



Couplage océan-atmosphère en Atlantique tropical

Moussa Diakhate

► **To cite this version:**

Moussa Diakhate. Couplage océan-atmosphère en Atlantique tropical. Océan, Atmosphère. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2015. Français. <NNT : 2015PA066150>. <tel-01198602>

HAL Id: tel-01198602

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01198602>

Submitted on 14 Sep 2015

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

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



Université Pierre et Marie Curie – Paris VI

Ecole doctorale « Sciences de l'environnement d'Ile de France »
Laboratoire d'Océanographie et du Climat : Expérimentations et
Approches Numériques (LOCEAN)

Université Cheikh Anta Diop de Dakar

Ecole doctorale « Eau, Qualité et Usage de l'eau »
Laboratoire de Physique de l'Atmosphère et de l'Océan - Siméon Fongang
(LPAO-SF)

*Couplage océan-atmosphère en
Atlantique tropical*

Par Moussa DIAKHATE

Thèse de Doctorat

Spécialité : Physique de l'Atmosphère

Dirigée par Alban LAZAR, Amadou T. GAYE et Gaëlle de Coëtlogon

Présentée et soutenue publiquement le 12/01/2015

Devant le jury composé de :

M. Serge JANICOT	DR/UPMC	Président
M. Yves DU PENHOAT	DR/IRD-Bénin	Rapporteur
M. Yves KOUADIO	MC(CAMES)/UFHB-Abidjan	Rapporteur
M. Salam SAWADOGO	Pr/UCAD	Examineurs
M. Bamol A. SOW	MA/Univ. Ziguinchor	Examineurs

Couplage océan-atmosphère en Atlantique tropical

Résumé : La question du couplage océan-atmosphère en Atlantique Tropical demeure, encore aujourd'hui, relativement peu étudiée à l'échelle saisonnière et intrasaisonnière (de quelques jours à quelques semaines). Cette thèse vise à explorer à ces deux échelles de temps l'influence de la surface océanique, particulièrement les températures de surface de l'océan (TSO), sur la circulation atmosphérique de basse couche.

A l'échelle saisonnière, nous avons étudié à l'aide d'un modèle de mélange atmosphérique et avec des réanalyses, le bilan de la quantité de mouvement des vents de surface, et leur convergence. Il s'agit de décomposer, les contributions des différentes forces contrôlant la dynamique des vents de surface. L'intérêt de cette décomposition est qu'on puisse identifier les processus dominants et étudier leur sensibilité par rapport à l'influence des TSO. Les résultats montrent que les processus les plus importants ne sont pas forcément les mêmes dans les différentes zones de l'Atlantique tropical. De plus, la comparaison de la représentation de ces processus dans les observations ou les réanalyses montre que ces dernières souffrent de problèmes communs à tous les modèles de climat, couplés ou non. Ce travail aboutit donc à une proposition de méthode pour évaluer la capacité d'un modèle d'atmosphère à répondre correctement aux fluctuations des TSO, et quelles paramétrisations de la couche limite atmosphérique pourraient être à l'origine de défauts dans le modèle.

Dans la deuxième partie de la thèse, nous nous sommes focalisés sur les zones de fort gradient de TSO, ou zones de front (upwelling équatorial - langue d'eau froide, et upwellings côtiers d'Angola-Namibie et du Sénégal-Mauritanie), là où la variabilité intrasaisonnière est la plus forte, afin de maximiser nos chances d'observer une rétroaction active de l'océan sur l'atmosphère. Nous avons appliqué différentes techniques d'analyse spectrale (filtres, spectres, et ondelettes) et statistique (régression linéaire avec écart de temps) pour étudier les structures spatio-temporelles de la réponse atmosphérique liées aux fluctuations de ces fronts. Excepté pour la région équatoriale (où on retrouve des résultats déjà évoqués dans des études antérieures), les deux zones de front côtières au large de l'Angola-Namibie et du Sénégal-Mauritanie répondent passivement au vent de surface, au-delà de l'échelle très locale. Nous avons de plus mis en évidence les processus océaniques impliqués dans cette réponse océanique passive, et avons estimé leur rôle dans les échelles de temps dominantes : contrairement à la région équatoriale, l'advection horizontale ne joue aucun rôle dans les upwellings côtiers. Pour finir, en plus des termes de mélange vertical, qui sont donc largement dominants, une probable influence d'ondes de Kelvin (équatoriales, puis côtières) a été détectée dans les deux zones d'upwellings côtiers.

Mots clés : Atlantique tropical, Interactions océan-atmosphère, Variabilité saisonnière et intrasaisonnière, Modèle de couche de mélange atmosphérique, Analyses statistiques.

Ocean-atmosphere coupling in tropical Atlantic

Abstract : Ocean-atmosphere coupling at seasonal and intraseasonal timescales still remains poorly documented over the tropical Atlantic ocean. The main goal of this thesis is to explore the influence of the oceanic surface, in particular the sea surface temperature (SST), on the low level atmospheric circulation at these timescales.

At seasonal timescales, momentum and convergence budget were first documented by using a simple atmospheric mixed layer model (based on the balance between pressure gradients, Coriolis, friction and entrainment forces), and two reanalyses. This approach allows us to identify the main processes that control the surface wind dynamics, in order to explore their sensitivity to the SST. On average, results show that these processes vary strongly in different regions of the tropical Atlantic. In addition, the comparison of the representation of these processes in observations and reanalyses show that, as in all climate models (coupled or not), the reanalyses have the same flaws. Eventually, this work proposes a method to better assess the capacity of an atmospheric model to answer the SST fluctuations, and investigate potential wrong atmospheric parameterizations, such as boundary layers.

