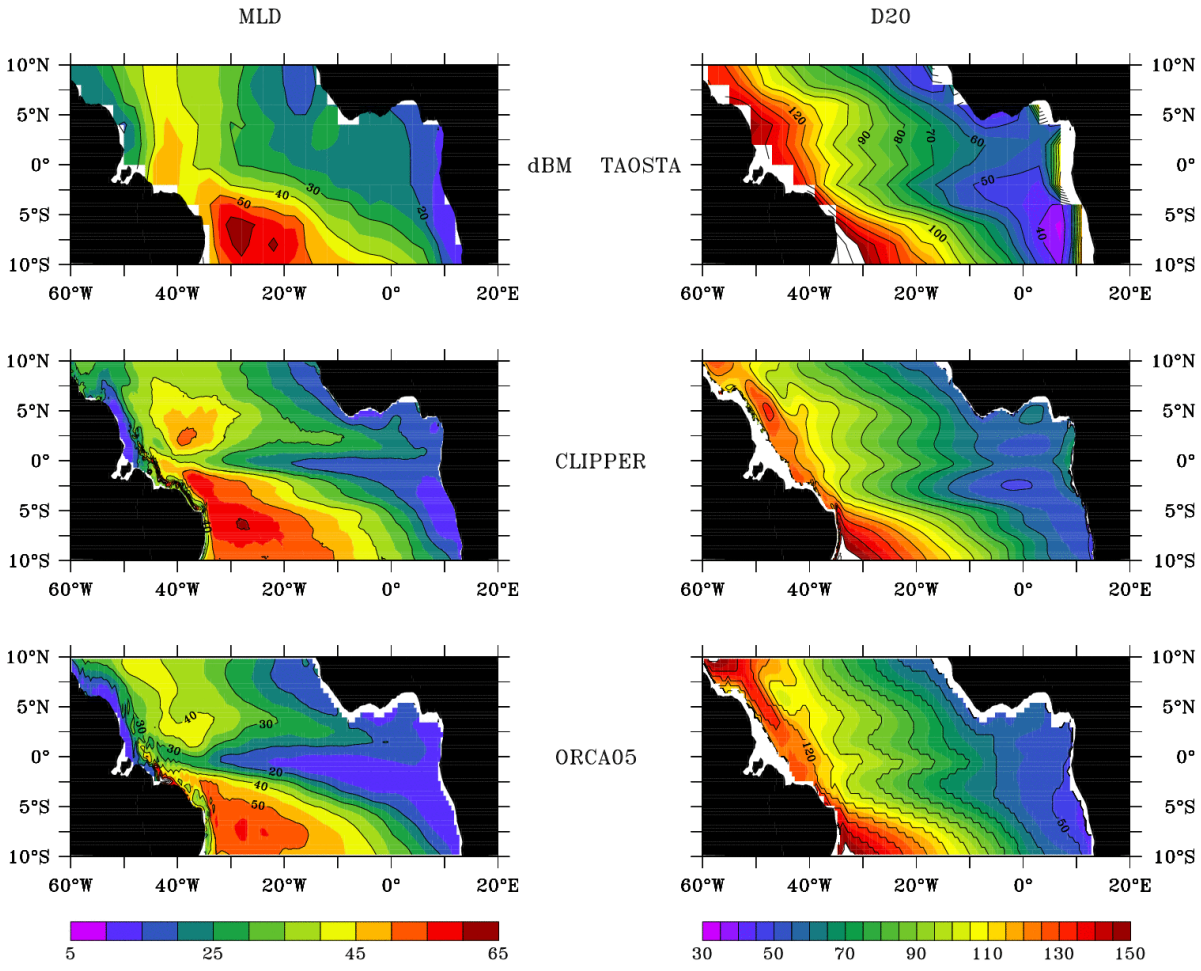


Fig.3.5 carte longitude-latitude des profondeurs moyennes de la couche de mélange (à gauche) et de la thermocline (à droite) en m pour les données de de Boyer Montégut et al (2005), TAOSTA et les différents modèles (CLIPPER et ORCA05).

b) Cycle saisonnier

Il est tout aussi nécessaire de vérifier le réalisme du cycle saisonnier modélisé, par exemple le bon phasage temporel. Comme on le voit sur la figure 3.6, le déroulement des différents phases du cycle saisonnier est bien relativement représenté par les modèles : une première phase chaude de février à avril, une longue période froide de mai à septembre puis un retour à une phase chaude. Dans les observations aussi bien que dans les quatre différentes configurations, le minimum de température est atteint en août autour de 15°W à l'équateur. On note toutefois que le modèle CLIPPER n'est pas assez chaud en période chaude (février-mars) et pas assez froid en saison froide (juillet-août) et que la configuration ORCA05 présente un biais chaud tout au long de l'année (~1°C).

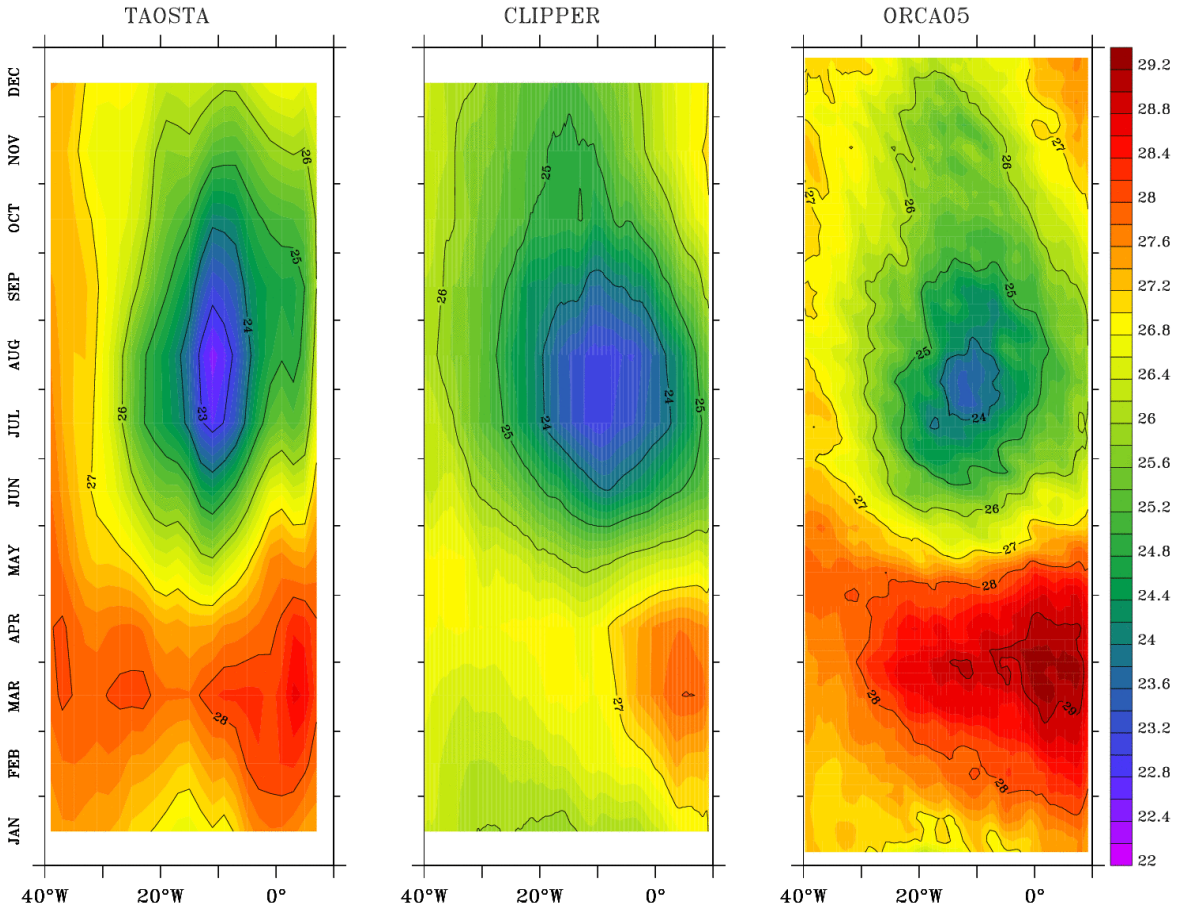


Fig.3.6 carte longitude-temps de la SST climatologique à l'équateur en °C pour les données TAOSTA et les modèles CLIPPER et ORCA05.

La structure verticale de ce cycle est correctement reproduite par les modèles (Fig.3.7), aussi bien dans les parties centrales qu'est du bassin, avec en particulier la

remontée des isothermes en été boréal. Là encore, on voit que la thermocline est légèrement trop diffuse, surtout dans la partie centrale du bassin, et en particulier dans la simulation ORCA05.

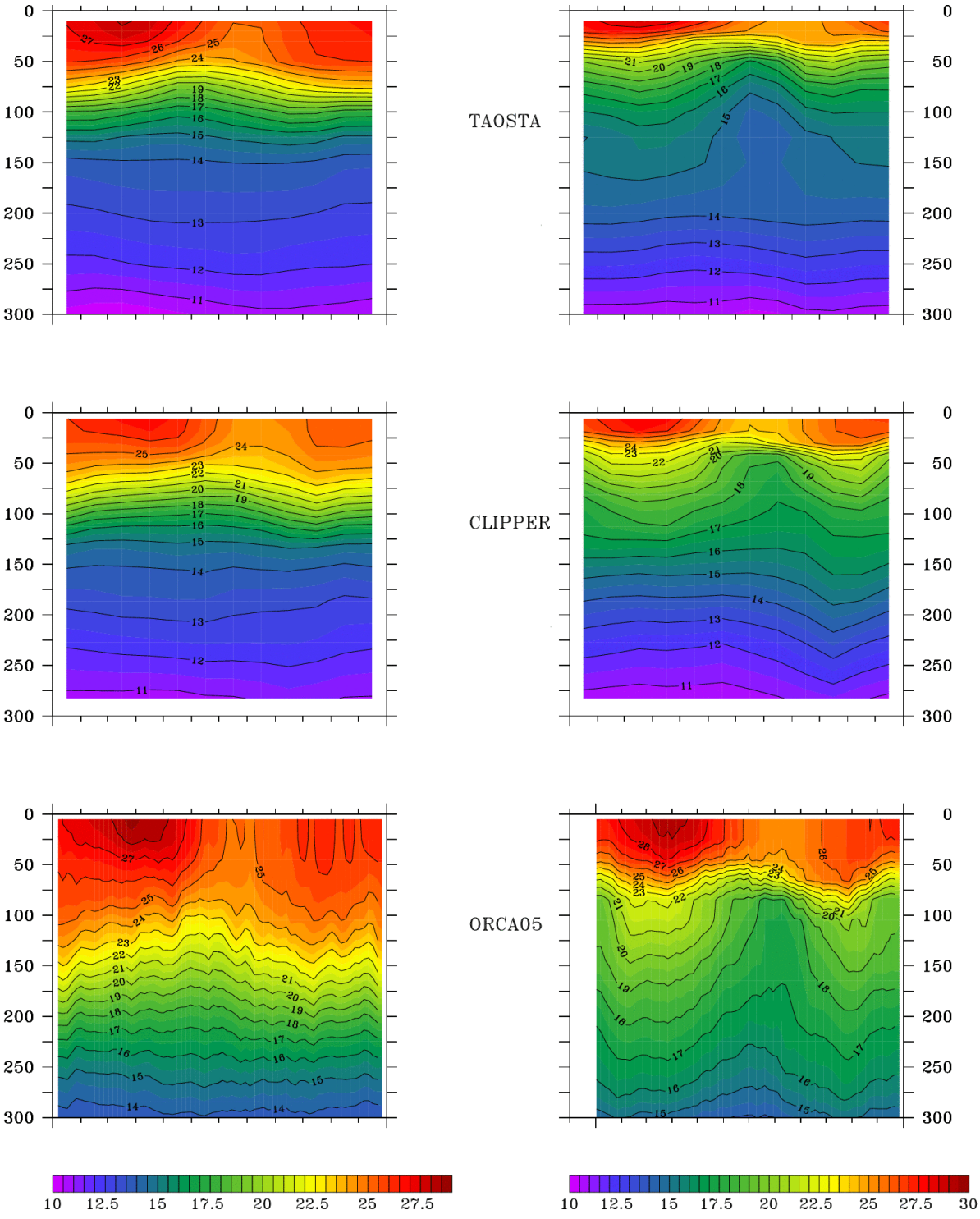


Fig.3.7 carte profondeur-temps à l'équateur, à 23°W (à gauche) et 3°E (à droite) de la température saisonnière en °C des données TAOSTA et des modèles CLIPPER et ORCA05.

La variabilité saisonnière de la profondeur de la couche de mélange (Fig.3.8) modélisée est elle aussi conforme aux observations, avec une remontée de la couche d'ouest en est, et un approfondissement progressif de mars à octobre.

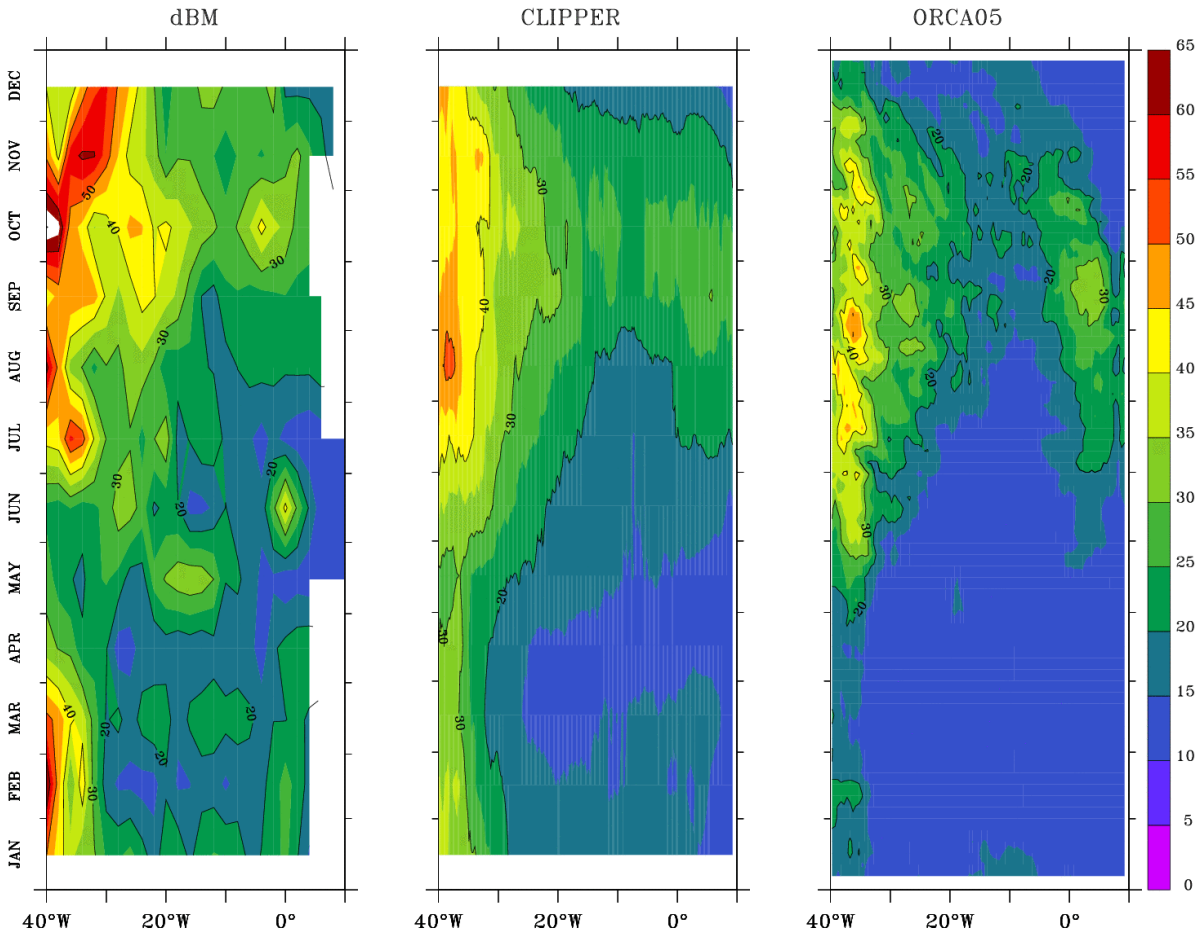


Fig.3.8 carte longitude-temps de la profondeur de la couche de mélange saisonnière à l'équateur en m des données de de Boyer Montégut et al (2005) et des modèles CLIPPER et ORCA05.

Enfin, la profondeur de la thermocline dans les modèles est parfaitement en phase avec les observations (Fig.3.9), i.e. une remontée de mars à juillet, ensuite un approfondissement jusqu'en octobre, et une deuxième remontée dans la partie est du bassin jusqu'en décembre. Notons que la D20 est un peu trop profonde dans la simulation ORCA05, comme stipulé précédemment.

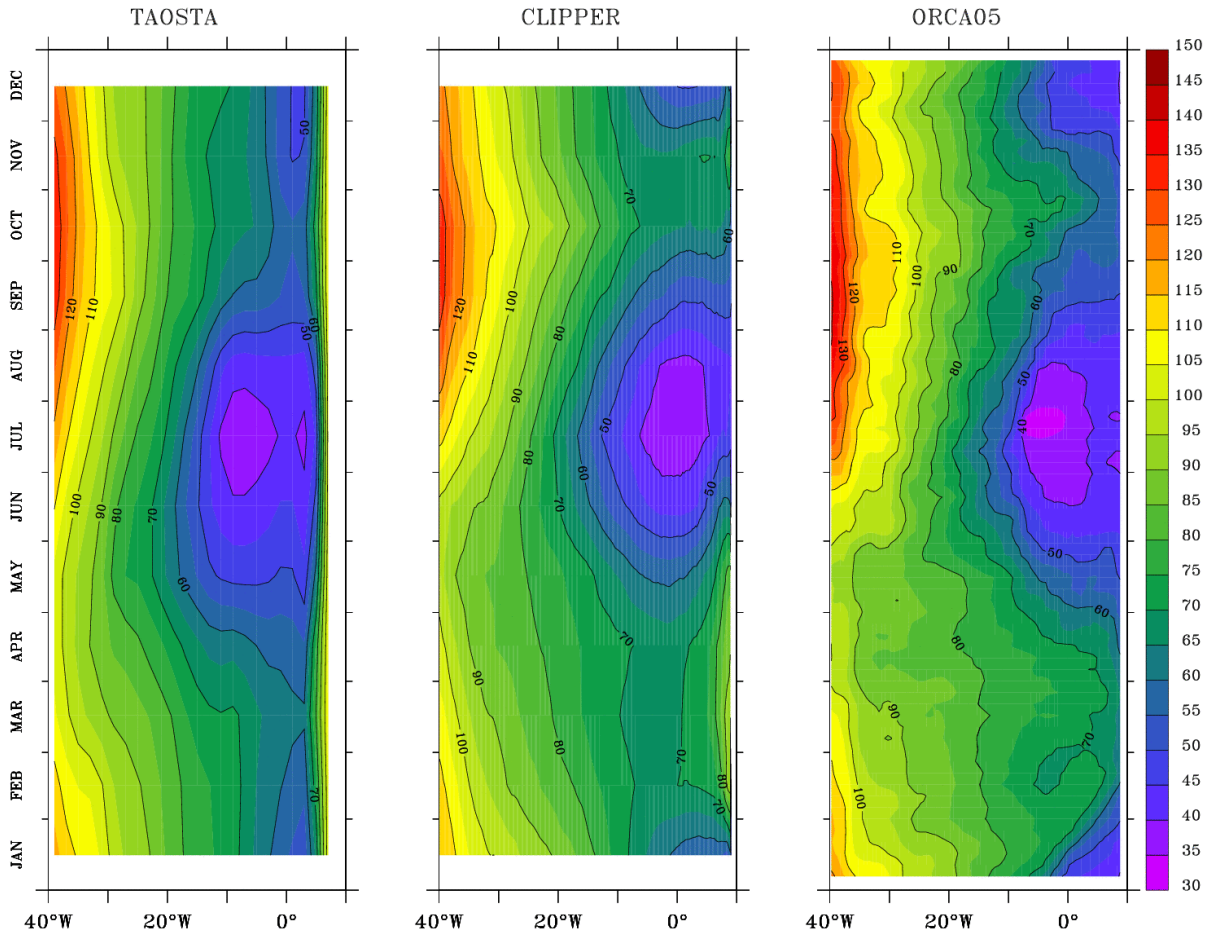


Fig.3.9 carte longitude-temps de la profondeur de l'isotherme 20°C saisonnière à l'équateur en m des données TAOSTA et des modèles CLIPPER et ORCA05.

Ainsi, la température de surface et sa distribution verticale dans ces modèles sont tout à fait réalistes et nous permettent donc de poursuivre notre étude.

III.3.3- Courants

Il est aussi indispensable de vérifier le réalisme de la structure dynamique des courants. En effet, outre les courants en eux-mêmes, cette structure est importante pour la température de la couche de surface via les termes d'advection et les cisaillements, horizontaux et verticaux, que les courants engendrent, en particulier au niveau de l'équateur (cf chapitres 1 et 2).

La structure moyenne des courants proches de la surface (Fig.3.10 et Fig.3.11) correspond à la structure des courants décrits dans le chapitre 1, c'est-à-dire un fort courant vers l'ouest et au sud de l'équateur (SEC), et un courant vers l'est au nord de

l'équateur (NECC). Ces courants ainsi que leurs positions sont fidèlement reproduits dans les différents modèles.

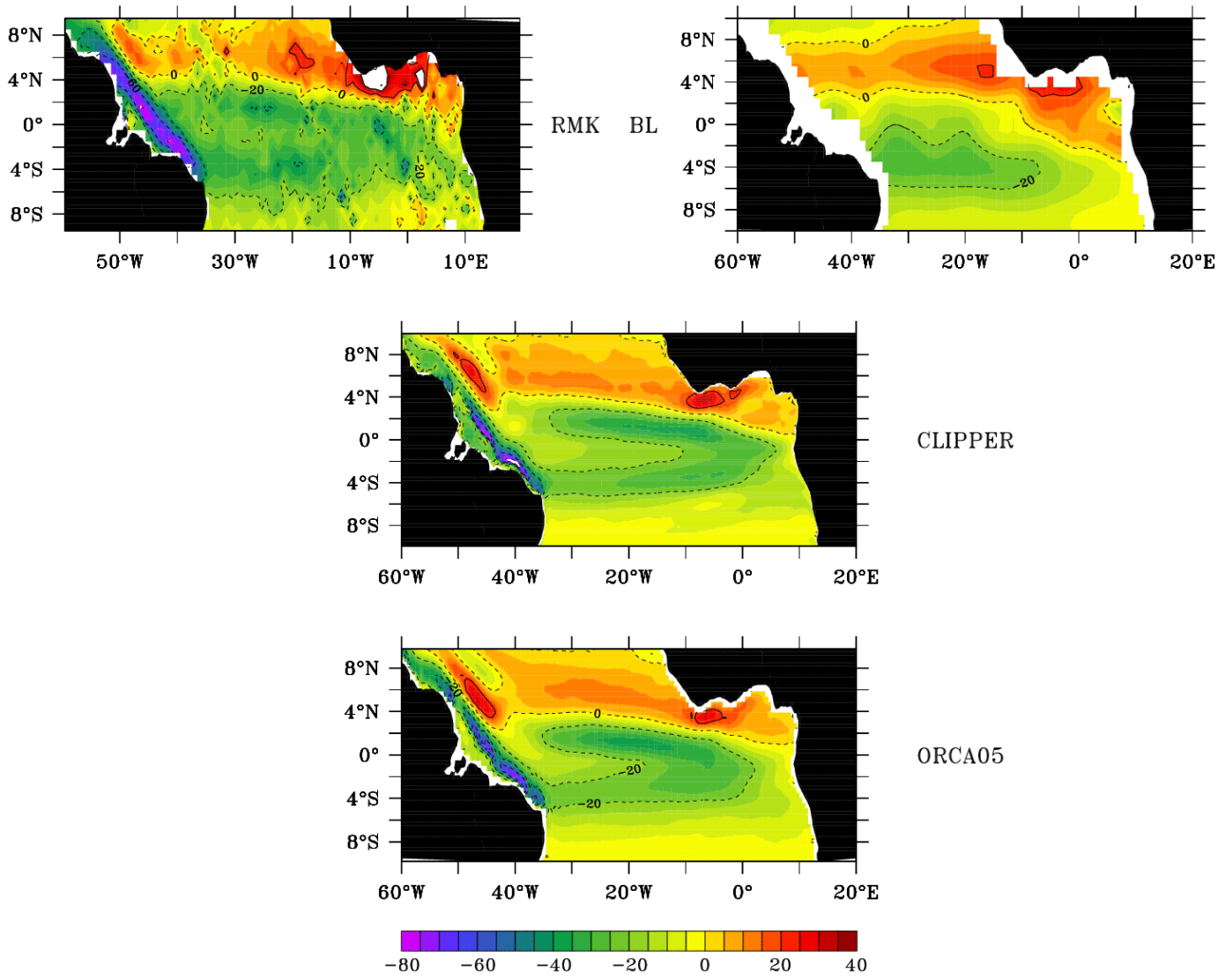


Fig.3.10 carte longitude-latitude du courant zonal moyen en surface en cm/s des données RMK, BL, et des modèles CLIPPER et ORCA05.

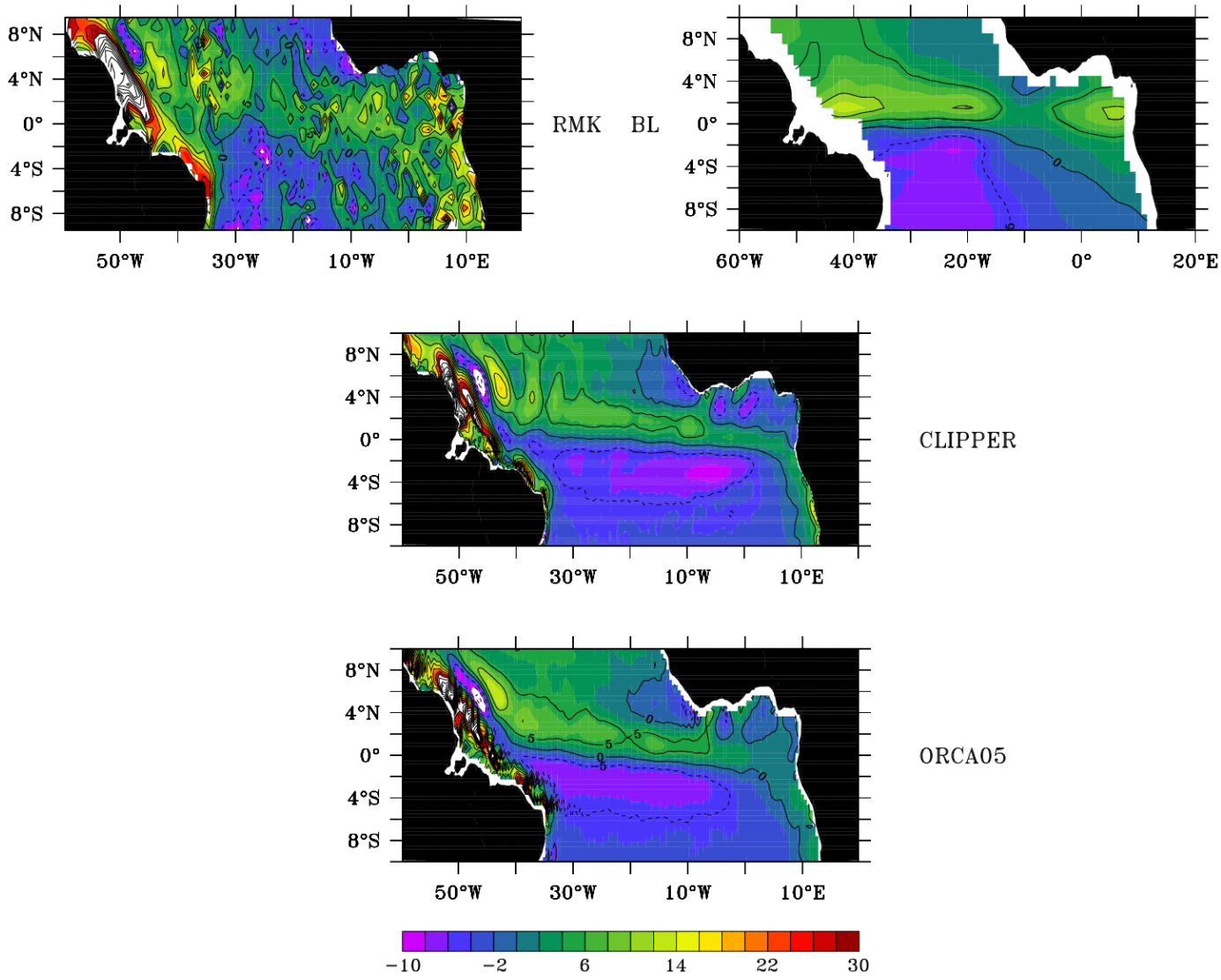


Fig.3.11 carte longitude-latitude du courant méridien moyen en surface en cm/s des données RMK, BL, et des modèles CLIPPER et ORCA05.

La structure verticale de la composante zonale des courants le long de l'équateur (Fig.3.12) présente de fortes disparités selon les modèles, en particulier, la profondeur de l'EUC, largement surévaluée dans la configuration ORCA05. De plus sa vitesse maximale est sous-évaluée dans la configuration ORCA05 (Fig.3.12). Enfin, l'EUC ne s'étend pas assez vers l'Est dans la configuration ORCA05. Une validation complète de l'EUC du modèle CLIPPER est présentée dans Arhan et al (2006).

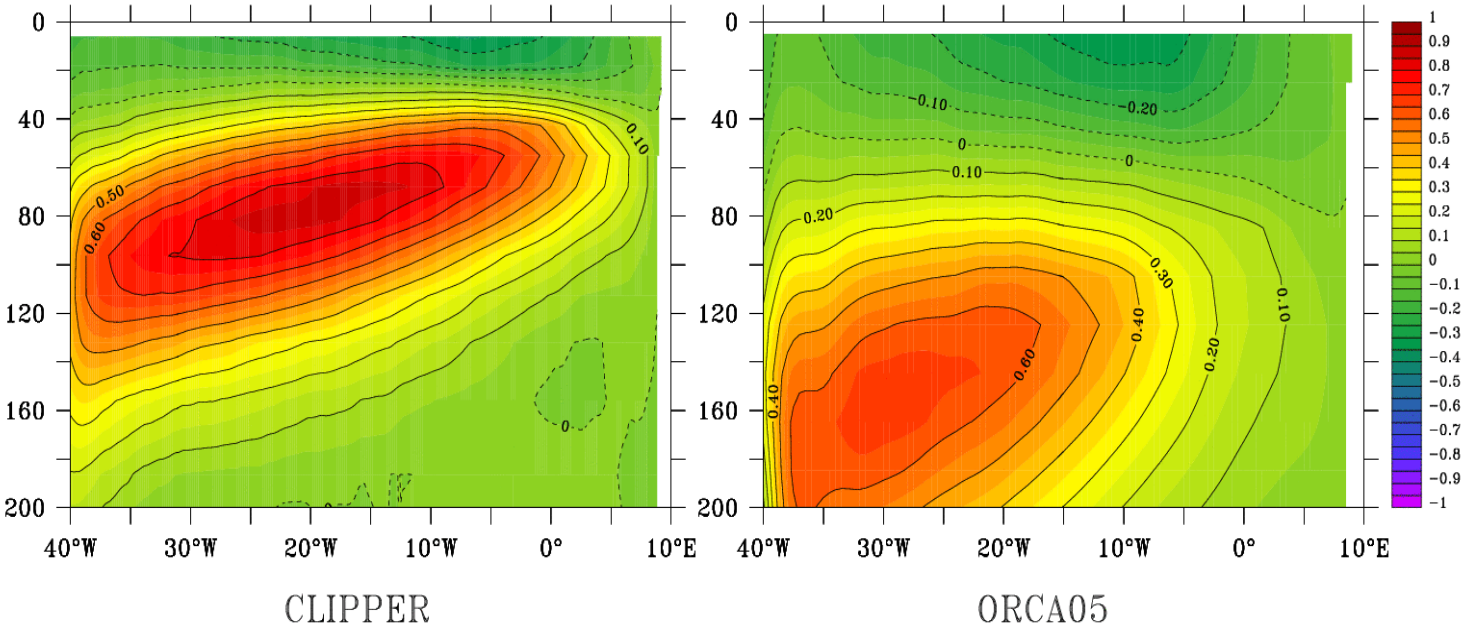


Fig.3.12 : profil vertical moyen du courant zonal en m/s le long de l'équateur des modèles CLIPPER, et ORCA05.

L'évolution saisonnière le long de l'équateur (Fig.3.13) est elle aussi correctement représentée dans les modèles avec l'intensification du SEC dans la partie centrale du bassin de mai à août, sa diminution d'août à novembre, une nouvelle intensification au mois de décembre, et enfin une nouvelle diminution de janvier à mars. Notons cependant que la configuration ORCA05 surestiment le SEC et que toutes les configurations sous-estiment sa diminution, voire son renversement. La composante méridienne du courant est quant à elle très faible, et très bien représentée par les modèles (non montrée).

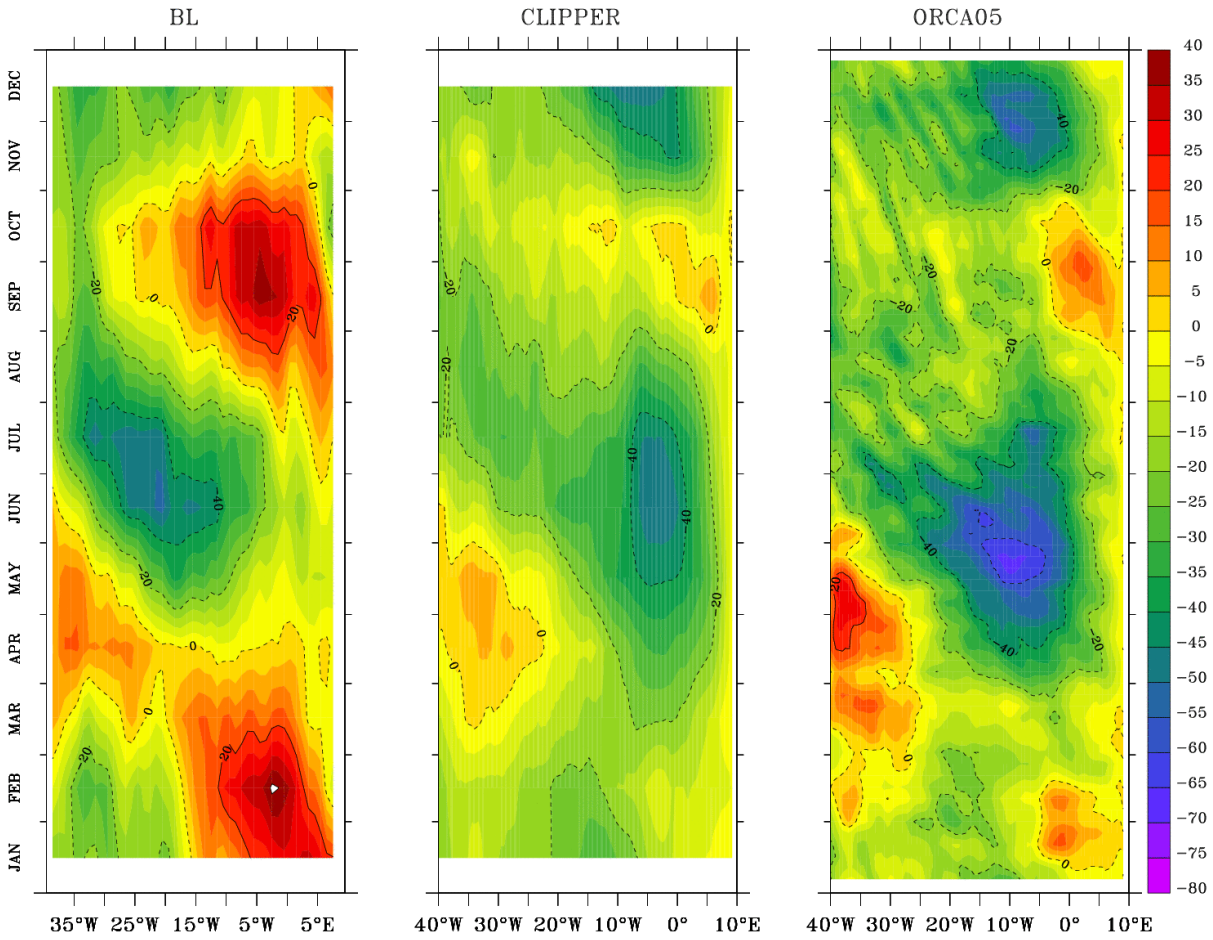


Fig.3.13 carte longitude-temps du cycle saisonnier du courant zonal de surface (cm/s) à l'équateur pour les données BL et les modèles CLIPPER et ORCA05.

Ainsi, ces deux modèles présentent un bon degré de réalisme comparé aux observations et nous donne confiance pour poursuivre cette étude. Gardons cependant en mémoire que le modèle CLIPPER présente un biais froid en température de surface, mais une très bonne structure verticale, et que le modèle ORCA05 est légèrement trop chaud tout au long de l'année et nettement trop chaud en profondeur à l'équateur avec une thermocline trop diffuse.

Chapitre 4 : Etat moyen et cycle saisonnier de l'Atlantique équatorial

IV.1- Introduction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, de nombreuses questions concernant l'état moyen et le cycle saisonnier de l'Atlantique tropical restent encore en suspend. En particulier, les mécanismes, atmosphériques et océaniques, qui déterminent l'apparition saisonnière de la langue d'eau froide en Atlantique équatorial Est, doivent être qualifiés et quantifiés. C'est à cette fin que nous avons utilisé un bilan de chaleur intégré dans la couche de mélange. Différentes études du cycle annuel de la structure verticale dans l'Atlantique tropical, à partir d'observations (Houghton, 1991) ou de modèles (Busalacchi and Picaut, 1983 ; du Penhoat and Treguier, 1985 ; Philander and Pacanowski, 1986) ont montré que le cycle annuel de la thermocline était contrôlé par le forçage du vent à l'échelle du bassin. L'intensification des alizés favorise l'accélération des courants et l'amincissement de la thermocline dans la partie Est du bassin (Houghton, 1989) ; il en résulte la formation d'une langue d'eau froide dans la région d'upwelling équatorial, avec l'apparition d'eau froide en surface. L'évolution saisonnière et le maintien de cette langue d'eau froide dépendent de processus dynamiques, tels que les advections verticales et horizontales, mais aussi de la divergence associée aux TIWs. Les causes du cycle annuel de SST dans l'océan Atlantique équatorial ont fait l'objet d'études (Merle, 1980 ; Philander and Pacanowski, 1986 par exemple) qui ont montré le fort rôle de réchauffement joué par les flux de chaleur atmosphériques, à la fois pour l'équilibre moyen et pour le cycle saisonnier. Les processus verticaux (advection verticale, mélange et entraînement) sont les principaux termes refroidissant mais les advections horizontales sont elles aussi importantes. Foltz et al (2003) – ensuite FGCM- ont utilisé des données satellites et in-situ pour examiner les causes du cycle saisonnier de la SST en réponse aux variations de chauffage et vents de surface, grâce à une analyse du bilan de chaleur. Ils ont caractérisé trois régions équatoriales (correspondantes aux positions de trois mouillages du réseau PIRATA) : (i) la partie Ouest du bassin (35°W) où les cycles saisonniers de l'advection zonale de

chaleur, l'advection par les eddies, l'entraînement, et le flux net de chaleur de surface contribuent tous significativement à la variabilité de la SST ; (ii) la partie centrale (23°W) avec un équilibre similaire si ce n'est la diminution de l'amplitude des variations saisonnières du flux de chaleur latente et de l'entraînement ; (iii) la région Est où le refroidissement par l'advection méridienne et le réchauffement par les eddies s'équilibrent de façon à ce que les changements soient principalement dus à l'absorption de la radiation solaire.

Cependant, ces études fondées sur des observations ne peuvent évaluer explicitement tous les termes du bilan de chaleur, en particulier les termes verticaux qui sont très difficiles à calculer directement. Ces études sont aussi sujettes à des erreurs dues à l'insuffisante résolution spatiale ou temporelle des données, particulièrement conséquentes pour le transport de chaleur par les TIWs (Jochum et al, 2005). En utilisant un modèle numérique, si tant est qu'il soit réaliste, une image complète et consistante de la circulation océanique peut être donnée. Cela permet d'évaluer précisément toutes les contributions d'un bilan de chaleur. Dans cette étude, c'est le modèle CLIPPER, précédemment présenté (chapitre 3) qui est utilisé pour accéder aux différents processus océaniques du bilan de chaleur de l'Atlantique tropical et pour déterminer les mécanismes responsables de l'équilibre moyen et saisonnier de la SST.

IV.2- Article

IV.2.1- Résumé de l'article

Dans cette étude, les processus physiques qui contrôlent le cycle de la température de surface de la mer dans l'océan Atlantique tropical sont étudiés. Un modèle haute résolution de la circulation générale de l'océan est utilisé pour diagnostiquer les différentes contributions au bilan de la couche de mélange. La simulation reproduit correctement les principales caractéristiques de la circulation et de la structure thermique de l'Atlantique tropical, aussi bien pour l'état moyen que pour la variabilité saisonnière.

Un examen du bilan de chaleur de la couche de mélange est alors effectué. Ce bilan de chaleur est calculé à chaque pas de temps du modèle et permet donc une

évaluation précise de chaque contribution et un bilan strictement clos. Au premier ordre, la température de la couche de mélange dans la bande équatoriale résulte d'un équilibre entre le refroidissement par les processus océaniques verticaux (essentiellement la diffusion verticale à la base de la couche de mélange) et le réchauffement par les flux de chaleur atmosphériques et par les processus advectifs hautes fréquences (eddies, principalement les ondes tropicales d'instabilité -TIWs-).

Le long de l'équateur, le refroidissement à la base de la couche mélangée est maximum de juin à août quand les alizés de sud-est sont forts, avec un second maximum en décembre. La variabilité de ce terme est en lien étroit avec l'upwelling équatorial qui se développe en été boréal, et avec la remontée de la thermocline à l'Est du bassin en été boréal et en décembre. Le chauffage atmosphérique est maximum en février-mars et en septembre-octobre, tandis que les eddies sont les plus actifs en été boréal. En effet, les TIWs sont les plus actives en été boréal quand le front thermique qui sépare les eaux froides équatoriales des eaux plus chaudes au Nord de l'équateur est le plus marqué. A la différence des précédentes études fondées sur des observations, l'advection horizontale par les courants basse fréquence ne joue qu'un faible rôle dans le bilan de chaleur.

Hors de l'équateur, la variabilité de la SST est principalement gouvernée par le forçage atmosphérique tout au long de l'année, excepté dans la partie Nord-Est du basin où les forts eddies générés à proximité du front thermique contribuent significativement au bilan de chaleur en été boréal.

Enfin, la comparaison avec de précédents bilans de chaleur calculés à partir d'observations montre un bon accord qualitatif avec notre étude, excepté pour les processus responsables du refroidissement qui sont dominés dans notre étude par la subsurface au lieu de l'advection zonale. La comparaison avec une autre simulation numérique (ORCA05) confirme ce résultat sur la différence entre les bilans obtenus à partir de modèles et d'observations.

IV.2.2- Article

A model study of the seasonal mixed layer heat budget in the equatorial Atlantic

Anne-Charlotte Peter[1], Matthieu Le Hénaff[2], Yves du Penhoat[1], Christophe E. Menkes[2], Frédéric Marin[1], Jérôme Vialard[2], Guy Caniaux[3], Alban Lazar[2]

[1]LEGOS (CNES, CNRS, IRD, UPS) – Toulouse – France
[2]LOCEAN (IRD, CNRS, UPMC, MNHN) – Paris – France
[3]CNRM – Toulouse – France

Abstract

In the present study, the physical processes that control the seasonal cycle of sea surface temperature in the tropical Atlantic Ocean are investigated. A high-resolution ocean general circulation model is used to diagnose the various contributions to the mixed layer heat budget. The simulation reproduces the main features of the circulation and thermal structure of the tropical Atlantic. A close examination of the mixed layer heat budget is then undertaken. At a first order, the mixed layer temperature balance in the equatorial band results from cooling by vertical processes, and heating by atmospheric heat fluxes and eddies (mainly tropical instability waves). Cooling by subsurface processes is the strongest in June-August, when easterlies are strong, with a second maximum in December. Heating by the atmosphere is maximum in February-March and September-October, whereas eddies are most active in boreal summer. Unlike previous observational studies, horizontal advection by low frequency currents only plays here a minor role in the heat budget. Off equator, the sea surface temperature variability is mainly governed by atmospheric forcing all year long, except in the northeastern part of the basin where strong eddies generated at the location of the thermal front significantly contribute to the heat budget in boreal summer. Finally, comparisons with previously published heat budgets calculated from observations show good qualitative agreement, except that subsurface processes dominate the cooling over zonal advection in the present study.

1. Introduction

The tropical Atlantic Ocean is a place of strong air-sea interactions, and much of the upper ocean variability is associated with the meridional displacement of the InterTropical Convergence Zone (ITCZ), which modulates the trade winds [*Xie and Carton*, 2004]. Contrary to the Pacific Ocean where the El Niño Southern Oscillation signal dominates the variability, the annual cycle prevails in the Atlantic Ocean. One striking feature of the seasonal cycle is the appearance at the surface of cold water in boreal spring in the vicinity of the equator. This cold tongue appears from the coast of Africa, extending to roughly 15°W when the ITCZ moves northward in boreal spring, and reaches its maximum in June at 10°W at the equator [*Carton and Zhou*, 1997]. Sea Surface Temperature (SST) thus exhibits a marked seasonal signal, which amplitude can reach up to 7°C [*Houghton and Colin*, 1986] in the eastern part of the equatorial basin. The resulting temperature gradient between the cold water along the equator and the warmer water north of it might influence the onset of the African monsoon through the intensification of the southerly winds in the Gulf of Guinea [*Okumura and Xie*, 2004]. SST is thought to have a strong impact on the meridional gradient of moist static energy in the atmospheric boundary layer between the Gulf of Guinea (GG) and the continent, and the GG provides 20% of the water vapour to the African Monsoon flux [*Fontaine et al*, 2003].

Many studies of the annual cycle of the ocean vertical structure in the tropical Atlantic, with observations [*Houghton*, 1991] and with models (*Busalacchi and Picaut*, 1983; *Du Penhoat and Treguier*, [1985]; *Philander and Pacanowski*, [1986]) have shown that the annual cycle of the thermocline (generally represented by the variability of the 20°C isotherm depth, referred to hereafter as D20) is controlled by wind forcing on the basin scale. Following the intensification of the trade winds, the currents increase and the thermocline shoals in the eastern part of the basin [*Houghton*, 1989], which results in the formation of a cold tongue in the equatorial upwelling region with colder water closer to the surface.

The seasonal evolution and maintenance of the cold tongue also depend on dynamic processes, such as vertical and horizontal advection, vertical mixing, and heat flux

divergence associated with Tropical Instability Waves (TIWs), which are common to the Pacific and Atlantic oceans.

In the equatorial Atlantic Ocean, a number of observational studies [for instance *Merle*, 1980] and modelling studies [*Philander and Pacanowski*, 1986] have addressed the causes of the annual cycle of SST. They found intense warming by atmospheric heat fluxes, for both the mean balance and the seasonal cycle. The vertical processes (vertical advection, mixing, and entrainment) are the main cooling terms balancing the warming by atmospheric fluxes, but horizontal advection is also a significant contributor. *Foltz et al.*[2003] – referred to hereafter as FGCM - used a variety of satellite and *in situ* data sources (data from PIRATA -Pilot Research Moored Array in the Tropical Atlantic- moorings) to examine the causes of the seasonal cycle of SST in response to seasonally varying surface heating and winds, in the tropical Atlantic Ocean, through a heat budget analysis. They characterised three different equatorial regions (corresponding to the location of three equatorial moorings): (i) the western part of the basin near 35°W in which the seasonal cycles of zonal heat advection, eddy advection, entrainment and net surface heat flux all contribute significantly to the seasonal SST variability, (ii) the central equatorial region (23°W), with a similar heat balance except that seasonal variations of latent heat and entrainment cooling are significantly smaller, and (iii) the eastern equatorial region (10°W) where cooling from mean meridional advection and warming from eddy advection tend to balance so that SST seasonal changes are mainly driven by absorbed shortwave radiation.

However, the observational studies can not evaluate explicitly every term of heat budget, in particular the vertical terms that are very difficult to compute directly. These studies are also subject to sampling error because of the insufficient temporal and spatial resolution. This is especially true for the heat transported by TIWs that requires high resolution datasets to be resolved satisfactorily [*Jochum et al*, 2005]. By using a model, a complete and consistent picture of the ocean circulation is given. This allows a precise evaluation of all contributions to a closed heat budget. In this study, the OPA-CLIPPER [*Treguier et al*., 2001] Ocean Global Circulation Model (OGCM) is used to assess the role of the different oceanic processes in the tropical Atlantic heat budget and to determine the mechanisms responsible for the SST mean balance and seasonal cycle. The model characteristics, the mixed layer heat budget equation, and the data sets used

for the validation are introduced in section 2. In sections 3 and 4, the ocean state is described and validated, and the heat budget is analysed, respectively for the mean state and the seasonal cycle. Results are then discussed in section 5 and summarised in section 6.

2. Model and methodology

2. 1 The modelling approach

The ocean model used in this study is the primitive equation OGCM OPA 8.1 [*Madec et al.*, 1998] in the CLIPPER configuration [*Treguier et al.*, 2001; *Arhan et al*., 2006]. This configuration uses z-coordinates on the vertical (42 geopotential vertical levels with 12 levels in the first 200 meters). It covers the Atlantic Ocean from the Drake Passage to 30°E and from Antarctica (75°S) to 70°N, with a Mercator isotropic grid at 1/6° resolution at the equator. There are four open boundaries, at Drake Passage, at 30°E between Africa and Antarctica, in the Gulf of Cadiza and at 70°N in the Nordic seas [*Treguier et al.*, 2001].

A horizontal biharmonic operator is used for lateral mixing of momentum with a coefficient of 5.5 10^{10} $m^4.s^{-1}$ at the equator, varying with the third power of the grid spacing. Mixing of temperature and salinity is done along isopycnals using a laplacian operator, with a coefficient of 150 $m^2.s^{-1}$ at the equator, also varying in latitude with the grid spacing. The vertical mixing of momentum and tracers is calculated using a second-order closure model [*Madec et al*, 1998]. In case of static instability, the vertical mixing coefficients are set to the large value of 1 $m^2.s^{-1}$. An enhanced laplacian mixing of momentum is added in the upper equatorial band so as to prevent the Equatorial Under Current (EUC) from being too intense [*Michel and Treguier*, 2002]. The added laplacian diffusion of momentum has a constant coefficient $10^3 m^2.s^{-1}$ between 1°N and 1°S and above 60m, decaying to zero at 3° of latitude and 120m depth. This additional mixing term accounts for inertial instability processes that are not present in the model, at this spatial resolution [*Richards and Edwards*, 2003].

All surface forcing fields apart from the wind stress are derived from the European Centre for Medium-range Weather Forecasts (ECMWF) Re-Analysis ERA-15 for the period covering 1990 to 1993 [*Gibson et al*., 1997], and from the ECMWF analysis for

the years 1994 to 2000. The non solar heat fluxes are formulated as suggested in *Barnier et al.* [1995], using a relaxation to the observed SST [*Reynolds and Smith*, 1994], with a feedback coefficient taken equal to -40 $W.m^{-2}.K^{-1}$, which corresponds to a relaxation time scale of two months for a 50m mixed layer depth. A relaxation to a climatological sea surface salinity with a similar timescale is added to the evaporation minus precipitation fluxes which are formulated as a pseudo salt flux, and include a river runoff [*Treguier et al.*, 2001]. The wind stress forcing is derived from an Earth Remote Sensing (ERS)1-2 wind scatterometer [http://www.ifremer.fr/cersat/; *Grima et al.*, 1999]. ERS winds were chosen instead of ECMWF because of the higher quality wind forcing, especially in the eastern part of the basin (*Treguier*, personal communication).

A three year spin-up procedure is used as follows: The model is run from 1990-1992 using heat and salt fluxes from ECMWF, and the climatology of ERS wind stress obtained by averaging years 1993 to 2000. Then, the model is forced by weekly ERS wind stress data between 1993 and 2000, and by daily ECMWF fluxes. More attention was paid to the heat budget in the equatorial basin for the years 1997 to 2000 away from the coastal regions (the model is not able to reproduce these particular dynamics, which are beyond the scope of the present study).

2.2 Mixed layer heat budget

This approach has already been used, e.g. to investigate the SST balance in the tropical Pacific Ocean on seasonal to inter-annual timescales [*Vialard et al.*, 2001] and the contributions to intra-seasonal SST variability in the Indian Ocean [*Duvel et al.*, 2004]. In the present study, the mixed layer temperature equation is decomposed as described in *Menkes et al.* [2005]:

$$\partial_t \langle T \rangle = \underbrace{\langle -\bar{u}.\partial_x \bar{T} \rangle}_{a} + \underbrace{\langle -\bar{v}.\partial_y \bar{T} \rangle}_{b} - \underbrace{\langle \overline{u'\partial_x T'} \rangle - \langle \overline{v'\partial_y T'} \rangle + \langle D_l \rangle}_{c}$$
$$\underbrace{-\frac{(K_z \partial_z T)_{(z=-h)}}{h} - \frac{1}{h}\left(\partial_t h + w_{(z=-h)}\right)\left(\langle T \rangle - T_{(z=-h)}\right)}_{d} \qquad (1)$$
$$\underbrace{+\frac{Q^* + Q_s\left(1 - f_{(z=-h)}\right)}{\rho_0 C_p h}}_{e} + \underbrace{\langle (T - \langle T \rangle)\partial_z w \rangle}_{res}$$

with

$$\langle \bullet \rangle = \frac{1}{h} \int_{-h}^{0} \bullet \, dz$$

Here, T is the temperature; u, v and w are respectively the zonal, meridional and vertical currents, K_z the vertical mixing coefficient for tracers, h the Mixed Layer Depth (MLD), and $D_{l\,\mathrm{the}}$ lateral diffusion. The last term (e) on the right hand side corresponds to the atmospheric forcing, Q^* and Q_s are the non-solar and solar components of the total heat flux, and $f\,(z = -h)$ is the fraction of the solar shortwave that reaches the mixed layer depth h. A formulation including extinction coefficients (0.35 m and 23 m) is assumed for the downward irradiance [*Paulson and Simpson*, 1977]. Note that the flux term contains a damping term, proportional to the difference between the modeled and the observed SST from *Reynolds and Smith* [1994]. The MLD is defined as the depth at which the density is equal to surface density plus 0.05 $kg.m^{-3}$. The <.> represent a quantity integrated over the mixed layer.

To separate low- and high-frequency horizontal advections, the 35-day Hanning-filtered low-frequency component of currents and temperature (denoted by overbars) are first computed offline, and are then integrated over the ML (terms *a* and *b* in Equation 1). Higher-frequency advection (first two terms of (*c)* in Equation 1) is then deduced by subtracting the previously computed low-frequency advection from the total horizontal advection. It was checked that the result depended only slightly on the chosen period for the filter.

This decomposition allows the five terms contributing to SST evolution to be isolated. The temperature evolution, defined as heat storage, is governed by the sum of the zonal advection by low-frequency currents (a), meridional advection by low-frequency currents (b), effect of eddies for periods of less than 35 days (the usually small lateral diffusion is also included in this term) (c), subsurface effects (grouping turbulent mixing, entrainment - computed as a residual in the routine which vertically averages the different terms in the ML -, and vertical advection) (d), atmospheric forcing (e), and a residue (res) which was checked to be negligible (three order smaller than the others terms) because the temperature is very close to its mean in the mixed layer. This residue will not be considered hereafter. In the tropical Atlantic, the so-called 'eddies' include Brazil Current eddies, TIWs and intraseasonal equatorial wave activity. However, TIWs are the main contributors to this eddy term, in agreement with

a previous study in the Pacific [*Menkes et al.*, 2005]. The dominant contributor to the subsurface term proves to be the vertical diffusion at the base of the mixed layer, with a minor role for upwelling. This is due to our computation of the heat budget over a time and space varying mixed layer. This contrasts with a heat budget calculated over a constant depth mixed layer in which vertical advection dominates vertical diffusion.

2.3 Validation

In order to validate the MLD, thermocline depth, temperature vertical structure, Sea Level Anomalies (SLA) and currents in the model, different observation data sets were used. TOPEX/Poseïdon-ERS (T/P-ERS) SLA are used, on a 1/4°x1/4° grid every 10 days. The SLA were built after removing the mean sea surface over seven years (1993-1999) [*Le Traon et al.*, 1998]. The accuracy of this product is about 2-3 cm RMS in the Tropics. The PIRATA moored buoy array [*Servain et al*., 1998] consist of ten moorings which measure subsurface temperatures at 11 depths between 1 and 500 m with 20 m spacing in the upper 140 m. TAOSTA (Tropical Atlantic Ocean Subsurface Temperature Atlas) is an inter-annual database of vertical temperatures (0-500 m) between 1979 and 1999, over a domain extending from 70°W to 12°E and 30°S to 30°N, with a 2x2° latitude-longitude grid [*Vauclair and Du Penhoat*, 2001]. Modeled MLD are validated using the global mixed layer depth climatology from *de Boyer Montégut et al.* [2004] - referred to hereafter as dBM - available on a 2°x2° spatial grid at a monthly resolution, and computed from the same density criterion as in CLIPPER. SST weekly mean maps from the TMI (TRMM Microwave Imager, www.remss.com) radiometer between 1998 and 2000, at a resolution of 0.25° are also used. Finally, *Richardson and McKee* [1984] - hereafter RMK- provide a monthly climatology of ship-drift derived surface currents on a 1°x1° grid within the region 20°S-20°N, 10°E-70°W.

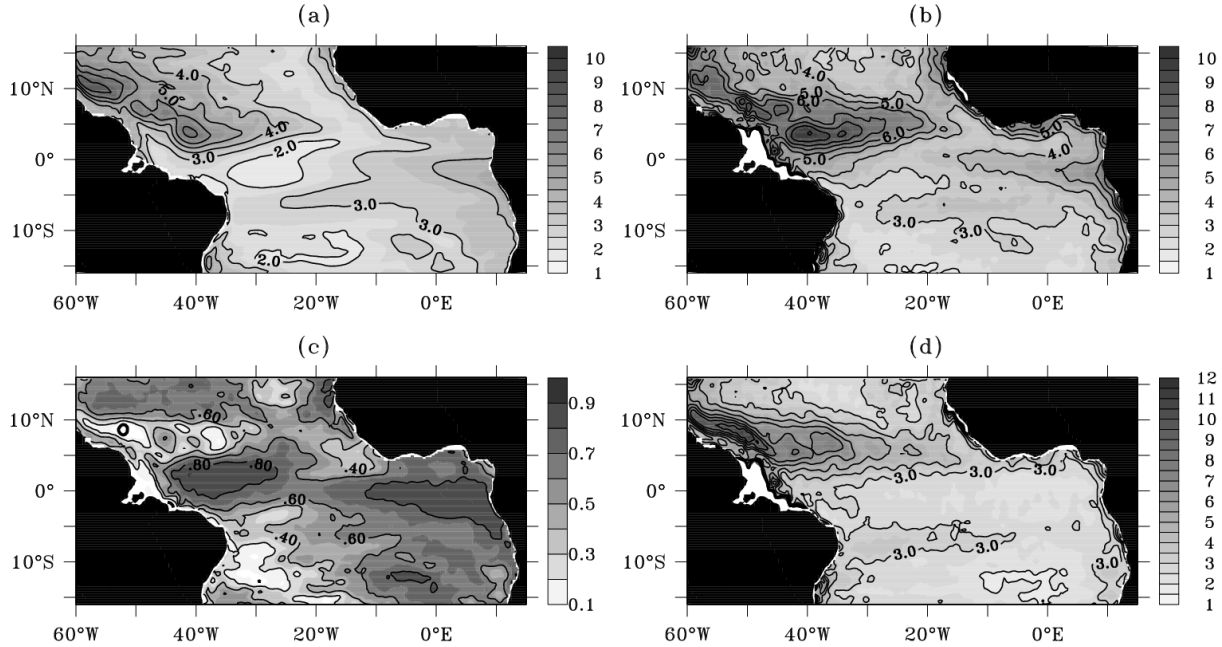


Fig.1 Longitude-Latitude plots of CLIPPER and T/P-ERS sea level anomalies : (a) CLIPPER standard deviation, (b) T/P standard deviation, (c) correlation, and (d) rms difference; (contours every 1 cm, except for correlation whose contours are every 1). For this comparison we have linearly interpolated the model on the T/P-ERS grid.

The SLA spatial variability from the model is comparable to T/P-ERS (Fig.1). Both low and high variability regions are well located with comparable amplitude. However, there is a lack of variability in the CLIPPER experiment in the northwestern part of the basin, especially in the retroflection region (10 cm for T/P and 8 cm for the model; Figs.1a and 1b). This also corresponds to the lowest correlation and highest RMS-differences (Figs.1c and 1d).

The vertical structure (temperature and D20) in the model is in reasonable agreement with PIRATA temperature measurements (Figs.2) despite an underestimation of high frequency variability in the thermocline in the model. Moreover, the model is too cold near the surface, especially at 23°W where differences between the model and observations reach up to 1°C. Moreover, the thermocline is too diffuse compared to observations, a common flaw of numerical models in the equatorial regions.

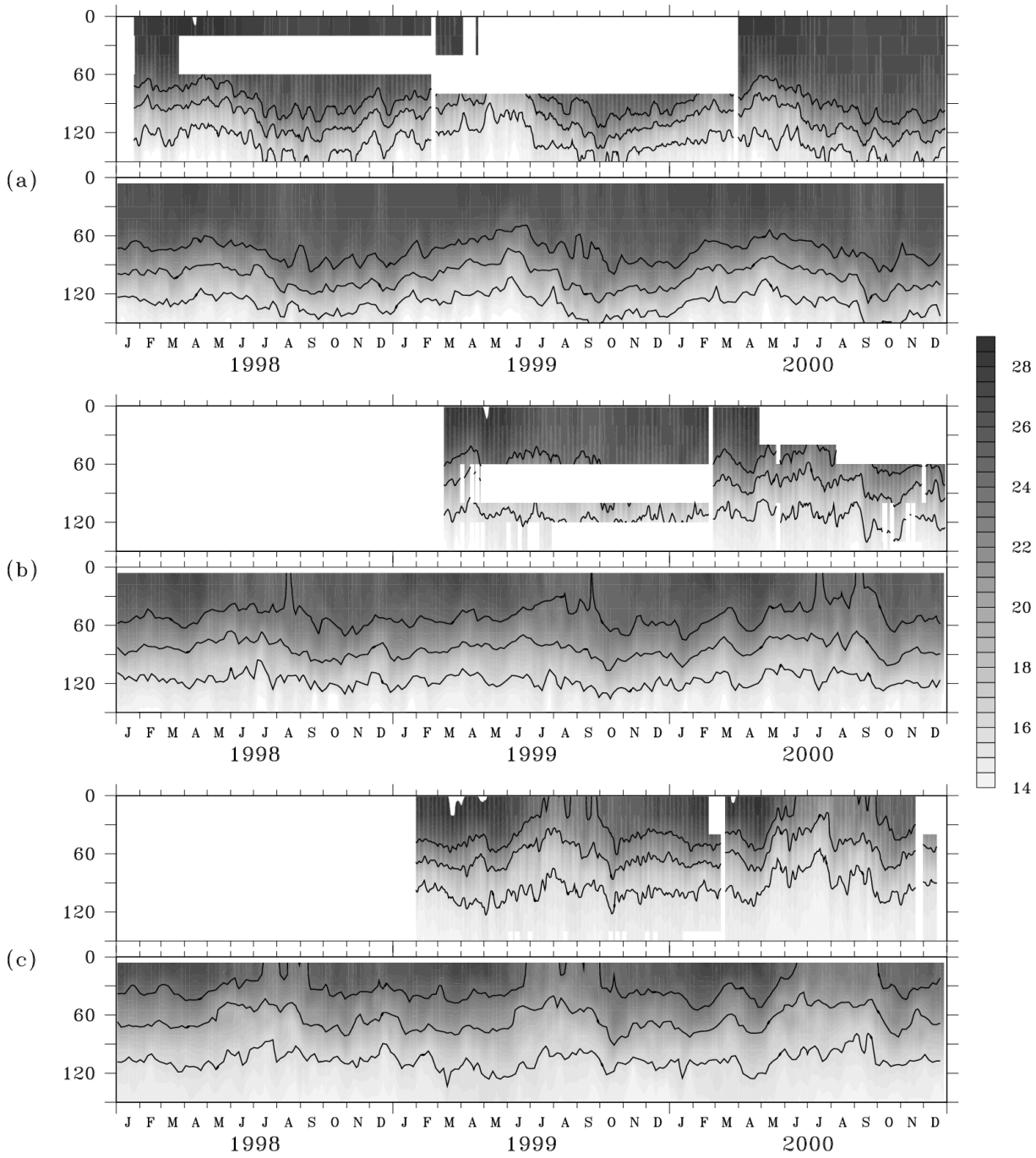


Fig.2 Time-depth plots of PIRATA moorings (upper) and model (lower) temperature along the equator at various longitudes : (a) 35°W, (b) 23°W and (c) 10°W; (contours: 16, 20, 24°C). The PIRATA data are filtered (5-days filtered).

3. Mean State

3.1 Description and validation

The Tropical Atlantic is subject to a trade wind regime whose seasonal variations partly govern the ocean. The south east and north east trade winds converge in the ITCZ whose position in the northern hemisphere is one factor which explains the presence of cold water just south to the equator, and warmer water north of it [see for instance *Mitchell and Wallace*, 1992]. The net heat flux is maximum above the cold tongue (160 $W.m^{-2}$), and minimum over the subtropical gyres (Fig.3a). The ECMWF global structure is in good agreement with other atmospheric heat flux data set. However, the zonally-averaged net flux along the equator from ECMWF (37 $W.m^{-2}$) is underestimated when compared to other data sets which are anyway not consistent together (for instance, 47 $W.m^{-2}$ for NCEP/NCAR Reanalysis; 60 $W.m^{-2}$ for UWM/COADS, and 89 $W.m^{-2}$ for SOC; for more details, see http://www-meom.hmg.inpg.fr/Web/Atlas/Flux/main.html). This is mainly due to too weak solar and latent heat fluxes [*Yu et al*, 2004].

The modeled mean circulation in the upper ocean is realistic (Fig.3b), with the two branches of the westward-flowing South Equatorial Current (SEC) off the equator, separating into the southward-flowing Brazil Current and the northward-flowing North Brazil Current. The latter feeds the Guyana Current, and the eastward North Equatorial CounterCurrent (NECC) which extends into the Guinea Current in the GG. The subsurface circulation is validated and discussed in a specific study about the EUC [*Arhan et al*, 2006].

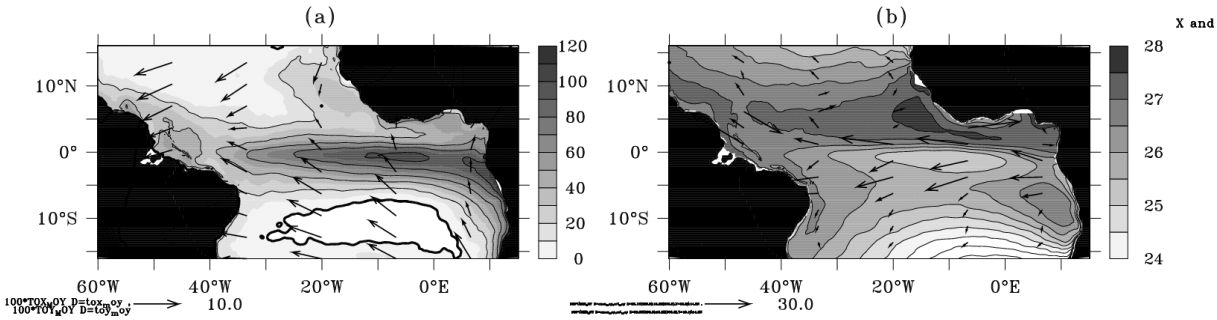


Fig.3 Longitude-Latitude plots of the 1997-2000 time-average of (a) ECMWF total heat flux (contours every 20W/m²) and ERS wind stress (10^2N/m²), and (b) CLIPPER mixed layer temperature (contours every 0.5°C) and CLIPPER currents (cm/s).

The modeled spatial D20 distribution is in agreement with TAOSTA observations (*Vauclair and Du Penhoat*, 2001, Figs.4a and b). The zonal and meridional slopes of the thermocline are similar in the model and the data: along the equator, the thermocline deepens from 50 m in the east to 120 m in the west in both data and model.

Figures 4c and 4d depict the mixed layer mean depth, in comparison with the dBM's mixed layer depth climatology. The MLD is shallower in the eastern part of the basin: 10 m (both model and data), and deepens toward the west reaching 60 m in the observations but only 40 m in the model. This underestimation of the MLD is due to the combined effects of the absence of the very high-frequency weakly wind stress forcing and of the insufficient vertical resolution which prevents the transmission of the wind stress energy to the current shear and thus prevents the MLD from deepening [*Blanke and Delecluse*, 1993]. Note that the high spatial resolution of the model allows the narrowness of the shallow mixed layer in the equatorial band to be reproduced. This is not visible with a weaker resolution such as in dBM, but it is confirmed by close examination of vertical profiles from hydrographic cruises such as EQUALANT [*Bourlès et al*, 2002]. Despite a slight underestimation of the modeled MLD in the west, the model demonstrates a good ability to reproduce the mixed layer depth structure, a key feature for mixed layer heat budgets.

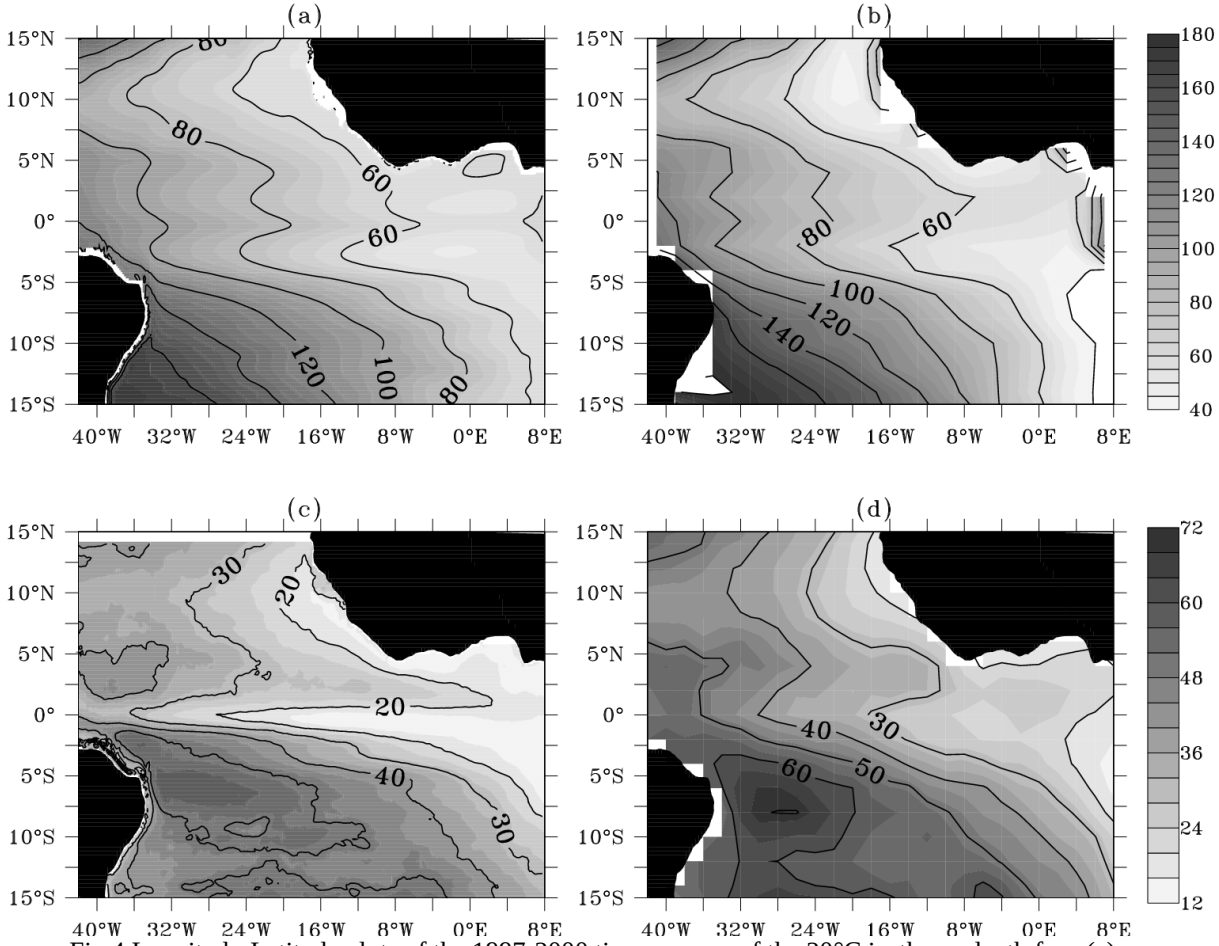


Fig.4 Longitude-Latitude plots of the 1997-2000 time average of the 20°C isotherm depth for : (a) CLIPPER, (b) TAOSTA (contours every 20m); and of the mixed layer depth (for (c) CLIPPER and (d) *de Boyer Montégut et al*. [2004], (contours every 10m). The criterion for the MLD is the depth at which the density equals to the surface density plus 0.05 kg/m³.

3.2 Heat budget

Figure 5 shows the mean 1997-2000 budget state of the different tendency terms of equation 1. Over that time period, heat storage (left-hand side of equation 1) is observed to be close to zero.

The overall balance is mainly a result of cooling by vertical processes at the base of the ML (vertical advection, entrainment, vertical mixing), warming by atmospheric heat fluxes, and eddies, a picture very similar to *Vialard et al* [2001] and *Menkes et al* [2005]'s results in the Pacific Ocean. The subsurface cooling is greater than 2.5°C.month^{-1} south of the equator (0°S-2°S), from 0°W to 20°W. Over the same area, warming by the atmospheric fluxes is about 1.5 to 2°C.month^{-1}. Warming by eddies contribute to a rate of 1 to 1.5°C.month^{-1} between 5°W and 30°W slightly north of the equator. The mean low-frequency meridional advection plays a minor role in the overall

balance and has mainly a cooling effect north of the equator (0°N-2°N) between 0° and 25°W, with values locally reaching 1°C.month^{-1}. Finally, low-frequency zonal advection is a minor term only contributing to a warming patch of 0.5°C.month^{-1} north of the equator (0°N-2°N) in the western part of the GG (0° and 10°W).

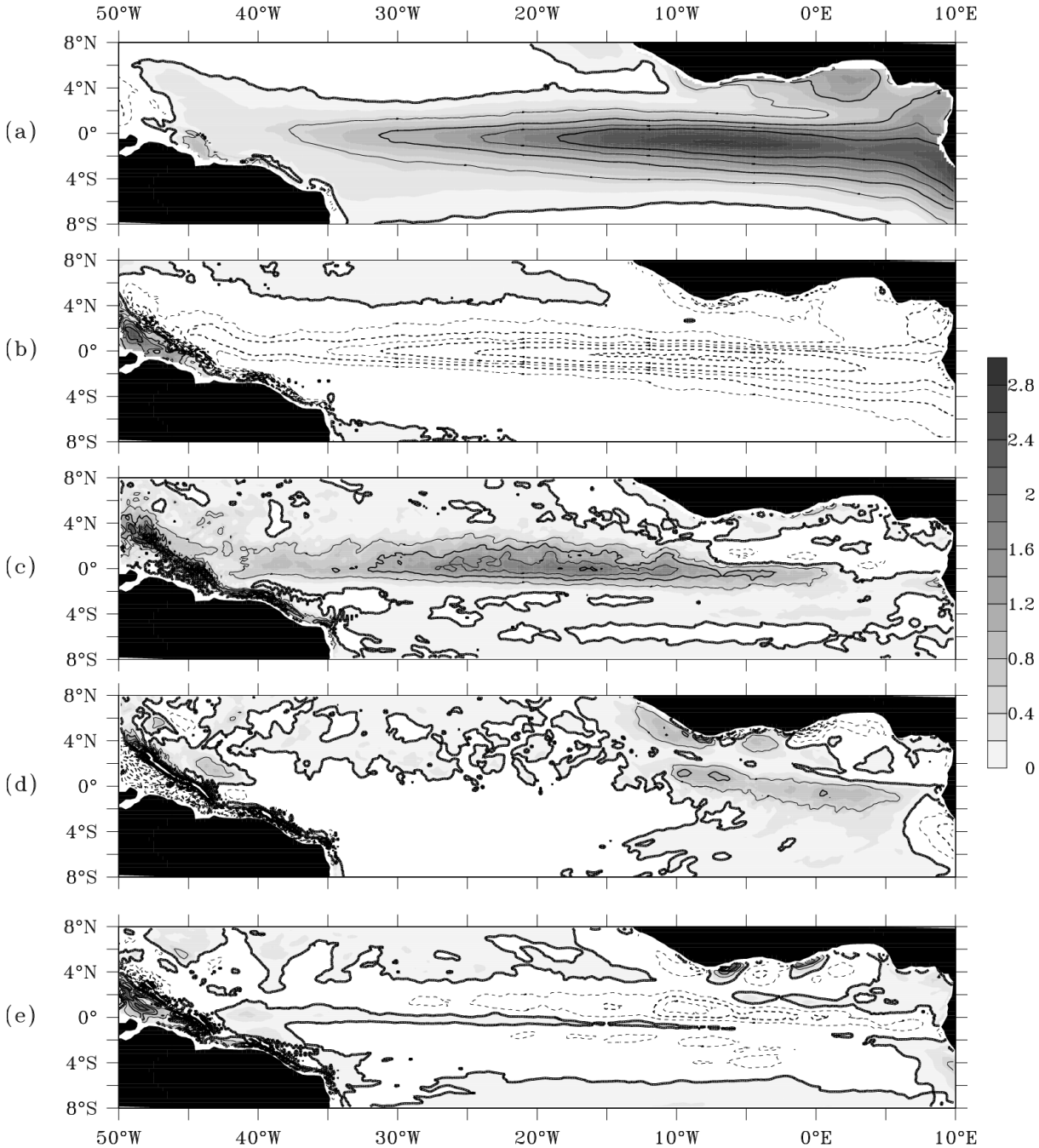


Fig.5 Longitude-Latitude plots of the 1997-2000 time-average of various contributors to the mixed layer temperature : (a) atmospheric forcing, (b) tendencies due to vertical exchanges with the subsurface ocean (sum of vertical advection, vertical diffusion at the base of the mixed layer, and entrainment) , (c) eddies (high frequency horizontal advection + lateral diffusion), (d) zonal advection by low frequency currents, (e) meridional advection by low frequency currents (contours every 0.5°C/month between -2°C/month and 2°C/month, every 1°C/month after, the thick line is zero).

The atmospheric forcing term largely reflects the structure of the atmospheric net heat fluxes (Fig.5a and Fig.3a). Its pattern is close to the total net heat flux, but depends also on the spatial structure of the mean MLD (Fig.4c). A shallow MLD indeed concentrates the net heat flux and increases the warming tendency close to the equator. The strongest heating thus also corresponds to the region of the strongest upwelling, enhancing the moderating effect of the atmospheric fluxes on the equatorial upwelling.

The mean subsurface tendency term (Fig.5b) is a cooling term all over the equatorial band. Like the atmospheric warming, the subsurface cooling is also the strongest in the equatorial cold tongue: firstly, this is a region of Ekman divergence and upwelling, with a thin thermocline and a strong vertical temperature gradient; secondly, the strong vertical shear between the surface SEC and the Equatorial UnderCurrent results in strong vertical mixing.

The warming by the eddy term is located in the region of most active TIWs [*Chelton et al*., 2001], and is similar in magnitude to the seasonal atmospheric heat flux. The TIWs are tightly trapped within a narrow band north of the equator, and reach their maximum at 15°W, in agreement with satellite observations [*Legeckis and Reverdin*, 1987; *Caltabiano et al.*, 2005]. In agreement with *Jochum et al* [2004], the lateral diffusion is observed to be negligible when compared to TIWs.

The low-frequency zonal advection heating pattern on the equator between 10°W and 0° is due to the westward current that brings warmer waters from the east of the cold tongue (Fig.3b). Like the zonal advection, the mean advection by low-frequency meridional currents (Fig.4e) does not play a major role in the total balance. North and south of the cold tongue the meridional current flows poleward, in response to the equatorial divergence and thus brings colder water: this is a cooling term. This cooling is less effective in the south as the meridional temperature gradient is weaker than in the north.

4. Seasonal Cycle

4.1 Description and validation

Figure 6 shows the seasonal cycle of zonal wind stress, net heat flux and thermocline depth. In March, the net flux (Fig.6a) reaches its first maximum in the central part of the

basin (110 W.m^{-2}), when wind stresses are low (0.04 N.m^{-2}). From March to May the net heat flux decreases along the equator while zonal wind stress and latent heat flux increase, driving the net heat flux close to its minimum in May (~20 W.m^{-2}). The wind in the eastern part of the GG blows eastward in the GG (monsoon flux), and strengthens between August and October. The net heat flux thus reaches its second maximum in late September (120 W.m^{-2}). From September to December, the net heat flux decreases to a second minimum (60 W.m^{-2}). These features are in agreement with *Chang et al* [2000]. Figure 6c shows the seasonal cycle of the modeled thermocline depth which tightly responds to wind forcing variability (Fig.6b). In March the east-west thermocline slope is slightly tilted and reverses east of 5°W; this slope starts to increase in May and June during the intensification of the easterlies. As the easterlies relax in the center of the basin between June and October, the thermocline deepens at 0°E. The second intensification of the trade winds in November makes the thermocline shallow again in the whole basin. These features are in good agreement with *Hastenrath and Merle* [1987].

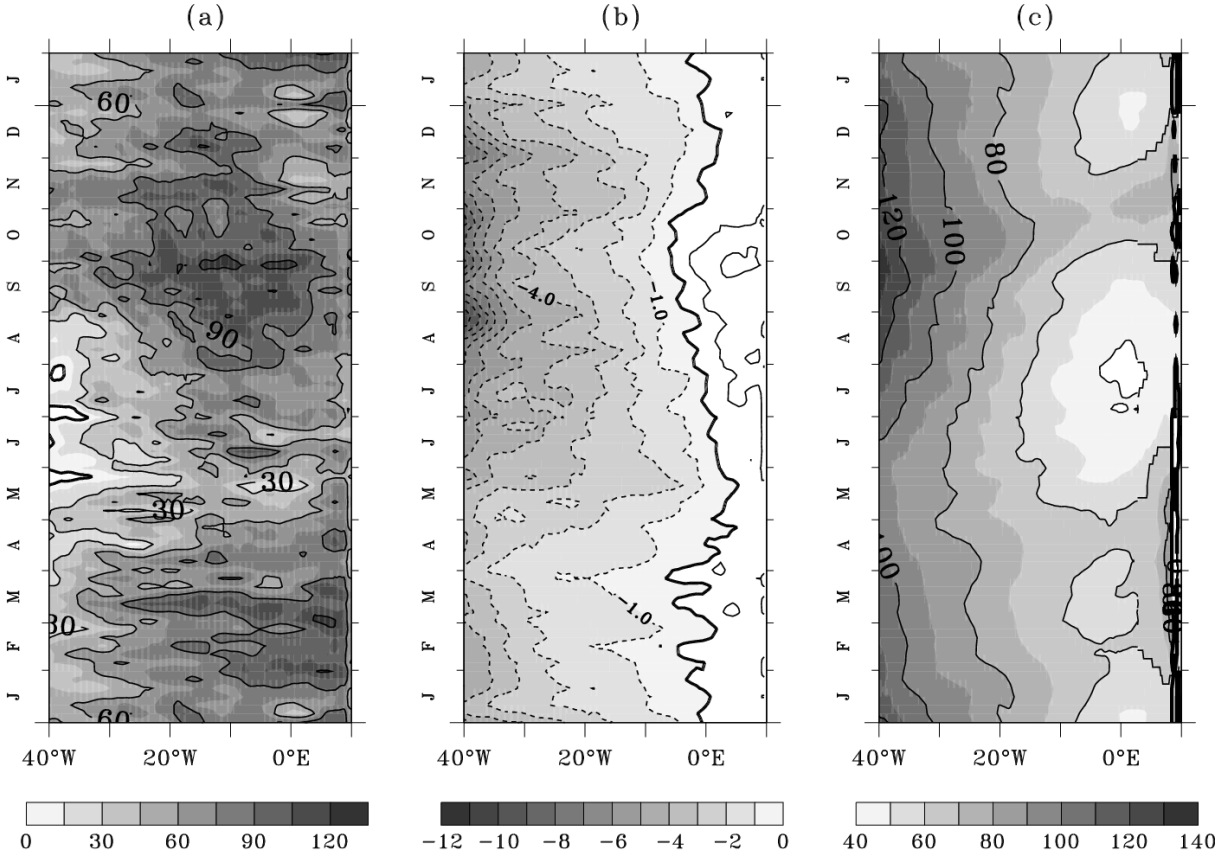


Fig.6 Longitude-Time plots along the equator (2°N-2°S average) for the mean 1997-2000 seasonal cycle of (a) ECMWF net heat flux (contours every 30 W/m²), (b) ERS zonal wind stress (contours every 10^{-2} N/m²), and (c) model 20°C isotherm depth (contours every 20m).