The second part of this study focuses on tropical Atlantic regions of strong SST gradients, where the SST intraseasonal variability is the largest (equatorial upwelling front, and Angola-Namibia and Senegal-Mauritania coastal upwelling fronts). The focus on these frontal regions maximizes indeed our chances to find the signal of any active ocean-atmosphere coupling. Several techniques of spectrum and statistical analysis were performed in order to investigate the atmospheric patterns associated to these fluctuations of oceanic fronts. Except in the equatorial region (where we found a clear coupling already described in previous studies), no clear hint of a surface wind response to the SST fluctuations was observed in the two coastal upwelling fronts (Angola-Namibia and Senegal-Mauritania). In addition, the oceanic patterns associated to the SST indexes were also investigated. In all three upwelling fronts, as expected for such upwelling regimes, the vertical oceanic mixing clearly dominates the mixed-layer heat budget. In the equatorial band, as found in previous studies, the horizontal advection is equally important, while it appears surprisingly weak in the coastal fronts. Eventually, potential signals of equatorial and coastal Kelvin waves were also followed to these coastal fronts.

Keywords : Tropical Atlantic, Ocean-atmosphere interactions, Seasonal and intraseasonal variability, Atmospheric mixed layer model, Statistics analysis.

Table des matières

1	Introduction	5
2	Description de la circulation atmosphérique de basse couche en Atlantique tropical	15
2.1	La circulation atmosphérique générale en surface	15
2.2	La Zone de Convergence Inter-Tropicale (ZCIT)	17
2.3	Profil vertical de la basse atmosphère	18
2.3.1	Couche limite stable	18
2.3.2	Couche limite instable	18
2.4	Le modèle utilisé, forçages et sensibilités aux paramètres	19
2.4.1	Le modèle	19
2.4.2	Forçage du modèle	20
2.4.3	Les paramètres du modèle	22
2.4.4	Sensibilité de MCM à ses paramètres	24
3	Bilans climatologiques de quantité de mouvement et de convergence des vents de surface en Atlantique tropical	27
3.1	Le bilan de la quantité de mouvement	27
3.1.1	Validation du modèle de couche de mélange	28
3.1.2	Classification des équilibres de vents	29
3.2	Bilan de la convergence de surface	33
3.2.1	L'approche de Back and Bretherton (2009a)	35
3.2.2	L'approche de Takatama et al. (2012)	35
3.2.3	Présentation des bilans	37
3.2.4	Décomposition de la contribution de la pression totale	40
3.2.5	Décomposition de la contribution de la P_{CLA}	42
3.3	L'influence des TSO sur le bilan de convergence	43
3.3.1	Comparaison des laplaciens de la P_{CLA} et de la TSO	43
3.3.2	Comparaison du «downwind SST gradients» et de la contribution de l'en- traînement	45

4 Description du couplage air-mer sur les zones de fronts de l'Atlantique tropical	47
4.1 Résumé étendu de l'article en français	47
4.2 l'article	50
5 Conclusion et perspectives	75
Annexe A – Démonstration de l'équation 14	81
Annexe B – Les figures du bilan de quantité de mouvement et de convergence de surface en Janvier	83
Acronymes	89
Références	91

Chapitre 1

Introduction

L'océan joue un rôle prépondérant dans l'équilibre climatique de notre planète, et son interaction avec l'atmosphère est la principale clef de l'évolution du système climatique. En effet, le chauffage solaire, principal moteur de la circulation atmosphérique, agit sur cette dernière de façon indirecte : le rayonnement électromagnétique solaire, très énergétique, car composé d'ondes très courtes, traverse tout d'abord l'atmosphère sans la réchauffer. Cette énergie est absorbée par la surface terrestre (continentale et océanique). La surface ré-émet l'énergie solaire sous forme d'ondes plus longues ou de flux de chaleur turbulents (sensibles ou latents) : ce sont ces flux qui réchauffent la colonne atmosphérique par le bas. Le chauffage de surface génère ainsi des gradients de pression horizontaux et met en action les vents atmosphériques. Et comme la surface terrestre est à plus de 70% océanique, les conditions océaniques, en particulier les températures de surface de l'océan (TSO), sont importantes pour la stabilité et la dynamique atmosphérique de basse couche.

De plus, la TSO varie de façon beaucoup plus lente que la température atmosphérique, à cause de l'inertie thermique bien plus grande dans l'océan. La redistribution de l'énergie emmagasinée à la surface de l'océan se fait alors à des échelles de temps bien plus grande que les échelles synoptiques atmosphériques, et joue un rôle fondamental dans la variabilité climatique. Comme d'un autre côté, les TSO sont contrôlées par les flux de chaleur en surface (fortement dépendants des vents de surface), en plus de la dynamique océanique, c'est dans ce contexte qu'on parle d'interaction océan-atmosphère. Le but de ce chapitre est d'exposer dans ses grandes lignes les caractéristiques de cette interaction qui seront étudiée dans cette thèse, et notamment les échelles spatio-temporelles que nous avons privilégiées.

Le cycle saisonnier des TSO, entre autre, signature en surface de la variabilité du contenu thermique des couches de surface de l'océan, est le résultat de l'équilibre complexe entre flux air-mer et processus océaniques de subsurface. En Atlantique tropical, il est dominé par une oscillation méridionale des maxima de températures (TSO supérieure à 27–28°C) entre l'équateur et environ 10°N. Ces maxima de TSO apparaissent sous forme de bande zonale, communément appelée équateur thermique.