Figures 7a and 7b represent the SST seasonal cycle, from the model and TMI. In March-April, the SST reaches its maximum (28.5°C in the model, 29.5°C for TMI) in the eastern part of the basin. Then the SST drop until August (23.5°C in the model and 23°C in observations) when the trade winds are strongest. Then, SST slowly rises from August to March, except in boreal winter in the GG with a short cold season in the model. This secondary cooling is generally not captured well in most widely-used climatological data because of their low resolution in space and time. However, the six-year PIRATA buoy observations support the existence of this secondary seasonal cooling (not shown). Notice that the seasonal warming and cooling are highly asymmetric at 10°W, with the latter taking only three months and the former taking seven months. From the oceanic point of view, this rapid cooling can be attributed to the sudden and rapid intensification of the southerly winds in May-June in the GG, in link with the West African monsoon [*Li and Philander*, 1997; *Xie and Carton*, 2004]). The main features of the SST seasonal cycle are well captured by the model, despite a lack of amplitude compared to TMI, in particular the cold tongue is not cold enough in boreal summer.

Figure 7c depicts the seasonal variations of the model MLD in comparison with dBM's climatology (Fig.7d). As the winds are more intense in the west, the mixed layer is deeper there than in the east. In March-April, the wind stress is very weak and the ocean remains highly stratified: the mixed layer is shallow (12 m from the African coast to 30°W in the model but deeper in the observations). During May and June, the sudden increase of the easterly wind stresses very rapidly deepens the mixed layer in both model and observations. When wind stress relaxes after November, the mixing reduces, the top of the ocean stratifies and the ML thins. The MLD variations are around 30 m in the west and 10 m in the east, representing a variation of 100% over the course of the season. Notice that, even though the seasonal cycle of the thermocline and the mixed layer depths are similar in the central and western tropical Atlantic, the cycles are not in phase in the east: when the MLD rapidly varies, the thermocline depth is at an extremum, and vice versa (i.e. ∂_tMLD maximum when ∂_tD20=0, and ∂_tD20 maximum when ∂_tMLD=0).

The seasonal cycles of the zonal current along the equator, for the simulation and the RMK product, are shown in figures 7e and 7f. In April, the westward-flowing SEC

strengthens with the intensification of the trade winds (Fig.6b), and reaches its maximum in June (0.5 $m.s^{-1}$) with the right timing and location compared to RMK, although with a weaker than observed intensity. During the relaxation of the easterlies and the strengthening of the westerlies (Fig.6b), the SEC drops and reverses from the GG to 15°W in September and October in agreement with RMK and other studies [*Weisberg and Weingartner*, 1988]. The second intensification of the trade winds in November (Fig.6b) is associated with a second strengthening of the SEC that reaches a maximum (0.4 $m.s^{-1}$) in both model and data.

4.2 Seasonal Heat budget

4.2.1 Along the equator

This section first describes the heat balance in the equatorial band (2°N-2°S mean). The various tendency terms of the heat budget seasonal cycle (1997-2000 mean) are presented in figure 8.

Heat storage along the equator is driven by the cooling action of the subsurface term (Fig.8c), and the warming by both atmospheric forcing (Fig.8b) and eddies (Fig.8d). Zonal and meridional advections by low-frequency currents are relatively weak except in boreal summer (Figs.8e), and compensate each other. For more legibility, they are regrouped. There are four distinct periods in the heat storage seasonal cycle (Fig.8a): 1) from January to the end of March, the mixed layer warms slowly, 2) in April, the cooling starts, and goes on until August, with a cooling maximum in May of around 5°W, 3) the mixed layer is then heated again until December, 4) in December, a second and weaker boreal winter cooling can be identified in the eastern part of the basin (Fig.7a).

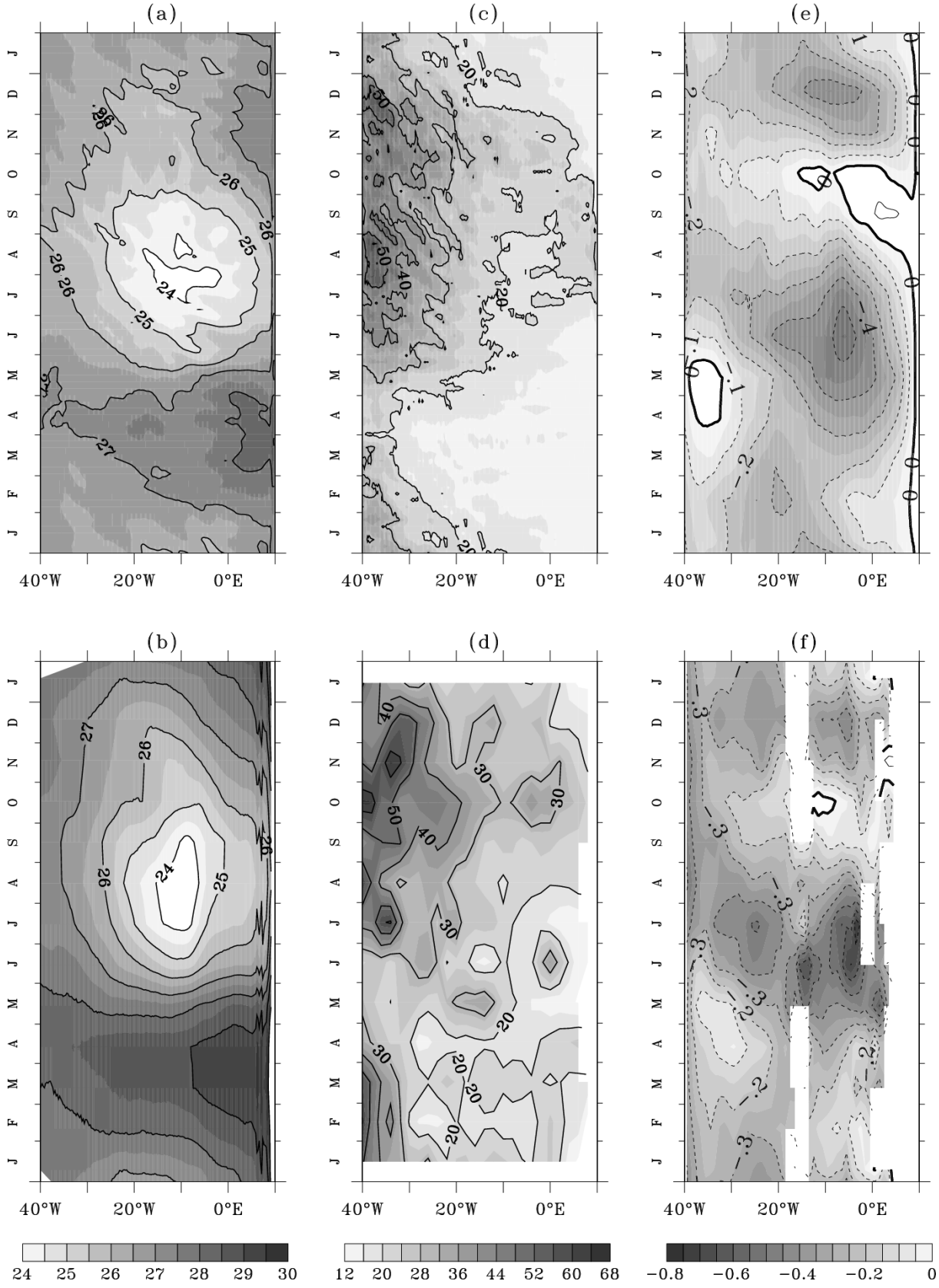


Fig.7 Same as Fig.6 but for SST from (a) CLIPPER and (b) TMI (contours every 1°C); MLD from (c) CLIPPER and (d) *de Boyer Montégut et al.* [2004] (contours every 10m); zonal current from (e) CLIPPER and (f) Richardson and McKee (1984) (contours every 0.1cm/s). The RMK data are smoothed (1° longitude Hanning filter).

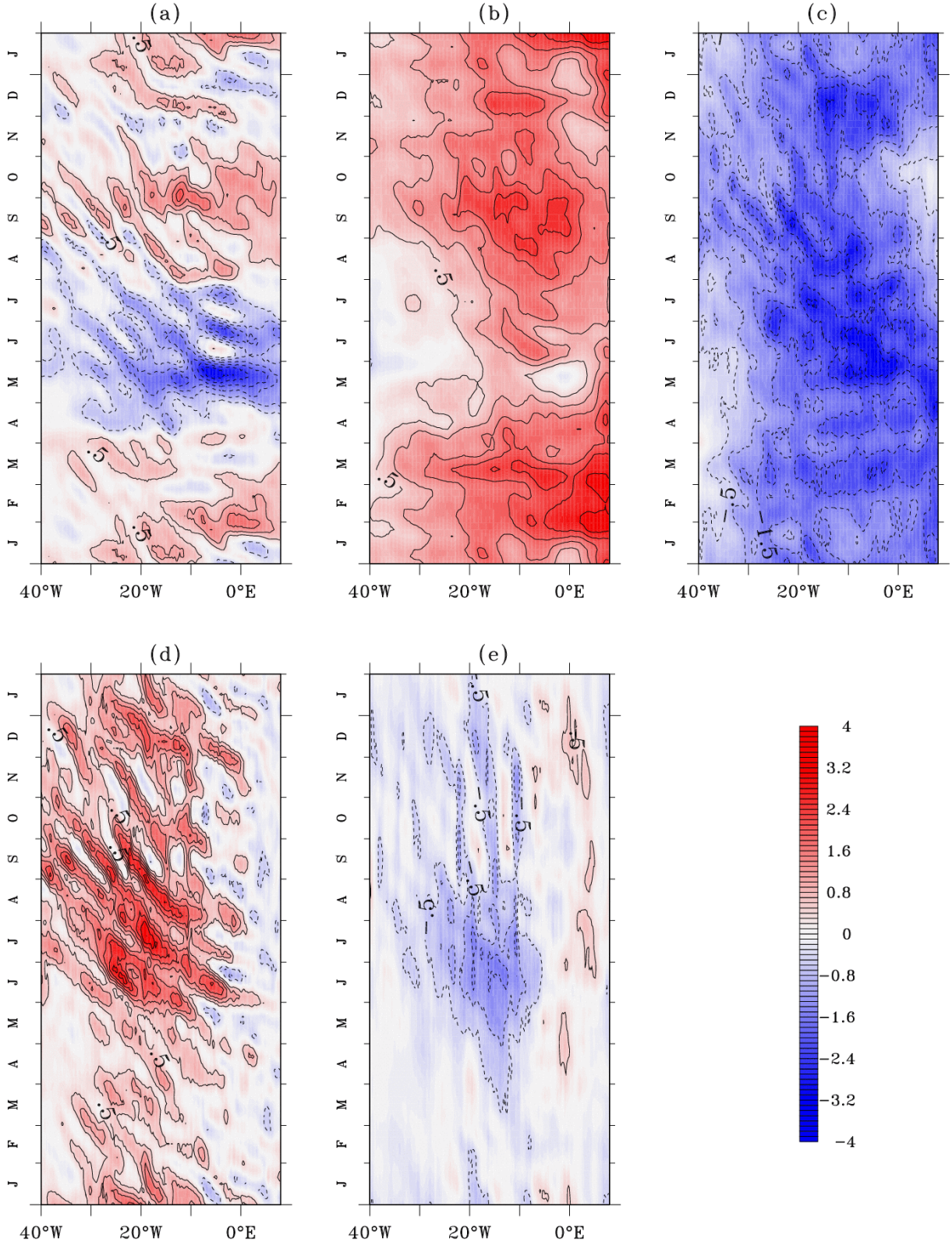


Fig.8 Longitude-Time plots along the equator (2°N-2°S average) of 1997-2000 mean seasonal cycles of : (a) heat storage, (b) atmospheric forcing, (c) tendencies due to vertical exchanges with the subsurface ocean (sum of vertical advection, vertical diffusion at the base of the mixed layer, and entrainment) , (d) eddies (high frequency horizontal advection + lateral diffusion), (e) zonal and meridional advections by low frequency currents, (contours every 0.5°C/month between -2°C/month and 2°C/month, every 1°C/month after, the thick line is zero). All the trends are smoothed with a 25-days Hanning filter.

Between January and March, as the ITCZ comes close to the equator, winds and currents are weak (Figs 6a. and 7e.); the contributions of the subsurface cooling term and the TIWs are thus weak, and the surface heating is the dominant term (Fig.8b) that drives the positive heat storage and the resulting SST warming with a maximum SST at the end of March (Fig.7a).

The strong cooling between April and August is linked to both a clear decrease in the warming by atmospheric forcing and an increase in the subsurface cooling, but is moderated by warming by TIWs. In April and May, the easterlies suddenly strengthen at the equator, forcing a strong SEC (Figs.6a and 7e). Atmospheric heat forcing drops (Fig.6a) because of the decrease in solar heat flux and the increase in latent heat loss via evaporative cooling. Vertical diffusion cooling, induced by strong mixing processes, is enhanced. At that time, the currents are swift and are prone to instability; they generate tropical instability waves in the center of the basin, that act to warm the equatorial band from 5°W to 30°W (Fig.8d). This warming by TIWs is not strong enough to counteract the two previous effects, which result in a net heat loss and a progressive SST decrease, reaching its minimum at the beginning of August (Fig.7a). In the far western part of the basin, the increase in latent heat loss is enhanced by higher wind stress (Fig.6b), the subsurface cooling is less efficient as the thermocline remains deep, and the warming by the TIWs remains weak because the waves generated around 5°W have not yet reached the western part of the basin; almost every term plays a role in the SST drop there. East of 15°W, TIWs play almost no role and vertical diffusion cooling induced by strong mixing processes dominates over all terms.

From August to November, atmospheric forcing significantly increases again (Fig.8b), due to higher solar heat flux, and weaker easterlies in the center of the basin (Fig.6b). In association with the wind decrease, the drop in westward currents (Fig.7e), stratification (Fig.6c) and shears (horizontal and vertical) in September and October reduce the effects of both subsurface cooling and warming by TIWs. The situation is quite different in the far western part of the basin where the easterlies (and the SEC) increase in July and August (Fig.6b, 7e). This leads to an increase in subsurface cooling compared to the previous period, due to stronger mixing at the base of the ML. The TIWs also remain intense there. The warming by eddies and the subsurface cooling partly compensate each other and the increase in surface net heat flux drives the

observed rise of the SST. In the GG, the TIWs are almost nonexistent, so the heat storage is dominated by the surface warming and the subsurface cooling. The atmospheric forcing is weak from August to November, as the westward current decreases and even reverses in the GG. The decrease in stratification and in subsurface cooling, together with the increase of surface atmospheric forcing, leads to a warming of the sea surface (Fig.8a). Though partly balanced by the subsurface term and modulated by TIWS in the western part of the basin, the increase in solar radiation is the dominant factor that explains the warming from August to November (Fig.7a).

In boreal fall and winter, the atmospheric warming decreases in the GG during the winter monsoon because of the associated high cloud coverage [*Okumura and Xie*, 2005]. Only in the GG the decrease in solar flux, associated with the increase in subsurface cooling, allows the SST to cool.

The overall analysis explains why the SST seasonal cycle is annual in the central and western parts of the basin, with a short intense cooling period between April and July and a longer period of slight warming, and semi-annual in the GG with a short second cooling period in December.

4.2.2 Latitudinal structure

To characterise latitudinal structure of the heat budget, two longitudes were selected: 23°W (representative of western and central parts of the basin and location of PIRATA moorings) and 3°E (eastern part of the basin and location of repeated hydrographic sections).

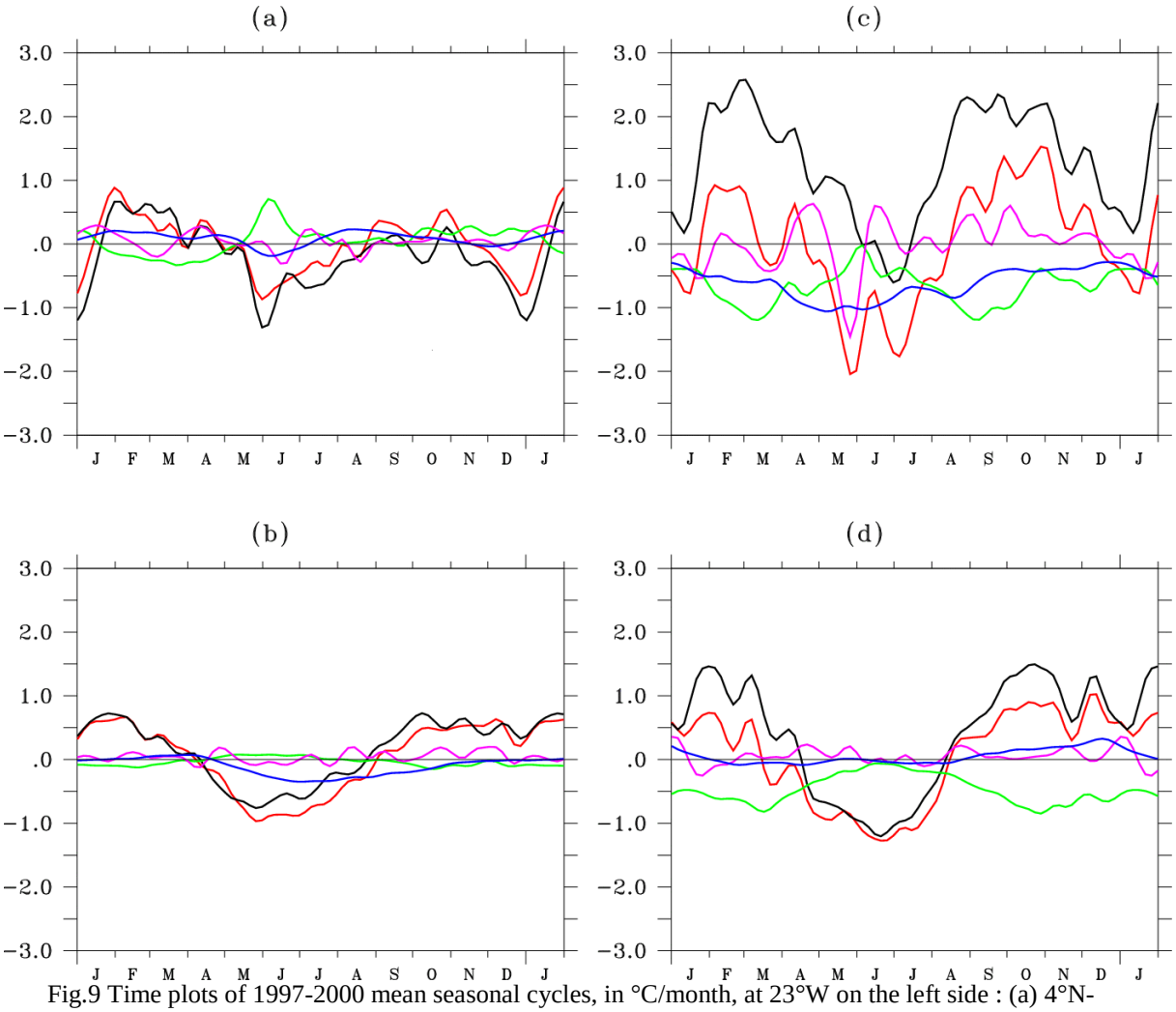


Fig.9 Time plots of 1997-2000 mean seasonal cycles, in °C/month, at 23°W on the left side : (a) 4°N-8°N average, (b) 4°S-8°S average, and at 3°E : (c) 4°N-8°N average, (d) 4°S-8°S average; the red line is the heat storage, the atmospheric forcing in black, the subsurface in green, the horizontal advection by eddies in purple, the zonal and meridional advections by low frequency current in blue.

At a first glance, figure 9 shows that the heat storage evolution south of the equator and north of it is mainly governed by atmospheric forcing in the central part of the basin (Figs.9a, 9b and 9d). North (4°N-8°N) and south (4°S-8°S) of the equator, the subsurface term tends to cool the mixed layer temperature except during the cold season when it tends to warm it at 23°W, due to the presence of a barrier layer. Except in the northeastern part of the basin where the eddies play a significant role in the temperature evolution (Fig.9c), this term is very small, like low-frequency advections.

As for the equatorial band, the seasonal cycle off equator reveals four periods. In the central part of the basin (23°W, Fig.9a and 9b) at the beginning of the year, from February to April, the SST is maximum north of the equator (29.5°C, not shown). During this period, the vertical effects are close to zero, with a strong stratification, and

the mixed layer temperature cycle is entirely controlled by the net surface forcing. With the increase of the winds in April, the atmospheric forcing decrease and the MLD deepens, in May, and therefore SST also decreases. North of the equator, the increasing heat flux provokes a second warming in boreal fall, and a second cooling in December. South of the equator, the overall trend cycle is annual and is driven essentially by the atmospheric processes with a brief cold period which extends from April to August and a warming tendency over the rest of the year.

East of 10°W, the situation is different. In the northern part of the GG, the seasonal cycle of the wind is more pronounced because of the African monsoon which causes the trade winds to reverse in boreal summer, with a semi-annual component corresponding to the two rainy seasons on the African coast. The first takes place in boreal summer, the second occurs in boreal winter. This semi-annual signal is very pronounced as an overall trend, in atmospheric forcing, and in subsurface (Fig.9c). The temperature in the ML is entirely driven by the semi-annual atmospheric heat flux cycle, although its amplitude is moderated by the cooling action of the subsurface processes, and to a lesser extent by the nearly constant horizontal low-frequency advections. Contrary to what happens in the other locations, the eddies make an important contribution to the heat budget, especially from April to October. In the southern part of the GG (Fig.9d), the mixed layer temperature cycle is dominated by the heat flux cycle.

5. Discussion

We calculated a mixed layer heat budget in the equatorial Atlantic with a similar method as *Vialard et al* [2001]. Our results in term of dominant processes are comparable.

In the present study, the different contributors to heat budget are found to be very similar to *Jochum et al* [2005]. For instance, the explicit lateral diffusion is negligible when compared to TIWs, confirming that models resolving TIWs scales are needed to accurately estimate heat budgets in the tropical oceans. However, the mechanisms of equatorial zone warming by TIWs in the Pacific and Atlantic oceans, and their effect on the mixed layer budget are the subject of controversies. On one hand, *Vialard et al* [2001] with a model in the Pacific, and *Weisberg and Weingartner* [1988] with

observations in the Atlantic, show that TIWs warm the cold tongue through the transport of heat from the north to the cold tongue, to regulate the heat stored in the NECC. On the other hand, *Jochum et al* [2005] claim that TIWs do not heat from the equatorial cold tongue with heat advected from the warm pool, but draw their heat from the atmosphere. First, *Jochum et al* [2004] suggest, from a numerical experiment, that eddy-induced horizontal and vertical fluxes almost compensate over a mixed layer of constant depth (20m), thus preventing TIWs from warming the equatorial cold tongue. On the contrary, there is almost no compensation when TIWS-induced horizontal and vertical advections are computed (instead of flux divergences approach which does not allow separating the influence of mass convergence) over a time- and space-varying mixed layer (see *Menkes et al* [2005] for a thorough discussion). Second, in our model, a particle starting at the surface in the equatorial upwelling is advected away to the north where it encounters the SST front and downwells, escaping from the direct atmospheric forcing while recirculating back to the equator and up in the equatorial waters. Furthermore, while a typical particles entrained in a TIW recirculates, a number of particle from the NECC are entrained into passing vortices associated to the TIWs. These warm particle waters actually do transport heat from the NECC warm waters to the cold tongue (*Dutrieux*, personal communication). Thus, in our model configuration, there is a direct oceanic heat transport from the NECC to the cold tongue. Yet, it has been demonstrated in observations that the atmosphere is structured at the TIW scales. It is thus likely that the atmosphere indeed retroacts on the ocean heat transport at the TIW scale. However, how this actually occurs is yet to be resolved and would need, from a modelling point of view, the construction of a fully coupled ocean-atmosphere high resolution model.

Comparisons with studies of the SST heat budgets computed from observations [*Merle*, 1980; *Weingartner and Weisberg*, 1991] in the equatorial Atlantic give qualitatively similar results despite different methodologies. In particular, *Weingartner and Weisberg* [1991] explained the seasonal variations in SST by several different mechanisms, each operating at a different phase of the annual cycle: the rapid decrease in SST in boreal spring and the appearance of the cold tongue was attributed primarily to upwelling-induced cooling by vertical advection; they found an increase in the horizontal advection with the onset of the instability wave season wherein a meridional

Reynolds' heat flux convergence resulted in increasing SST, which was then driven by surface heat flux. These results are qualitatively (if not quantitatively) comparable to the present results.

In a recent study, FGCM used *in situ* temperatures from PIRATA moorings, near-surface drifting buoys, and a blended satellite-*in situ* SST product to calculate mixed layer temperature evolution in the tropical Atlantic Ocean. Minimum, maximum and mean of the different terms of both heat budgets are presented in figure 10 (left). The seasonal evolution of the modeled trends (Fig.10, right) can be compared to figure 5 in FGCM. Except for the contributions of the vertical cooling terms and the low frequency advections, one can see on figures 10a-b-c the reasonable agreement between the present study and the data in terms of signs, amplitude, mean values, and latitudinal evolution. The major difference between the two heat budgets concerns the process responsible of the cooling: subsurface term (entrainment + vertical advection + vertical diffusion) in the present study and zonal advection by low frequency currents in FGCM. This difference may originate from the strong residue that is found in FGCM budget, especially at 10°W, that may be due to an underestimation of the vertical processes estimated from observations. Besides, the importance of the mean zonal advection in observations compared to our model may result from the scarcity of the observations, essentially based on drifters data that rapidly diverge from the equator.

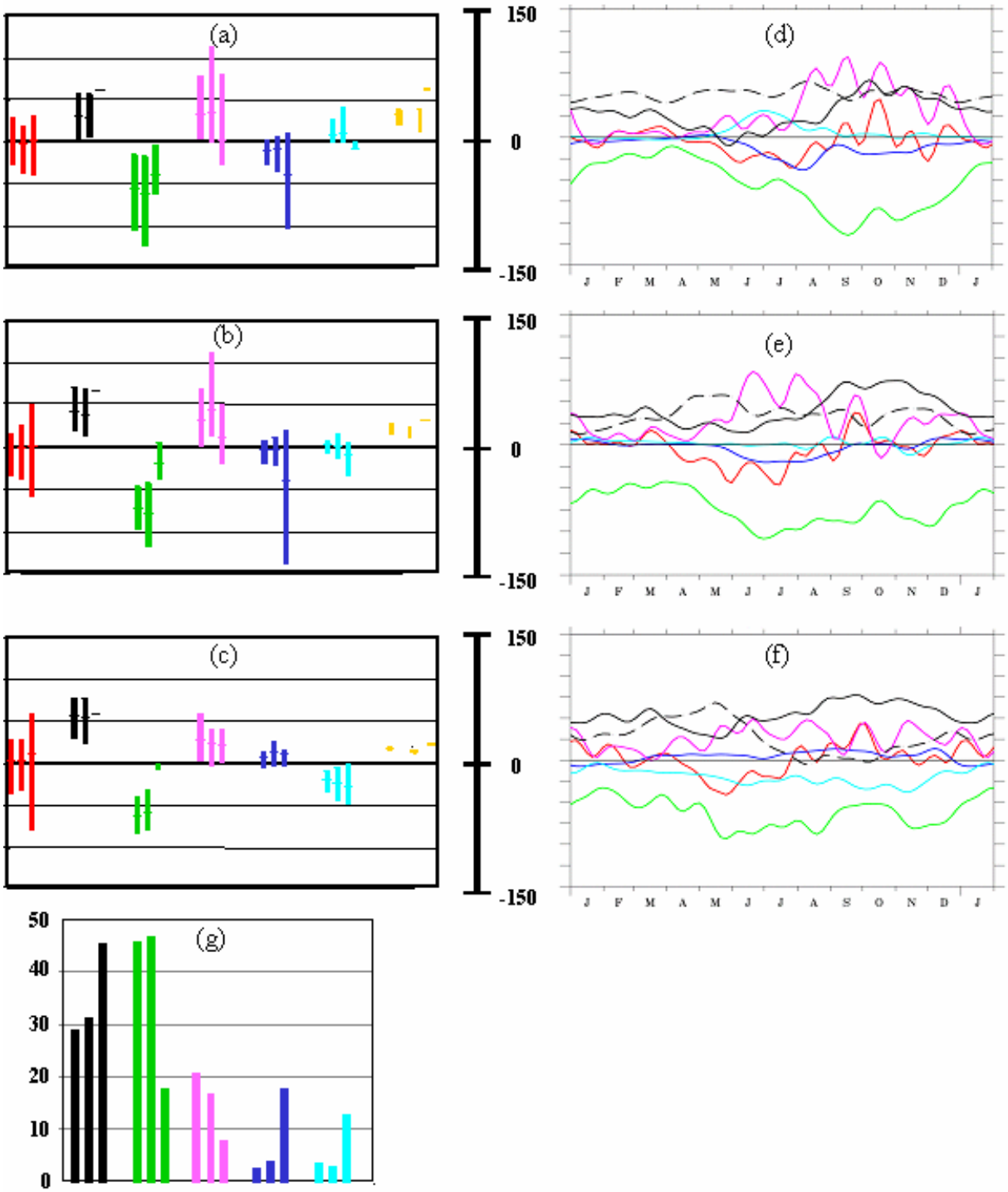


Fig.10 left: heat budget annual tendencies (W/m²) and mixed layer depth (m, in yellow) for CLIPPER (left bars), ORCA05 (middle bars) and PIRATA (right bars) at 35°W-0°N (a), 23°W-0°N (b), and 10°W-0°N (c). The PIRATA heat budget values are from Foltz et al.[2003]. The bars represent minimum, maximum (vertical bars) and mean (horizontal bars).
right : seasonal cycle of CLIPPER tendencies around 35°W-0°N (d), 23°W-0°N (e), and 10°W-0°N (f), in W/m².
(g) represents the relative contributions (%) of the various terms for the total budget, in CLIPPER (left bars), ORCA05 (middle bars) and PIRATA (right bars).
Colours represent the various term : heat storage in red, forcing in black (dash line is the damping contribution), subsurface in green, horizontal advection by eddies in purple, zonal advection by low frequency current in blue, and meridional advection by low frequency current in light blue.

However, the model also has limitations, firstly the relaxation term added to the ECMWF atmospheric heat fluxes. Figures 10d, 10e, and 10f show the seasonal cycles of the relaxation term (in black dashed lines) and the total net heat flux (ECMWF + relaxation, in black continuous lines). The relaxation term is always positive, whatever the location, in agreement with the previously discussed cold bias in the equatorial modeled SST. This term is necessary everywhere for the mean state, but important for the seasonal cycle only in the eastern part of the basin. It might account either for uncertainties in the ECMWF atmospheric heat fluxes or unresolved dynamics and thermodynamics in the present oceanic model. Comparisons with satellite or in situ data show that ECMWF net heat flux is too weak near the equator. Comparison between PIRATA flux and ECMWF flux also reveals that the primary role of the relaxation term is to bring the ECMWF flux nearer the observed flux. The relaxation term may account in particular for a possible bad representation of the cloudiness over the GG. Furthermore, to illustrate uncertainties due to atmospheric forcing, we have computed the same mixed layer heat budget with another configuration of OPA, ORCA05 (see details of this configuration in *de Boyer Montégut et al*, [2005]), which is forced in bulk formulae for heat and salt fluxes. The results are presented on figure 10 (left). We observed that even though seasonal amplitudes are different (Fig.10a, b, and c), the relative importances of the terms are the same (Fig.10g), which means that the overall heat balance is unchanged. This suggests that, in spite of the differences in spatial resolution and in the parameterisation of lateral diffusion between the two simulations, our results are largely independent of the choice of a specific heat flux data set. This important conclusion holds also for the wind stress as demonstrated in the equatorial Pacific by *Cravatte et al* [2005]. Secondly, as shown in validation sections, the vertical structure is not exactly simulated by CLIPPER with an underestimation of the MLD in the western part of the basin, and a slightly too diffuse thermocline compared to in situ data. Even if the stratification underestimation leads to an augmentation of the vertical diffusion coefficient (the current shear seems realistic), the too diffusive thermocline tends to underestimate the vertical diffusion and the entrainment, by decreasing the temperature vertical gradient (Eq.1). This underestimation of the cooling should induce warmer SST than observed, which is not the case, suggesting that there is not enough warming, from either surface heat fluxes or TIWs. The too shallow MLD can not

explain this surestimation: indeed, if the atmospheric heat fluxes were integrated on a deeper layer, it would decrease their contribution to the mixed layer temperature budget. Finally, another source of uncertainties in our numerical approach is parameterisation of the vertical and lateral diffusion, which has been shown to be crucial for the variability in the Tropical Ocean [*Blanke and Delecluse*, 1993].

6. Summary

In this study, the seasonal cycle of the equatorial mixed-layer heat budget is investigated using a numerical simulation of the Tropical Atlantic. A high-resolution ocean general circulation model is used to diagnose the various contributions to a local and closed mixed layer heat budget. The simulation reproduces reasonably well the main features of the circulation and thermal structure of the tropical Atlantic. The model closed mixed layer heat budget is decomposed into six terms: the temperature evolution, the atmospheric flux forcing, the vertical processes (sum of vertical diffusion, vertical advection and entrainment), the eddies (regrouping the horizontal high-frequency - < 35 days - advection and the lateral diffusion), and the two components (zonal and meridional) of the horizontal advection by low-frequency currents - > 35 days. Unlike several other studies, the SST equation is integrated over a time- and space-varying mixed layer.

At a first order, the SST balance at the equator is found to be a result of both cooling by subsurface processes (through vertical mixing at the base of the mixed layer, vertical advection and entrainment), and heating by atmospheric net heat fluxes and eddies (mainly TIWs). The cooling by subsurface processes is strongest in June-August and December when the easterlies are strong. Heating by the atmosphere is maximum in February-March and September-October, whereas the eddies are most active in boreal summer. On the other hand, horizontal advection by low frequency currents only plays a minor role in the heat budget. Off equator, the sea surface temperature variability is mainly governed by atmospheric forcing all year long, except in the northeastern part of the basin where strong eddies generated at the location of the thermal front significantly contribute to the heat budget in boreal summer.

Comparisons with previously published observational studies show relatively close

conformity. However, this study reveals the major role played by the vertical exchanges at the base of the mixed-layer that might be partly corresponding to the residue in heat budgets computed from observations. Experiment with higher vertical resolution will be necessary to study the processes between the ML and the underlying thermocline. In particular, the fact that the MLD and the thermocline variations are not in phase in the eastern part of the basin will be the subject of further research. Moreover, the relaxation term, essential in this oceanic model to simulate the mean state and the seasonal cycle in the cold tongue region, highlights the importance of improving the quality of the atmospheric heat fluxes in the equatorial Atlantic. Cruises dedicated to study of ocean-atmosphere interactions in the GG, as part of the African Multidisciplinary Analyses (AMMA) program could be useful in this respect. Besides, more in situ observations are needed to identify and quantify the vertical processes in the upper layer of equatorial oceans.

IV.3- Compléments sur le calcul du bilan de chaleur

Pour être précis et pour pouvoir attribuer exactement un processus physique à un terme, le bilan de chaleur et l'intégration dans la couche de mélange doivent être calculés à chaque pas de temps du modèle, c'est-à-dire « on-line ». « off-line » signifie que le calcul des termes de ce bilan et ensuite l'intégration dans la ML sont effectués à partir des sorties moyennes à 5 jours du modèle. En raison de l'existence de termes non linéaires (par exemple les advections), du mouvement de la MLD à des échelles de temps inférieures à 5 jours et des termes diffusifs, le bilan obtenu off-line comporte un résidu important. De plus, on ne peut attribuer de manière sûre une signification physique à ce résidu, contrairement au calcul on-line où le résidu représente le seul terme non calculé explicitement, le terme d'entraînement dû au mouvement de la base de la ML.

Dans la comparaison présentée ici, on utilise les grandeurs calculées par le modèle CLIPPER pour estimer les différents termes du bilan de chaleur off-line.

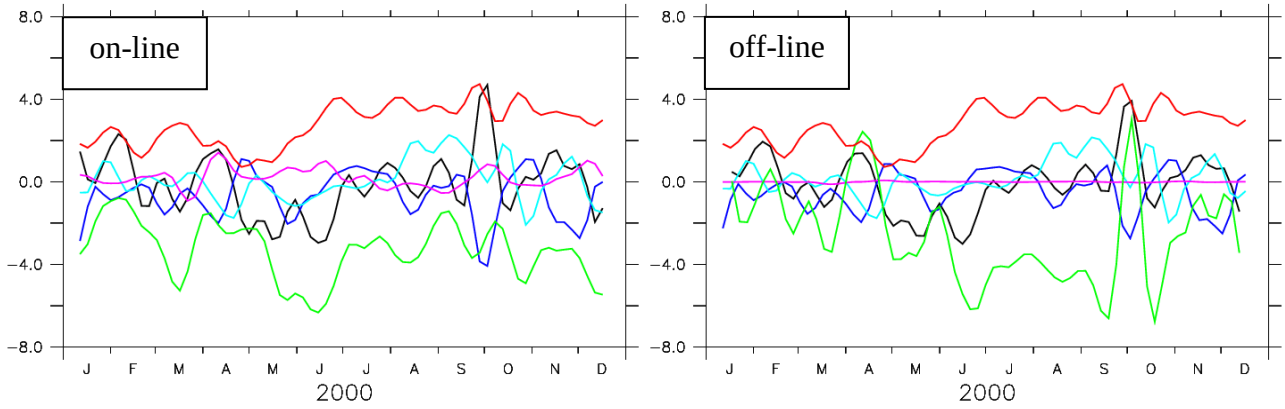


Fig.4.1 termes du bilan de chaleur en °C/mois à 10°W-0°N en 2000 calculés on-line (à gauche) et off-line (à droite) à partir du modèle CLIPPER, total en noir, flux air-mer en rouge, advection zonale en bleu, méridienne en turquoise, verticale en magenta et subsurface en vert, i.e. somme de diffusion verticale et entraînement dans le calcul on-line et (-1x) résidu dans le calcul off-line.

Le résidu du calcul off-line est calculé comme la variation temporelle de la température de la couche de mélange à laquelle on soustrait les termes d'advections de la température (zonale, méridienne et verticale) et le forçage atmosphérique. Il provient donc essentiellement des termes verticaux. En effet, le calcul off-line des termes d'advection horizontale, d'accumulation locale de chaleur et de forçage atmosphérique n'engendre que peu d'erreur (Fig.4.1), car les non-linéarités et les variations de la MLD

à une fréquence inférieure à 5 jours ont moins d'influence sur ces termes. En revanche, ces processus sont primordiaux pour les termes verticaux, en particulier pour la diffusion verticale (Fig.4.2).

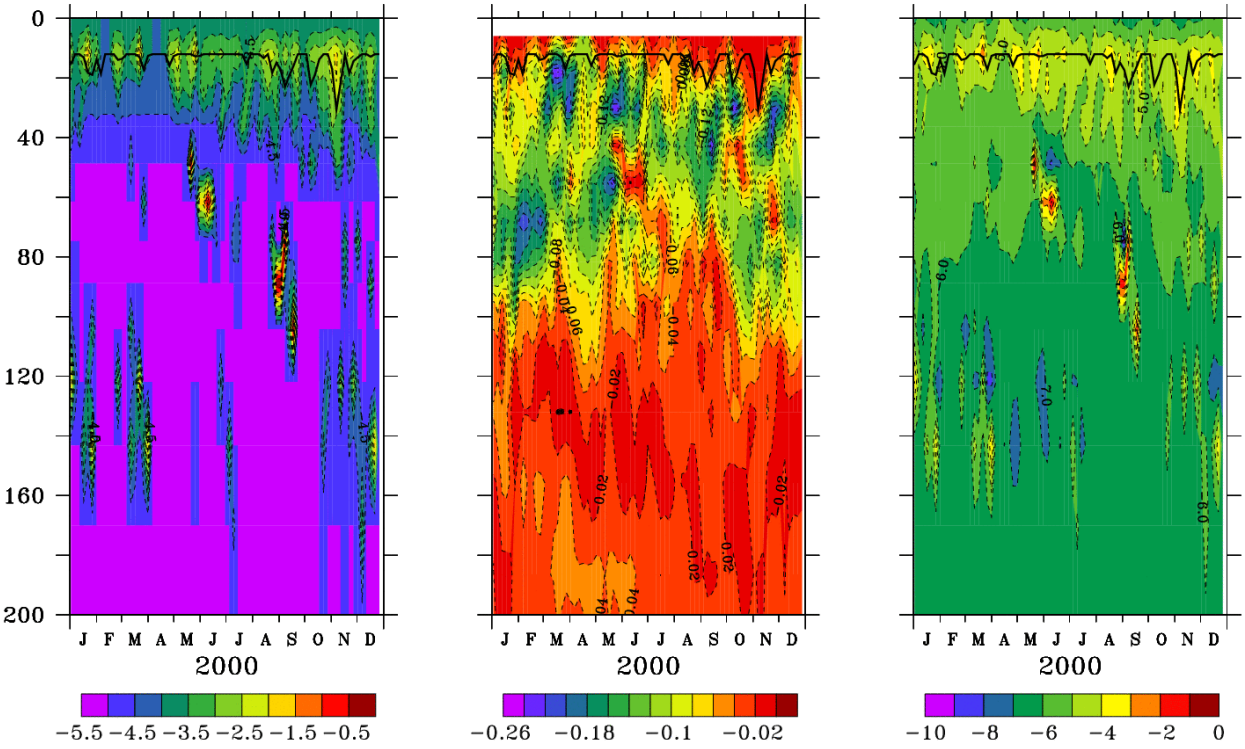


Fig.4.2 profils verticaux du logarithme du coefficient de diffusion verticale (à gauche), du gradient vertical de température (au milieu) et du logarithme du produit (à droite) à 0°N-10°W, modèle CLIPPER.

De plus, le modèle est écrit de manière à ce que le coefficient de diffusion vertical prenne une valeur seuil (1 dans le cas de CLIPPER) dans le cas où la convection se déclenche, ce qui rend ce terme inexploitable pour recalculer la diffusion verticale off-line. Une solution alternative est de considérer ce terme comme résidu du calcul du bilan off-line. Or, la figure 4.1 indique que ce n'est pas exact.

Notons ensuite que le résidu provient essentiellement du calcul off-line des termes du bilan et non pas de l'intégration off-line dans la couche de mélange. En effet, si on intègre off-line dans la couche de mélange les termes calculés on-line à chaque niveau vertical du modèle, le résidu est faible, et raisonnablement attribuable aux processus d'entraînement.

Enfin, malgré la faiblesse du terme d'entraînement, il est absolument nécessaire de calculer le bilan de la couche de mélange en intégrant sur une profondeur variable dans le temps et dans l'espace pour représenter correctement ce bilan.

IV.4- Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'examen de l'état moyen et le cycle saisonnier du bilan de chaleur de l'Atlantique tropical. Le bilan de chaleur intégré sur la couche de mélange, de profondeur variable, nous a permit de montrer que la SST à l'équateur était au premier ordre équilibrée par le refroidissement des processus de subsurface (principalement par le mélange vertical à la base de la couche de mélange), et par le réchauffement conjoint des flux de chaleur air-mer et de l'effet des TIWs. Le refroidissement par les processus de subsurface est maximum de juin à août et en décembre quand les alizés sont les plus forts. Le réchauffement par les flux de chaleur atmosphériques est quant à lui maximum en février–mars et septembre–octobre, tandis que les eddies sont les plus actifs en été boréal. Les advections horizontales par les courants basse fréquence ne jouent qu'un rôle mineur sur le bilan de chaleur. Cette présente étude s'est limitée à l'état moyen et au cycle saisonnier de la SST. On peut cependant se demander si cet équilibre se maintient à des échelles de temps plus grandes, en particulier pour étudier la variabilité interannuelle de la langue d'eau froide dont les conséquences sont importantes pour le climat des continents voisins. Ce point sera traité dans le chapitre 5.

En dehors de l'équateur, nous avons montré que la variabilité de la SST était principalement gouvernée par le forçage des flux de chaleur atmosphérique tout au long de l'année, excepté dans la partie Nord-Est du bassin où les eddies générés au niveau du front thermique contribuent significativement au bilan de chaleur en été boréal.

La comparaison avec de précédentes études menées à partir d'observations, en particulier celle de Foltz et al (2003), montre un bon accord en terme de signe, d'amplitude, de valeur moyenne et de structure latitudinale pour les termes du bilan de chaleur. La principale différence entre les deux bilans réside dans le terme responsable du refroidissement : le terme de subsurface dans notre étude et l'advection zonale par les courants basse fréquence dans l'étude de Foltz et al (2003). Cette différence peut provenir du fait que le bilan de Foltz et al (2003) présente un fort résidu, en particulier à 10°W, qui peut être dû à une sous-estimation des processus verticaux estimés à partir des observations et au fait qu'ils calculent leur bilan de chaleur off-line. De plus, l'importance de l'advection zonale dans les observations comparée à celle obtenue dans

le modèle résulte de la rareté des données de courants qui sont essentiellement obtenues par des drifters divergeant à l'équateur. De plus, le calcul du bilan de chaleur off line introduit des erreurs dues aux mouvements de la couche de mélange et aux non linéarités. Insistons enfin sur le fait que le bilan de chaleur de la couche de mélange doit être intégré sur une couche de profondeur variable dans le temps et dans l'espace pour représenter correctement le terme d'entraînement et les échanges entre la thermocline et la couche de mélange. Ces échanges, primordiaux pour la SST, nécessitent un examen plus approfondi et seront abordés, mais avec une résolution verticale accrue, dans l'annexe 1. En effet, la MLD est très peu profonde dans les zones équatoriales et oscille alors entre les deux premiers niveaux du modèle, ce qui rend les conclusions quelque peu incertaines.

Enfin, l'importance du terme de rappel (de l'ordre des autres termes dans l'Est du bassin équatorial), nécessaire aux modèles océaniques pour simuler correctement la SST, met en lumière l'effort à fournir pour améliorer la qualité des flux atmosphériques dans l'Atlantique tropical et constitue une limitations de cette étude. Une configuration alternative, avec une formulation bulk pour les flux de chaleur, sera utilisée dans le chapitre 5 pour discuter les interactions entre la SST et ces flux de chaleur.

Chapitre 5 : Variabilité interannuelle de l'Atlantique équatorial Est

Bien que le cycle saisonnier soit le signal dominant de l'Atlantique équatorial, la variabilité interannuelle est significative et peut avoir un impact important sur la variabilité climatique des continents avoisinants. La principale signature de la variabilité saisonnière est comme on l'a vu l'apparition en été boréal d'une langue d'eau froide en surface à l'équateur. La variabilité interannuelle se manifeste principalement par des évènements chauds ou froids d'une durée de quelques mois à plusieurs années qui limitent ou amplifient l'apparition de cette langue d'eau froide. Il en résulte une modification du gradient méridien de la SST qui affecte les conditions climatiques, par exemple sur le déclenchement et l'intensité de la Mousson Africaine (Fontaine et al, 1999 ; Okumura and Xie, 2005).

On a vu dans le chapitre précédent qu'il était nécessaire de connaître le terme de rappel à la SST dans le modèle CLIPPER pour comprendre la variabilité simulée de la SST, en particulier dans l'Est du bassin. Pour s'affranchir de ce terme, nous utilisons ici la configuration ORCA05 (1992-2000) qui n'est pas forcée par des flux de chaleur prescrits, mais permet une interaction entre la SST et les flux de chaleur grâce à des paramétrisations bulk. Le rappel aux observations est cependant présent à travers ces formulations, et sera discuté dans ce chapitre. Notons que, comme constaté dans le chapitre 4, les deux modèles présentent un équilibre tout à fait similaire entre les termes régissant l'évolution de la température à l'échelle saisonnière.

Les principaux résultats de cette étude sont présentés dans un article soumis à *Geophysical Research Letters*, mais en raison de la concision exigée par ce format, il nous a paru important de détailler certains points avant de présenter l'article.

V.1- Description et caractérisation de la variabilité interannuelle en Atlantique tropical

La variabilité interannuelle de la SST en Atlantique tropical simulée par le modèle ORCA05 est maximale dans trois régions distinctes : au large des côtes du Sénégal et de l'Angola (upwellings côtiers) et à l'équateur, dans les parties centrales et est du bassin (Fig.5.1). Il s'agit de trois régions affectées par des upwellings.

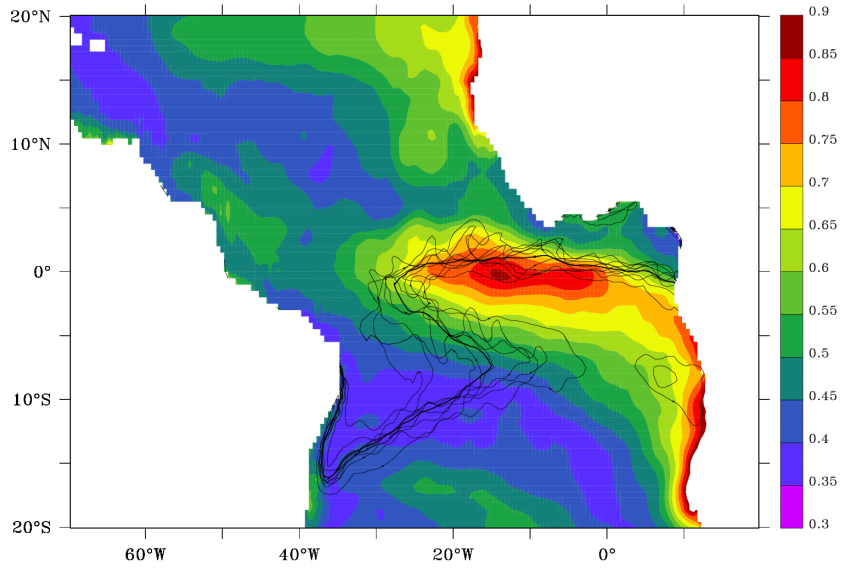


Fig.5.1 déviation standard des anomalies de SST et isothermes 25.5°C pour les différentes années entre 1992 et 2000 et la climatologie (en gras) de la SST calculée sur ces 9 années, modèles ORCA05.

Afin de caractériser les différents aspects de la variabilité interannuelle, plusieurs critères ont été choisis (tableau 5.1) à partir des données du modèle ORCA05. La validation des sorties du modèle a été présentée dans le chapitre 3 pour les échelles annuelle et saisonnière. La validation à l'échelle interannuelle est montrée dans l'article de la section 3 de ce chapitre, mais les valeurs présentées dans le tableau 5.1 sont tout à fait comparables à celles obtenus à partir de la SST Reynolds (par exemple le long de l'équateur, Fig.5.2).

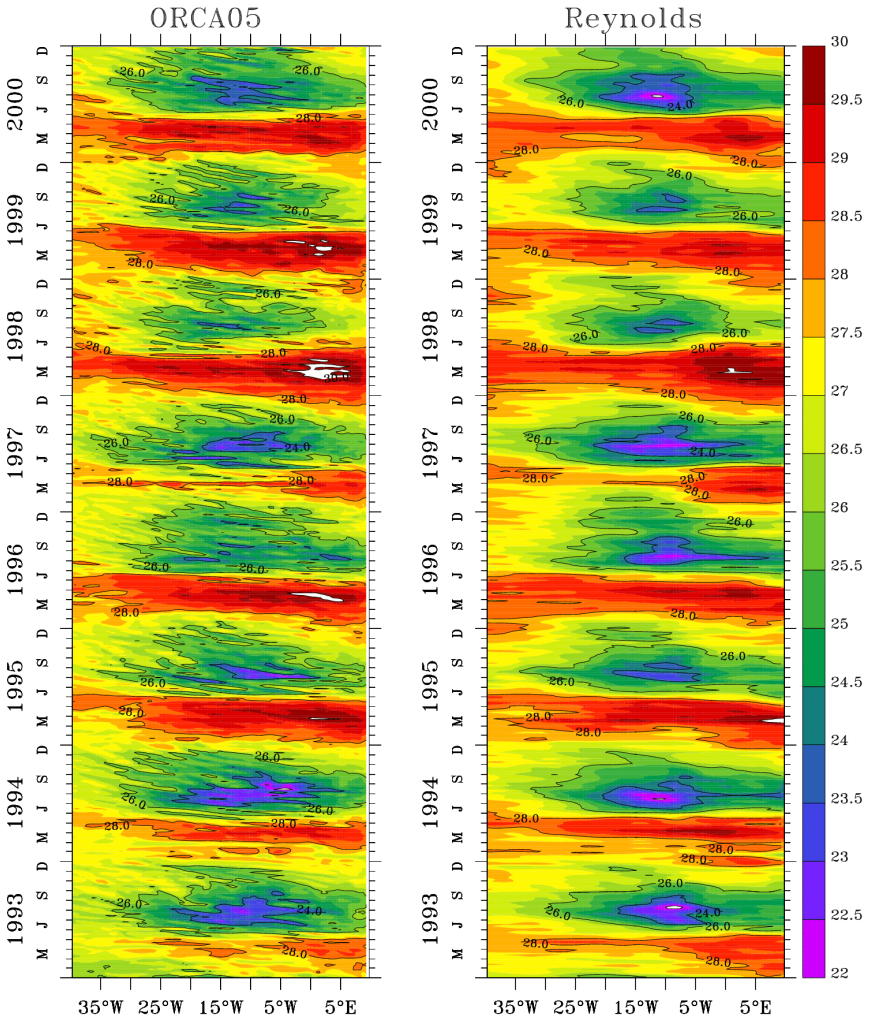


Fig.5.2 hovmüller le long de l'équateur des signaux totaux de SST du modèle ORCA05 (à gauche) et de la SST Reynolds (à droite) entre 1993 et 2000 ; les contours sont tracés tous les 2°C.

Le premier critère consiste à mesurer la surface et le volume de la langue d'eau froide. Pour cela, on délimite la surface par une isotherme choisie comme caractéristique de la zone d'eau froide, ici 25.5°C. Le deuxième permet de mesurer les températures maximales et minimales du cycle saisonnier ainsi que la durée de la saison froide. Ces valeurs sont déterminées aux moments où la dérivée temporelle de la température s'annule. Ensuite, la température moyenne de la langue d'eau froide est caractérisée en moyennant la température à l'intérieur de la surface précédemment définie. Enfin, plus classiquement, les anomalies interannuelles de la température de surface sont calculées dans une boite choisie pour représenter la zone de maximum de variabilité ainsi que la variabilité interannuelle de la langue d'eau froide, i.e. 0°N-2°S/15°W-5°W (Fig.5.1). Cette boite diffère de celle définie par Zebiak (1993), ATL3,

qui représente la moyenne de la SST sur 3°S-3°N/20°W-0°W, choisie sur la base de l'amplitude de la variance et sur les corrélations entre les anomalies de SST et de pseudo tension de vent, mais aussi pour sa similitude avec l'index NINO3 du Pacifique. Cela permet à Zebiak (1993) d'insister sur le fait que le mode équatorial de l'Atlantique est proche du mode ENSO du Pacifique. Cependant, l'océan Atlantique présente des caractéristiques géométriques différentes de celles du Pacifique, en particulier une asymétrie autour de l'équateur avec la présence de la côte africaine à 5°N. Dans la mesure où nous nous intéressons ici plus particulièrement à la variabilité de la langue d'eau froide, il nous parait plus judicieux d'utiliser la nouvelle boite 0°N-2°S/15°W-5°W. De plus, le choix de la latitude nord (0°N) permet de nous affranchir des effets dus à la migration interannuelle de la position méridienne du front thermique au nord de l'équateur.

	Climato	1992	1993	1994	1995	**1996**	**1997**	**1998**	1999	2000
date déclenchement	**01-apr**	22-mar	22-mar	01-apr	22-apr	**21-apr**	**01-apr**	**23-mar**	12-apr	06-apr
date fin	**30-jul**	30-jul	30-jul	25-jul	05-aug	**13-sep**	**04-aug**	**10-aug**	31-jul	29-aug
durée	**26**	26	26	23	21	**29**	**25**	**28**	31	29
surf CT (10^{11})	**8.02**	12.5	8.27	9.51	6.85	**7.15**	**8.48**	**4.81**	5.96	8.79
vol CT (ml) (10^{13})	**1.89**	3.44	1.7	2.15	1.59	**1.54**	**2.03**	**1.19**	1.38	2.04
vol CT (tc) (10^{13})	**4.5**	7.41	4.41	5.08	3.91	**3.99**	**4.76**	**2.79**	3.31	4.96
température CT	**24.01**	23.8	23.79	23.79	24.08	**24.06**	**23.8**	**24.16**	24.13	23.99
date apparition 25,5°C	**11-may**	21-may	16-may	11-may	11-juin	**05-juin**	**16-may**	**01-juil**	21-juin	10-juin
date disparition 25,5°C	**12-mars**	31-janv	25-feb	12-dec	07-janv	**31-janv**	**12-nov**	**18-dec**	22-janv	?

Tabl.5.1 caractéristiques de la langue d'eau froide modélisée par le modèle ORCA05 entre les années 1992 et 2000.

Ces différents critères nous permettent donc de caractériser les échelles spatio-temporelles et l'amplitude de la variabilité interannuelle de la langue d'eau froide (Tabl.5.1). Cette dernière apparaît en surface dans le GG, avec une amplitude des anomalies de SST les plus fortes qui peut atteindre 2°C, entre le 22 mars et le 22 avril. La saison froide se termine entre le 25 juillet et le 16 septembre, et dure donc entre 105 et 155 jours. De plus, les anomalies de volumes calculées sur la profondeur de la thermocline ou de la couche de mélange et les anomalies de surface sont toujours de même signe, excepté en 1993 : plus la langue d'eau froide s'étend en surface, plus elle est profonde, et inversement. Ensuite, les anomalies de température et surface (ou volumes) sont de signes opposés, i.e. une anomalie chaude occupe moins de surface (ou

de volume) qu'une anomalie froide. Enfin, à part pour les années 1995 et 2000 (très faibles anomalies), la température de la langue d'eau froide et la durée de la saison froide ont des anomalies de signes opposés, c'est-à-dire qu'un évènement chaud est plus court qu'un évènement froid.

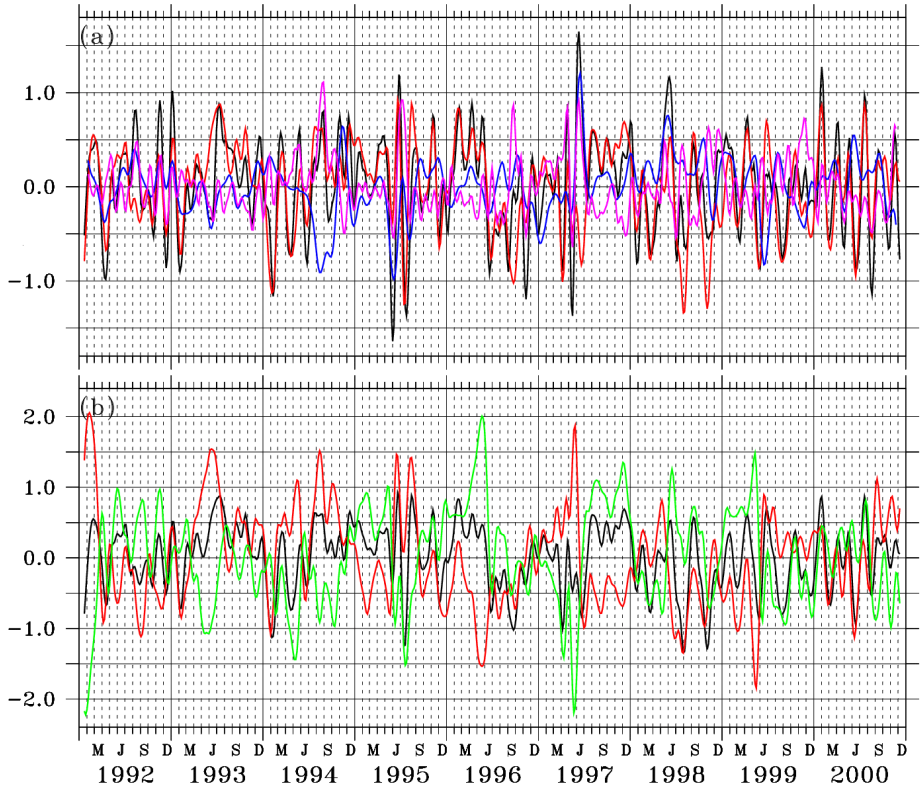


Fig.5.3 Anomalies interannuelles des différents termes du bilan de chaleur moyennés dans la boite [15°W-5°W]x[2°S-0°N] : (a) variabilité temporelle de la température (noir), somme des processus verticaux (subsurface + flux de chaleur air-mer, rouge), advections horizontales par les courants basse fréquence (bleu) et effets des eddies (violet) ; (b) processus verticaux : subsurface (vert), flux de chaleur air-mer (rouge) et somme des deux (noir) ; en °C/mois. Pour plus de lisibilité, les courbes ont été filtrées avec un filtre de Hanning à 35 jours.

Les anomalies interannuelles peuvent être considérées comme significatives quand leurs valeurs absolues sont supérieures à 1°C. Exceptées celles de décembre 1997- janvier 1998, ces fortes anomalies se produisent aux printemps et étés boréaux et durent en moyenne 75 jours pour notre période d'intérêt (1992-2000). Les évènements interannuels les plus importants ont lieu en 1993, 1996, 1997 et 1998.

De plus, les mécanismes responsables des évènements de 1996 à 1998 sont identiques à tous les processus possibles sur la période 1992-2000 (Fig.5.3). Nous allons donc nous concentrer sur cette période 1996-1998, dans la boîte 0°N-2°S/15°W-5°W pour étudier les différents processus de cette variabilité de la SST, via le bilan de

chaleur dans la couche de mélange. Ces résultats font l'objet d'un article soumis dans Geophysical Research Letters présentée dans la section 3.

V.2- Etat des connaissances sur la variabilité interannuelle en Atlantique tropical

Plusieurs mécanismes ont été proposés pour expliquer la variabilité observée en Atlantique tropical. Le premier est similaire au mode couplé équatorial responsable de l'ENSO dans le Pacifique (Carton and Huang, 1994). Il compose la partie équatoriale de la variabilité à l'échelle du bassin tropical et est relié aux changements interannuels de la pente de la thermocline, résultants des anomalies de vent zonal dans la partie Ouest du bassin (Zebiak, 1993). Cependant, l'amplitude et la durée des évènements correspondants sont plus faibles que dans le Pacifique (Wang et al, 2004). Le deuxième mécanisme est un mode tropical couplé, qui met en jeu les flux de chaleur air-mer, et est associé aux variations interannuelles du gradient transéquatorial de SST à l'échelle du bassin, et aux variations de la migration méridienne de l'ITCZ (Xie and Carton, 2004). Enfin, la variabilité interannuelle dans l'océan Atlantique tropical peut aussi trouver son origine dans l'océan Pacifique ou dans l'Atlantique Nord via des téléconnexions atmosphériques (Wang et al, 2004).

Le premier système de variabilité climatique évoqué – le mode équatorial- se manifeste tous les deux à quatre ans en moyenne. Il se caractérise par un épisode chaud ou froid (Illig et al, 2006). 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 équatoriales (Cane and 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 de Kelvin, situées entre la surface et 100 mètres de profondeur environ (Illig et al, 2004). Ces ondes de downwelling vont approfondir la thermocline au cours de leur propagation et donc stopper les remontées d'eaux froides. De ce fait, des anomalies de température des eaux de surface dans le GG peuvent apparaître, comme ce fut le cas durant l'été boréal de 1996 (Illig et al, 2006). Lors d'un évènement froid, le phénomène s'inverse. La signature de ce mode de variabilité en SST est principalement visible dans l'Est du bassin équatorial et les anomalies sont maximales dans la région de la langue d'eau froide. Ce mode de

variabilité entraîne des variations de la température de subsurface dans l'Est du bassin de l'ordre de 1°C en moyenne mensuelle, atteignant parfois 3-4°C dans le fond du GG, comme ce fut par exemple le cas en 1984 (Hisard et al, 1986).

Le deuxième mode de variabilité de l'Atlantique tropical est le mode inter-hémisphérique. L'analyse des structures spatiales des anomalies interannuelles de SST a montré que les sécheresses étaient associées à des déplacements inhabituels en latitude de l'ITCZ (Ruiz-Barradas et al, 2000). Lorsque l'ITCZ se déplace anormalement vers le Nord, la température des eaux de surface augmente vers le Nord, tandis qu'elle diminue au Sud créant une anomalie de gradient trans-équatorial de SST. Ce gradient en phase positive déclenche une période de sécheresse dans le Nordeste et de fortes pluies au Sahel. Une situation contraire apparaît quand l'ITCZ se déplace anormalement au-delà de sa position extrême Sud : la température des eaux de surface diminue alors au Nord et augmente au Sud, favorisant souvent d'importantes précipitations sur le Nordeste et la sécheresse au Sahel. Ce mode de variabilité est cependant mal compris et très controversé, en particulier sur la nature dipolaire de sa structure spatiale (Houghton and Tourre, 1992 ; Mehta, 1998 ; Rajagopalan et al, 1998 ; Enfield et al, 1999 ; Servain et al, 1999 ; Dommenget and Latif, 2000).

La variabilité des vents et de la température de surface de la mer en Atlantique tropical est également affectée par d'autres systèmes climatiques, comme ceux du Pacifique tropical (Enfield and Mayer, 1997 ; Sutton et al, 2000 ; Nobre et al, 2003) ou des latitudes moyennes (Hasternrath et al, 1987 ; Nobre and Shukla, 1996). La circulation atmosphérique se compose de cellules de circulation zonales (cellule de Walker) et méridiennes (cellules de Hadley), ces dernières mettant en relation la variabilité de l'Atlantique tropical avec celle des latitudes plus élevées. Les perturbations atmosphériques rapides se propagent préférentiellement d'Ouest en Est et favorisent les téléconnexions entre les bassins Pacifique et Atlantique. Par ailleurs, on observe une influence de la variabilité d'ENSO sur les précipitations de certaines régions d'Amérique du sud (Diaz et al, 1998) et sur l'activité cyclonique de l'Atlantique nord (Gray and Landsea, 1992). Cette influence peut s'opérer selon ce schéma : les anomalies de SST du Pacifique tropical entraînent une modification de la cellule de Walker. Un évènement El Niño crée un décalage vers l'Ouest de la zone de convection habituellement centrée sur l'Amazonie, et de la convergence des vents d'Est et d'Ouest

du continent (Wyrtki, 1982). Les alizés Atlantique sont alors renforcés et activent la cellule atmosphérique de l'Atlantique. Dans l'année qui suit un évènement El Niño important, l'Atlantique tropical Nord est généralement caractérisé par une SST anormalement élevée, tandis que l'Atlantique tropical sud est parfois dans une situation opposée (Enfield and Mayer, 1997).

La réponse de l'Atlantique tropical à la variabilité du Pacifique tropical associée à l'ENSO a été mise en évidence par le calcul de corrélations entre les anomalies de SST des deux bassins (Lanzante, 1996 ; Enfield and Mayer, 1997). Les interactions air-mer jouent un rôle important dans la réponse de l'Atlantique à la variabilité du Pacifique associé à l'ENSO. Contrairement à l'influence importante qu'exerce l'ENSO sur le gradient méridien de SST, la corrélation entre les évènements interannuels Atlantique et l'ENSO n'est généralement pas significative (Zebiak, 1993 ; Enfield and Mayer, 1997). En outre, Nobre et al (2003) montrent que les perturbations en Atlantique tropical, générées 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 évènement El Niño, aurait tendance à augmenter l'upwelling équatorial, induisant une élévation de la thermocline équatoriale dans l'Est du bassin et provoquant un évènement froid en Atlantique équatorial.

Les influences des régions extratropicales et en particulier de l'Oscillation Nord Atlantique (NAO) sont plus complexes car elles peuvent s'établir aussi bien par le biais d'un pont atmosphérique qu'à travers des connexions océaniques. Par exemple, Xie and Tanimoto (1998) proposent que le gradient trans-hémisphérique de SST pourrait être excité par la NAO. Une analyse statistique fondée sur un index caractéristique du gradient (différence de la SST moyenne entre 10-20°N et entre 5-15°S) révèle une structure spatiale qui s'étend du Sud de l'Atlantique jusqu'au Groenland, suggérant donc une interaction entre la NAO et le gradient trans-hémisphérique de SST. En effet, le centre d'action subtropical (~40°N) entraîne des modifications de l'amplitude des alizés de Nord-Est et affecte ainsi la température de l'Atlantique Nord (Xie and Tanimoto, 1998 ; Chang et al, 2000 ; Czaja et al, 2002). Or, on a vu que ces anomalies modifiaient la position de l'ITCZ, et donc du gradient trans-hémisphérique de SST. Les latitudes moyennes influencent aussi la variabilité de 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 au niveau des gyres dans les zones d'upwelling équatorial pendant l'hiver. La variabilité de ces cellules tropicales est elle-même influencée par le taux de subduction des latitudes subtropicales (Lazar et al, 2001, 2002). Des modifications dans la formation d'eaux profondes aux hautes latitudes de l'Atlantique Nord peuvent en outre créer des changements du transport transéquatorial de SST, engendrant la formation d'un dipôle de SST (Yang, 1999). Réciproquement, certaines études récentes suggèrent que la variabilité en Atlantique tropical peut aussi perturber la variabilité de l'Atlantique Nord (Rajagopalan et al, 1998 ; Roberston et al, 2000 ; Tourre et al, 1999 ; Okumura et al, 2001), à travers le dipôle de SST tropical qui force une téléconnection barotrope atmosphérique jusque dans les extratropiques.

Dans le GG, le premier évènement interannuel en SST bien documenté fut celui de 1963 car il a coïncidé avec le programme d'observations EQUALANT (Merle et al, 1979). Durant l'été boréal 1963, les anomalies de SST ont excédé 1.5°C dans le GG. 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, Hisard (1980) a baptisé de phénomène de Niño Atlantique. Les analyses de Servain et al (1982) ont permis de mettre en évidence les connexions entre le forçage atmosphérique dans l'Ouest du bassin et le réchauffement observé dans le GG. L'évènement de 1984 s'est produit lors d'un autre programme d'observations : SEQUAL/FOCAL (Weisberg, 1984), juste après l'intense évènement El Niño de 1982-1983. Les observations de subsurface 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'ondes équatorial (Carton and Huang, 1994). Delecluse et al (1994) ont ensuite montré qu'il pouvait exister un lien entre cet évènement interannuel en Atlantique équatorial et l'évènement El Niño dans le Pacifique. Handoh and Bigg (2000) ont analysé l'évènement de 1996 à partir de données océaniques et atmosphériques issues d'observations satellites et ont suggéré un scénario reposant sur les propagations/réflexions d'ondes équatoriales, scénario ensuite évalué à l'aide d'un modèle numérique par Illig et al (2006). Enfin, Vauclair et du Penhoat (2001) ont construit une base de données pour étudier trois évènements ou suite d'évènements

équatoriaux particulièrement importants dans l'Atlantique : en 1983 et 1984, en 1994 et 1995 et en 1997 et 1998. Ils mettent en évidence le fait que ces évènements sont tous différents et ne répondent pas tous à la théorie classique de propagation d'ondes qui explique le mode équatorial de variabilité interannuelle.

Ainsi, la variabilité interannuelle de surface dans l'océan Atlantique équatorial résulte d'interactions complexes entre la dynamique océanique équatoriale et les flux de chaleur air-mer (Carton et al, 1996). Puisque la SST est un paramètre clé pour les interactions océan-atmosphère, il est crucial de comprendre les processus de couche de mélange qui contrôlent la SST à l'échelle interannuelle, en particulier dans la zone de la langue d'eau froide. En outre, on peut se demander si l'équilibre du bilan de chaleur déterminé pour le cycle saisonnier est le même à l'échelle interannuelle.

V.3- Article

V.3.1- Résumé de l'article

Une simulation numérique réaliste est utilisée pour examiner les différents processus qui contrôlent la SST à l'échelle interannuelle dans l'océan Atlantique équatorial Est. Les anomalies interannuelles sont calculées à partir d'un bilan de chaleur dans la couche de mélange. Le modèle simule les années 1992 à 2000, mais nous nous sommes focalisés sur les années 1996 à 1998 car ces trois années présentent de fortes anomalies interannuelles de SST et les processus mis en jeu sont représentatifs de ceux qui agissent sur toute la période 1992-2000. De plus, nous avons adopté une approche par boîte : nous avons considéré les anomalies interannuelles moyennes entre 15°W et 5°W et entre 2°S et 0°N.

Il est démontré à travers l'étude du bilan de chaleur de la couche de mélange que les processus verticaux unidimensionnels, c'est-à-dire les flux de chaleur air-mer et les processus océaniques de subsurface, prédominent pour créer les évènements interannuels chaud et froid pendant la période 1996-1998. Néanmoins, deux mécanismes différents sont identifiés : le premier met en jeu la réponse des termes de subsurface à la propagation vers l'est des ondes équatoriales, forcées dynamiquement à distance par les anomalies de tension de vent zonale dans la partie Ouest du bassin. Ce mode de variabilité interannuel correspond au mode équatorial identifié dans d'autres

études, par exemple celle de Illig et al (2006). Il est similaire au mode ENSO du Pacifique équatorial. Le second mécanisme est purement thermodynamique et résulte des anomalies interannuelles des flux de chaleur air-mer locaux, dominées par celles de flux de chaleur latente. Malgré la difficulté d'isoler un processus purement local, la comparaison avec un flux de chaleur latente observé nous permet de conclure sur le rôle actif des anomalies de vent local sur le flux de chaleur latente et donc sur la SST en 1998.

Enfin, contrairement à ce qui se passe à l'échelle de temps saisonnière, les advections horizontales de température par les courants basse fréquence jouent un rôle important pour la variabilité interannuelle de la SST. Ce rôle est totalement différent selon la composante zonale ou méridienne considérée. Tandis que l'advection zonale exerce une rétroaction négative sur les anomalies de SST, l'advection méridienne peut être à l'origine d'anomalies interannuelles de SST, en lien avec les anomalies de vent local.

V.3.2- Article

Processes of Interannual Variability in SST in the Eastern Equatorial Atlantic during 1996-1998

Peter, A.C. [(1)], F. Marin [(2)], Y. du Penhoat [(1)]

(1) Laboratoire d'Etude en Géophysique et Océanographie Spatiales, UMR 55-66 (CNRS, UPS, CNES, IRD), 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France.

(2) Laboratoire d'Etude en Géophysique et Océanographie Spatiales, UMR 55-66 (CNRS, UPS, CNES, IRD), Centre IRD de Bretagne, Technopole Pointe du Diable, B.P. 70, 29280 PLOUZANE, France

Abstract

A realistic numerical simulation is used to investigate the different processes controlling Sea Surface Temperature (SST) on interannual time scales in the eastern equatorial Atlantic. Interannual anomalies are computed from a closed heat budget of the surface mixed-layer. It is shown that one-dimensional vertical processes, namely air-sea heat fluxes and subsurface processes, predominate to create warm and cool interannual events during the 1996-1998 period. Two vertical different mechanisms are identified: the first one involves the subsurface thermodynamic response to the eastward propagation of equatorial waves dynamically and remotely forced by zonal wind stress anomalies in the western part of the basin. The second one is purely thermodynamic and results from interannual anomalies in local air-sea heat fluxes, dominated by anomalies in the latent heat flux. Moreover, horizontal temperature advection is shown to play an important role in SST interannual variability.

1-Introduction

The most striking signature of seasonal variability at the surface of the equatorial Atlantic Ocean is the appearance in boreal summer of a tongue of cold water in the eastern part of the basin. The time-average and seasonal cycle of Sea Surface Temperature (SST) are found to result from a combination of warming by atmospheric

fluxes and oceanic eddies, and cooling through subsurface processes, with a minor role played by horizontal advection by Low Frequency (hereafter LF) currents [*Peter et al*, 2006]. Superimposed on this strong annual signal, warm and cold interannual events can limit or amplify the seasonal appearance of the cold tongue, thus modifying on interannual time scales the climatic conditions, such as the African Monsoon, in the surrounding continents [*Okumura and Xie*, 2005].

Several mechanisms have been proposed to explain the observed interannual variability in the tropical Atlantic Ocean. One is similar to the equatorial coupled mode responsible for the El-Niño Southern Oscillation (ENSO) in the Pacific [*Carton and Huang*, 1994]. It is the equatorial component of a tropical basin-scale variability that is related to interannual changes in the equatorial thermocline slope, resulting from zonal wind anomalies in the western tropical Atlantic [*Zebiak*, 1993]. However, the magnitude and period of the corresponding events are weaker than the Pacific El Niños [*Wang et al*, 2004]. Another is a coupled ocean-atmosphere tropical mode through air-sea heat fluxes, associated with interannual changes in the large-scale cross-equatorial SST gradient and the interannual meridional migration of the Intertropical Convergence Zone [*Xie and Carton*, 2004]. Finally, interannual variability in the tropical Atlantic Ocean can also originate from atmospheric teleconnections with the Pacific ENSO or the North Atlantic Oscillation [*Wang et al*, 2004]. Thus, the interannual variability at the surface of the equatorial Atlantic Ocean results from a complex interaction between equatorial ocean dynamics and air-sea heat fluxes [*Carton et al*, 1996]. Since SST is the key parameter for ocean-atmosphere interactions, it is crucial to understand the mixed-layer processes that control SST on interannual time scales.

In the present paper, processes responsible for SST interannual anomalies in the eastern equatorial Atlantic, in particular at the location of the seasonal cold tongue, are explored from a realistic numerical simulation. The heat budget of the surface mixed-layer was computed for the years 1992-2000 and analyzed to determine the origins of the interannual anomalies in the surface heat budget. The present study focuses on the 1996-1998 period when observed interannual anomalies were maximum and the processes at work were representative of those occurring during the entire 1992-2000 period. Section 2 gives an overview of the model and the mixed-layer heat budget used in this study, and a validation and description of the simulated interannual variability.

Section 3 provides an analysis of the interannual anomalies in the mixed-layer heat budget in the region [2°S-0°N;15°W-5°W] where interannual variability is maximum, in the core of the seasonal cold tongue. Lastly, the results are discussed and summarized in section 4.

2- Model and heat budget: description and validation

The ORCA05 simulation used in the present study is based on the OPA model [*Madec et al*, 1998] and is described in *de Boyer Montégut et al* [2006]. The model has a ½° resolution and 30 z-vertical levels (10 levels in the first 100 meters). The model was forced with weekly ERS1-2 wind stress from 1992 to 2000, after an initial 3-year-long spin-up using 1992-2000 climatological atmospheric fields. Evaporation and solar, long wave and turbulent heat fluxes were computed from bulk formulae [*Goosse et al*, 2001], which relate fluxes to SST and meteorological parameters.

The equation for the close mixed layer heat budget is described in *Peter et al* [2006]. The mixed layer temperature evolution is governed by the zonal and meridional advections by LF currents, the horizontal advection by eddies for periods of less than 35 days (mostly tropical instability waves), atmospheric forcing, and subsurface effects (turbulent diffusion, vertical advection and entrainment at the base of the mixed layer). As for the mean state and the seasonal cycle, the dominant contributor to the latter term on interannual time scales is found to be the vertical diffusion (TKE parameterization) at the base of the mixed layer, while horizontal diffusion is found to be small (not shown). Interannual anomalies, in particular for each term of the heat budget, were computed with respect to the 5-day resolution climatological cycle estimated over the 1992-2000 period.

Regions of maximum interannual variability in SST in the tropical Atlantic for the period 1992-2000 are first the coastal upwelling regions off the coasts of Senegal and Angola, and a second the broad equatorial region (25°W-5°E;3°N-5°S) that is the subject of this paper. The latter corresponds to the location of the seasonal cold tongue that appears every year in boreal summer, and SST interannual anomalies are thus mainly the signature of year-to-year modulation of this seasonal cold tongue (mean

temperature, dates of onset and disappearance, spatial coverage). Consequently, results in section 3 will be given for the [2°S-0°N;15°W-5°W] box, whose latitude range was chosen to represent only the interannual variability of the cold tongue SST, excluding the processes associated with the year-to-year migration of the SST fronts delimiting the cold tongue. Moreover, the SST interannual anomalies are found to be strongest in 1993, as well as during the years 1996-1998 on which the present study will focus.

When compared to observations [*Reynolds and Smith*, 1994], the amplitude of the main observed interannual events of these years is found to be slightly too high (Figures 1e-f) but the model is able to reproduce the location and period of these events (Figure 1b): a warm event (of amplitude 2.0°C) between March and August 1996, a cold event between November 1996 and August 1997 (exceeding -2.0°C) and a long warm event between September 1997 and December 1998, with three distinct maxima in December 1997, June 1998 and October 1998. Maximal amplitudes of interannual anomalies generally occur in May-June of each year and are thus phase-locked to the seasonal cycle, either amplifying or limiting the strength of the cold tongue, except for the events of January 1998 and October 1998.

SST interannual anomalies are found to be closely correlated with 20°C isotherm depth (D20) anomalies from March 1996 to February 1998, in both model and data [*Vauclair and du Penhoat*, 2001], suggesting that subsurface processes resulting from the interannual increase or decrease in the thermocline depth play an important role in the existence and properties of warm and cold events during this period (Figures 1c-d). However SST and D20 interannual anomalies are found to no longer correlate in early 1996 or after March 1998, suggesting that processes other than subsurface ones may be responsible for these anomalies.

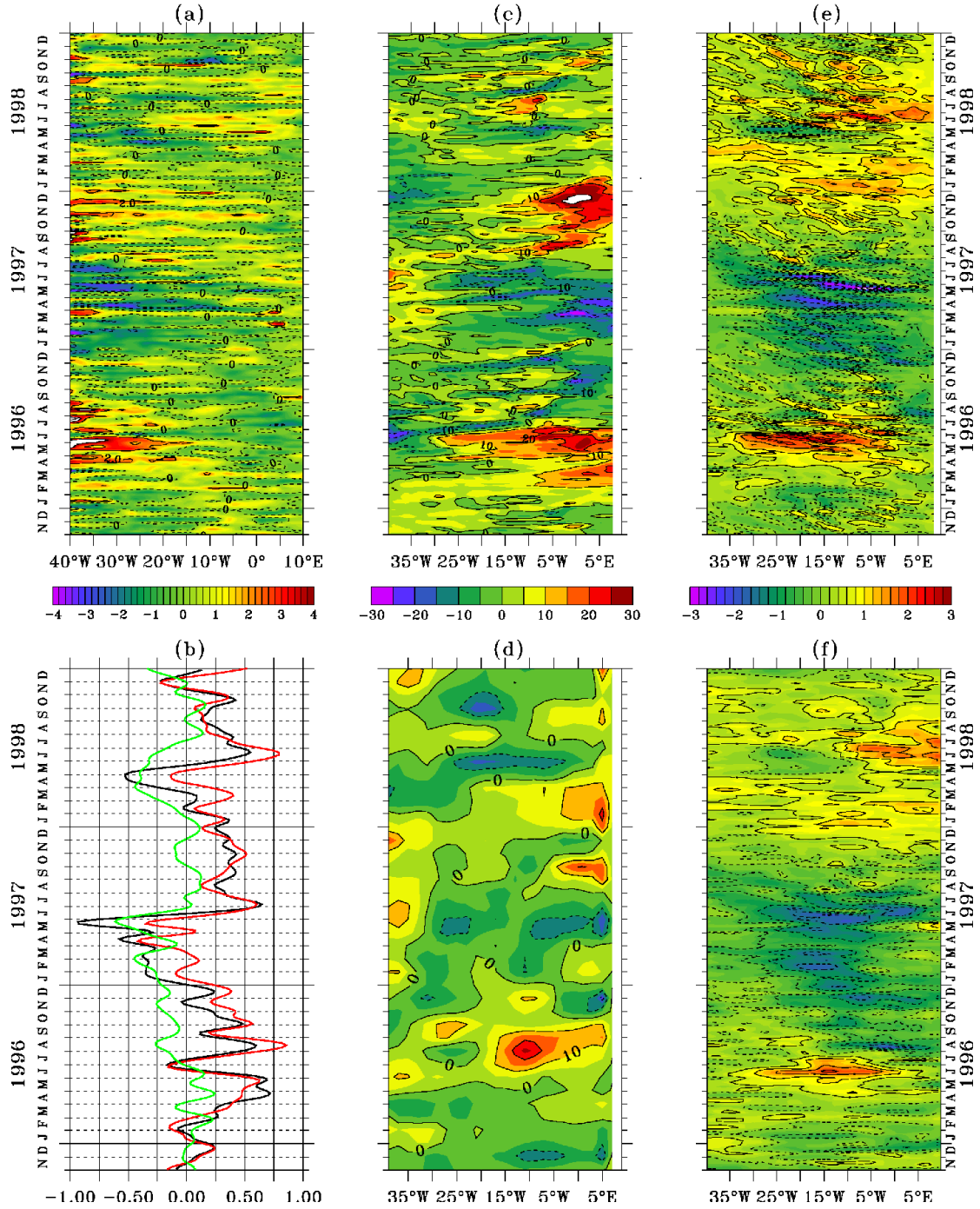


Figure 1: Longitude-time plots along the equator of anomalies in (a) ERS zonal wind stress (contours every 2 N/m²); (c) modeled and (d) TAOSTA 20°C isotherm depth (contours every 10 m); (e) modeled and (f) Reynolds SST (contours every 0.5°C). (b) Time plot of interannual anomalies, averaged over 15°W-5°W/2°S-0°N, in ΔT=SST (model)-air temperature (black); ΔT_o = SST (model) – SST (observations) (red) ; ΔT_a = SST (observations) – air temperature (green). A 45-day Hanning filter has been applied to (b) for clarity.