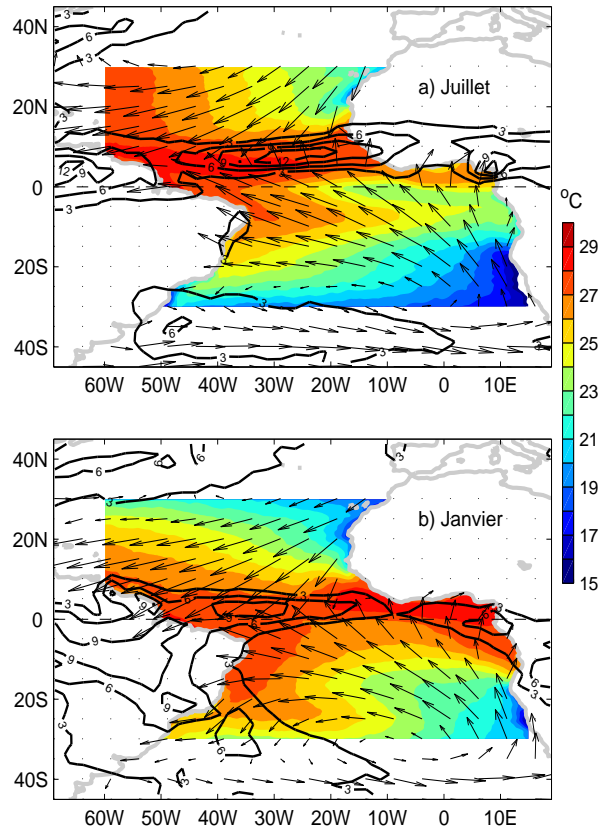


Figure 1.1 – Moyenne mensuelles climatologique en Juillet (a) et janvier (b) de la SST Reynolds (couleurs), des vents QSCAT (vecteurs) et de PRECIP GPCP (contours).

Au dessus de cet équateur thermique, convergent les alizés du sud-est et du nord-est, formant ainsi la convergence des vents de surface dans la Zone de convergence intertropicale (ZCIT). Des analyses théoriques ainsi que des simulations numériques (Biasutti et al., 2004) montrent que la zone d'eau chaude contrôle fortement la ZCIT. Or, la ZCIT est l'un des éléments les plus importants du climat dans les tropiques, car elle joue un rôle central dans le maintien de la circulation tropicale, le transport de chaleur vers les pôles, et l'équilibre entre l'eau et l'énergie dans la troposphère. Sa migration saisonnière explique par exemple une part importante de la variabilité des pluies de mousson en Afrique de l'ouest Grist and Nicholson (2001). Elle régule donc fortement le climat des Tropiques et les activités humaines qui y sont liées.

La relation entre les eaux chaudes et la convection profonde au sein de la ZCIT a ainsi vivement intéressé la communauté scientifique. Certains tiennent l'hypothèse que la position de cette zone de convergence est entièrement contrôlée par la distribution des TSO, et ils définissent deux mécanismes de contrôles :

i) Le mécanisme thermodynamique : à la suite de Gill (1980), Waliser and Graham (1993) ont montré que si la TSO dépasse le seuil de 26-27°C, elle peut suffire à déclencher la convection atmosphérique profonde. Webster (1994) et Emanuel et al. (1994) vont même jusqu'à argumenter que l'intensité des TSO détermine la structure verticale atmosphérique dans les tropiques. En effet, l'équation de Clausius-Clapeyron donne une pression de vapeur saturante de l'air qui augmente exponentiellement avec la température : de ce fait, une parcelle d'air au dessus des eaux chaudes contiendra plus d'humidité qu'au-dessus des eaux plus froides, donc sera moins

dense, ce qui favorise la convection et impliquerait un contrôle de la ZCIT par les zones de maximum de TSO.

ii) Le mécanisme dynamique : si l'amplitude des TSO était le seul facteur déterminant pour la convection, on devrait avoir une relation linéaire entre TSO et convection, or il est clair que quand la convection augmente, la TSO augmente, mais l'inverse n'est pas toujours vérifié, comme dans le Pacifique Est et l'Atlantique Est. Dans ces régions, un facteur dynamique vient s'ajouter au facteur thermodynamique. En effet, les forts gradients de TSO génèrent de forts gradients de pression qui dirigent la convergence des vents selon la théorie de Lindzen and Nigam (1987) (ci-après dénommé LN), et donc la zone de forte instabilité.

En accord avec ce paradigme, Back and Bretherton (2009a) ont suggéré, avec le modèle de couche de mélange de Stevens et al. (2002), qu'au dessus des océans tropicaux, à l'échelle climatologique annuelle, la convergence des vents de surface est la source principale de précipitation, et est principalement contrôlée par les gradients de TSO via des gradients de pression dans la CLA. Mais dans une étude du bilan de la convergence dans le Gulf Stream, Takatama et al. (2012) montrent que le terme dominant correspond plutôt au laplacien de la pression dans la CLA, lui-même fortement corrélé au laplacien de la TSO, ce qui est un diagnostic plus « fin » bien qu'en accord avec le mécanisme de LN. Par ailleurs, l'analyse du mécanisme de LN dans les observations reste toujours délicate, notamment car l'effet du gradient de TSO sur l'ensemble de la couche limite est transporté par le vent moyen (voir par exemple (Small et al., 2003), ou plus récemment de (de Coëtlogon et al., 2013)). Les mécanismes reliant ces quantités dépendent peut-être même de la longitude (Tomas and Webster, 1997). Or, une meilleure compréhension de la dynamique des vents de surface est un élément majeur dans la compréhension du climat tropical, et un pas vers une bonne prévision des systèmes de précipitations qui rythment la vie dans ces régions : c'est la problématique traitée en première partie de thèse.

A l'aide d'un modèle de couche de mélange atmosphérique forcé par des réanalyses de hautes résolutions spatio-temporelles, nous commencerons par une étude de bilan de quantité de mouvement, qui nous permettra de faire une classification de l'ensemble des équilibres qui gouvernent la dynamique de la CLA. Ce qui nous permettra de mieux comprendre le champ de vent, ça nous aidera aussi à détecter les zones où la force de pression est dans la direction des gradients de TSO, et donc repérer les possibles zones d'influence de la TSO. Nous appliquerons ensuite la méthode de Takatama et al. (2012), ce qui est inédit pour l'Atlantique tropical, et nous comparerons cette approche avec celle de Back and Bretherton (2009a), pour mieux comprendre comment est organisé la convergence au sein de la ZCIT, et décrire sa sensibilité par rapport à la TSO.