3- A mixed-layer heat budget for SST interannual anomalies

The SST anomalies described above are the result of five consecutive periods of warming and cooling (Figure 2): (A) a 4-month period of nearly constant warming of order 0.5 °C/month from February to May 1996; (B) a 7-month period of mean cooling of order -0.5 °C/month from June to December 1996; (C) a 5-month period of no significant warming or cooling from January to May 1997; (D) a 7-month period of warming that begins suddenly with an amplitude of 1 °C/month in June 1997 and then persists with lesser amplitude until December 1997; (E) a succession of short warming and cooling events during the whole of 1998.

The different processes contributing to the interannual anomalies in the mixed layer heat budget are presented in Figure 2: the temporal evolution of SST anomalies is seen to be mainly governed by vertical processes, i.e. the sum of air-sea heat fluxes and subsurface processes. Horizontal advections only make a significant contribution either over short periods, as in April-June 1997, or over longer periods involving successive short duration warming and cooling events, as from May to December 1998.

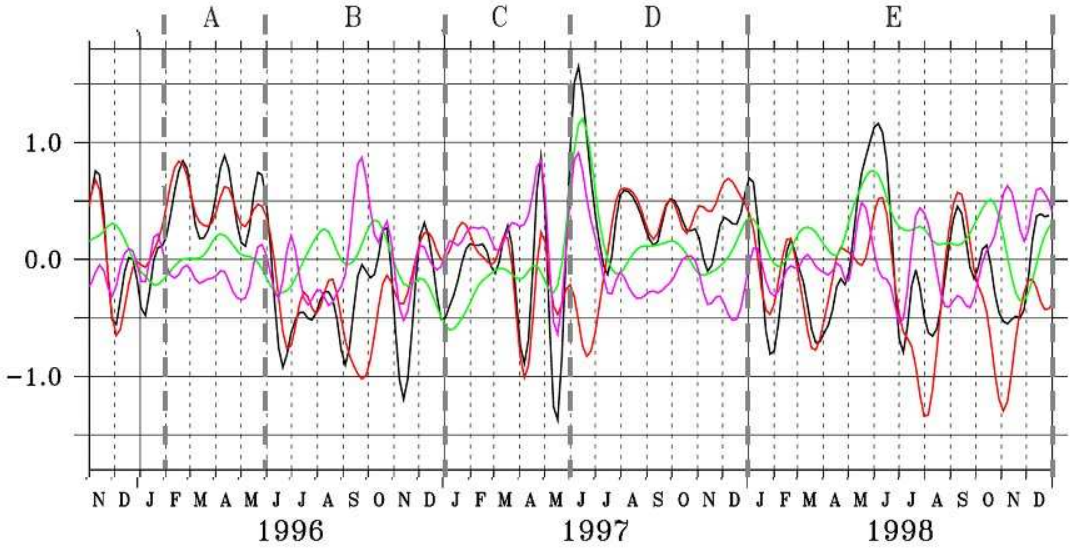


Figure 2: Same as 1b for interannual anomalies in (a) SST time evolution (black), vertical processes –air-sea heat fluxes + subsurface- (red), horizontal advections by LF currents (green) and by eddies (purple) in °C/month.

Interannual anomalies in the air-sea heat fluxes and the subsurface term are mostly of opposite signs with mirror-like behavior (Figure 3a), thus partly compensating each

other, particularly in May 1996, May 1997 and June 1998 when both terms exceeded 1 °C/month. The resulting anomalies in the vertical contribution then originated from an excess of anomalies either in the subsurface term from January to June 1996 and from March 1997 to May 1998, or in the air-sea heat fluxes before January 1996, in July-August 1996, in June-August 1998 and in October 1998. This suggests that oceanic subsurface processes were dominant for periods A, C and D, whereas atmospheric processes predominated for periods B and E.

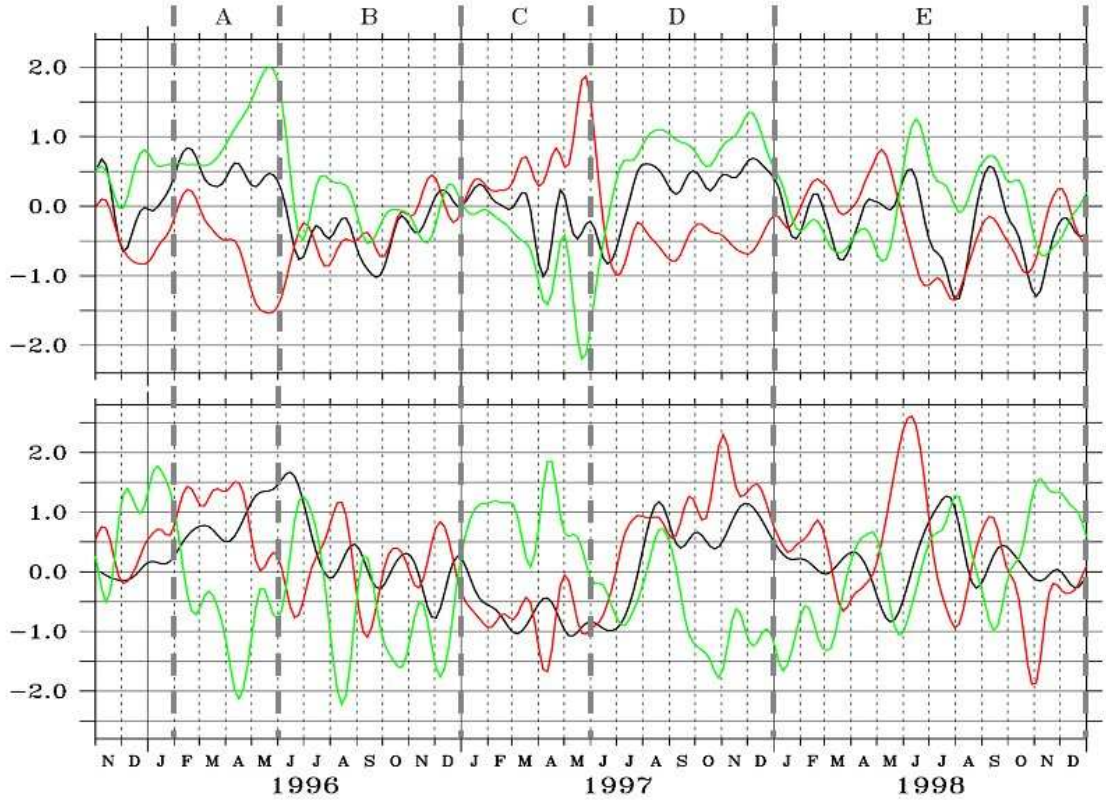


Figure 3: Same as 2b for interannual anomalies in (a) atmospheric forcing + subsurface processes (black), atmospheric forcing (red), and subsurface (green) in °C/month, (b) D20 in 10 m (black), zonal (red) and meridional (green) wind stress in 5.10^{-3} N/m^2.

For periods A, C, and D, the subsurface positive (resp. negative) anomalies are mostly associated with positive (resp. negative) anomalies in D20 (Figures 1c-d and 3b). This is mainly due to changes in the vertical temperature gradient on which the vertical diffusion at the base of the mixed-layer depends. The positive (resp. negative) D20 anomalies result from the eastward propagation of downwelling (resp. upwelling) Kelvin waves that are remotely forced by positive (resp. negative) anomalies in zonal wind stress west of 5°W (Figure 1a; see also *Illig et al* [2004]). Periods A, C and D

were then the thermodynamic consequence (via vertical diffusion) of a remotely-forced linear ocean process. This mechanism had already been proposed by *Illig et al*. [2006] to explain the 1996 warm event, corresponding to our period A. *Brandt et al* [2006] also suggest that this remotely and dynamical forcing is strongly linked with equatorial undercurrent transport.

On the other hand, for periods B and E, net air-sea heat fluxes dominated subsurface anomalies that had lesser amplitudes in response to local wind stress anomalies (Figure 3b), which modify simultaneously the vertical diffusion coefficient, the mixed layer depth and the vertical temperature gradient, then finally the vertical diffusion at the base of the mixed layer. In the tropical regions, total heat flux is dominated by shortwave radiation and latent heat flux, whatever the time scales. However, as cloud coverage is climatologic in the bulk formulae, then only latent heat flux can be responsible of the interannual variability of the net heat flux. This latent heat flux is computed here from the simulated SST and from prescribed wind speed, air temperature and climatologic relative humidity.

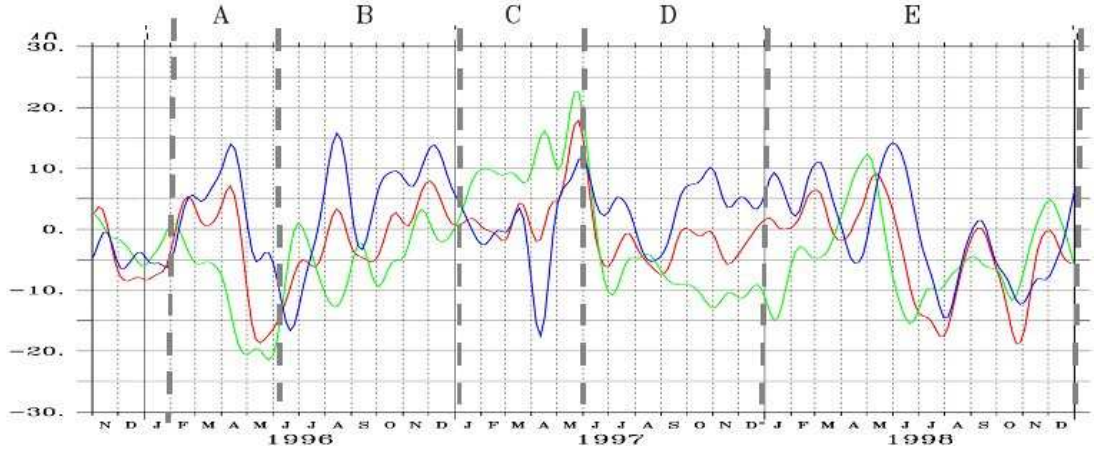


Figure 4: Same as Figure 2b for interannual anomalies in latent heat flux REF (red), EXPE1 (green), EXPE2 (blue) in W/m².

The interannual anomalies can then be due to wind speed, or air-sea temperature difference ΔT. ΔT can be seen as the sum of the difference ΔTo between simulated and observed SST anomalies and of the difference ΔTa between observed SST and air temperature anomalies. When ΔT≈ΔTo (ΔTa≈Δ0), this damping can be interpreted as a flux correction taking the form of a (spatially and temporally varying) relaxation towards observed SST anomalies. Conversely, when ΔT≈ΔTa (ΔTo≈0), latent heat flux anomalies result from a direct forcing by the observed imbalance between anomalies in

prescribed air temperature and simulated/observed SST. Moreover wind speed anomalies are found to be another important factor in modulating the amplitude of the latent heat flux. To discriminate the origins of interannual anomalies in latent heat flux, we lead two experiences in calculating latent heat flux, and compare it to the initial flux (REF). Firstly (EXPE1), we use climatological wind speed instead of interannual one to quantify the impact of interannual anomalies in wind speed in interannual anomalies in latent heat flux. In the second experience (EXPE2), we compute latent heat flux with observed SST (from *Reynolds et al*, [1994]) instead of modeled one to see the impact of damping to observations in the latent heat flux. We checked that off-line calculation did not introduce errors in the flux. Comparison of interannual anomalies in these fluxes is presented in Figure 4. During A, C, and D periods when subsurface processes dominate, the latent is mostly controlled by air-sea temperature difference, as EXPE1 is close to REF (Figure 4), i.e, the latent heat flux is responding to SST (governed by subsurface processes), corresponding to true feedback during C period when modeled SST is closed to observed one (weak ΔTo, Figure 1b), or to damping to observations ($\Delta T \approx \Delta To$) during A and D period (Figure 1b). During B and E periods when SST time evolution anomalies are controlled by latent heat flux anomalies (Figure 3a), all the processes (interannual forcing by wind speed and air-sea temperature difference anomalies and damping to observations) are acting. From June to October 1996, latent heat flux anomalies are the results of strong anomalies in wind speed, counterbalanced by ΔTo effect. The wind speed anomalies are then inactive for the end of B period. During the whole E period, as REF is close to EXPE2 and different to EXPE1 (Figure 4), we can conclude that interannual anomalies are mostly due to interannual anomalies in wind speed.

We can propose an explanation for the mirror-like behavior of subsurface and atmospheric forcing: when subsurface processes dominate over atmospheric heat flux, it modifies SST and latent heat flux then reacts to minimize air-sea temperature difference. Conversely, when atmospheric forcing dominates over subsurface, two processes are conceivable : 1) the latent heat flux is mainly due to wind stress that concomitantly locally modifies the thermocline depth, then the vertical temperature gradient and then the subsurface term. 2) Mixing induces by the latent heat flux

penetrates under the mixed layer and then modifies the vertical mixing at the mixed layer base. These mechanisms still need specific studies to be fully solved.

Finally, horizontal advections are also seen to be an important contributor to the interannual anomalies in the mixed-layer heat budget in late boreal spring (April-June 1997 and May-July 1998) and fall (September-December of each year), whereas they are both weak or compensate each other at other times (Figure 2). Advections by eddies contribute to +0.8 °C/month in September 1996 when it balances the vertical cooling, and to -0.5 °C/month in November 1996 when it cumulates to the vertical cooling to significantly cool the region. In April-May 1997 and in March-August 1998, eddies act to modulate the time evolution of SST anomalies on monthly time scales. It is not clear whether these anomalies are the signature of an interannual variability in the eddies themselves or just an artifact of averaging over a fixed region that does or does not include the SST front from one year to another. Anomalies with respect to 5-day climatology could also oversample eddies that do not occur exactly at the same time every year. On the other hand, the interannual anomalies in LF horizontal advection contribute to the mixed-layer heat budget at the beginning of periods C and period D, as well as in May-June 1998 and in October-December 1998 within period E (Figure 2).

The zonal part is dominated by the advection of anomalies in LF SST by climatological LF currents (Figure 5a) and is an important contributor to total horizontal advection in June 1997 and May-June 1998. It acts to damp interannual anomalies in LF zonal SST gradients when the climatological LF zonal currents are strongest (Figure 5a). Conversely, the meridional part is dominated by the advection of climatological LF SST by anomalies in meridional LF currents (Figure 5b) and thus directly responds to anomalies in meridional wind stress (Figure 3b). This term is then seasonally locked to the meridional gradient of climatological LF SST and is seen to contribute significantly to the total horizontal advection in January and June 1997, in June and October-November 1998 (Figure 2).

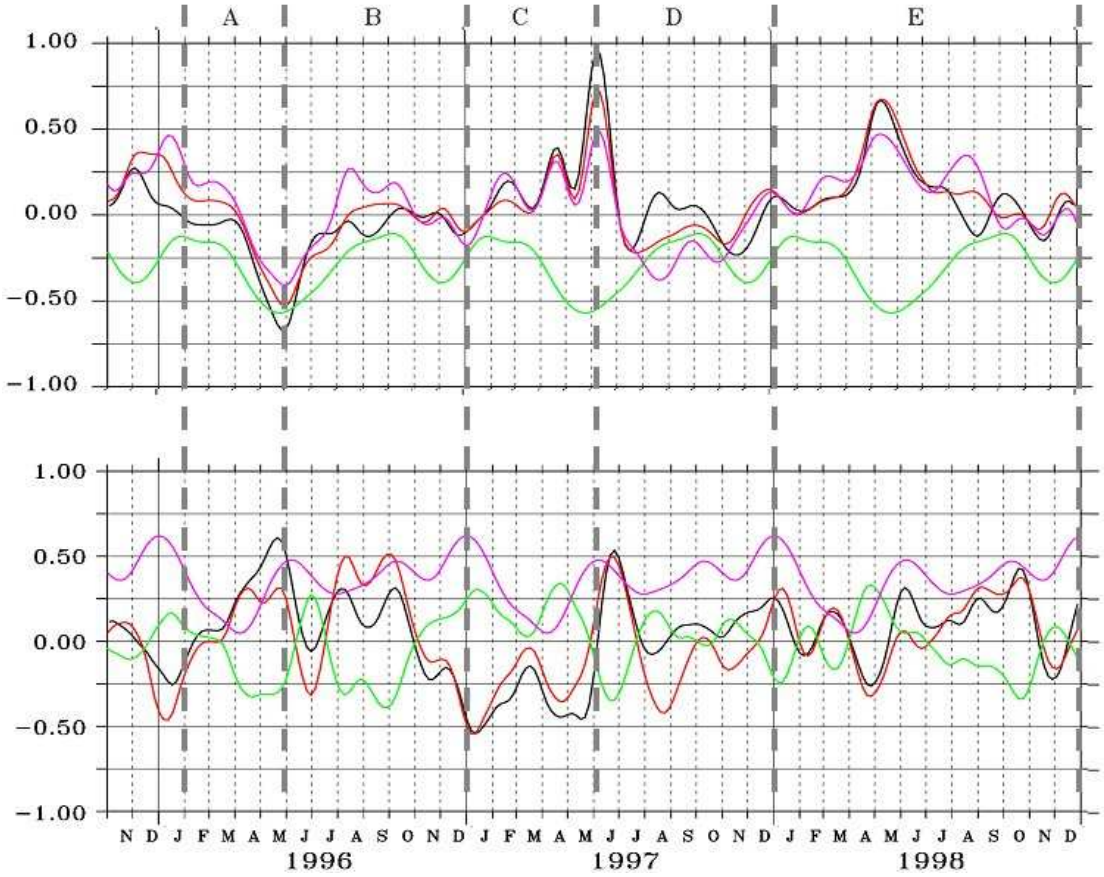


Figure 5: Same as Figure 2b for (a) zonal advection anomalies (black) in °C/month, climatological LF zonal velocity (green) in m/s, zonal gradient anomalies in LF temperature (purple) in 10^{-6}°C/m, and product of the last two quantities (red) in °C/month; (b) meridional advection anomalies (black) in °C/month, LF meridional current anomalies (green) in 10^{-1} m/s, meridional gradient in climatological LF temperature (purple) in 4.10^{-5} °C/m (with offset of 1.5), and product of the last two quantities (red) in °C/month

4- Discussion and Conclusions

A significant result of the present study is that the latent heat flux is crucial to explaining SST interannual anomalies in the mixed layer heat budget in the eastern equatorial Atlantic. *Liu and Gautier* [1990] obtained a similar result from satellite observations in the eastern equatorial Pacific, where latent heat forcing was shown to be important for the re-establishment of the cold tongue at the end of the 1982-1983 El Niño episode. In our simulation, the latent heat flux was expressed as bulk formulae that mainly act to relax SST to air temperature, with a spatially- and temporally-variable coefficient depending strongly on the wind speed, among other parameters. In agreement with *Zhou and Carton* [1998], the anomalous latent heat flux on interannual

time scales was seen to manifest itself mostly both as a relaxation of SST to air temperature, modulated by climatological wind speed and relative humidity, and as a forcing term proportional to interannual anomalies in wind speed. These two effects are seen to be phase-locked to the seasonal cycle of meteorological parameters and can either compensate each other when they have opposite signs, thus limiting the anomalous latent heat flux, or cumulate when they have the same sign, thus increasing the contribution of latent heat flux anomalies in the mixed-layer heat budget. Moreover, even though bulk formulae formulation allows more complex interactions between SST and climatological parameters than simpler configurations where heat fluxes are prescribed with an additional damping of simulated SST towards observed SST, it depends on parameterizations that still need to be validated in equatorial upwelling regions. Besides no air-sea coupling is allowed in such bulk formulae: non-local processes in the atmospheric boundary layer are not included and meteorological parameters have to be prescribed. In particular, clouds and relative humidity were set to be climatological in our simulation, and further studies are needed to assess the impact of interannual anomalies on these fields for the air-sea heat flux in the eastern equatorial Atlantic where monsoon flux in particular could have a strong impact on SST through clouds variability.

Interannual wind anomalies, which were prescribed in our simulation, are shown to provide the main forcing of the warm and cool interannual events, either locally through latent heat flux or meridional temperature advection, or remotely through the generation of oceanic equatorial waves in the western equatorial Atlantic. These interannual anomalies can originate from self-sustained tropical coupling between SST and wind stress [*Illig et al.*, 2006] or be forced by remote atmospheric teleconnections. The origin of the wind stress anomalies responsible for SST interannual variability and the possible retroactions between SST and wind stress are beyond the scope of this study and would require air-sea coupled models.

Finally, the eastern equatorial Atlantic is a region with a very shallow mixed layer (its depth is less than 30 meters). Vertical turbulent diffusion dominates the subsurface heat flux and was shown to be an important contributor to the mixed layer heat budget. This vertical turbulent diffusion represents processes at high frequencies (such as the diurnal cycle) or on small vertical scales (such as Kelvin-Helmholtz instability) that are

not explicitly solved in the model. Further observational and numerical studies are still needed to improve the parameterization of vertical turbulent diffusion in numerical models in such shallow mixed layers that are common to upwelling regions.

Despite these limitations, the present study identified robust processes that are responsible for the interannual variability in SST in the eastern equatorial Atlantic. Interannual anomalies in the mixed-layer heat budget were computed from a realistic numerical simulation of the tropical Atlantic Ocean to infer the respective roles played by air-sea heat fluxes, subsurface processes and horizontal advections for the interannual warming/cooling events in the Gulf of Guinea. Vertical processes, namely air-sea heat fluxes and oceanic subsurface processes, were found to predominate for the interannual variability in SST for the years 1996-1998. It was shown that two different processes are at the origin of these vertical processes. The first one (taking place in 1996, 1997, and December 1997-January 1998) involved subsurface anomalous cooling/warming in response to the eastward propagation of equatorial waves remotely forced by zonal wind stress anomalies in the western part of the basin. The second one (occurring in 1998) is purely thermodynamic and result from local interannual anomalies in the latent heat flux. However, the LF horizontal advection is shown to be an important contributor for the interannual variability in the mixed layer heat budget, whereas it was found to be negligible for the mean and seasonal heat budget [*Peter et al*, 2006]. The causes of interannual variability in this advection term were found to be different for the zonal and meridional component. The zonal component is dominated by the zonal advection of SST interannual anomalies by seasonal currents and thus acts to seasonally damp the SST zonal gradient anomalies. On the contrary, the meridional component is governed by interannual anomalies in meridional currents and is directly forced by local wind anomalies. The precise role of tropical instability waves still needs to be quantified.

V.3.3- Compléments sur les flux de chaleur

Cette étude pose, comme on l'a vu dans la discussion de l'article, de nombreuses questions, en particulier à propos des flux de chaleur formulés grâce aux paramétrisations bulk. En tant que flux de chaleur dominant à l'échelle interannuelle dans notre configuration, on s'est concentré sur le flux de chaleur latente, mais notons que les autres termes, bien que de moindre amplitude (Fig.5.4), accentuent le rôle joué par le flux de chaleur latente, c'est-à-dire en agissant principalement comme un terme de rappel entre la différence de température de la mer et l'air, modulé par la vitesse du vent.

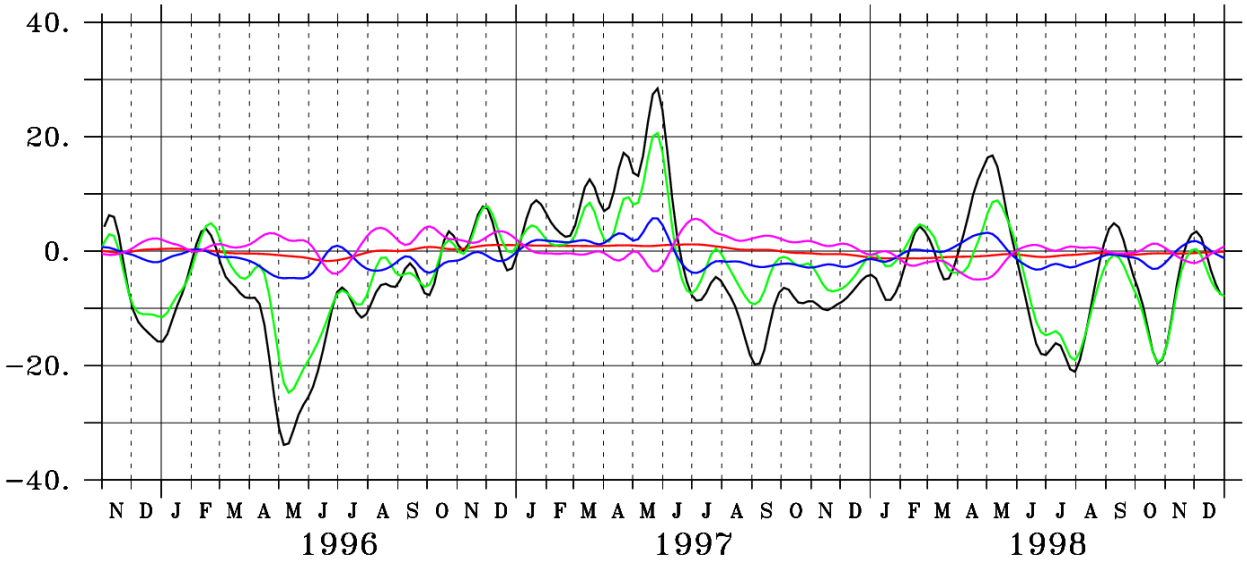


Fig.5.4 Evolutions temporelles des anomalies interannuelles (moyenne 15°W-5°W / 2°S-0°N) des différents flux de chaleur atmosphériques du modèle ORCA05 : flux total (noir), flux solaire (rouge), flux latent (vert), flux sensible (bleu) et flux infrarouge (turquoise) en W/m2.

Ce rappel s'exprime dans le modèle via trois composantes (sur quatre) dans l'expression du flux de chaleur latente (cf chapitre 3):

$$\mathrm{Q}_{\mathrm{lat}} = \rho_a C_D L U (q_a - q_s) = \rho_a C_D L U \Delta q$$

avec

$$q = \frac{0.622e}{p - 0.378e}$$

$$e = 611 \times 10^{7.5\left((T-273.16)/(T-35.86)\right)}$$

De ces relations sont obtenues les expressions de l'humidité spécifique de l'air $q_a=q(p, r . e(T_a))$ et de l'humidité spécifique à la surface $q_s=q(p,e(T_s))$; r est l'humidité relative ; e est la pression de vapeur saturante ; p est la pression atmosphérique (en Pascal), T est en °Kelvin. Dans cette formulation, la différence entre les humidités correspond à celle entre la température de l'air et de la mer. Les coefficients bulk (ici, C_D) sont calculés selon une méthode issue de Large and Pond (1981, 1982), modifiés selon Oberhuber (1988) et sont fonction des températures de l'air de surface de la mer, des humidités relatives, et de la vitesse du vent (documentation CLIO[1]). La variabilité interannuelle du flux de chaleur latente dépend donc de l'équilibre complexe de tous ces termes, y compris des produits des termes non-linéaires issus du calcul des anomalies interannuelles. Ces anomalies sont donc fortement influencées par le cycle saisonnier des différentes contributions (Fig.5.5), comme cela a été suggéré dans la discussion de l'article.

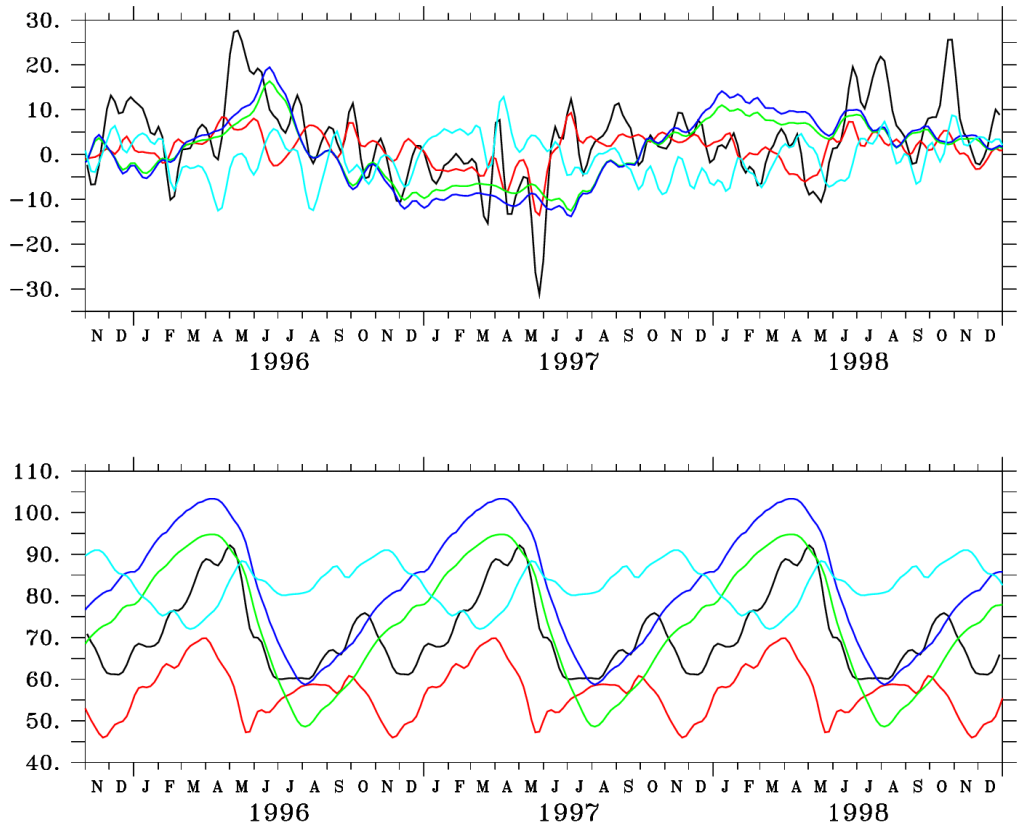


Fig.5.5 anomalies interannuelles (en haut) et cycle saisonnier répété deux fois (en bas) du flux de chaleur latente (noir), de la différence entre la température de surface de la mer et de l'air (rouge), de la température de l'air (vert), de l'humidité spécifique (bleu) et de la vitesse du vent (turquoise).

[1] www.lodyc-jussieu.fr/opa/Docu_Free/Doc_models/Doc_clio3.pdf

En supposant que la variabilité interannuelle du coefficient de transfert C_D est faible, on peut simplifier l'expression des anomalies interannuelles du flux de chaleur latente qui sont alors proportionnelles à :

$$Q_{lat}{}' \propto \overline{U}\Delta T' + U'\overline{\Delta T} + U'\Delta T' - \overline{U'\Delta T'}$$

où l'apostrophe représente l'anomalie interannuelle et la barre la moyenne saisonnière. Or, comme on le constate sur la figure 5.4, les anomalies de flux de chaleur latente sont maximales en mai - juin de chaque année, c'est-à-dire lorsque la vitesse du vent en moyenne saisonnière et la différence d'humidité sont maximales, confirmant l'influence du cycle saisonnier sur le phasage des anomalies interannuelles.

Enfin, comme présenté dans l'article, la différence entre la température de l'air et celle de la surface de la mer contient la combinaison de la différence « réelle » entre ces deux grandeurs, mais aussi de la différence entre la SST modélisée et la SST observée puisque la température de l'air, prescrite dans la simulation, dépend de la température « réelle » de la mer. Dans ce terme se cache donc un rappel aux observations, comme dans les simulations où tous les flux atmosphériques sont prescrits (cf chapitre 4). Nous avons cependant vérifié en comparant avec un flux de chaleur latente calculé uniquement à partir d'observations (Fig.4 de l'article GRL) que le rappel aux observations ne dominait pas le flux de chaleur latente du modèle à toutes les périodes. La comparaison des déviations standard des flux de chaleur latente du modèle ORCA05 et des ré-analyses NCEP (Fig.5.6) montre que la variabilité de ce flux est correctement représentée dans le bassin Atlantique tropical. La différence entre les deux produits dans la bande équatoriale s'explique principalement par le fait que la température du modèle ORCA05 est trop importante par rapport aux données, comme décrit dans le chapitre 3.

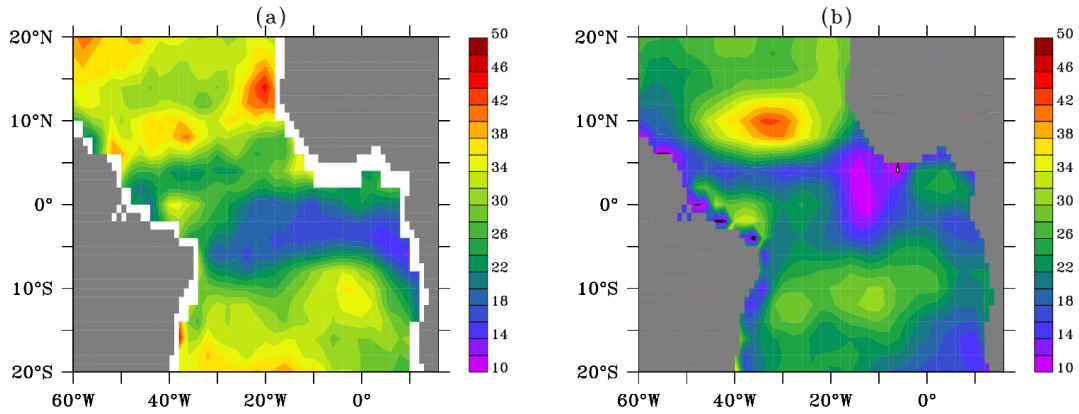


Fig.5.6 carte longitude-latitude des déviations standard des flux de chaleur latente du modèle ORCA05 (a) et des ré-analyses NCEP (b).

De plus, le rappel inclus dans le flux de chaleur bulk permet des interactions plus réalistes entre la SST et les flux atmosphériques, même si elles ne correspondant pas toujours aux observations. Ensuite, cette formulation permet de s'affranchir de l'incertitude qui réside sur la qualité des flux de chaleur atmosphériques. Néanmoins, la paramétrisation indispensable à ce type de formulation introduit un autre type d'incertitude. Aujourd'hui, une manière de remédier à ces problèmes serait d'utiliser des simulations couplées, qui présentent en outre l'avantage de déterminer la provenance des anomalies de vent, et de permettre des interactions complètes entre les variables océaniques et atmosphériques. Malheureusement, de nombreux problèmes persistent encore et ces modèles présentent de nombreux biais, en particulier en SST.

V.4- Conclusions

Malgré ces limitations et incertitudes, cette étude a permit d'identifier les processus responsables de la variabilité interannuelle de la SST en Atlantique équatorial Est. En calculant les anomalies interannuelles du bilan de chaleur de la couche de mélange à partir d'une simulation numérique réaliste, nous avons pu mettre en évidence les rôles respectifs joués par les flux de chaleur air-mer, les processus de subsurface et les advections horizontales dans le contrôle des évènements interannuels chauds et froids dans le GG. Les processus verticaux, c'est-à-dire les flux de chaleur air-mer et les processus océaniques de subsurface, semblent prédominants pour la variabilité

interannuelle de la SST pour les années 1996-1998 (comme pour toute la série 1992-2000).

Il est de plus suggéré que deux mécanismes différents sont à l'origine de la variabilité de ces processus verticaux. Le premier (agissant en 1996, 1997 et décembre 1997 – janvier 1998) met en jeu des anomalies chaudes/froides de subsurface en réponse à la propagation vers l'est d'ondes équatoriales de Kelvin forcées à distance par les anomalies de tension de vent zonales dans la partie ouest du bassin. Le second, qui se produit en 1998, est purement thermodynamique et résulte des anomalies locales du flux de chaleur latente forcées par la vitesse du vent local ; nous avons vérifié que ce n'était pas le rappel aux observations qui dominait le flux de chaleur latente à ce moment précis en comparant avec un flux de chaleur calculé avec la même méthodologie mais avec des observations uniquement.

En outre, les advections horizontales par les courants basse fréquence contribuent de manière significative à la variabilité interannuelle du bilan de chaleur de la couche de mélange, contrairement à l'état moyen et au cycle saisonnier où ils avaient été montrés comme négligeables (Peter et al, 2006). Les causes de la variabilité interannuelle de ces termes advectifs sont différentes pour les composantes zonale et méridienne. La composante zonale est dominée par l'advection des anomalies interannuelles de la température de la couche de mélange par les courants saisonniers et tend donc à amortir les anomalies du gradient zonal d'anomalie de température au loin de leur région de formation. A l'inverse, la composante méridienne est gouvernée par les anomalies de courant méridien et est directement forcée localement par les anomalies de vent. Le rôle précis des ondes tropicales d'instabilité nécessite toujours d'être quantifié. Enfin, les processus exacts par lesquels les termes de subsurface agissent sur la température de la couche de mélange et sur les échanges entre la thermocline et la couche de surface requièrent encore des précisions.

Une étude similaire de la variabilité interannuelle a été conduite dans le bassin tropical Pacifique. Vialard et al (2001) ont utilisé cette même méthode pour expliquer l'évènement El Niño/la Niña en 1997-1998. Ils ont montré que dans la partie Est du bassin, le réchauffement était induit par la suppression des échanges de chaleur avec la subsurface, comme ce qui se produit dans l'Atlantique équatorial lors d'évènement de type El Niño où ce sont principalement les anomalies de vent à l'ouest du bassin qui

sont responsables des anomalies de SST dans l'est, via l'effet de la propagation d'ondes de Kelvin sur la pente de la thermocline (Fig.5.5). Dans les parties centrales et ouest, ils démontrent que c'est l'advection zonale de chaleur par les courants basse fréquence qui permet d'expliquer les anomalies interannuelles de SST (Fig.5.7).

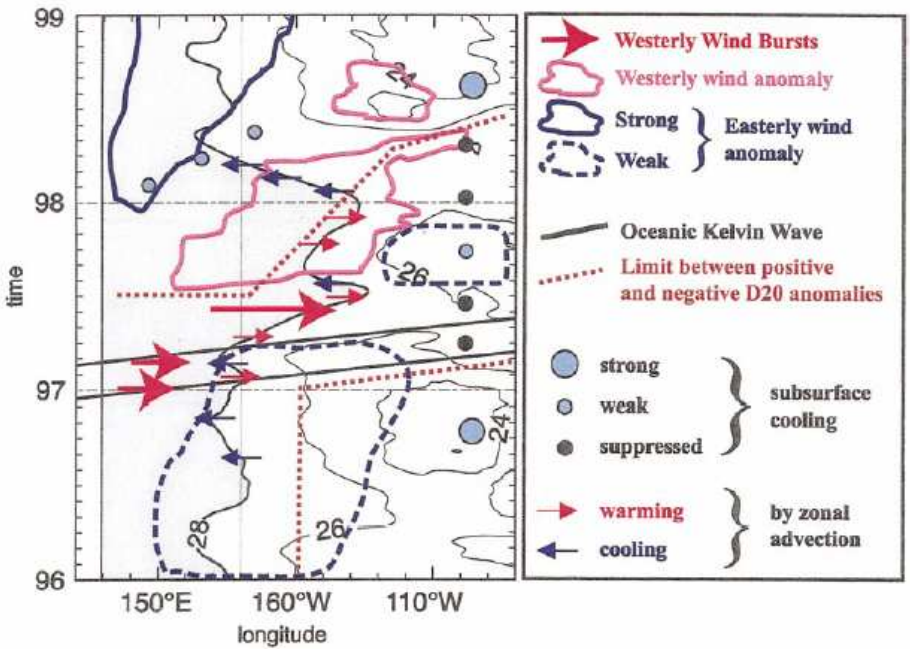


Fig.5.7 représentation schématique (Vialard et al, 2001) des principaux processus impliqués dans l'équilibre de SST pendant l'évènement El Niño/la Niña en 1887-1998.

Conclusions et perspectives

Les objectifs principaux de ce travail étaient de déterminer le rôle pour l'évolution de la température de surface de la dynamique océanique et des échanges océan-atmosphère. Se posaient aussi les questions des mécanismes responsables de l'upwelling équatorial, de l'établissement de la langue d'eau froide, ainsi que leur variabilité interannuelle. Nous avons pour cela utilisé différentes simulations numériques et des données in-situ et satellitales pour vérifier le réalisme non seulement des modèles mais aussi des mécanismes physiques proposés. Ces modèles nous ont permis d'apporter des réponses à ces objectifs en calculant des bilans de chaleur de la couche de mélange, difficiles à atteindre avec les observations en raison de leur rareté et de leur disparité spatio-temporelle.

Dans un premier temps, le bilan de chaleur de chaleur de la couche de mélange, calculé à partir d'une configuration en mode forcé à haute résolution spatiale (1/6°), nous a permis de déterminer les processus importants pour l'état moyen et le cycle saisonnier de la température. Ce modèle nécessite des conditions initiales et comporte un terme de rappel qui pallie nos incertitudes sur les champs de forçage atmosphériques (flux de chaleur net trop faible à l'équateur, probablement à cause d'une mauvaise représentation de la couverture nuageuse) et sur les mécanismes dynamiques et thermodynamiques non résolus par le modèle comme ceux par exemple qui conduisent à une thermocline équatoriale simulée qui est légèrement trop diffuse. La comparaison avec un modèle formulé en bulk et une paramétrisation de la diffusion verticale différente nous a cependant donné confiance en nos résultats. Nous avons montré qu'au premier ordre, ce sont les effets réchauffant des flux de chaleur atmosphériques et refroidissant de la diffusion verticale qui sont responsables de l'évolution de la SST. Grâce à la haute résolution spatiale, nous avons pu quantifier le fort rôle de réchauffement joué par les ondes tropicales d'instabilité (TIWs) dans le centre du bassin.

Nous avons ensuite montré que l'apparition saisonnière de la langue d'eau froide dans l'est et le centre du bassin, caractéristique des bassins équatoriaux, était

principalement due à la diminution du réchauffement par les flux atmosphériques et à l'augmentation des processus verticaux de subsurface au printemps boréal qui provoque la remontée des eaux froides de subsurface dans la couche de mélange. En surface, au niveau du gradient méridien de température entre les eaux froides à l'équateur et les eaux plus chaudes au nord de l'équateur, il se déclenche en août des TIWs qui sont une contribution importante pour stopper la saison froide en réchauffant la langue d'eau froide équatoriale en combinaison avec le réapprofondissement de la thermocline (diminution de la diffusion verticale). Les advections horizontales par les courants basse fréquence (>35 jours) n'influencent que faiblement la température à l'échelle annuelle ou saisonnière.

Ce résultat n'est cependant pas en parfait accord avec le bilan de chaleur calculé à partir d'observations par Foltz et al (2003). Ces derniers montrent que le refroidissement saisonnier de la SST est principalement du à l'advection zonale et n'accorde qu'un faible poids au terme de subsurface. Leur bilan comporte néanmoins une forte incertitude dans la région de la langue d'eau froide et ils attribuent le résidu de leur calcul justement aux processus verticaux que les mesures ne permettent pas d'évaluer précisément, c'est-à-dire le mélange vertical dans la couche de mélange et l'advection verticale entre la thermocline et la couche de mélange. L'utilisation d'un modèle nous a permis de quantifier ces deux processus, malgré les incertitudes qu'induisent la paramétrisation de la diffusion verticale.

Dans une deuxième partie, nous nous sommes concentrés sur la variabilité interannuelle de la température de la langue d'eau froide dans le Golfe de Guinée à l'aide d'une autre configuration à plus faible résolution spatiale (1/2°) mais dont les flux atmosphériques sont calculés par le modèle grâce aux formulations bulk. Malgré les différences entre ces deux simulations (principalement résolution spatiale, paramétrisation de la diffusion verticale et stratégie de forçage atmosphérique), les contributions relatives des termes de leurs bilans de chaleur sont similaires, excepté une amplitude des termes du bilan plus faible dans CLIPPER. Comme pour l'état moyen et le cycle saisonnier, les processus verticaux (flux de chaleur atmosphériques et termes de subsurface océaniques) sont majoritairement responsables de l'évolution de la SST à l'échelle interannuelle. La comparaison des années 1996, 1997 et 1998 marqués par de

forts évènements interannuels en SST, a révélé deux mécanismes différents reliés aux termes verticaux. Pour les années 1996 et 1997, ce sont les anomalies interannuelles de tension de vent zonal dans l'ouest du bassin qui, par la propagation d'ondes de Kelvin équatoriales, sont à l'origine d'anomalies de profondeur de thermocline et de SST dans l'Est du bassin. Ce mécanisme dynamique à l'échelle du bassin se traduit par une forte anomalie du terme de subsurface et contrôle donc l'évolution de la SST qui rétroagit ensuite sur les flux atmosphériques. En revanche, en 1998, ce sont les effets conjugués des anomalies locales et thermodynamiques du module du vent et des différences de température air-mer qui sont à l'origine de l'anomalie chaude de SST observée tout au long de l'année. Ces anomalies se répercutent sur le flux de chaleur latente et par suite sur la SST. En réponse à ces anomalies atmosphériques, la subsurface réagit elle aussi mais les processus exacts sont encore à identifier.

Contrairement à l'état moyen ou au cycle saisonnier, à l'échelle interannuelle, les advections horizontales par les courants basse fréquence sont parfois du même ordre de grandeur que les termes verticaux, par exemple au moment pendant l'évènement froid de l'été boréal 1997. Leur rôle est totalement différent selon la composante zonale ou méridienne considérée. Tandis que la première agit comme une rétroaction négative sur les anomalies de gradients zonaux de température, la seconde peut engendrer des anomalies interannuelles de SST, à travers l'influence des anomalies de courants méridiens elles-mêmes créées localement par des anomalies de vent. S'ils sont importants pendant de courtes périodes, les mécanismes précis par lesquels agissent les petites échelles spatiales sont encore à déterminer.

Bien que nous ayons utilisé une stratégie de forçage différente pour la simulation interannuelle, cette étude est elle aussi soumise aux incertitudes inhérentes au rappel de la SST modélisée à celle observée. Ce rappel se manifeste ici à travers les flux de chaleur turbulents (sensibles et latents) qui dépendent dans leur formulation de la différence de température entre la surface de l'océan et l'air. Ce terme est parfois même l'unique responsable de la variabilité du flux de chaleur latente, composante dominante des anomalies de flux de chaleur totale (93% de la variance du flux total expliquée par celle du flux de chaleur latente dans la région de la langue d'eau froide). La comparaison avec un flux de chaleur calculé avec la même formulation mais uniquement à partir d'observations nous confirme le rôle prépondérant de la

contribution de ce flux de chaleur latente dans le déclenchement de l'événement interannuel en SST de 1998. Notons que la formulation de la différence d'humidité dans l'équation du flux de chaleur latente en fonction de la différence de température entre l'air et la mer est sujette à controverse. Cependant, la comparaison du flux de chaleur latente calculé dans le modèle ORCA05 avec d'autres flux (comme NCEP par exemple) nous donne confiance en nos résultats. Une autre limitation importante de la portée de ces résultats est due au fait que les flux de chaleur turbulents sont calculés à partir de la moyenne climatologique pour l'humidité relative et la couverture nuageuse. Cela implique en particulier que le flux solaire ne peut présenter d'anomalies interannuelles alors qu'il a probablement un rôle à jouer dans la variabilité de la SST, surtout dans la région équatoriale Est de l'océan Atlantique en liaison avec le régime de mousson africaine caractérisé par sa forte activité nuageuse associée.

Les limitations précédemment exposées de ce travail nous amènent à proposer de nombreuses perspectives. Tout d'abord, nous avons largement soulevé le problème lié à la paramétrisation de la diffusion verticale. En particulier, la diffusion verticale semble trop élevée dans la thermocline de l'Atlantique équatorial Est. Ce terme représente les processus à haute fréquence (comme le cycle diurne et la propagation verticale d'ondes internes) ou à petite échelle verticale (comme les instabilités de Kelvin-Helmholtz) qui ne sont pas explicitement résolus par les modèles. Néanmoins, on peut tout de même considérer que la diffusion verticale calculée à partir du schéma TKE utilisé ici est représentatif du rôle de la turbulence dans la variabilité de la SST dans les régions équatoriales (Blanke and Delecluse, 1993). Les expériences de mesure de turbulence des campagnes EGEE dans l'océan Atlantique et celles dans la langue d'eau froide de l'océan Pacifique devraient permettre une meilleure compréhension de la « réelle » structure verticale de la turbulence et de ces échanges entre la thermocline et la couche de mélange, et permettre aussi d'améliorer encore les schémas de paramétrisation de la diffusion verticale (travaux de Marcus Dengler et al, IFM-GEOMAR).

De plus, dans le fond du Golfe de Guinée, il n'existe pas encore suffisamment d'observations des courants pour avoir une connaissance complète de la terminaison

et/ou bifurcation des courants d'est. Or le mélange dépend fortement du cisaillement créé aux limites de ces courants. Lors des campagnes EQUALANT par exemple, il a été remarqué une forte variabilité sur la terminaison du sous-courant équatorial (Fig.1).

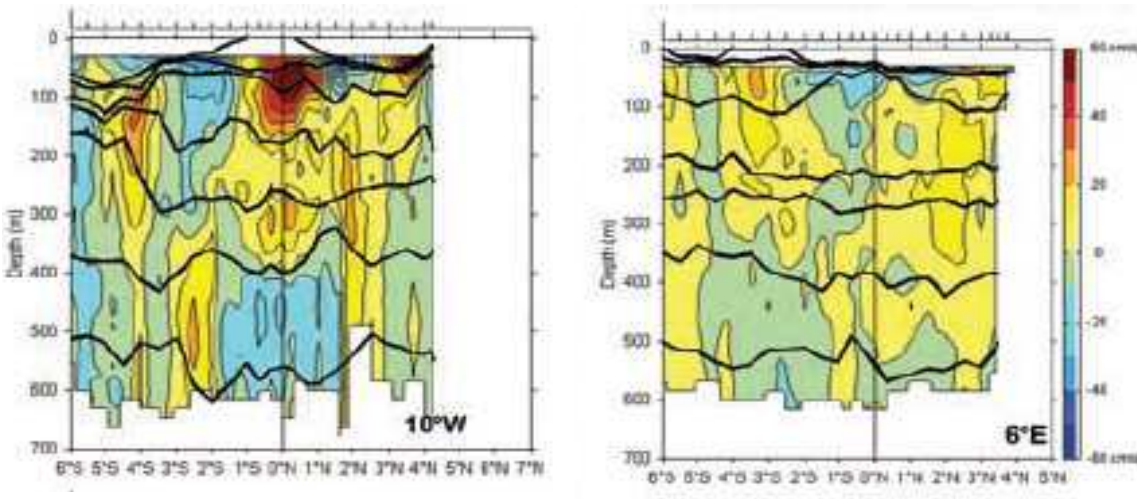


Fig.1 : Coupe latitudinale du courant zonal (en cm/s) à 10°W (à gauche) et 6°E (à droite) mesuré lors de la campagne EQUALANT en juillet 2000 (Bourlès et al, 2002).

Les mesures des campagnes EGEE devraient permettre de lever nombre de ces incertitudes.

En outre, les connexions entre la dynamique équatoriale et les upwellings côtiers, en particulier l'impact sur la température de surface des ondes qui se propagent le long des côtes africaines ne sont pas encore comprises.

Nous avons également soulevé le manque de données atmosphériques cohérentes à de longues échelles temporelles. En raison de la difficulté de mesurer les flux de chaleur atmosphériques, en particulier les flux turbulents, les diverses bases de données existantes diffèrent significativement, en particulier dans l'Atlantique tropical Est soumis au régime de mousson. Les flux turbulents par exemple y varient entre 0W/m^2 dans le produit de l'IFREMER et 100W/m^2 dans les analyses de l'ECMWF (Fig.2) dans la région de la langue d'eau froide.

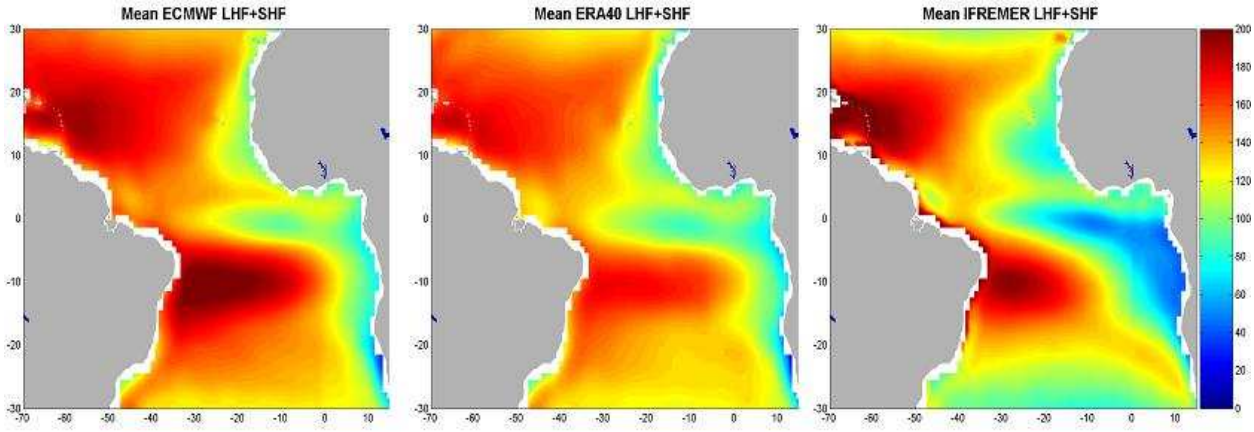


Fig. 2 : comparaison des flux de chaleur turbulents (latent+sensible) moyens (1995-2000) issus de différents bases de données (en W/m²). Figure fournie par Abderrahim Bentamy.

A l'échelle interannuelle, le manque de données d'humidité relative ou de couverture nuageuse est, comme on l'a souligné, un facteur limitant pour conclure précisément et définitivement sur les mécanismes locaux mis en jeu pour expliquer les évènements interannuels en température de surface. On peut constater sur la figure 3 que les anomalies interannuelles de flux solaire sont du même ordre de grandeur que celles de flux de chaleur latente.

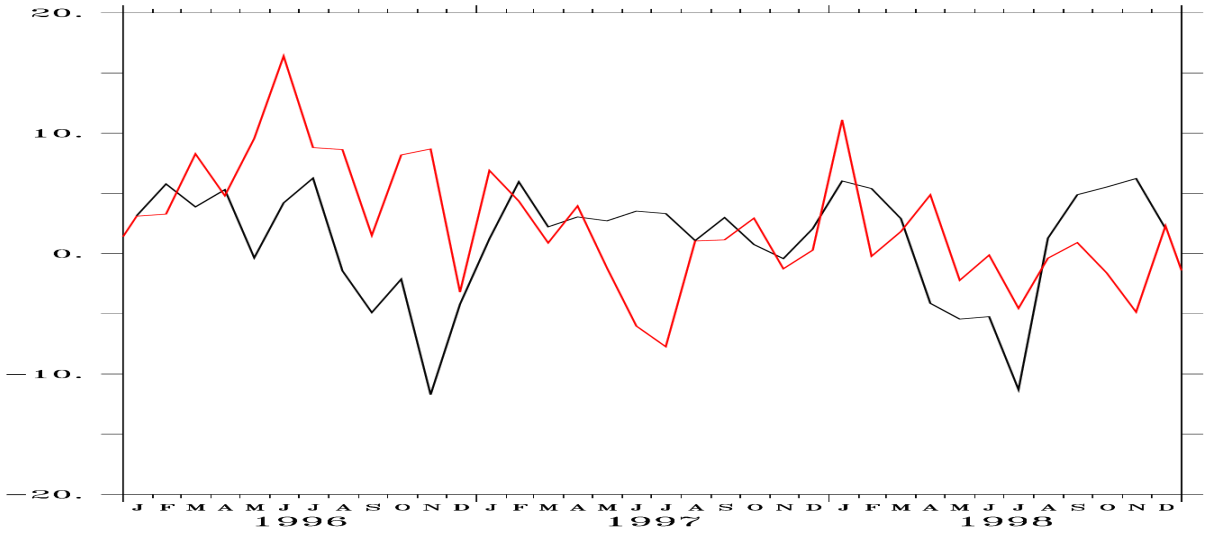


Fig.3 : anomalies interannuelles des flux NCEP (en W/m²) solaire (noir) et de chaleur latente (rouge) dans la boîte [15°W-5°W]x[2°S-0°N].

L'utilisation d'une simulation comportant la totalité des forçages atmosphériques réalistes à l'échelle interannuelle permettra de quantifier le rôle des anomalies interannuelles du flux solaire.

De plus, nous nous sommes limités à une étude à l'échelle du bassin Atlantique tropical mais il semble très prometteur de s'intéresser aux influences extérieures, du bassin Atlantique nord ou de l'océan Pacifique, pour comprendre l'origine de la variabilité de la tension de vent et des flux de chaleur atmosphériques dont on a démontré l'importance.

D'autre part, dans le Golfe de Guinée, on observe des hétérogénéités de la température de surface et de la couche de mélange liées à des processus de petites échelles. Des études récentes montrent en particulier le rôle potentiellement important pour la température de surface des ondes à 15 jours dans le Golfe de Guinée (Frédéric Marin, communication personnelle). On peut aussi se demander quel est l'impact de ces petites échelles sur le couplage avec l'atmosphère dans cette région et sur la circulation atmosphérique (exemple de la mousson africaine). Ceci demande une modélisation régionale couplée à plus haute résolution spatiale.

Enfin, nous avons montré l'importance des échanges entre la subsurface et la couche de mélange pour la température de surface. Quelques résultats préliminaires présentés dans l'annexe 1 montrent, à l'aide d'une simulation numérique à très haute résolution verticale, que le processus dominant les échanges de chaleur entre la thermocline et la couche de mélange est l'advection verticale de température. Cette étude nécessite cependant encore des précisions que pourraient par exemple nous apporter le résultat du calcul des transports isopycnaux entre la thermocline et la couche de mélange. Une telle étude devrait permettre en outre de comprendre le déphasage progressif d'ouest en est entre les cycles saisonniers des profondeurs de la thermocline et de la couche de mélange.

Annexe 1 : Etude des processus verticaux dans l'Atlantique équatorial Est

A1.1- Introduction

L'examen des différents termes du bilan de chaleur dans la couche de mélange a révélé l'importance des termes de subsurface pour l'état moyen, le cycle saisonnier et la variabilité interannuelle de la SST, en particulier au moment de la saison froide (avril-août). Ces termes déterminent les échanges entre la subsurface et la surface et sont influencés à la fois par les forçages locaux (mélange turbulent) et les forçages à l'échelle du bassin (propagation d'ondes).

En Atlantique tropical, la MLD est très peu profonde et minimale à l'équateur. Comme la thermocline, elle est plus profonde à l'ouest qu'à l'est du bassin (Fig.2). Le long de l'équateur, la couche de mélange est en moyenne épaisse de 40m à l'ouest et 15m à l'est. Dans le GG, le cycle saisonnier de la MLD à l'équateur est caractérisé par une remontée vers la surface au printemps boréal et un approfondissement en automne quand la température de surface tend à se réchauffer. La profondeur de la ML dans le modèle CLIPPER varie alors de 12m (minimum) à 30m (maximum), soit une variation de 100% ! Ces valeurs sont tout à fait comparables à celles de la climatologie de de Boyer Montégut et al (2004), malgré une légère sous-estimation dans le modèle.

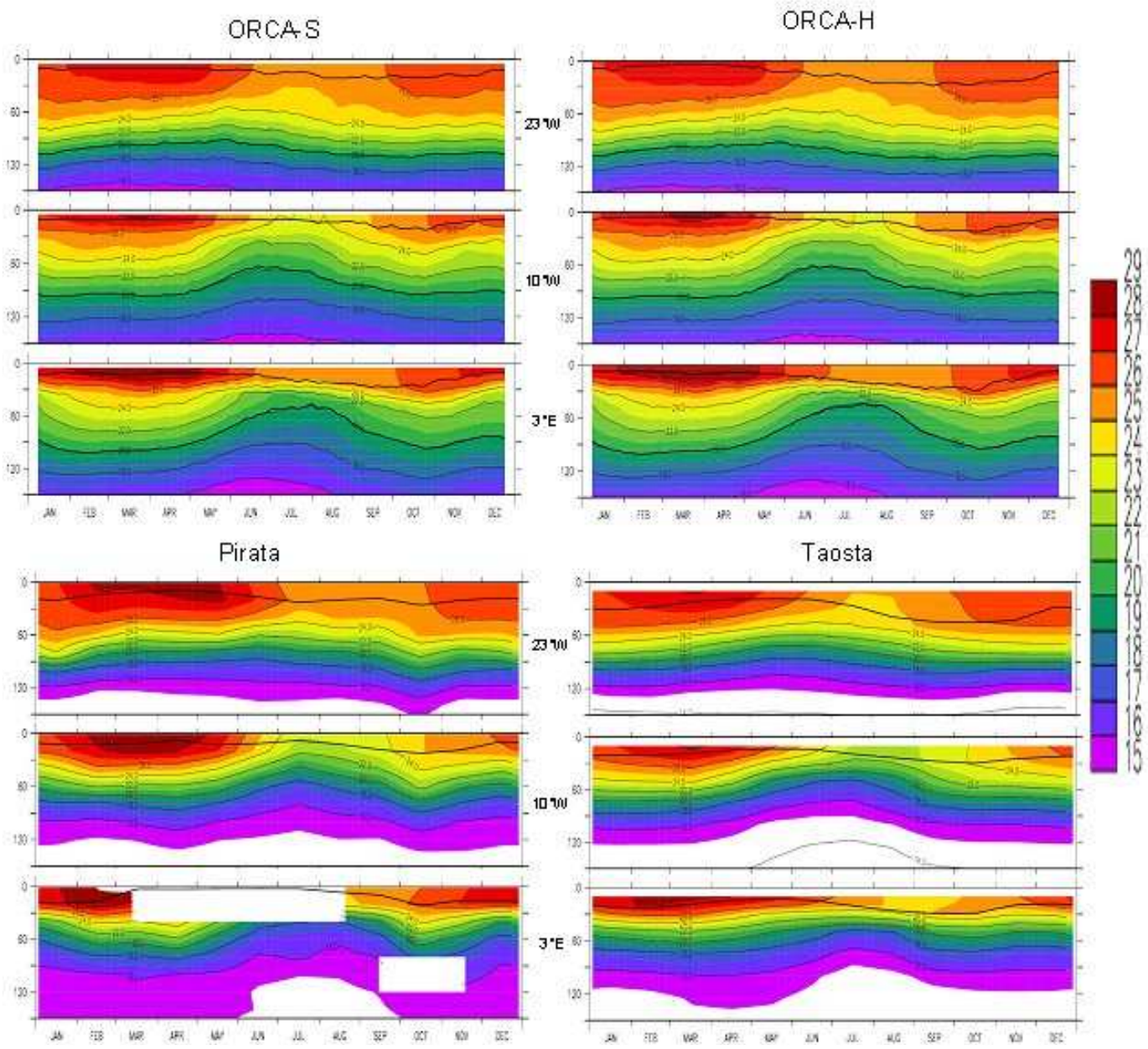


Fig. 6.1 cycle saisonnier de la température (en °C) à l'équateur en fonction de la profondeur entre 0 et 100m, à 23°W, 10°W et 3°E ; sont superposées les profondeurs de la thermocline et de la couche de mélange.

Les évolutions temporelles (Fig.2) de la profondeur de la couche de mélange suivent celles de la D20 à l'ouest du bassin dans le modèle ORCA2. Les processus turbulents sont en effet importants sur toute l'épaisseur de la couche de mélange, alors que les effets advectifs n'y sont pas prépondérants ; il en résulte une sensibilité nette de la thermocline aux phénomènes de mélange et en particulier à la tension de vent de surface. La situation dans l'Est du bassin est par contre plus complexe. En raison de la

propagation d'ondes de Kelvin équatoriales déclenchée par la tension de vent zonal à l'ouest du bassin, la remontée de la D20 permet la signature en surface de l'upwelling équatorial pendant la période d'avril à août, rapprochant la thermocline de la surface. En absence d'upwelling, la thermocline est plus profonde et devient très diffuse. Pendant la saison froide, la thermocline est donc très proche de la couche de mélange, facilitant les échanges entre ces deux couches, en particulier l'intrusion d'eaux de la thermocline dans la couche de mélange.

Comme on l'a vu précédemment, la MLD varient entre 10 et 30m, or les premiers niveaux verticaux du modèle CLIPPER par exemple sont 6, 18 et 30m, ce qui signifie donc que la MLD varie entre 2 niveaux du modèle. Grâce à une configuration à haute résolution verticale issue de la configuration ORCA2, on veut vérifier ici si la variabilité de la ML est correctement reproduite avec une basse résolution. Enfin, outre la confiance que nous procure un modèle à haute résolution verticale pour simuler le plus précisément possible les couches de surface, on peut se demander quel est l'apport de la haute résolution verticale pour la simulation des processus verticaux dans les régions équatoriales.

La configuration ORCA2 diffère principalement d'ORCA05 par sa résolution : ORCA2 est une simulation globale au 2x2° sur une grille Mercator. Deux versions existent avec des résolutions verticales différents : la première est semblable à celle d'ORCA05, mais la deuxième comporte 300 niveaux verticaux, avec une résolution de 1m en surface. Le modèle tourne en mode forcé par ERA-40 (journalier) entre 1992 et 2000. Un rappel en température à la SST d'ERA-40 est rajouté au terme de flux, avec un coefficient de 40 $W/m^2/°K$. Le modèle démarre au repos et subit 5 ans de spin-up à partir des données de température et de salinité de Levitus. Le cycle diurne de la SST est pris en compte avec un forçage atmosphérique horaire (Bernie et al, 2005).

Dans un premier temps, nous comparerons deux simulations jumelles. Puis, nous nous intéresserons aux échanges entre la thermocline et la couche de mélange.

A1.2- Comparaison des simulations haute et basse résolution verticale

Nous comparons dans cette partie les deux simulations d'ORCA2 à différentes résolutions verticales, en particulier leur structure verticale le long de l'équateur. Tout d'abord, en ce qui concerne l'état moyen (moyenne 1992-2000), on voit sur la figure 6.2 que les structures spatiales de la MLD et de la D20 sont très semblables dans les deux configurations, excepté la MLD dont la variabilité est plus finement reproduite dans la configuration à haute résolution. En particulier, la MLD est moins profonde dans la partie équatoriale Est (<10m) dans HRES que dans SRES.

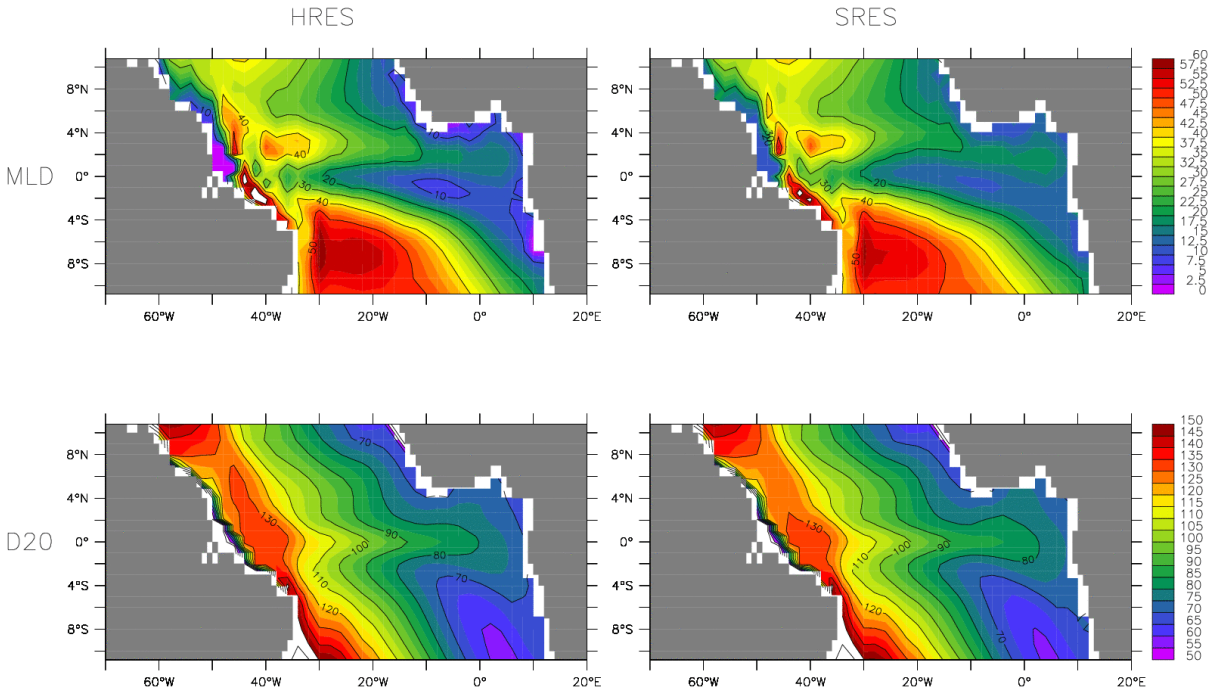


Fig.6.2 moyenne 1992-2000 de la profondeur de la couche de mélange (en haut) et de la thermocline (en bas), en m, pour les configurations HRES (à gauche) et SRES (à droite) du run ORCA2.

La comparaison des champs moyens de température et courants (Fig.6.3) simulés par les deux configurations montre peu de différences si ce n'est une amplitude légèrement inférieure des courants dans HRES dans la thermocline et supérieure dans la couche de mélange. Les profondeurs de l'EUC et du maximum de vitesse verticale (upwelling) sont similaires dans les deux configurations. Enfin, comme noté précédemment, on remarque que la MLD et la D20 sont moins profondes à l'Est dans

HRES que SRES. L'isotherme 26°C affleure plus proche de la surface dans SRES que dans HRES.

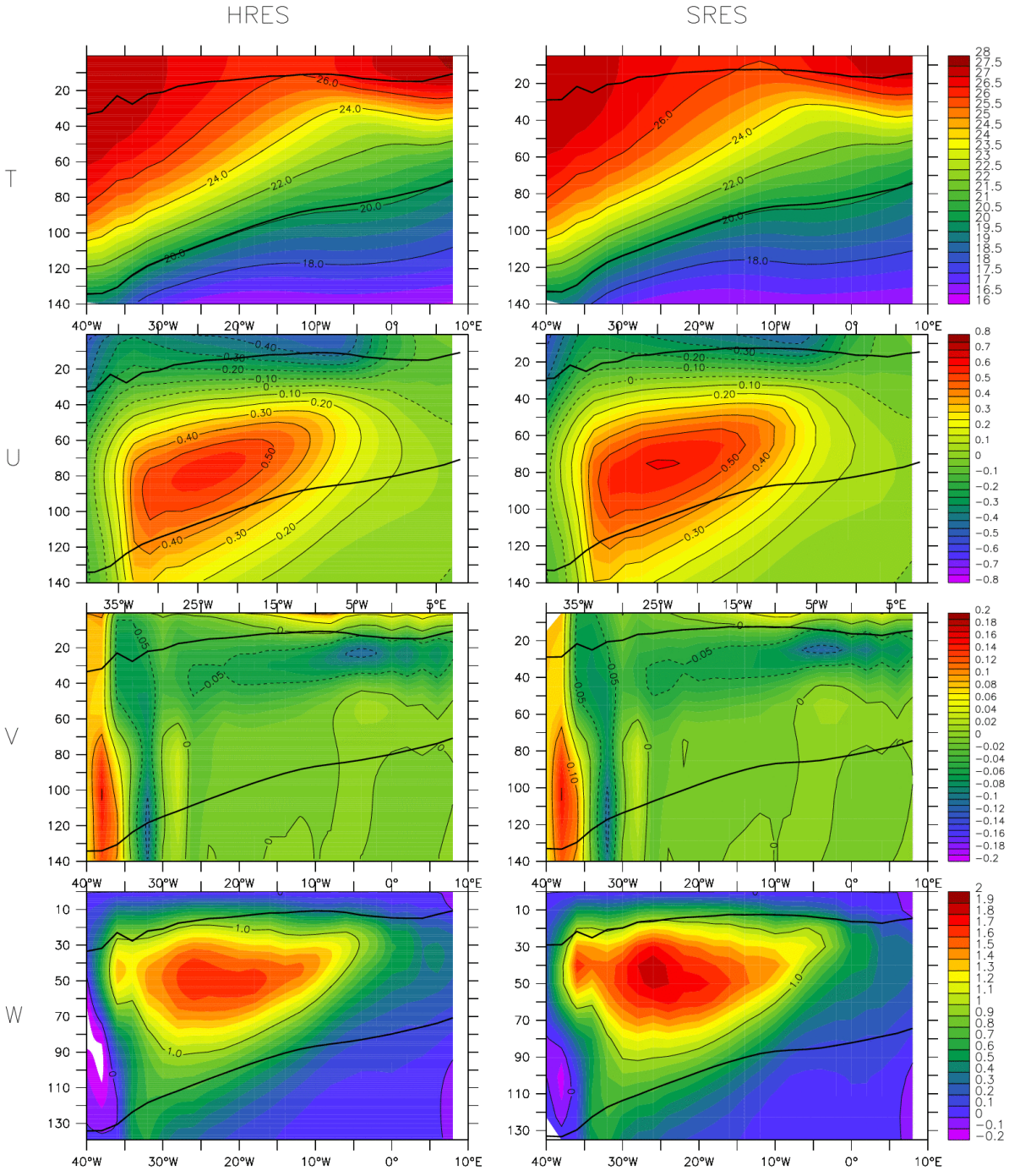


Fig.6.3 profils verticaux moyens (1992-2000) des champs de température (°C), courant zonal (m/s), méridien (m/s) et vertical (10^{-5}m/s) pour les configurations HRES (à gauche) et SRES (à droite) du run ORCA2. Sont superposés les profondeurs de la couche de mélange et de la thermocline.

A l'échelle saisonnière, on constate (Fig.6.4) une fois de plus que les champs simulés par les deux configurations sont très similaires, en particulier pour la

profondeur de la thermocline. Le cycle saisonnier de la MLD est cependant plus contrasté dans HRES que dans SRES. Comme pour la balance est-ouest, il est tout à fait cohérent que la version haute résolution verticale simule plus précisément la MLD.

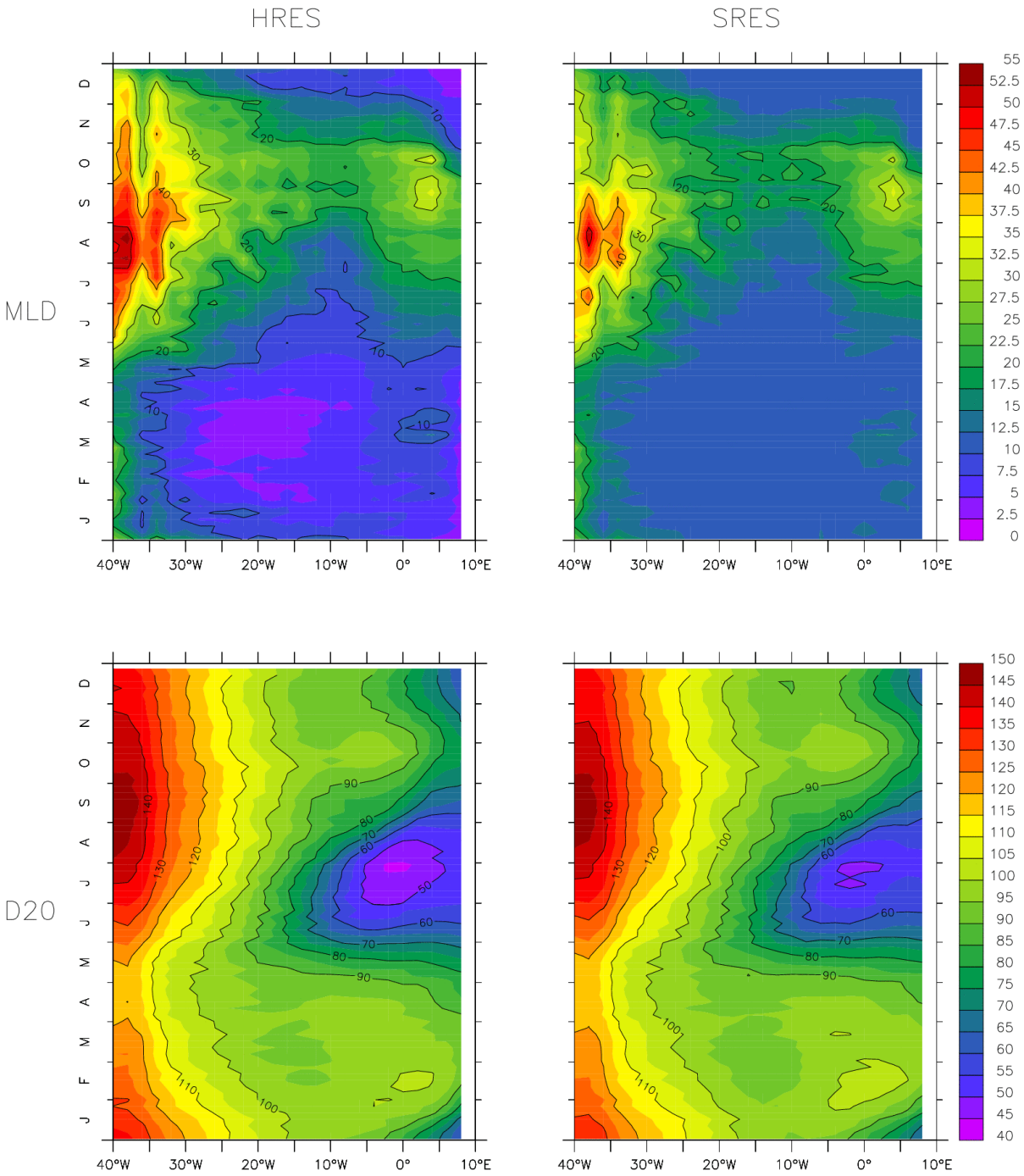


Fig.6.4 cycles saisonniers (1992-2000) le long de l'équateur des profondeurs (en m) de la couche de mélange (en haut) et la thermocline (en bas) pour les configurations HRES (à gauche) et SRES (à droite) du run ORCA2.

Les cycles saisonniers de la température et des courants (Fig.6.5) ne présentent eux aussi que très peu de différences.

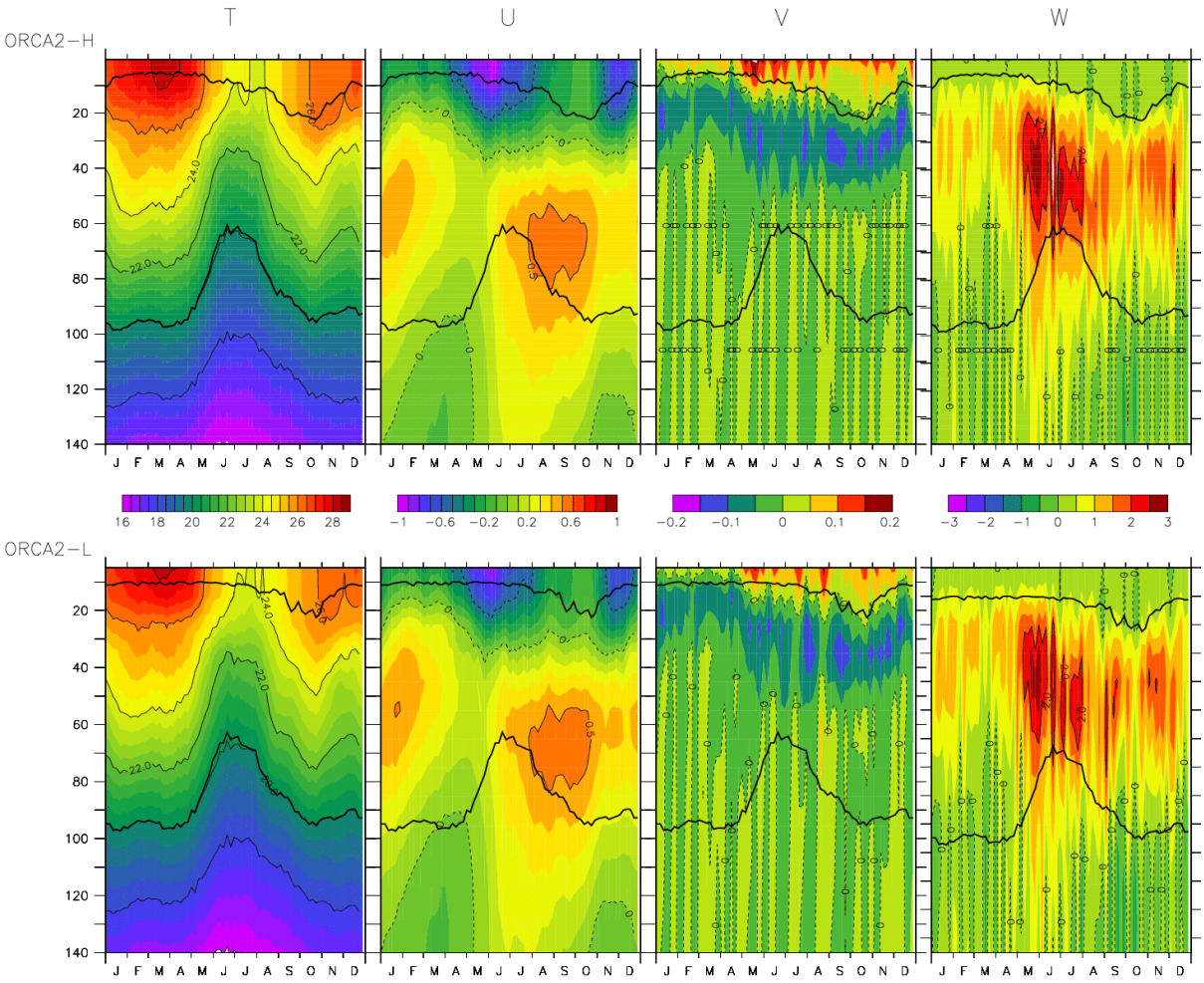


Fig.6.5 Cycles saisonniers à 10°W-0°N de la température (°C), du courant zonal (m/s), méridien (m/s) et vertical (10^{-5}m/s) des configurations HRES (en haut) et SRES (en bas). Sont superposés la MLD et la D20.

Ainsi, sans modifier les différents champs de température et de courants, la haute résolution verticale simule avec une meilleure précision la couche de mélange. Notons que les deux simulations sont tout aussi similaires si on regarde le signal total (non montré ici) plutôt que l'état moyen ou le cycle saisonnier. Cependant, il est probable que des différences notables apparaîtraient entre les deux configurations si la résolution spatiale, faible ici, était suffisamment fine pour reproduire les structures à meso-échelle.

A1.3- Echanges verticaux de chaleur entre la thermocline et la couche de mélange

Comme démontré dans les précédents chapitres, les processus verticaux unidimensionnel (subsurface et atmosphère) sont essentiels pour expliquer la température de la couche de mélange, aussi bien pour l'état moyen, le cycle saisonnier ou la variabilité interannuelle. Nous nous intéressons donc ici aux processus verticaux qui modifient la SST, et plus précisément dans la région de la langue d'eau froide à l'échelle saisonnière. Ces processus verticaux sont les flux de chaleur atmosphériques, la diffusion verticale et l'advection verticale. Les flux de chaleur atmosphériques agissent sur la SST d'une part par le réchauffement par le flux solaire et le refroidissement par le flux de chaleur latente et d'autre part en modifiant la profondeur de la couche de mélange. La diffusion verticale, représentante du mélange turbulent, agit elle aussi à la fois sur la température et la profondeur de la couche de mélange. L'advection verticale, importante dans l'Atlantique équatorial Est (région de l'upwellling équatorial) contribue à la variabilité de la SST en définissant l'intrusion des eaux de la thermocline dans la couche de mélange.