Cette première partie traitera donc uniquement l'influence de la TSO sur la circulation atmosphérique dans la couche limite en moyenne mensuelle climatologique et à l'échelle du bassin, nous donnant un premier aperçu global du couplage océan-atmosphère en Atlantique Tropical. Mais comme nous l'avons déjà souligné, la TSO est bien sûr elle-même fortement contrôlée par le vent de surface. Du fait de la plus grande inertie thermique et thermodynamique dans la couche de mélange océanique qu'atmosphérique, une anomalie de la TSO en réaction à une fluctuation du vent de surface ne peut pas se propager très loin en quelques jours : tout

comme celui d'un éventuel feedback dans la basse troposphère, le signal d'un véritable couplage air-mer doit donc se rechercher à beaucoup plus petite échelle spatiale. Dans une deuxième partie, nous avons ainsi cherché à maximiser nos chances de détecter un tel signal en localisant notre analyse : pour cela, nous nous sommes focalisés sur des indices de TSO construits dans les zones de variance intrasaisonnière maximale de la TSO, et nous avons étudié les signaux (aussi bien océaniques qu'atmosphériques) qui leur étaient corrélés pendant les quelques jours qui précèdent ou suivent.

Nous n'avons pas été surpris de constater que ces zones correspondent aux principales zones d'upwelling qui sont caractérisées par des zones de gradients de TSO très intenses, qu'on appelle aussi des «fronts» de TSO, car le moindre déplacement d'une isotherme à la surface génère ainsi des anomalies importantes. Le signal saisonnier de la TSO le plus important en Atlantique tropical est dominé par la remontée des eaux profondes et froides à la surface à l'équateur, et au large des côtes sénégal-mauritaniennes et d'Angola-Namibie, respectivement en été boréal, hivers boréal et austral. Ces processus approvisionnent la surface de l'océan en eaux froides, très riches en sels nutritifs, faisant des régions d'upwelling des zones très productives : elles représentent les zones les plus poissonneuses de l'océan mondial.

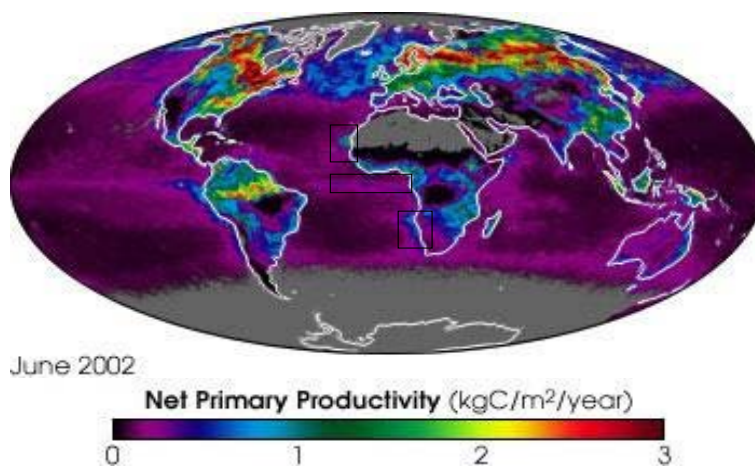


Figure 1.2 – Productivité nette terrestre et océanique en Juin 2002 à la surface du globe ($\text{kgCm}^{-2}\text{an}^{-1}$). En Atlantique tropical, on repère les 3 principaux systèmes d'upwelling (équateur, Angola-Namibie, Canaries) par leur forte productivité. Source : <http://earthobservatory.nasa.gov/Newsroom/NPP/npp.html>

En première approximation, ces zones d'upwelling (figure 1.2), peuvent être représentées comme une réponse au forçage du vent. En effet, les alizés de nord-est dans l'hémisphère nord et sud-est dans l'hémisphère sud convergent aux environs de l'équateur. Au printemps boréal, l'intensification des alizés, engendrée par la migration de la ZCIT vers le nord, entraîne les eaux de la couche de surface océanique. Ce transport de surface, appelé transport d'Ekman dans les zones suffisamment loin de l'équateur, est dévié en surface vers la droite dans l'hémisphère nord et vers la gauche dans l'hémisphère sud par la force de Coriolis (Figure 1.3a). Cette divergence équatoriale entraîne les eaux profondes, plus froides, vers la surface pour compenser la perte de masse en surface à l'équateur (Figure 1.3b). C'est le principe premier de l'upwelling équatorial, qu'on appelle aussi «langue d'eau froide» (ou LEF). Le fait que l'ITCZ soit située au nord de

l'équateur complique un peu ce schéma : les alizés du Sud traversent en réalité l'équateur en permanence. Cette asymétrie méridionale entraîne l'apparition d'un front nord de la LEF très intense, où l'advection horizontale joue un rôle comparable à celui des processus de mélange verticaux (de Coëtlogon et al., 2010; Giordani and Caniaux, 2011; Giordani et al., 2013). Le refroidissement de la LEF est maximal au printemps boréal, pouvant atteindre 7°C (Weingartner and Weisberg, 1991).