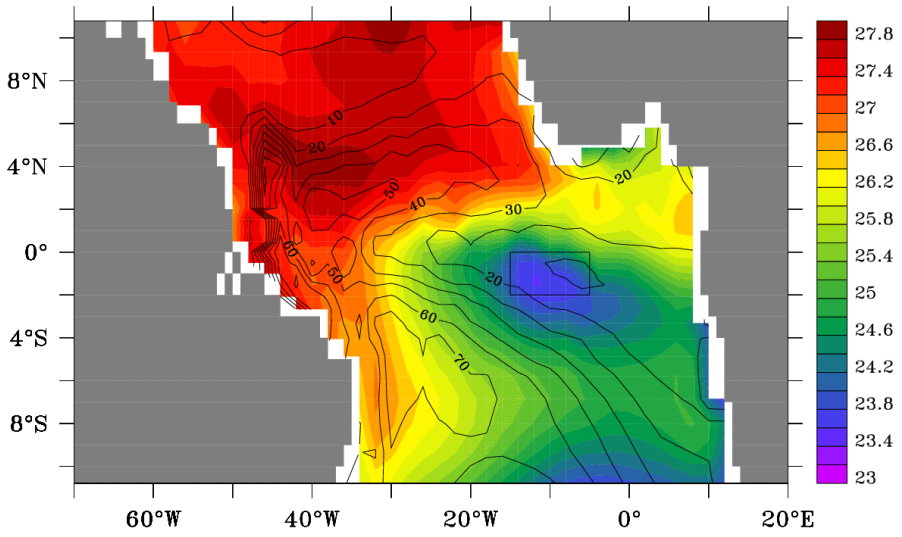


Fig.6.6 Carte de la SST et contours de la MLD en juillet (moyenne 1992-2000) du modèle ORCA2-HRES.

Afin d'étudier les répartitions verticale et temporelle de ces différents processus, nous utilisons les termes de l'équation de température (équation 1) à chaque niveau vertical dans la configuration à haute résolution verticale, dans la région de la langue d'eau froide (15°W-5°W, 2°S-0°N, Fig6.6) :

$$\partial_t \mathrm{T} = -\mathrm{u}.\partial_x \mathrm{T} - \mathrm{v}.\partial_y T - \mathrm{w}.\partial_z T + \left[\partial_x\left(K_x \partial_x T\right) + \partial_y\left(K_y \partial_y T\right)\right] + \partial_z\left(K_z \partial_z T\right) + \frac{\partial_z I}{\rho_0 \mathrm{C_p}} \qquad (1)$$

où T, u, v et w sont respectivement la température et les composantes zonale, méridienne et verticale du courant ; Kx, Ky et Kz sont les trois composantes du coefficient de diffusion et I est la partie pénétrative du flux solaire. Le terme du membre de gauche représente l'évolution temporelle de la température, les trois premiers termes du membre de droite sont les advections zonale, méridienne et verticale, les deux suivants sont les diffusions de température latérale et verticale et le dernier terme correspond à l'effet de la pénétration verticale du flux solaire dans l'océan.

La moyenne temporelle (1992-2000) de ces différents termes dans la langue d'eau froide est montrée figure 6.7.

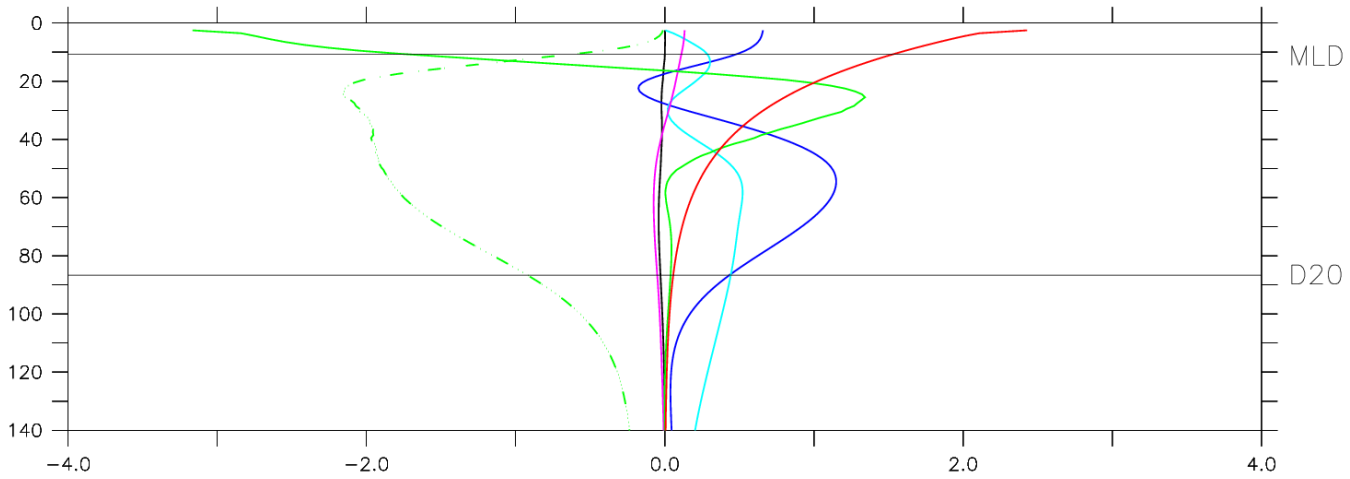


Fig.6.7 profils verticaux moyens (1992-2000) des différents termes de l'équation de température en °C/mois dans la boite [15°W-5°W]x[2°S-0°N] : évolution de la température (noir), flux solaire pénétrant (rouge), advections zonale (bleu), méridienne (turquoise) et verticale (vert pointillé), diffusions horizontale (violet) et verticale (vert). Sont matérialisées par deux lignes horizontales les profondeurs de la couche de mélange et de la thermocline, modèle ORCA2-HRES.

On peut tout d'abord constater que la diffusion latérale est d'un ordre de grandeur très inférieur à celui des autres termes quelque soit la couche considérée, et sera donc négligée dans la suite. Comme détaillé dans le chapitre 4 (Peter et al, 2006),

l'équilibre dans la couche de mélange s'effectue principalement entre le réchauffement par les flux de chaleur atmosphériques et le refroidissement par la diffusion verticale en lien avec la tension de vent. Sous la thermocline, seules les advections horizontale et verticale jouent un rôle sur la température ; le mélange turbulent et le flux solaire y sont complètement atténués. Entre la thermocline et la couche de mélange, la situation est beaucoup plus complexe et les termes d'advections zonale et verticale, de diffusion verticale et de flux solaire sont du même ordre de grandeur. La pénétration du flux solaire est directement lié au flux solaire incident à la surface et décroît exponentiellement vers la profondeur (cf. chapitre 3). Notons que cette formulation simple est sans doute insuffisante pour représenter tous les mécanismes d'absorption de la lumière, en particulier ceux liés à la présence de particules vivantes (Murtugudde et al, 2002). Mais le point important ici est que, contrairement aux plus hautes latitudes, le flux solaire n'est pas absorbé entièrement dans la ML et réchauffe aussi les couches inférieures, en raison de la très faible épaisseur de la ML (inférieure à 20m) dans cette région équatoriale Est. L'importance de l'advection zonale et de la diffusion verticale s'explique respectivement par les courants zonaux (SEC et EUC) et leur cisaillement vertical (Fig.6.8).

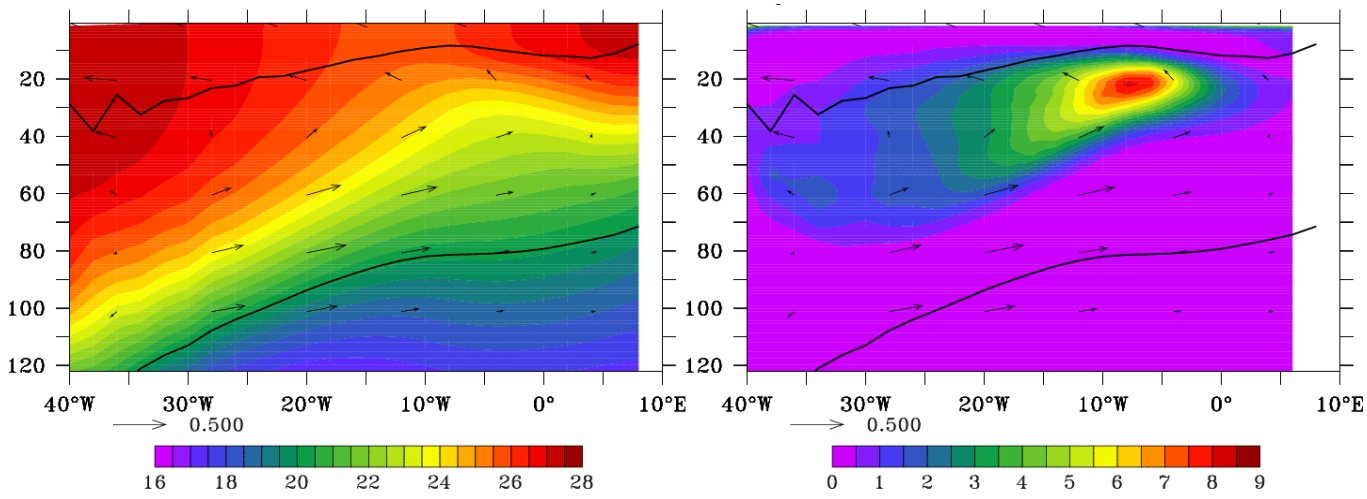


Fig.6.8 : moyenne (1992-2000) de la température (à gauche) et du cisaillement vertical (à droite), moyennés entre 0°N et 2°S. Sont superposés les vecteurs courants et les profondeurs de la ML et de la thermocline, modèle ORCA2-HRES.

Enfin, le terme d'advection verticale représente l'upwelling équatorial (Fig.6.9) en lien (cf. chapitre 1) avec la remontée de la thermocline (fort gradient vertical de température) et la divergence des courants (fort courant vertical).

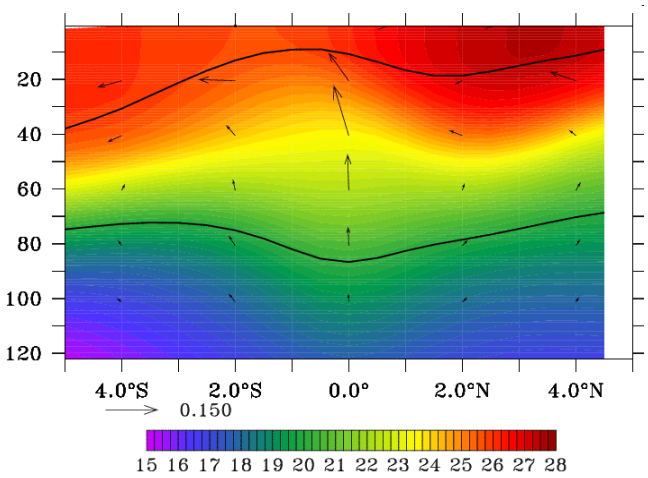


Fig.6.9 : moyenne (1992-2000) de la température, moyennés entre 15°W et 5°W. Sont superposés les vecteurs courants et les profondeurs de la ML et de la thermocline, modèle ORCA2-HRES.

Ces différents processus ont, excepté la pénétration du flux solaire, une forte variabilité saisonnière (Fig.6.10) entre la couche de mélange et la thermocline, en lien avec les cycles saisonniers de la température et des courants (Fig.6.11). Au moment du déclenchement de la saison froide en mai, la température se refroidit sous l'influence de l'upwelling équatorial (forte advection verticale due à la remontée des isopycnes et à des fortes vitesses verticales), balancé par l'effet réchauffant de la diffusion verticale (due au fort cisaillement vertical). En fin d'été et en automne boréaux, l'accélération de l'EUC crée un maximum d'advection zonale au-dessus de la thermocline, contribuant à réchauffer la température. L'advection méridienne est quant à elle relativement faible avec une faible variabilité au long de l'année avec une contribution comprise entre 0 et –1°C/mois juste en dessous de la ML, en raison de la composante vers le Sud du SEC.

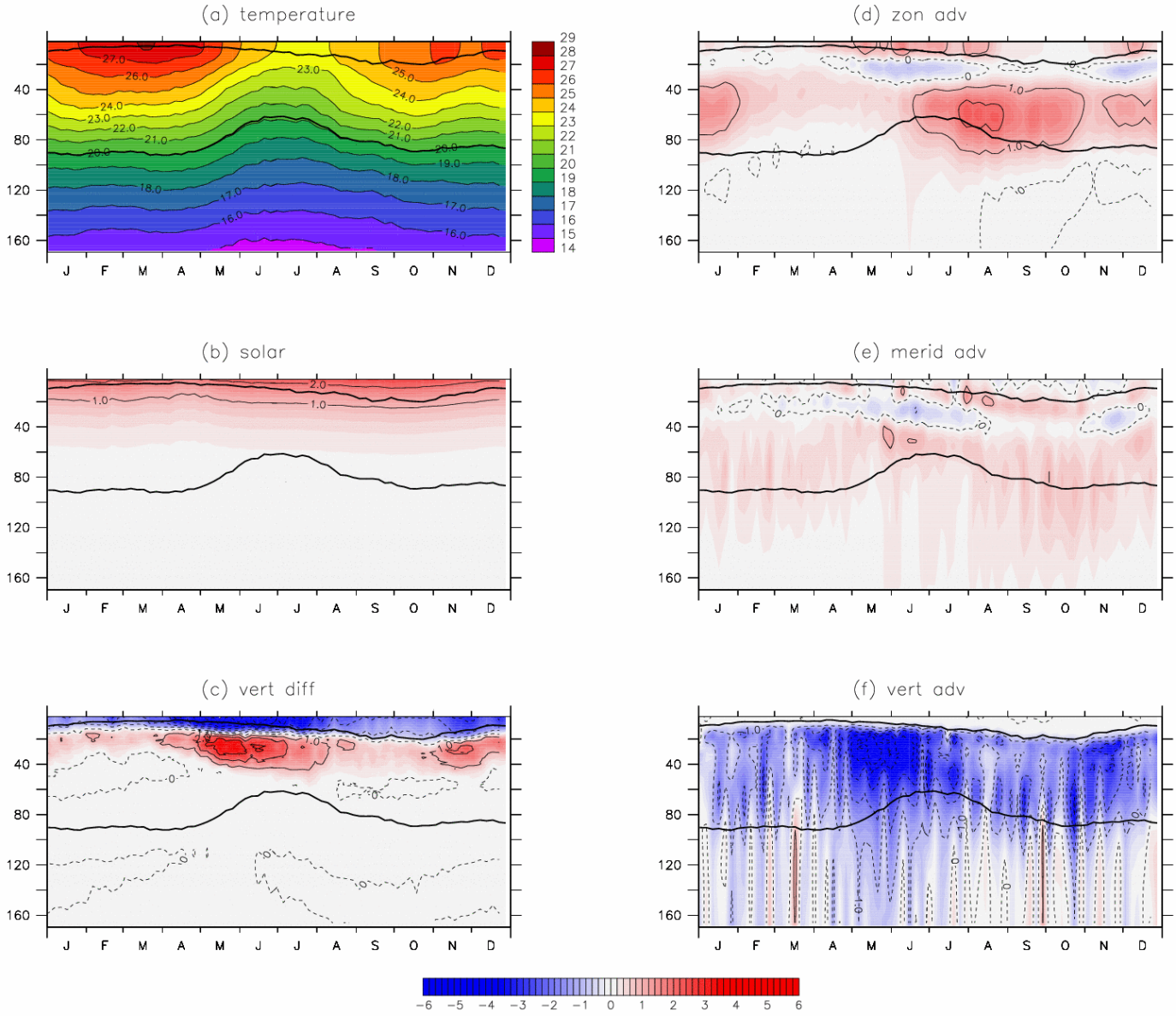


Fig.6.10 : cycle saisonnier (1992-2000) dans la boite [15°W-5°W]x[2°S-0°N] de la température (a) en °C et des principaux termes de l'équation de température : flux solaire pénétrant (b), diffusion verticale (c), advections zonale (d), méridienne (e) et verticale (f) en °C/mois. Sont superposés les cycles saisonniers des profondeurs de la MLD et de la D20, modèle ORCA2-HRES.

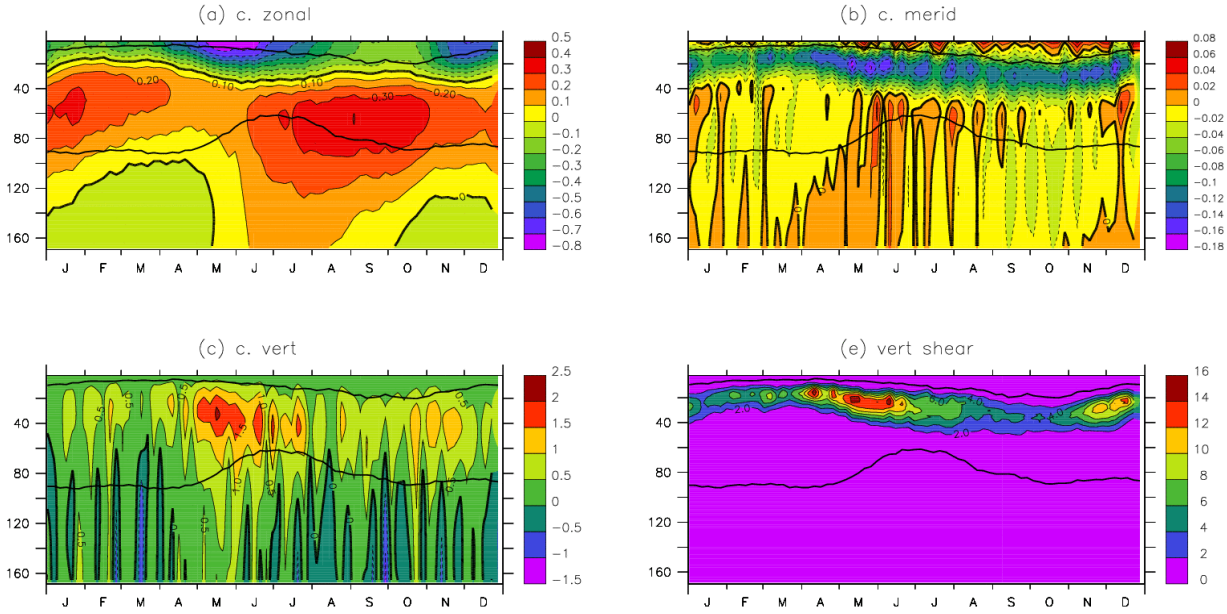


Fig.6.11 : cycle saisonnier (1992-2000) dans la boite [15°W-5°W]x[2°S-0°N] du courant (a) zonal (m/s), (b) méridien (m/s), (c) vertical (10^{-5}m/s) et (d) du cisaillement vertical du courant ($10^{-4}s^{-1}$) , modèle ORCA2-HRES.

Comme précédemment détaillé, cette variabilité saisonnière est à relier à celle de la tension de vent (Fig.6.12) qui agit à la fois à distance et localement. La tension de vent zonale dans la partie Ouest du bassin déclenche la propagation d'ondes de Kelvin équatoriales et la remontée vers l'Est de la thermocline. Les vents locaux sont eux à l'origine de la variabilité des courants (et donc du cisaillement vertical) mais aussi du mélange turbulent.

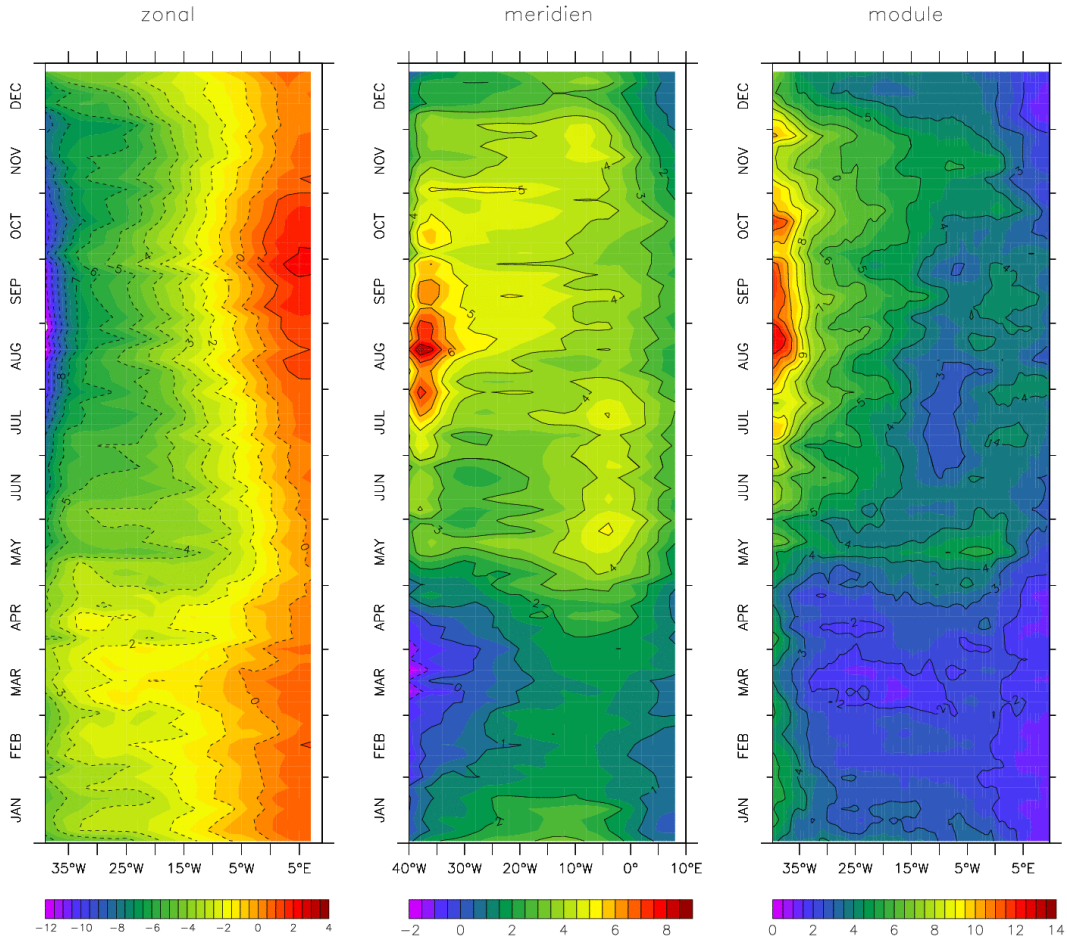


Fig.6.12 : cycle saisonnier (1992-2000) moyenné entre 2°S et 0°N de la tension de vent (a) zonal et (b) méridienne et (c) du module, en 10^{-2} N/m², modèle ORCA2-HRES.

Dans la mesure où l'on s'intéresse aux conditions de subsurface qui détermine la température des eaux qui pénètre dans la couche de mélange, on peut aussi s'intéresser à une approche intégrée de l'équilibre dans la couche qui sépare la thermocline de la couche de mélange. Pour cela, nous examinons les termes de l'équation de température intégrés dans cette couche intermédiaire. Ces termes sont obtenus par différence entre les termes intégrés d'une part dans la ML et d'autre part dans la thermocline. L'intégration « off-line » des termes de l'équation introduit des erreurs négligeables comparées à l'ordre de grandeur des termes (non montré). Le terme d'entraînement issu de l'intégration dans une couche (effet de la variabilité temporelle de l'épaisseur de la couche) peut donc être calculé comme résidu du bilan. Le cycle saisonnier des termes obtenus est montré figure 6.13 où l'on peut noter que l'équilibre est dominé au premier ordre par le flux solaire pénétrant, l'advection verticale et la diffusion verticale, tandis

que l'advection horizontale et le terme d'entraînement sont beaucoup plus faibles. Cet équilibre diffère nettement de celui de la ML puisque dans la couche intermédiaire, la diffusion verticale est positive (négative dans la ML) et que l'advection verticale est prépondérante (~nulle dans la ML).

Fig.6.13 : cycle saisonnier (1992-2000) moyenné dans [15°W-5°W]x[2°S-0°N] des différents termes de l'équation de température intégrés entre la MLD et la D20, en °C/mois : évolution de la température (noir), flux solaire pénétrant (rouge), advections zonale (bleu), méridienne (turquoise) et verticale (vert pointillé), entraînement (violet) et diffusion verticale (vert) , modèle ORCA2-HRES.

A1.4- Conclusion

Les caractéristiques des eaux de la thermocline qui pénètrent dans la couche de mélange, et qui rentrent donc en contact avec l'atmosphère, sont principalement définies par deux processus océaniques (diffusion verticale et advection verticale) dont les effets sont de signes contraires et par la pénétration du flux solaire dont l'amplitude ne varie que très peu au cours de l'année. Ces différents processus évoluent à des échelles d'espace différentes : la pénétration du flux solaire et la diffusion verticale dans la couche de mélange sont strictement des mécanismes locaux, indépendants de la circulation dynamique à l'échelle du bassin. A l'inverse, la remontée de la thermocline au niveau de la langue d'eau froide est due à des processus de propagation d'ondes de Kelvin équatoriales générées à l'ouest du bassin sous l'influence de la forte variabilité de la tension de vent zonale. Dans la couche intermédiaire entre la thermocline et la couche de mélange, les processus locaux et distants sont en compétition : la diffusion verticale est due à la fois au cisaillement vertical des courants créé localement par la tension de vent mais est importante dans cette couche grâce à la remontée de toute la structure verticale (thermocline et EUC). L'advection verticale elle aussi est une combinaison entre effet local du vent sur la divergence des courants et effet distant de la thermocline qui engendre un fort gradient vertical de température.

Les résultats concernant la diffusion verticale doivent cependant être pris avec précaution dans la mesure où ils dépendent de la paramétrisation appliquée. Mais on peut tout de même considérer qu'ils sont représentatifs du rôle de la turbulence dans la variabilité de la SST puisque le schéma TKE utilisé ici est le mieux adapté aux régions équatoriales (Blanke and Delecluse, 1993). Les expériences de mesure de turbulence des campagnes EGEE devraient permettre une meilleure compréhension de la « réelle » structure verticale de la turbulence et de ces échanges entre la thermocline et la couche de mélange.

Références

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

Arhan, M., A.M. Treguier, B. Bourlès, and S. Michel, 2006: Diagnosing the annual cycle of the Equatorial Undercurrent in the Atlantic Ocean from a General Circulation model, J. Phys. Oceanogr., vol.36, 1502-1522.

Arnault, S., 1987: Tropical Atlantic geostrophic currents and ship drifts, J. Geophys. Res., 92, 5076-5088.

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.

Berliand, M.E., and T.G. Berliand, 1952: Determining the net long-wave radiation of the earth with consideration of the effect of cloudiness, Isv. Akad. Nauk, SSSR Ser. Geophys, 1.

Berliand, M.E., and T.G. Strokina, 1980: Global distribution of the total amount of clouds, Hydrometeorological Publishing House, Leningrad, Russia, 71 pp.

Bernie, D.J., S.J. Woolnough, J.M. Slingo, E. Guilyardi, 2005: Modeling Diurnal and Intraseasonal Variability of the Ocean Mixed Layer, J. Clim, vol. 18, 1190-1202.

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

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

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.

Bourles, B., Y Gouriou and R. Chuchla, 1999: On the circulation and upper layer of the western equatorial Atlantic, Journal of Geophysical Research, 104(C9), pp. 21151-21170.

Bourlès, B., M. D'Orgeville, G. Eldin, Y. Gouriou, R. Chucla, Y. Du Penhoat, and S. Arnault, 2002 : On the evolution of the thermocline and subthermocline eastward currents in the Equatorial Atlantic. Geophys. Res. Letters, vol.29, no.16.

Brainerd, K.E., and M.C. Gregg, 1995: Surface mixed and mixing layer depths. Deep-Sea Res. I, vol.42, No.9, 1521-1543.

Broecker, H. C., J. Petermann,, and W. Siems, 1978: The influence of wind on CO2 exchange in a wind-wave tunnel, including the effects of monolayers, J. Mar. Res., 36, 595-610.

Bryden H.L., and E.C. Brady, 1985: Diagnostic model of the three-dimensional circulation in the upper equatorial Pacific Ocean, J. Phys. Oceanogr., 15, 1255-1273.

Bubnov, V., 1987: Vertical motions in the central equatorial Pacific, Oceanol. Acta, Proc. Int. Symp. on Equatorial Vertical Motion, SP, 15-17.

Budyko, M.I., 1974: Climate and Life, Academic Press, NY, 508p.

Burkov, A.. 1980:General circulation in the World Ocean, Gidrometeoizdat,. 253 p. (in Russian).

Busalacchi, A.J., and J. Picaut, 1983: Seasonal Variability from a Model of the Tropical Atlantic Ocean, J. Phys. Oceanogr., 13, 1564-1588.

Caltabiano, A.C.V., I.S. Robinson, and L.P. Pezzi, 2005: Multi-year satellite observations of instability waves in the Tropical Atlantic Ocean, Ocean Science Discussions, 2, 1-35.

Campos, E., A. Busalacchi, S. Garzoli, J.Lutjeharms, R. Matano, P. Nobre, D. Olson, A. Piola, C. Tanajura, I. Wainer, 1999: The South Atlantic and the Climate, presentation in The Ocean observing system for Climate, octobre 1999, St Raphaël, France.

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

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

Cane, M., and E.S. Sarachik, 1981: The response of a Linear baroclinic Equatorial Ocean to Periodic Forcing, J. Mar. Res., 39(4), 651-693.

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

Carton, J.A., X. Cao, B.S. Giese, A.M. DaSilva, 1996 : Decadal and Interannual SST Variability in the Tropical Atlantic Sector, J. Phys. Oceanogr., vol.26, 1165-1175.

Carton, J.A., and Z.X. Zhou, 1997: Annual cycle of sea surface temperature in the tropical Atlantic Ocean, J. Geophys. Res., 102, 27,813-27,824.

Chang, P., R. Saravanan, L. Ji, G.C. Hegerl, 2000 : The effect of Local Sea Surface Temperature on Atmospheric Circulation over the Tropical Atlantic Sector, J. Clim., vol 13, no 13, 2195-2216.

Chelton, D.B., F.J. Wentz, C.L. Gentemann, R.A. de Szoeke, and M.G. Shlax, 2001: Satellite microwave SST observations of transequatorial tropical instability waves, Geophys. Res. Letters, 27(9), 1239-1242.

Cox, M. D., 1980 : Generation and Propagation of 30-days waves in a numerical model of the Pacific, J. Phys. Oceanogr., 10, 1168-1186.

Cravatte S., C.E. Menkes, T. Gorgues, O. Aumont, and G. Madec, 2005: Sensitivity of the modeled dynamics and biogeochemistry of the equatorial Pacific Ocean to wind forcing during the 1997-1999 ENSO, Work presented at the 1st Alexander von Humboldt International Conference on the El Niño phenomenon and its global impact, Guayaquil, Ecuador, 16-20 May, 2005.

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

De Boyer Montégut, C., G. Madec, A.S. Fischer, A. Lazar, D. Iudicone, 2004: A global mixed layer depth climatology based on individual profiles, J. Geophys. Res., vol.109, C12003, doi:10.1029/2004JC002378.

De Boyer Montégut, C., J. Vialard, S.S.C. Shenoi, D.Shankar, F. Durand, C. Ethé, and G. Madec, 2006 : Simulated seasonal and interannual variability of mixed layer heat budget in the northern Indian Ocean, accepted in J. Clim.

Delecluse, P., J. Servain, C. Levy, K. Arpe, L. Bengtsson, 1994: On the connection between the 1984 Atlantic warm event and the 1983-1983 ENSO, Tellus, 46A, 448-464.

Diaz, A.F., C.D. Studzinki, C.R. Mechoso, 1998: Relationship between precipitation anomalies in Uruguay and Southern Brasil and sea surface temperature in the Pacific and Atlantic oceans, J. Clim, 11, 159-171.

Dommenget, D., and M. Latif, 2000: Generation of SST anomalies in the midlatitudes, Max Planck Institut für Meteorologie, Report No. 304.

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

Düing, W., P. Hisard, E. J. Katz, J. Meincke, L. Miller, K. V. Moroshkin, G. Philander, A. A. Ribnikov, K. Voight, et R. Weisberg, 1975: Meanders and long waves in the equatorial Atlantic, Nature, 257, 280-284.

Duvel, J-P., R. Roca and J. Vialard, 2004: Ocean Mixed Layer Temperature Variations induced by Intraseasonal Convective Perturbations over the Indian Ocean, J. Atm. Sciences, 61**,** 1004-1023.

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., vol. 102, No. C3, 929-945.

Enfield, D.B., A.M. Mestas-Nunez, D.A. Mayer, L.Cid-Serrano, 1999: How ubbiquitous is the dipole relationship in tropical Atlantic sea surface temperatures ?, J. Geophys. Res., vol. 104, No. C4, 7841-7848.

Fine, R. A., W. H. Peterson, C. G. H. Rooth, and H. G. Ostlund, 1983: Cross equatorial tracer transport in the upper waters of the Pacific Ocean, J. Geophys. Res., 88, 763-769.

Flament, P., S. C. Kennan, R. Knox, P. Niiler et R. Bernstein, 1996: The three-dimensional structure of an upper ocean vortex in the Tropical Pacific, Nature, 382, 610-613.

Foltz, G.R., S.A. Grodsky, J.A. Carton, M.J. McPhaden, 2003: Seasonal mixed layer heat budget of the tropical Atlantic Ocean, J. Geophys. Res., vol. 108, no. C5, 3146-3159.

Fontaine, B., S. Janicot, P. Roucou, 1999: Coupled ocean-atmosphere surface variability and its climate impacts in the tropical Atlantic region, Clim. Dyn., 15:451-473.

Fontaine, B., P. Roucou, and S. Trzaska, 2003: Atmospheric water cycle and moisture fluxes in the West African monsoon : mean annual cycles and relationship using NCEP/NCAR reanalysis, Geophys. Res. Letters, vol.30, NO.0, doi:10.1029/2002GL015834.

Gargett, A. E. and T. R. Osborn. 1981: Small-scale shear measurements during the Fine and Microstructure Experiment (FAME), J. Geophys. Res., 86, 1929-1944.

Garzoli, S. L. and E. J. Katz, 1983: The Forced Annual Reversal of the Atlantic North Equatorial Countercurrent, J. phys. oceanogr., 13(11), 2082-2090.

Gent, P. R., and J. C. McWilliams, 1990: Isopycnal mixing in ocean circulation models, J. Phys. Oceanogr., Notes and Correspondence, 20, 150-155.

Gibson, J. K., P. Kallberg, S. Uppala, A. Noumura, A. Hernandez, and E. Serrano, 1997: ERA Description, ECMWF Re-Analysis Project Report Series, 1. ECMWF, Reading, UK, 77 pp.

Goosse, H., J.M. Campin, E. Deleersnijder, T. Fichefet, P.P. Mathieu, M.A. Morales Maqueda, B. Tartinville, 2001: Description of the CLIO model version 3.0, http://www.lodyc.jussieu.fr/opa/Docu_Free/Doc_models/Doc_clio3.pdf.

Gouriou, Yves: 1990: Etude de la circulation de subsurface dans l'Atlantique équatorial de 1982 à 1984, thèse de l'université Paris VI.

Gouriou, Y., and G. Reverdin, 1992: Isopycnal and diapycnal circulation of the upper equatorial Atlantic Ocean in 1983-1984, J. Geophys. Res., 97(C3), 3543-3572.

Gray, W.M., and C.W. Landsea, 1992: African rainfall as a precursor of hurricane related destruction on the US east cost, Bull. Amer. Meteor. Soc., 75, 1352-1364.

Gregg, M.C., 1976: Temperature and salinity microstructure in the Pacific Equatorial Undercurrent, J. Geophys. Res., 81, 180-1196.

Gregg, M.C., and T.B. Sanford, 1980: Signatures of mixing from the Bermuda Slope, the Sargasso Sea and the Gulf Stream, J. Phys. Oceanogr., 10, 105-127.

Grima, N., A. Bentamy, K. Katsaros, Y. Quilfen, P. Delecluse, and C. Levy, 1999: Sensitivity of an oceanic general circulation model forced by satellite wind stress fields, J. Geophys. Res., 104, (C4), 7967-7989.

Halpern, D., 1980: A Pacific equatorial temperature section from 172°E to 110°W during winter and spring 1979, Deep-Sea Res., 27, 931-940.

Halpern, D., and P. H. Freitag, 1987: Vertical motion in the upper ocean of the equatorial eastern Pacific, Oceanol. Acta., Proc. Int. Symp. on Equatorial Vertical Motion, SP, 19-26.

Halpern, D., R. A. Knox, D. S. Luther, and S. G. H. Philander, 1989: Estimates of equatorial upwelling between 140°W and 110°W during 1984, J. Geophys. Res., 94, 8018-8020.

Hanawa, K., and Y. Toba, 1981: Terms governing temperature and thickness of the oceanic mixed layer and their estimates for sea area south of Japan, Tohoku Geophys. J., 28, 161-173.

Handoh, I.C., and G.R. Bigg, 2000: A self-sustaining climate mode in the tropical Atlantic, 1995-1997, Observations and modelling, Q.J.R. Meteorol. Soc., 126, 807-821.

Hansen D. V. and Paul C.A., 1984: Genesis and effects of long waves in the equatorial Pacific, J. Geophys. Res., 89, 10-431, 10-440.

Hastenrath, S., and J. Merle, 1987: Annual Cycle of Subsurface Thermal Structure in the Tropical Atlantic Ocean, J. Phys. Oceanogr., 17, 1518-1538.

He, Y., X.-H. Yan, and W. T. Liu, 1997: Surface heat fluxes in the western equatorial Pacific Ocean estimated by bulk parameterization and by an inverse mixed layer model, J. Phys. Oceanogr., 27, 2477-2487.

Hisard, P., and A., Morlière 1973. La terminaison du contre-courant équatorial subsuperficiel Atlantique (courant de Lomonossov) dans le golfe de Guinée, Cah. ORSTOM (Sér. Océanogr.), 11 (4):455-464

Hisard, P., J. Citeau, and A. Morlière 1975. La branche sud des contre-courants équatoriaux subsuperficiels dans l'océan Atlantique, Cah. ORSTOM (Sér. Océanogr.), 13:209-220

Hisard, P., J. Citeau, et A. Morlière, 1976 : Le système des contre-courants équatoriaux subsuperficiels, permanence et extension de la branche sud dans l'océan Atlantique, Cah. ORSTOM, Sér. Océanogr., 14, 209-220.

Hisard, P., 1980 : Observations de réponses de type « El Niño » dans l'Atlantique tropical oriental Golfe de Guinée. Oceanol. Acta, 3 , 1, 69-78.

Hisard, P., C. Henin, R. Houghton, B. Piton, P. Rual, 1986: Oceanic conditions in the tropical Atlantic during 1983 and 1984, Nature, 322, 243-245.

Houghton, R. W., 1976: Circulation and Hydrographic Structure over Ghana Continental-Shelf During 1974 Upwelling, J. Phys. Oceanogr., 6(6): 909-924.

Houghton, R.W., 1983: Seasonal variations of the subsurface thermal structure in the Gulf of Guinea, J. Phys. Oceanogr, vol. 13, 2070-22081.

Houghton, R.W., and C. Colin, 1986: Thermal structure along 4°W in the Gulf of Guinea during 1983-1984, J. Geophys. Res., vol. 91, no C10,11,727-11,739.

Houghton, R.W., 1989: Influence of local and remote wind forcing in the Gulf of Guinea, J. Geophys. Res., 94, 4816-4828.

Houghton, R.W., 1991: The Relationship of Sea-Surface Temperature to Thermocline Depth at Annual and Interannual Time Scales in the Tropical Atlantic-Ocean, J. Geophys. Res., 96**,** 15173-15185.

Houghton, R.W., and Y.M. Tourre, 1992: Characteristics of Low-Frequency Sea Surface Temperature Fluctuations in the Tropical Atlantic, Notes and Correspondence, J. Clim., vol. 5, 765-771.

Illig, S., B. Dewitte, N. Ayoub, Y. du Penhoat, G. Reverdin, P. de Mey, F. Bonjean, G.S.E. Lagerloef, 2004: Interannual Long Equatorial Waves in the Tropical Atlantic from a High Resolution OGCM Experiment in 1981-2000, J. Geophys. Res., 109, C2, C02022, doi: 10.1029/2003JC001771.

Illig, S., D. Gushchina, B. Dewitte, N. Ayoub, and Y. Du Penhoat, 2006: The 1996 Atlantic Equatorial Warm Event: Origin and Mechanisms, Geophys. Res. Lett., 33, L09701, doi:10.1029/2005GL025632.

Jochum, M., P. Malanotte-Rizzoli, and A.J. Busalacchi, 2004: Tropical instability waves in the Atlantic Ocean, Ocean Modelling, 7, 145-163.

Jochum, M., R. Murtugudde, R. Ferrari, and P. Malanotte-Rizzoli, 2005: The Impact of Horizontal Resolution on the Tropical Heat Budget in an Atlantic Ocean Model, J. Clim, 18, 841-851.

Johnson, G.C., M.J. McPhaden, E. Firing, 2001: Equatorial Pacific Ocean Horizontal Velocity, Divergence, and Upwelling, J. Phys. Oceanogr., vol.31, No.3, 839-849.

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

Kara, A. B., P. A. Rochford, and H. E. Hurlburt, 2000: An optimal definition for ocean mixed layer depth, J. Geophys. Res., 105, 16,803–16,821.

Katz, E. J., R. L. Molinari, D. E. Cartwright, P. Hisard, H. U. Lass, and A. de Mesquita, 1981: The seasonal transport of the equatorial Undercurrent in the western Atlantic (during the Global Weather Experiment), Oceanologica Acta, 4, 445-450.

Katz, E.J., 1987: Seasonal Response of the Sea Surface to the Wind in the Equatorial Atlantic. J. Geophys. Res., vol.92, no.C2, 1885-1893.

Kennan, S. C. and P. Flament, 2000: Observations of a tropical Instability Vortex, J. Phys. Oceanogr., 30, 2277-2301.

Klein, P., 1980: A simulation of the Effects of Air-Sea Transfer Variability on the Structure of Marine Upper Layers, J. Phys. Oceanogr., 10, 1824-1841.

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.

Lanzante, J.R., 1996 : Lag relationships involving tropical sea surface temperature, J. Clim, 9, 2568-2578.

Large, W.G., and S. Pond, 1981: Open Ocean Momentum Flux Measurements in Moderate to Strong Winds, J. Phys. Oceanogr., vol. 11, 324-336.

Large, W.G., and S. Pond, 1982: Sensible and Latent Heat Flux Measurements over the Ocean, J. Phys. Oceanogr., vol. 12, 464-482.

Lazar, A., R. Murtugudde, A.J. Busalacchi, 2001: A model study of temperature anomaly propagation from the subtropics to tropics within the south Atlantic thermocline, Geophys. Res. Letters, vol.28, no 7, 1271-1274.

Lazar, A., T. Inui, P., Malanotte-Rizzoli, A.J., Busalacchi, L. Wang, R. Murtugudde, 2002: Seasonality of the ventilation of the tropical Atlantic thermocline in an ocean general circulation model, J. Geophys. Res., vol. 107, no C8.