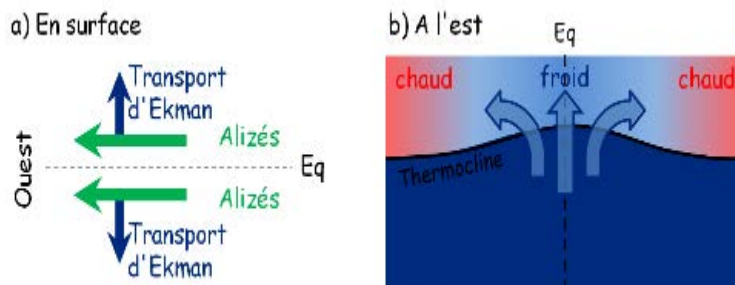


Figure 1.3 – Schéma des processus de l'upwelling équatorial

Suivant le même principe, la force de Coriolis implique qu'une masse d'eau a tendance à être déportée de 90° sur la droite (gauche) par rapport à la direction du vent dans l'hémisphère nord (sud). Par suite, un vent dirigé vers l'équateur et longeant un bord-est océanique est responsable d'un courant s'éloignant de la côte. Par conservation de la masse, ce courant est alimenté par des eaux de subsurface ou profondes remontant vers la surface (Figure 1.4), donnant ainsi naissance aux upwellings côtiers.

- Le système d'upwelling de Sénégal-Mauritanie est un écosystème complexe déclenché par les alizés de Nord-est dérivant du pompage de l'anticyclone des Açores. C'est une région thermodynamique active. Elle est entourée par les eaux froides du courant des Canaries et les eaux chaudes tropicales, formant ainsi des fronts et d'importantes structures mésoéchelles. Bien que le système d'upwelling soit très relativement côtier (la bande d'eau froide est en fait détachée de la côte au Sud de l'upwelling, pour des raisons principalement topographiques), l'impact des TSO froides peut se détecter jusqu'à 300-600 km aux larges (Mittelstaedt, 1991) à travers des tourbillons et des filaments. Cette zone d'upwelling est caractérisée de plus par une très forte variation méridionale saisonnière : selon Mittelstaedt (1991), au nord de 20°N, l'upwelling est permanent et est forcé par les alizés du nord-est ; au sud de 20°N, l'intensité de l'upwelling varie saisonnièrement, forcée par la migration latitudinale de la ZCIT.

- Le système d'upwelling d'Angola-Namibie est le symétrique de celui du Sénégal-Mauritanie dans l'hémisphère sud. Il est entouré par des eaux chaudes de l'Atlantique équatorial est et le courant des Aiguilles provenant de l'océan indien. La région de front est une transition entre les eaux chaudes du courant d'Angola et les eaux froides de l'upwelling du Benguela. C'est également une zone très productive et un important réservoir de biomasse et de biodiversité (Shannon et al., 1986). Ce système d'upwelling atteint son intensité maximale en hiver austral, quand les alizés du sud-est se renforcent.

Par ailleurs, les zones de front de TSO font l'objet d'un intérêt tout particulier depuis quelques années grâce à l'avènement des données satellites, et avant cela, aux campagnes océano-

graphiques mesurant l'impact d'un front sur la basse atmosphère (Hashizume et al., 2002; Bourras et al., 2004).

Les zones de fronts sont des régions de forts gradients de TSO, avec des valeurs qui peuvent atteindre 10 à 20°C/100 km. Cette structure frontale est observable par images satellites. Via la géostrophie et les équations du vent thermique, ces fronts correspondent généralement à des forts courants dans les zones stratifiées, comme le Gulf Stream ou le Kuroshio. Ces zones de fronts sont le siège d'intense interactions océan-atmosphère (Small et al., 2008). Au dessus de ces zones de fronts, de très fortes corrélations positives entre la TSO et le vent ont été révélées (Figure 1.5). Or, le forçage de la TSO par le vent se traduit généralement par une corrélation négative en l'absence de raisons dynamiques particulière (comme une advection horizontale d'eau chaude, par exemple) : une accélération (décélération) d'un vent local refroidit (réchauffe) la TSO, principalement via les flux de chaleur turbulents et l'augmentation (la diminution) du mélange vertical océanique, ce qui correspond bien à une corrélation négative entre vitesse du vent et TSO. Par conséquent, une corrélation positive traduit plutôt le signal d'une réponse du vent aux fluctuations de TSO. Par ailleurs, selon Chelton and Xie (2010), les corrélations positives entre la TSO et vents de surface s'observent sur de petites échelles spatiales, ce qui confirme l'idée que les interactions océan-atmosphère associées sont influencées par les variations spatiales de la TSO.

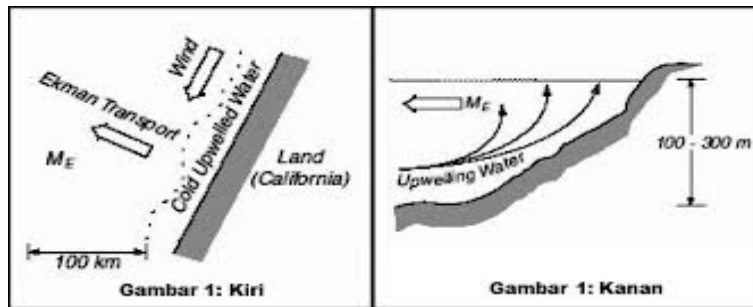


Figure 1.4 – Schéma des processus d'un l'upwelling côtier de l'hémisphère Nord.

Cette influence de la TSO sur l'atmosphère au niveau des zones de front a été identifiée à partir de plusieurs études observationnelles in situ (Sweet et al., 1981), mais son existence systématique dans toutes les régions de forts gradients de TSO à travers l'ensemble des océans du monde et la structure détaillée de la réponse de vent de surface à la TSO ne sont vraiment devenus évident qu'au cours de la dernière décennie, avec les mesures satellitaires simultanées de TSO et des vents de surface (Small et al., 2008). Même si ces données ne sont pas parfaites, avec de gros problèmes notamment pour le vent de surface près des côtes, leurs séries temporelles nous permettent tout au moins de mieux saisir leur covariabilité. La figure 1.5 montre ainsi clairement que si l'influence de la TSO sur le vent de surface semble être active sur l'ensemble des océans, elle est particulièrement forte dans les zones de front de SST (courants de bord ouest, ou upwellings équatoriaux et côtiers), notamment dans l'est et le sud-est de l'Atlantique Tropical pour les zones de front décrites ci-dessus.

Les zones de front de TSO sont donc les régions les plus importantes pour l'étude des interactions océan-atmosphère à l'échelle des processus. Ces interactions s'effectuent par l'intermédiaire

de flux turbulents de quantité de mouvement, de chaleur sensible et de chaleur latente qui ont lieu principalement dans la couche de mélange océanique et la CLA marine. En plus du mécanisme de LN cité précédemment, on pense ainsi qu'un refroidissement au-dessus d'une eau froide, selon le mécanisme de Sweet et al. (1981) et Wallace et al. (1989) (dénommé pour la suite mécanisme SW), augmenterait la stratification et stabiliserait la couche de mélange atmosphérique, découplant les vents de surface des vents plus forts situés à des altitudes de 100m et plus, et réduirait le vent près de la surface océanique. Des études basées sur des mesures atmosphériques de radiosonde confirment l'existence du phénomène (ex : (Wallace et al., 1989)), mais les mécanismes en jeu, et les échelles spatio-temporelles restent incertaines.

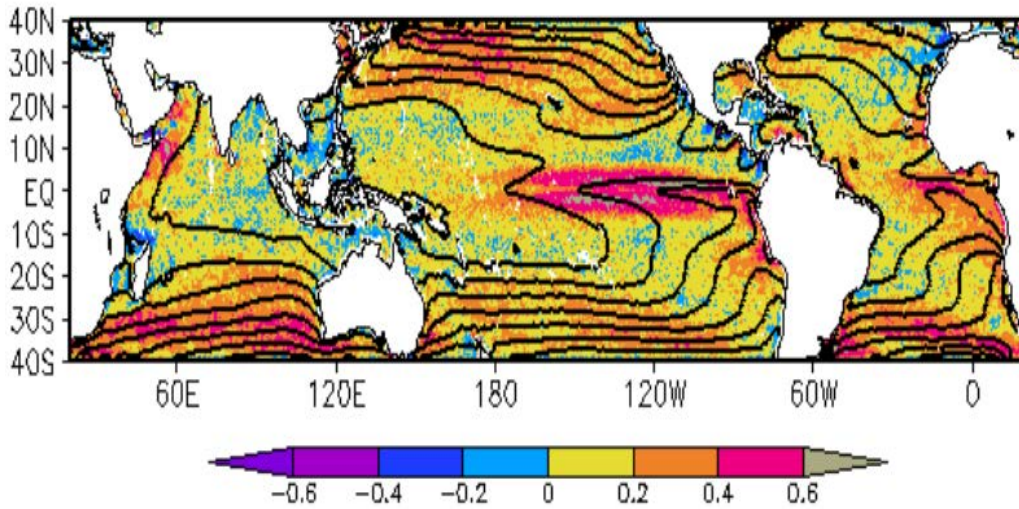


Figure 1.5 – En couleur : la corrélation entre la TSO et la vitesse Vent à 10m. En contours : la moyenne annuelle de la TSO ($^{\circ}\text{C}$, avec des intervalles de contours de 2°C , allant de 14°C à 30°C). Les champs sont issus de TRMM TMI de 1997 à 2004. Les deux champs sont pré-filtrés 1-40 semaines) pour isoler que les fluctuations à petites échelles. D'après Small et al. (2008).

A cause des échelles relativement petites des perturbations de TSO, la variabilité typique des TSO sur ces zones de fronts est attendue à l'échelle intrasaisonnière (quelques heures à quelques semaines). A l'échelle globale, il a été montré qu'elle peut avoir une périodicité de 20-30 jours à l'équateur (exemple équateur pacifique, (Legeckis, 1977; Caltabiano et al., 2005; Lyman et al., 2007)). Dans les moyennes latitudes et dans les hautes latitudes, elle peut tourner respectivement autour de centaines de jours (Stammer, 1997) et de dizaine de jours (exemple, le front d' « Iceland-fearoes », (Scott and McDowall, 1990)).

La variabilité de 20-30 jours à l'équateur correspond aux oscillations des ondes d'instabilité tropicales (OIT). Ces dernières résultent principalement d'un intense cisaillement latitudinal entre les différentes composantes du courant équatorial qui devient instable à la surface et en subsurface (Philander, 1978; Cox, 1980). A l'équateur Pacifique, Qiao and Weisberg (1995) estiment qu'elles ont une longueur d'onde variant entre 1000 et 2000 km, et se propagent vers l'Ouest avec une vitesse de phase de 0.5 m/s. Elles causent de large perturbations du front de TSO entre les eaux froides upwellées à l'équateur et les eaux chaudes situées tout au Nord de l'équateur (Flament et al., 1996; Kennan and Flament, 2000). Leur variabilité peut se projeter dans l'atmosphère, et affecter la formation des nuages (Deser, 1993; Hashizume et al., 2001),

changer le flux de chaleur (Thum et al., 2002) et causer des variations de vent (Hayes et al., 1989; Chelton et al., 2001; Liu et al., 2000; Hashizume et al., 2002). Et ces variations de vents, selon Pezzi et al. (2004), peuvent aussi en retour amortir les anomalies de TSO et la signature méridionale des OIT à l'équateur Pacifique.

Dans l'Atlantique tropical, les OIT ont été également observées sur le front équatorial en été boreal (Wainer et al., 2003; Caltabiano et al., 2005; Bunge et al., 2006; Athie and Marin, 2008). Elles se distinguent comme étant à l'origine du régime le plus dominant la variabilité entre 2-50 jours de la TSO dans l'Atlantique équatorial à l'ouest de 10°W (Athié et al., 2009).