Legeckis, R. and G.Reverdin, 1987: Equatorial long waves in the Atlantic Ocean in 1983, J. Geophys. Res., 92, (C3):2835-2842.

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

Levitus, S., 1982: Climatological atlas of the world ocean, NOAA Prof. Pap. 13, 173 pp., U.S. Govt. Printing Off., Washington, D. C.

Levitus, S., 1998: Climatological Atlas of the world ocean, Tech. Rep. 13, NOAA, Rockville, Md.

Li, T., and S.G.H. Philander, 1997: On the seasonal cycle of the equatorial Atlantic Ocean, J. Clim., 10, 813-817.

Liu, W.T., and C. Gautier, 1990: Thermal Forcing on the Tropical Pacific From Satellite Data, J. Geophys. Res., 95(C8), 13,209-13,217.

Lu , P., J. P. McCreary, and B. Klinger, 1998: Meridional circulation cells and the source waters of the equatorial undercurrent, J. Phys. Oceanog., 28, 62-84.

Lukas, R., and E. Lindstrom, 1991: The mixed layer of the western equatorial Pacific Ocean, J. Geophys. Res., 96, 3343-3357.

Luther, D.S. and E.S. Johnson, 1990: Eddy energetics in the upper equatorial Pacific during the Hawaii-to-Tahiti shuttle experiment, J. Phys. Oceanogr., 20, 913-944.

Madec, G., and P. Delecluse, 1997: The OPA/ARPEGE and OPA/LMD Global Ocean-Atmosphere Coupled Model, Int. WOCE Newsletter, 26, 12-15.

Madec, G., P. Delecluse, M. Imbard, C. Levy, 1998 : OPA8.1 Ocean General Circulation Model Reference Manual, Notes du Pôle de modélisation IPSL, note n°11, Décembre 1998.

Mayer, D.A., R.L. Molinari, J.F. Festa, 1998: The mean and annual cycle of upper layer temperature fields in relation to Sverdrup dynamics within the gyres of the Atlantic Ocean, J. Geophys. Res., 103, 18,545-18,566.

McCreary, J., J. Picaut, and D. Moore, 1984: Effects of remote annual forcing in the eastern tropical Atlantic ocean., J. Mar. Res., 42, 45 81.

McCreary, J.P., and Z. Yu, 1992: Equatorial dynamics in a $2_{1/2}$-layer model. Prog. Oceanogr., 29, 61-132.

Mehta, V.M., 1998 : Variability of the tropical ocean surface temperature at decadal-multidecadal times scales, Part I: the Atlantic Ocean, J. Clim., 11, 2351-2375.

Meinen, C.S., M.J. McPhaden, G.C. Johnson, 2001: Vertical Velocities and Transports in the Eqautorial Pacific during 1993-99, J. Phys. Oceanogr., vol.31, 3230-3248.

Menkes, C.E., S.C. Kennan, P. Flament, Y. Dandonneau, S. Masson, B. Biessy, E. Marchal, G. Eldin, J. Grelet, Y. Montel, A. Morlière, A. Lebourges, C. Moulin, G. Champalbert, A. Herbland, 2002 : A whirling ecosystem in the equatorial Atlantic, Geophys. Res. Letters, vol.29, no.0.

Menkes, C.E., J. Vialard, S.C. Kennan, J.P. Boulanger, G. Madec, and K. Rodgers, 2005: A modelling study of the three-dimensional heat budget of Tropical Instability Waves in the Equatorial Pacific, Accepted in J. Phys. Oceanogr.

Merle, J., M. Fieux, P. Hisard, 1979: Annual Signal and Interannual anomalies of sea surface temperature in the eastern equatorial Atlantic Ocean, Deep-Sea Res., 26, 77-102.

Merle, J., 1980: Seasonal heat budget in the equatorial Atlantic Ocean, J. Phys. Oceanogr., 14, 1216-1225.

Merle, J. and S. Arnault, 1985: Seasonal variability of the surface dynamic topography in the tropical Atlantic Ocean. J. Mar. Res. 43, 267-288.

Metcalf, W.G. and M.C. Stalcup, 1967: Origin of the Atlantic Equatorial Undercurrent, Journal of Geophysical Research 72, 4959-4975.

Michel, S., and A.M. Treguier, 2002: Sensitivity of the equatorial undercurrent to mixing parameterizations in the CLIPPER model. Rapport DRO/LPO RO2-16.

Mignot, J., C. de Boyer Montegut, A. Lazar, S. Cravatte, A. Laurian, 2006: A description of the global and seasonal observed differences between thermocline and pycnocline depths.

Mitchell, T.P. and J.M. Wallace, 1992: The annual cycle in equatorial convection and sea surface temperature, J. Climate, 5, 1140-1156.

Morlière, A., P. Hisard, et J. Citeau, 1974 : Le courant de Lomonosov dans le fond du Golfe de Guinée en mai 1973, Doc. Scient. Centre Rech. Océanogr. Abidjan, V(1-2), 85-102.

Moum, J.A., D.R. Caldwell, 1985: Local influences on shear flow turbulence in the equatorial ocean,Science, 230, 315 316.

Moum, J.A., D.R. Caldwell, C.A. Paulson, 1989: Mixing in the equatorial surface layer and thermocline, J. Geophys. Res., 94, C2, 2005-2021.

Murtugudde, R., J. Beauchamp, C.R. McClain, M. Lewis, A.J. Busalacchi, 2002: Effects of penetrative radiation on the upper tropical ocean circulation, J. Clim., 15, 470-486.

Niiler, P.P., 1975 : Deepening of the wind-mixed layer, J. Mar. Res., 33, 405-422.

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, 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. Letters, 30(5), 8008.

Oberhuber, J.M., 1988: MPI Report No. 15, Bundesstr. 55, 2000 Hamburg 13, Germany.

Okumura, Y., S.-P. Xie, A. Numaguti and Y. Tanimoto, 2001: Tropical Atlantic air-sea interaction and its influence on the NAO, Geophys. Res. Lett., Vol. 28, No. 8, p. 1507-1510.

Okumura, Y., and S.P. Xie, 2004: Interaction of the Atlantic equatorial cold tongue and African monsoon, J. Clim, 17, 3589-3602.

Okumura, Y., and S.P. Xie, 2005: Overlooked November-December Cooling of the Equatorial Atlantic and its Effects on Interannual Variability and Predictability, CLIVAR Atlantic Meeting, January 2005, Miami, Florida.

Pacanowski R.C., and S.G. Philander, 1981: Parameterization of vertical mixing in numerical models of tropical oceans, J. Phys. Oceanogr., 11, 1443-1451.

Paulson, C.A., and J.J Simpson, 1977 : Irradiance measurements in the upper ocean, J. Phys. Oceanogr., 7, 952-956.

Peter, A.C., M. Le Hénaff, Y. du Penhoat, C.E. Menkes, F. Marin, J. Vialard, G. Caniaux, A. Lazar, 2006: A model study of the seasonal mixed layer heat budget in the equatorial Atlantic, J. Geophys. Res., 111 (C6), C06014, 10.1029/2005JC003157.

Peter, A.C., F. Marin, Y. du Penhoat, 2007: Processes of Interannual Variability in SST in the Eastern Equatorial Atlantic during 1996-1998, submitted to Geophys. Res. Letters.

Peters, H., M.C. Gregg, and J.M. Toole, 1988a: Equatorial and off-equatorial fine-scale and large-scale shear variability at 140°W. J. Geophys. Res., 96, C9, 16,913-16,928.

Peters, H., M. C. Gregg, and J. M. Toole, 1988b: On the parameterization of equatorial turbulence, J. Geophys. Res., 93, 1199-1218.

Peters, H., M. C. Gregg, and J.M. Toole, 1989: Meridional variability of turbulence through the equatorial undercurrent, J. Geophys. Res., 94, 18,003-18,009.

Peters, H., 1990: Small-scale mixing in the Tropical Ocean. International TOGA scientific conference proceedings / WCRP-43, Geneva, WMO.

Peterson, R.G. and L. Stramma, 1990: On the formation and transport of the South Atlantic Current, XV General Assembly of the European Geophysical Society, April 23-27, 1990, Copenhagen, Denmark. Ann. Met., Special issue, 122.

Philander, S.G.H, 1978: Forced Oceanic Waves, Rev. Geophys. And Space Phys., vol.16, no.1, 15-46.

Philander, S.G.H., and R.C. Pacanowski, 1986: The mass and heat budget in a model of the tropical Atlantic Ocean, J.Geophys. Res., 91, 14,212-14,220.

Philander, S.G.H., and R.C. Pacanowski, 1986: A model of the seasonal cycle in the tropical Atlantic Ocean, J. Geophys. Res., 91, 14,192-14,206.

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

Philander, S.G.H., W.J. Hurlin, A.D. Seigel, 1987: Simulation of the Seasonal Cycle of the Tropical Pacific Ocean, J. Phys. Oceanogr., vol. 17, 1986-2002.

Philander, S.G., 1990, in “El Niño, La Niña, and Southern Oscillation”, 293 pp., Academic Press, San Diego.

Qiao, L. et R.H. Weisberg, 1998: Tropical instability wave energetics: The Tropical Instability Wave Experiment, J. Phys. Oceanogr., 28, 345-360.

Quay, P. D., M. Stuiver, and W. S. Broecker, 1983: Upwelling rates for the equatorial Pacific Ocean derived from the bomb ^{14}C distribution, J. Mar. Res., 41, 769-792.

Rajagopalan, B., Y. Kushnir, Y.M. Tourre, 1998 : Observed midlatitude and tropical Atlantic climate variability, Geophys. Res. Letters, 25(21), 3967-3970.

Ravindran, P., D.G. Wright, T. Platt, S. Sathyendranath, 1999: A Generalized Depth-Integrated Model of the Oceanic Mixed Layer, J. Phys. Oceanogr., vol.29, 791-806.

Reynaud, T., P. Legrand, H. Mercier, 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 optimal interpolation, J. Clim, 7, 929-948.

Richards, K.J., and N.R. Edwards, 2003: Lateral mixing in the equatorial Pacific: The importance of inertial instability, Geophys. Res. Letters, 30, No.17, 1888, doi:10.1029/2003GL0177688.

Richardson, P.L. and T.K. McKee, 1984: Average Seasonal Variation of the Atlantic Equatorial Currents from Historical Ship Drifts, J. Phys. Oceanogr., 14, 1226-1238.

Richardson, P. L., et D. Walsh, 1986: Mapping climatological seasonal variations of surface currents in the tropical Atlantic using ship drifts, J. Phys. Res., 91, 10,537-10,550.

Roberston, A.W., C.R. Mecheso, Y.J. Kim, 2000: The influence of Atlantic sea surface temperature anomalies in the North Atlantic Oscillation, J. Clim., 13, 122-138.

Roemmich, D., 1983: The balance of geostrophic and Ekman transports in the trop cial Atlantic Ocean, J. Phys.Oceanogr. 13, 1534-1539.

Ruiz-Barradas, A., J.A. Carton, S. Nigam, 2000: Structure of interannual-to-decadal climate variability in the tropical Atlantic sector, J. Clim., 13, 3285-3297.

Schopf, P.S. and M.A. Cane, 1983: On equatorial dynamics, mixed layer physics and sea surface temperature, J. Phys. Oceanogr., 13, 917-935.

Schott, F., L. Stramma and J. Fischer, 1999: Interaction of the North Atlantic Current with the deep Charlie Gibbs Fracture Zone throughflow, Geophys. Res. Let., 26 (3), 369-372.

Schott, F.A., J.P. McCreary Jr, G.C. Johnson, 2004: Shallow Overturning Circulations of the Tropical-Subtropical Oceans, Earth Climate: The Ocean-Atmosphere Interaction, Geophys. Monograph series147.

Servain, J., J. Picaut, and J. Merle, 1982: Evidence of Remote Forcing in the Equatorial Atlantic Ocean. J. Phys. Oceanogr., vol.12, 457-463.

Servain, J., A.J. Busalacchi, M.J. McPhaden, A.D. Moura, G. Reverdin, M. Vianna, and S.E. Zebiak, 1998: A Pilot Research Moored Array in the tropical Atlantic (PIRATA), Bull. Amer. Meteorol. Soc., 79, 2019-2031.

Servain, J., I. Wainer, J.P. McCreary Jr., A. Dessier, 1999: Relationship between the equatorial and meridional modes of climatic variability in the tropical Atlantic, Geophys. Res. Letters, 26, 4, 485-488.

Shaeffer, J.D., 1995: Tropical cyclone activity as a diagnostic climate indicator, 20th Annual Climate Diagnostics Workshop Seattle, pp. 113-116.

Sprintall, J. and D. Roemmich, 1999: Characterizing the structure of the surface layer in the Pacific Ocean, J. Geophys. Res., 104, 23297- 23311.

Smith, W.H.F, and D.T. Sandwell, 1997: Global seafloor topography from satellite altimetry and ship depth soundings, Science, 277, 1956-1962.

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

Terray, L., 1994: The OASIS coupled user guide version 1.0. Tech. Rep.TR/CMGC/94-33, CERFACS.

Timmermann, R., H. Goosse, G. Madec, T. Fichefet, C. Ethé, V. Dulière, 2005: On the representation of high latitude processes in the ORCA-LIM global coupled sea ice-ocean model, Ocean Modelling, 8, 175-201.

Toba, Y. and H. Kawamura, 1995: Wind-wave coupled downward- bursting boundary layer (DBBL) beneath the sea surface, J. Oceanogr. (in press).

Tourre, Y., B. Rajagopalan, Y. Kushnir, 1999 : Dominant patterns of climate variability in the Atlantic OCean during the last 136 years, J. Clim., 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, and S. Michel, 2001: An eddy permitting model of the Atlantic Circulation : evaluating open boundaries conditions, J. Geophys. Res., 106, 22115-22129.

Trenberth, K.E., J.G. Olson, W.G. Large, 1989: A global ocean wind stress climatology based on the ECMWF analyses, National Center for Atmospheric Research, NCAR/TN-338+STR, Boulder, Colorado, 93 pp.

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 tropical Atlantic Ocean from in situ data between 1979 and 1999, Clim. Dyn., 17, 527-546.

Vialard, J., C. Menkes, J.P. Boulanger, P. Delecluse, E. Guilyardi, M.J. McPhaden, and G. Madec, 2001: A model study of oceanic mechanisms affecting equatorial

pacific sea surface temperature during the 1997-98 El Nino, J. Phys. Oceanogr., 31, 1649-1675.

Vialard, J., C.E. Menkes, D.L.T. Anderson and M.A. Balmaseda, 2003: Sensitivity of Pacific Ocean Tropical Instability Waves to Initial Conditions, J. Phys. Oceanogr., 33, 105–121.

Voituriez, B., 1981 : Les sous-courants équatoriaux nord et sud et la formation des dômes thermiques tropicaux, Oceanol. Acta, 4, 497-506.

Voituriez, B., 1983 : Les variations saisonnières des courants équatoriaux à 4°W et l'upwelling équatorial du Golfe de Guinée, I. Le sous-courant équatorial, Océanogr. Trop., 18 (2), 163-183.

Wacongne, S., 1989: Dynamical regimes of a fully nonlinear stratified model of the Atlantic equatorial undercurrent, J. Geophys. Res., 94, C4, 4801-4815.

Wacongne, S., et B. Piton, 1992 : The near-surface circulation in the northeastern corner of the South Atlantic ocean, Deep-Sea Res., 39, 7/8, 1273-1298.

Wang, D., W.G. Large, J.C. McWilliams, 1996: Large-eddy simulation of the equatorial ocean boundary layer: Diurnal cycling, eddy viscosity, and horizontal rotation, J. Geophys. Res., 101, 3649-3662.

Wang, D., J.C. McWilliams, W.G. Large, 1998: Large eddy simulation of the diurnal cycle of deep equatorial turbulence, J. Phys. Oceanogr., 28, 129-148.

Wang, D., and P. Müller, 2002: Effects of Equatorial Undercurrent Shear on Upper-Ocean Mixing and Internal Waves, J. Phys. Oceanogr., vol.32, 1041-1057.

Wang, C., S.P. Xie, J.A. Carton, 2004: A global survey of ocean-atmosphere and climate variability. In Earth climate: The Ocean-Atmosphere Interaction, C. Wang, S.P. Xie, and J.A. Carton (eds.), Geophys. Monograph, 147, AGU, Washington D.C., 1-19.

Wauthy, B., 1977 : Révision de la classification des eaux de surface du Golfe de Guinée (Berrit, 1961), Cah. ORSTOM, Sér. Océanogr., 15, 279-295.

Weidman, P. D., D. L. Mickler, B. Dayyani and G. H. Born, 1999: Analysis of Legeckis eddies in the near-equatorial Pacific, J. Geophys. Res., 104, 7865-7887.

Weingartner, T.J., and R.H. Weisberg, 1991a: On the annual cycle of equatorial upwelling in the central Atlantic Ocean, J. Phys. Oceanogr., 21, 68-82.

Weingartner, T.J., and R.H. Weisberg, 1991b: A description of the annual cycle in sea surface temperature and upper ocean heat in the equatorial Atlantic, J. Phys. Oceanogr., 21, 83-96.

Weisberg, R.H., 1984: SEQUAL/FOCAL: First year results on the circulation in the equatorial Atlantic, Geophys. Res. Letters, 11, 713-714.

Weisberg, R.H., and T.J. Weingartner, 1988: Instability waves in the equatorial Atlantic Ocean, J. Phys. Oceanogr., 18, 1641-1657.

Weisberg, R.H., and L. Qiao, 2000: Equatorial Upwelling in the Central Pacific Estimated from Moored Velocity Profilers, J. Phys. Oceanogr., vol.30, 105-124.

Wunsch, C., 1983: Mass, Heat, Salt and Nutrient fluxes in the South Pacific Ocean, J. Phys. Oceanogr., vol.13, 725-753.

Wunsch, C., 1984: An estimate of the upwelling rate in the equatorial Atlantic Ocean based on the distribution of bomb radiocarbon and quasigeostrophic dynamics. J. Geophys. Res., 89, 7971-7978.

Wyrtki, K., 1981: An estimate of Equatorial upwelling in the Pacific, J. Phys. Oceanogr., vol. 11, 1205-1214.

Wyrtki, K., and G. Eldin, 1982: Equatorial upwelling events in the central Pacific, J. Phys. Oceanogr., 12, 984-988.

Wyrtki, K., 1982: The Southern Oscillation, ocean-atmosphere interaction and El Niño, Mar. Technol. Soc. J., 16, 3-10.

Xie, P., and P.A. Arkin, 1996: Analysis of global monthly precipitation using gauge observations, satellite estimates and numerical model predictions, J. Clim., 9, 840-858.

Xie, S.P., and Y. Tanimoto, 1998: A pan-Atlantic decadal climate oscillation, Geophys. Res. Letters, 25, 2185-2188.

Xie, S.P., and J.A. Carton, 2004: Tropical Atlantic Variability: Patterns, Mechanisms, and Impacts. In Earth climate: The Ocean-Atmosphere Interaction, C. Wang, S.P. Xie, and J.A. Carton (eds.), Geophys. Monograph, 147, AGU, Washington D.C., 121-142.

Yang, J.Y., 1999: A linkage between decadal climate variations in the Labrador Sea and the Tropical Atlantic Ocean, Geophys. Res. Letters, 26, 1023-1026.

Yu, L., R.A. Weller, and B. Sun, 2004: Improving Latent and Sensible Heat Flux Estimates for the Atlantic Ocean (1988-99) by a Synthesis Approach, J. Clim, 17, 373-393.

Zebiak, S.E., 1993: Air-sea interaction in the equatorial Atlantic region, J. Climate, vol. 6, 1568-1586.

Zebiak, S.E., and M.A. Cane, 1987: A model El Nino-southern Oscillation, Month. Wea. Rev., 115, 2262-2278.

Zhou, Z., and J.A. Carton, 1998: Latent Heat Flux and Interannual Variability of the Coupled Atmosphere-Ocean System, J. Atmosph. Sc., 55, 494-501.

Liste des acronymes

ADCP : Acoustic Doppler Current Profiler
AGCM : Atmosphere General Coupled Model
AMMA : Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine
ATLAS : Autonomous Temperature Line Acquisition System
AVHRR : Advanced Very High Resolution Radiometer
BC : Brazilian Current
BL: Bonjean and Lagerloef, 2002
CC: Caribbean Current
CLIO: Coupled Large scale Ice Ocean
CLIVAR : CLImate VARiability and Predictability
CMAP : Climate Prediction Center Merged Analysis of Precipitation
CNRS : Centre National de la Recherche Scientifique
COADS : Comprehensiv Ocean-Atmosphere Data Set
CTD: Conductivity/Temperature/Depth
D20 : Depth of the 20°C isotherm
dBM: de Boyer Montégut
DHN : Diretoria de Hydrografia e Navigação
ECLAT : Etudes Climatiques dans l'Atlantique Tropical
ECMWF : European Center for Medium Weather Forecast
EGEE : programme d'Etude de la circulation océanique et de sa variabilité dans le golfe de GuinEE
EMP : Evaporation Moins Précipitation
ENSO : El Niño Southern Oscillation
EQUALANT: EQUAtorial atLANTic
ERA : ECMWF Re-Analysis
ERS : Earth Remote Sensing
EUC : Equatorial UnderCurrent
FGCM : Foltz et al, 2003
FOCAL : Français Océan et Climat dans l'AtLantique équatorial
GC : Guinea Current : courant de Guinée
GG : Golfe de Guinée
IREMER : Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer
INPE : Instituto de Pesquisas Espaciais
IRD : Institut de Recherche pour le Développement
ITCZ : InterTropical convergence Zone
KPP : K-Profil Parameterization
LADCP : Lowered Acoustic Doppler Current Profiler
LEGI: Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels
LEGOS: Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Observations Spatiales
LOCEAN (ex **LODYC**) : Laboratoire d'Océanographie et du Climat : Expérimentation et Approches Numériques
LPO : Laboratoire de Physique des Océans
MBT: Mechanical Bathythermograph
ML : Mixed Layer
MLD : Mixed Layer Depth

NAO: North Atlantic Oscillation
NBC : North Brazil Current
NBUC : North Brazilian UnderCurrent
NCEP: National Center for Environmental Prediction
NEC : North Equatorial Current
NECC : North Equatorial CounterCurrent
NEUC : North Equatorial UnderCurrent
NOAA : National Oceanic & Atmospheric Administration
NODC : National Oceanographic Data Center
OASIS : Ocean Atmosphere Sea Ice Soil
OGCM: Ocean General Circulation Model
OPA : Océan PArallélisé
PALACE : Profiling Autonomous Lagrangian Circulation Experiment,
PFL: Profiling Float
PIRATA : PIlot Research moored Array in the Tropical Atlantic
PNEDC : Programme National d'Etude de la Dynamique du Climat
Ri : nombre de Richardson
RMK : Richardson and McKee, 1984
SEC : South Equatorial Current
SEUC : South Equatorial UnderCurrent
SEQUAL: Seasonal Response of the Equatorial Atlantic Experiment:
SSM/I : Special Sensor Microwave Imager
SMMR : Scanning Multichannel Microwave Radiometer
SSS: Sea Surface Salinity
SST : Sea Surface Temperature
TAOSTA : Tropical Atlantic Ocean Subsurface Temperature Atlas
TAV : Tropical Atlantic Variability
TIV : Tropical Instability Vortex
TIWE: Tropical Instability Wave Experiment
TIWs : Tropical Instability Waves
TKE : Turbulent Kinetic Energy
TMI : TRMM Microwave Imager
TOGA : Tropical Ocean Global Atmosphere
T/P : Topex/Poseidon
TRMM: Tropical Rainfall Measuring Mission
UNESCO: United Nations Educational, Scientific and Cultural Organization
WBUC: West Brazilian UnderCurrent
WOCE : World Ocean Circulation Experiment
XBT : eXpendable BathyThermograph
XCTD : eXpendable Conductivity, Temperature and Depth

Tables des figures

Fig.1.1 : carte moyenne de la température de surface de la mer, contours de pression de surface (turquoise), et tension de vent de surface (noir), données climatologiques COADS. La zone de convergence intertropicale est indiquée par le trait pointillé noir. La position des cellules atmosphériques de Hadley est schématisée en noir. 13
Fig.1.2 : carte des précipitations moyennes de janvier (à gauche) et de juillet (à droite) et tension de vent (données climatologiques COADS). 14
Fig.1.3 : représentation schématique des principaux courants de surface et subsurface (Bourles et al, 1999). En surface : CC (Caraïbean Current), NEC (North Equatorial Current), NECC (North Equatorial CounterCurrent), GC (Guinea Current), SEC (South Equatorial Current), BC (Brazil Current); en subsurface: WBUC (West Brazil UnderCurrent), NBC (North Brazil Current), NEUC (North Equatorial UnderCurrent), EUC (Equatorial UnderCurrent), SEUC (South Equatorial UnderCurrent)..... 15
Fig.1.9 vision schématique tridimensionnelle de la circulation zonale en Atlantique équatorial (Schott et al, 1999)..... 17
Fig.1.5 : Schéma de circulation superficielle et sub-superficielle dans l'Atlantique équatorial est et le Golfe de Guinée. Courants de surface (flèches avec traits pleins) : Contre Courant Equatorial Nord (CCEN) ; Courant de Guinée (CG) ; Contre Courant Equatorial Sud (CCES) ; Courant Equatorial Sud (CES) ; Courant du Benguela (CB). Courants de sub-surface (flèches avec traits tiretés) : Sous Courant Equatorial Nord (CSEN) ; Sous Courant Equatorial (SCE) ; Sous Courant Equatorial Sud (SCES) ; Sous Courant du Gabon-Congo (SCGC) ; Courant d'Angola (CA) ; Bourles et Caniaux, 2004. 18
Fig.1.6 carte moyenne de la salinité de surface des données Levitus, contours des précipitations (données COADS) et tension de vent (ERS). 19
Fig.1.7 : carte moyenne (1992-1998) de la profondeur de l'isotherme 20°C (en m) et tension de vent (en N/m^2) de surface (en haut) et structure verticale de la température le long de l'équateur (en bas, à gauche) et le long de 10°W (en bas, à droite). La température et la D20 sont issues de la base de données TAOSTA et les tensions de vent du satellite ERS..... 21
Fig.1.8 : cycle saisonnier le long de l'équateur (a) de la tension de vent zonale en N/m2 (ERS), (b) de la tension de vent méridienne en N/m2 (ERS) ; (c) de l'isotherme 20°C en m (TAOSTA), et (d) de la SST en °C (Reynolds)..... 22
Fig.1.9 : section schématique latitude-profondeur de la température de subsurface et de la structure dynamique dans le centre de l'Atlantique (Hastenrath and Merle, 1987). Le trait gras pointillé représente les bases de la couche de mélange et de la thermocline ; les pointillés situent les zones de maximum de gradient vertical de température ; le trait plein est l'isotherme 14°C ; les pointillés fins positionnent la thermostat. Les ellipses indiquent le cœur de l'EUC et des contre courants de subsurface. Les divergence et convergence horizontales sont indiquées par DIV et CONV, les flux méridiens et verticaux par des flèches..... 23
Fig.1.10 : carte moyenne profondeur-latitude (en haut) et latitude-longitude (en bas) de la température en °C en juillet (TAOSTA)..... 24

Fig.1.11 Séries temporelles de la vitesse verticale estimée par Weingartner and Weisberg (1991a) à 10m, 75m et 150m ; filtrées à 5 jours (trait plein) et à 30 jours (traits pointillés)..... 26
Fig.1.12 : cartes des anomalies de la température de surface de la mer (TMI, contours tous les 1°C) le 10 juillet 1998. 27
Fig.1.13 moyenne temporelle 1992-2000 (à gauche) et cycle saisonnier 1992-2000 le long de l'équateur (à droite) du flux de chaleur solaire (en W/m^2), sources : ré-analyses du NCEP. 30
Fig.1.14 moyenne temporelle 1992-2000 (à gauche) et cycle saisonnier 1992-2000 le long de l'équateur (à droite) du flux de chaleur à grande longueur d'onde (en W/m^2), ré-analyses NCEP. 30
Fig.1.15 moyenne temporelle 1992-2000 (à gauche) et cycle saisonnier 1992-2000 le long de l'équateur (à droite) du flux de chaleur latente (en W/m^2), ré-analyses NCEP. 31
Fig.1.16 moyenne temporelle 1992-2000 (à gauche) et cycle saisonnier 1992-2000 le long de l'équateur (à droite) du flux de chaleur sensible (en W/m^2), ré-analyses NCEP. 31
Fig.1.17 moyenne temporelle 1992-2000 (à gauche) et cycle saisonnier 1992-2000 le long de l'équateur (à droite) du flux de chaleur total (en W/m^2), données des ré-analyses NCEP. 33
Fig.1.18 moyenne temporelle 1992-2000 (à gauche) et cycle saisonnier 1992-2000 (à droite) du bilan d'eau douce océan-atmosphère (en $10^{-4}kg/m^2/s$), les données de précipitations et d'évaporation proviennent du produit CMAP, et le débit des fleuves des données de l'UNESCO 34
Fig.2.1 : climatologie de profondeur de couche de mélange (en m) dans l'océan Atlantique issue de la climatologie de De Boyer Montégut et al, (2004), en janvier (à gauche) et en juillet (à droite)..... 40
Fig.2.2 Etat moyen de la température TAOSTA (Vauclair et du Penhoat, 2001) le long l'équateur. Sont superposées en noir les profondeurs de la thermocline (TAOSTA) et de la couche de mélange (De Boyer Montégut et al, 2004)..... 40
Fig.2.3 profils verticaux moyens de la température (noir), salinité (rouge), densité (vert) et coefficient de mélange turbulent (bleu) à 23°W-0°N (modèle CLIPPER). Sont représentés les profondeurs de la couche de mélange (trait noir) et de la turbocline (trait noir pointillé). 42
Fig.2.4 profils de fluorescence (vert), température (bleu), oxygène (mauve) et salinité (rouge), issus des données CTD obtenues lors de la campagne EGEE-2 en septembre 2005, à 10°S-10°W (à gauche) et à 1.30°N-6°E (à droite) ; figure fournie par Bernard Bourles. 44
Fig.2.5 diagramme illustrant les profondeurs typiques d'un cycle diurne (Brainerd and Gregg, 1995). 45
Fig.2.6 Schéma de la structure verticale de la couche de mélange (Hanwa and Toba, 1981). 46
Fig.2.7 classification des processus à l'origine de la profondeur de la couche de mélange (d'après Hanawa and Toba, 1981). Les nombres entre parenthèses correspondent aux termes de l'équation (2). 47
Fig.3.2 Tracé des campagnes EQUALANT 1999 et 2000 63
Fig.3.3 Répartition du réseau PIRATA prévu pour 2007. 64

Fig.3.4 carte longitude-latitude en surface (à gauche) et longitude-profondeur (à droite) à l'équateur de la température moyenne en °C pour les données TAOSTA et les différents modèles CLIPPER et ORCA05..... 67
Fig.3.5 carte longitude-latitude des profondeurs moyennes de la couche de mélange (à gauche) et de la thermocline (à droite) en m pour les données de de Boyer Montégut et al (2005), TAOSTA et les différents modèles (CLIPPER et ORCA05). 68
Fig.3.6 carte longitude-temps de la SST climatologique à l'équateur en °C pour les données TAOSTA et les modèles CLIPPER et ORCA05..... 69
Fig.3.7 carte profondeur-temps à l'équateur, à 23°W (à gauche) et 3°E (à droite) de la température saisonnière en °C des données TAOSTA et des modèles CLIPPER et ORCA05. 70
Fig.3.8 carte longitude-temps de la profondeur de la couche de mélange saisonnière à l'équateur en m des données de de Boyer Montégut et al (2005) et des modèles CLIPPER et ORCA05. 71
Fig.3.9 carte longitude-temps de la profondeur de l'isotherme 20°C saisonnière à l'équateur en m des données TAOSTA et des modèles CLIPPER et ORCA05. ... 72
Fig.3.10 carte longitude-latitude du courant zonal moyen en surface en cm/s des données RMK, BL, et des modèles CLIPPER et ORCA05. 73
Fig.3.11 carte longitude-latitude du courant méridien moyen en surface en cm/s des données RMK, BL, et des modèles CLIPPER et ORCA05. 74
Fig.3.12 : profil vertical moyen du courant zonal en m/s le long de l'équateur des modèles CLIPPER, et ORCA05. 75
Fig.3.13 carte longitude-temps du cycle saisonnier du courant zonal de surface (cm/s) à l'équateur pour les données BL et les modèles CLIPPER et ORCA05. 76
Fig.4.1 termes du bilan de chaleur en °C/mois à 10°W-0°N en 2000 calculés on-line (à gauche) et off-line (à droite) à partir du modèle CLIPPER, total en noir, flux air-mer en rouge, advection zonale en bleu, méridienne en turquoise, verticale en magenta et subsurface en vert, i.e. somme de diffusion verticale et entraînement dans le calcul on-line et (-1x) résidu dans le calcul off-line..... 109
Fig.4.2 profils verticaux du logarithme du coefficient de diffusion verticale (à gauche), du gradient vertical de température (au milieu) et du logarithme du produit (à droite) à 0°N-10°W, modèle CLIPPER..... 110
Fig.5.1 déviation standard des anomalies de SST et isothermes 25.5°C pour les différentes années entre 1992 et 2000 et la climatologie (en gras) de la SST calculée sur ces 9 années, modèles ORCA05..... 114
Fig.5.2 hovmüller le long de l'équateur des signaux totaux de SST du modèle ORCA05 (à gauche) et de la SST Reynolds (à droite) entre 1993 et 2000 ; les contours sont tracés tous les 2°C. 115
Fig.5.3 Anomalies interannuelles des différents termes du bilan de chaleur moyennés dans la boite [15°W-5°W]x[2°S-0°N] : (a) variabilité temporelle de la température (noir), somme des processus verticaux (subsurface + flux de chaleur air-mer, rouge), advections horizontales par les courants basse fréquence (bleu) et effets des eddies (violet) ; (b) processus verticaux : subsurface (vert), flux de chaleur air-mer (rouge) et somme des deux (noir) ; en °C/mois. Pour plus de lisibilité, les courbes ont été filtrées avec un filtre de Hanning à 35 jours..... 117
Fig.5.4 Evolutions temporelles des anomalies interannuelles (moyenne 15°W-5°W / 2°S-0°N) des différents flux de chaleur atmosphériques du modèle ORCA05 : flux

total (noir), flux solaire (rouge), flux latent (vert), flux sensible (bleu) et flux infrarouge (turquoise) en W/m2. 137
Fig.5.5 anomalies interannuelles (en haut) et cycle saisonnier répété deux fois (en bas) du flux de chaleur latente (noir), de la différence entre la température de surface de la mer et de l'air (rouge), de la température de l'air (vert), de l'humidité spécifique (bleu) et de la vitesse du vent (turquoise). 138
Fig.5.6 carte longitude-latitude des déviations standard des flux de chaleur latente du modèle ORCA05 (a) et des ré-analyses NCEP (b). 140
Fig.5.7 représentation schématique (Vialard et al, 2001) des principaux processus impliqués dans l'équilibre de SST pendant l'évènement El Niño/la Niña en 1887-1998. 142
Fig.1 : Coupe latitudinale du courant zonal (en cm/s) à 10°W (à gauche) et 6°E (à droite) mesuré lors de la campagne EQUALANT en juillet 2000 (Bourlès et al, 2002). 147
Fig. 2 : comparaison des flux de chaleur turbulents (latent+sensible) moyens (1995-2000) issus de différents bases de données (en W/m²). Figure fournie par Abderrahim Bentamy. 148
Fig.3 : anomalies interannuelles des flux NCEP (en W/m²) solaire (noir) et de chaleur latente (rouge) dans la boîte [15°W-5°W]x[2°S-0°N]. 148
Fig. 6.1 cycle saisonnier de la température (en °C) à l'équateur en fonction de la profondeur entre 0 et 100m, à 23°W, 10°W et 3°E ; sont superposées les profondeurs de la thermocline et de la couche de mélange. 152
Fig.6.2 moyenne 1992-2000 de la profondeur de la couche de mélange (en haut) et de la thermocline (en bas), en m, pour les configurations HRES (à gauche) et SRES (à droite) du run ORCA2. 154
Fig.6.3 profils verticaux moyens (1992-2000) des champs de température (°C), courant zonal (m/s), méridien (m/s) et vertical (10^{-5}m/s) pour les configurations HRES (à gauche) et SRES (à droite) du run ORCA2. Sont superposés les profondeurs de la couche de mélange et de la thermocline. 155
Fig.6.4 cycles saisonniers (1992-2000) le long de l'équateur des profondeurs (en m) de la couche de mélange (en haut) et la thermocline (en bas) pour les configurations HRES (à gauche) et SRES (à droite) du run ORCA2. 156
Fig.6.5 Cycles saisonniers à 10°W-0°N de la température (°C), du courant zonal (m/s), méridien (m/s) et vertical (10^{-5}m/s) des configurations HRES (en haut) et SRES (en bas). Sont superposés la MLD et la D20. 157
Fig.6.6 Carte de la SST et contours de la MLD en juillet (moyenne 1992-2000) du modèle ORCA2-HRES. 158
Fig.6.7 profils verticaux moyens (1992-2000) des différents termes de l'équation de température en °C/mois dans la boite [15°W-5°W]x[2°S-0°N] : évolution de la température (noir), flux solaire pénétrant (rouge), advections zonale (bleu), méridienne (turquoise) et verticale (vert pointillé), diffusions horizontale (violet) et verticale (vert). Sont matérialisées par deux lignes horizontales les profondeurs de la couche de mélange et de la thermocline, modèle ORCA2-HRES. 159
Fig.6.8 : moyenne (1992-2000) de la température (à gauche) et du cisaillement vertical (à droite), moyennés entre 0°N et 2°S. Sont superposés les vecteurs courants et les profondeurs de la ML et de la thermocline, modèle ORCA2-HRES. 160

Fig.6.9 : moyenne (1992-2000) de la température, moyennés entre 15°W et 5°W. Sont superposés les vecteurs courants et les profondeurs de la ML et de la thermocline, modèle ORCA2-HRES. 161
Fig.6.10 : cycle saisonnier (1992-2000) dans la boite [15°W-5°W]x[2°S-0°N] de la température (a) en °C et des principaux termes de l'équation de température : flux solaire pénétrant (b), diffusion verticale (c), advections zonale (d), méridienne (e) et verticale (f) en °C/mois. Sont superposés les cycles saisonniers des profondeurs de la MLD et de la D20, modèle ORCA2-HRES. 162
Fig.6.11 : cycle saisonnier (1992-2000) dans la boite [15°W-5°W]x[2°S-0°N] du courant (a) zonal (m/s), (b) méridien (m/s), (c) vertical (10^{-5}m/s) et (d) du cisaillement vertical du courant ($10^{-4}s^{-1}$) , modèle ORCA2-HRES. 163
Fig.6.12 : cycle saisonnier (1992-2000) moyenné entre 2°S et 0°N de la tension de vent (a) zonal et (b) méridienne et (c) du module, en 10^{-2} N/m², modèle ORCA2-HRES. 164
Fig.6.13 : cycle saisonnier (1992-2000) moyenné dans [15°W-5°W]x[2°S-0°N] des différents termes de l'équation de température intégrés entre la MLD et la D20, en °C/mois : évolution de la température (noir), flux solaire pénétrant (rouge), advections zonale (bleu), méridienne (turquoise) et verticale (vert pointillé), entraînement (violet) et diffusion verticale (vert) , modèle ORCA2-HRES. 165

Table des Tableaux

Tabl.1.1 différentes valeurs historiques de la vitesse verticale 25
Tabl.1.2 Valeurs (en W/m^2) des différents flux de chaleur (données des ré-analyses NCEP) moyennés entre 1992 et 2000, entre 5°S et 5°N et entre 40°W et 10°E. ... 28
Tabl.2.1 : exemples de critères utilisés pour définir la profondeur de la couche de mélange à partir de la méthode de seuil dans laquelle la MLD est la profondeur à laquelle la température T ou la densité potentielle σ_θ vaut une valeur seuil donnée, ΔT ou $\Delta \sigma_\theta$, relativement à une profondeur Z_{ref} (issu de De Boyer Montégut et al, 2004). 43
Tabl.3.1 récapitulatif des caractéristiques de résolution, forçage atmosphérique et critère de couche de mélange pour quatre configurations différentes du modèle OPA. ... 61
Tabl.5.1 caractéristiques de la langue d'eau froide modélisée par le modèle ORCA05 entre les années 1992 et 2000. 116

THESE de DOCTORAT de l'UNIVERSITE TOULOUSE III

Anne-Charlotte PETER

Variabilité de la température de la couche de mélange océanique en Atlantique équatorial aux échelles saisonnières à interannuelles, à l'aide de simulations numériques

MOTS CLES

Océan Atlantique équatorial
Température de la couche de mélange
Cycle saisonnier et
Variabilité interannuelle
des couches de surface
Modèles numériques

RESUME

L'objectif de cette thèse est l'étude de la variabilité de la température de la couche de mélange océanique dans l'Atlantique équatorial, à l'aide de simulations numériques.

Les résultats obtenus montrent la prédominance des processus verticaux et des ondes tropicales d'instabilité (<35jours, ~500km) pour expliquer la variabilité de la température de la couche de surface à l'échelle annuelle.

L'étude d'évènements interannuels a permis de distinguer deux processus distincts responsables de la variabilité interannuelle de la température de surface : l'un dynamique et distant crée par les anomalies de vent dans l'ouest du bassin et agissant par l'intermédiaire de la propagation d'ondes de Kelvin équatoriales et le second, thermodynamique et local à l'échelle du Golfe de Guinée, créé par les anomalies interannuelles de flux de chaleur.

PHD of the UNIVERSITY TOULOUSE III

Anne-Charlotte PETER

Oceanic Mixed Layer Temperature Variability in the equatorial Atlantic from seasonal to interannual time scales, with numerical simulations

KEY WORDS

Equatorial Atlantic Ocean
Mixed Layer Temperature
Seasonal Cycle and
Interannual Variability
of surface layers
Numerical models

ABSTRACT

In this thesis, we investigated the variability of the oceanic mixed layer temperature in the equatorial Atlantic, using numerical simulations.

The results show the predominance of vertical processes and tropical instability waves (<35days, ~500km) to explain the annual cycle of mixed layer temperature.

The study of interannual events allows distinguishing two different processes responsible for interannual variability of surface temperature. The first one is dynamic and remoted, created by wind stress anomalies in the western part of the basin and acts via equatorial Kelvin waves propagation. The second one is thermodynamical and local at Gulf of Guinea scale and is created by interannual anomalies of heat fluxes.