En plus de cette variabilité à 20-30 jours, associée aux OIT, le couplage dans la région équatoriale de l'Atlantique est caractérisée par une variabilité dominante de 10-20 jours à l'est de 10°W. Elle a été observée à la fois sur la TSO et la tension de vent dès la campagne FO-CAL/SEQUAL 6 (Français océan Climat dans l'Atlantique tropical / Seasonal Response of the Equatorial Atlantic, entre Février 1983 et Septembre 1984), (Garzoli, 1987; Houghton and Colin, 1987). Athie and Marin (2008) ont montré que ces fluctuations, associées à une onde mixte de Rossby-gravité, sont forcée par les fluctuations du vent entre 10 et 20 jours à l'est de 10°W, tandis que l'onde oscille en mode libre à l'ouest de 10°W, générant une OIT. de Coëtlogon et al. (2010) suggèrent par la suite que les fluctuations du vent à 10-20 jours dans la zone du front sont elles-mêmes une réponse du vent aux fluctuations de TSO : ce feedback alimente par conséquent une variabilité dont l'échelle dominante est liée aux délais de réponse de la TSO au vent de surface (environ 5 ou 6 jours), et réciproquement, du vent de surface à la TSO (entre 1 et 2 jours).

Notons qu'au-delà de l'échelle des processus, l'impact des fluctuations intrasaisonnières du vent de surface sur la TSO se détecte aussi aux échelles de temps saisonnières et interannuelles. Par exemple, Athié et al. (2009) comparent les années 2005 et 2006 entre avril et août dans le Golfe de Guinée, et suggèrent que les intensifications intrasaisonnières des alizés de Sud-est («coups de vent», ou «wind bursts») contribuent majoritairement au refroidissement de la TSO au Sud de l'équateur. De plus, Caniaux et al. (2011) ont montré que leur impact sur la TSO et la variabilité saisonnière de la langue d'eau froide (date d'apparition et intensité) dépend de l'intensité de ces coups de vent, de leur extension vers l'équateur et des conditions océaniques locales au moment où ils se produisent, via les flux de surface. Par ailleurs, les interactions océan-atmosphère sur les fronts d'upwelling côtiers de l'Atlantique tropical restent encore mal connues. Par exemple, pour l'upwelling Mauritanie-Sénégal, il n'existe pas à notre connaissance d'étude qui s'est intéressé au couplage océan-atmosphère à l'échelle intrasaisonnière. Pour l'upwelling d'Angola-Namibie, Hermes and Reason (2009) ont montré que la variabilité intrasaisonnière de la TSO est dominée au Nord de 17°S par des régimes de 20-30 jours, et 30-64 jours. Dans une étude focalisée au sud de 17°S près des côtes Namibiennes, Goubanova et al. (2013) trouvent également deux régimes intrasaisonniers de la TSO de périodicités similaires.

Toute fois, aucune de ces études ne s'est focalisée sur une éventuelle rétroaction de la TSO sur le vent. Ainsi nous avons jugé important d'effectuer l'analyse du couplage TSO-vent dans toutes les zones principales de fronts de l'Atlantique tropical (2^{ème} partie de la thèse) en nous focalisant sur les échelles de temps où leur variabilité intrasaisonnière est maximale.

Pour résumer la problématique discutée dans cette deuxième partie de thèse, le vent force les upwellings principalement en «poussant» les eaux chaudes de surface vers le large (divergence), relevant la thermocline vers la surface, ce qui accroît la sensibilité de la couche de mélange océanique (et donc de la TSO) aux fluctuations atmosphériques. Le principal processus contrôlant la TSO semble être le mélange vertical, plus que l'entraînement (Peter et al. 2006). Mais d'autres phénomènes peuvent aussi être importants, tels que l'advection horizontale (de Coëtlogon et al., 2010; Giordani et al., 2013), ou les ondes de Kelvin équatoriales (McCreary, 1984; Polo et al., 2008). Réciproquement, la réponse de la basse atmosphère aux fluctuations de TSO aux latitudes tropicales peut se schématiser par un effet dynamique (gradient de pression, ou mécanisme LN), et en parallèle, un effet statique (mélange vertical dans la CLAM). Ce sont donc des systèmes particulièrement complexes à représenter dans les modèles, même à haute résolution, en raison du nombre de processus entrant en jeu et des incertitudes qui persistent encore sur ces mécanismes. Notamment, pratiquement toutes les simulations climatiques globales couplées souffrent de même défaut : les TSO dans les zones d'upwellings équatoriaux et côtiers, à l'est des bassins Atlantique et Pacifique, sont largement trop chaudes. Cela conduit à une mauvaise localisation des systèmes pluvieux, et plus particulièrement ceux de la mousson africaine (Wahl et al., 2011). De plus, ce biais se forme très rapidement (au printemps et en été boréal, on atteint presque 1° de différence entre la TSO observée et la TSO simulée au bout d'un mois de simulation seulement). Ce problème est un frein évident à la fiabilité des scénarios de changement climatique du GIEC. Pourtant, les simulations océaniques, forcées avec les bons flux, présentent un très faible biais (de l'ordre de 0.5°C maximum, (Voltaire et al., 2014)), de même que les simulations atmosphériques forcées par la «bonne» TSO représentent correctement le vent de surface : on soupçonne donc fortement la mauvaise représentation du couplage océan-atmosphère d'être à l'origine de ce défaut général. De plus, lors du passage des simulations CMIP3 aux CMIP5 (en anglais, Coupled Model Intercomparison Project Phase 3 and 5), l'amélioration des modèles en résolution horizontale a permis de résorber en partie le biais dans le Pacifique, mais pas du tout celui de l'Atlantique. Le thème du couplage à l'est des océans Atlantique tropicaux intéresse donc tout particulièrement la communauté internationale des physiciens du climat, qui vise naturellement la réduction des incertitudes concernant le climat futur.

Cette thèse s'articule ainsi en quatre chapitres : dans le chapitre 1, nous décrivons brièvement la circulation atmosphérique de basse couche typique au-dessus de l'océan, avant de détailler le modèle de couche de mélange atmosphérique de Stevens et al. (2002), qui est utilisé dans le chapitre 3. Nous examinons alors la réponse du vent à la TSO à grande échelle en analysant les budgets de quantité de mouvement atmosphérique de surface (vents à 10m et leur convergence), afin de comprendre les différents régimes de vent et types d'équilibre qui caractérisent la dynamique des vents de surface dans l'Atlantique tropical, et la façon dont leur convergence génère la convection au sein de la ZCIT (chapitre 3). Dans le chapitre 4, nous présentons l'article soumis à « *Quarterly Journal of the Meteorological Society* » et qui résume le travail effectué dans la deuxième partie de cette thèse, sur les interactions TSO-Vent dans les principales zones de fronts (Equateur, côtes Sénégal-Mauritanie et Angola-Namibie) où la variabilité de la TSO

est maximale. Le spectre des anomalies intrasaisonnères est également analysé, ainsi qu'un bilan de chaleur local de la couche de mélange océanique. Enfin, la conclusion et les perspectives seront présentées au chapitre 5.

Chapitre 2

Description de la circulation atmosphérique de basse couche en Atlantique tropical

Sommaire

2.1	La circulation atmosphérique générale en surface	15
2.2	La Zone de Convergence Inter-Tropicale (ZCIT)	17
2.3	Profil vertical de la basse atmosphère	18
2.3.1	Couche limite stable	18
2.3.2	Couche limite instable	18
2.4	Le modèle utilisé, forçages et sensibilités aux paramètres . .	19
2.4.1	Le modèle	19
2.4.2	Forçage du modèle	20
2.4.3	Les paramètres du modèle	22
2.4.4	Sensibilité de MCM à ses paramètres	24

2.1 La circulation atmosphérique générale en surface

Le cycle saisonnier de la circulation atmosphérique en Atlantique tropical est essentiellement basé sur l'intensité et la position des cellules tropicales de Hadley. En effet l'excédant d'énergie solaire reçu à la surface dans la zone équatoriale aurait tendance à favoriser une forte convection dans cette région. Les masses d'air s'élèvent et atteignent la tropopause. En altitude, l'air tend à se diriger vers le nord dans l'hémisphère nord, et vers le sud dans l'hémisphère sud. Les masses d'air s'assèchent en altitude, et sont prises dans les courants descendants, générés par des centres d'action anticyclonique subtropicaux. En redescendant l'air se réchauffe, s'humidifie, puis prend une direction sud-est dans l'hémisphère nord, et nord-est dans l'hémisphère sud.

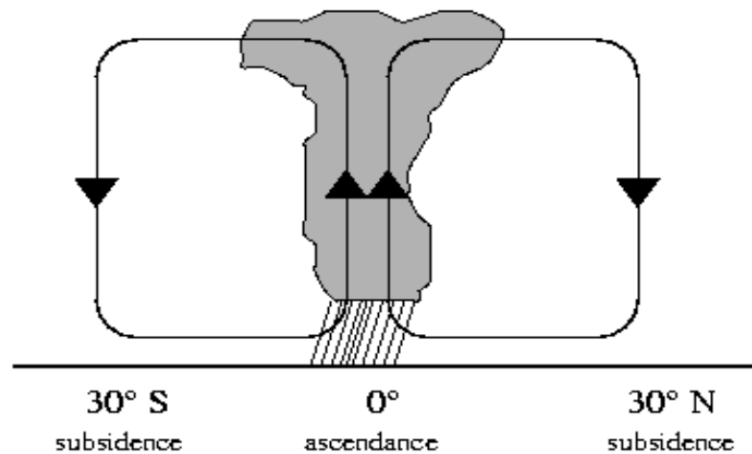


Figure 2.1 – Schéma de la circulation de Hadley.

Ainsi en surface, ces cellules tropicales de Hadley se matérialisent par une configuration des champs de pression marquée par la présence de deux centres d'action anticycloniques situés à des latitudes subtropicales et d'une zone dépressionnaire d'origine thermique proche de l'équateur.

Les anticyclones subtropicaux sont situés en moyenne annuelle vers 30° de latitude au niveau des branches subsidentes des cellules de Hadley. Les positions des centres des anticyclones ont été calculées à partir de moyennes annuelles des champs de pression au niveau de la mer. Chaque anticyclone porte le nom d'un archipel d'îles situées à proximité de sa position moyenne annuelle : dans l'Atlantique nord, l'anticyclone des Açores (centré autour de $35^\circ\text{W}/35^\circ\text{N}$) et dans l'Atlantique sud, l'anticyclone de Sainte Hélène (centré autour de $10^\circ\text{W}/30^\circ\text{S}$).

Via la géostrophie, l'anticyclone des Açores force dans l'est de l'Atlantique Tropical nord des forts vents de nord-est, les alizés. En parallèle à l'anticyclone des Açores, l'anticyclone de Sainte Hélène dirige également dans son côté équatorial des vents du sud-est au dessus de l'océan dans l'hémisphère sud.

A l'est de l'Atlantique, dans le Golfe de Guinée, ces vents de sud-est franchissent l'équateur et sont déviés vers l'est par la force de Coriolis. Le flux de sud-ouest qui en découle étant d'origine océanique, il est chargé d'humidité, qu'il transporte vers le continent. Cette «brise thermique géante» représente le flux de mousson africaine.

Dans la partie centrale-est de l'Atlantique (20°W - 15°W), après avoir franchit l'équateur géographique, ces vent du sud-est sont aussi déviés vers l'est par la force de Coriolis et par d'autres facteurs géographiques et dynamiques, notamment une extension océanique de la dépression saharienne (Pu and Cook, 2012). Ce flux est appelée Jet d'Ouest Africain (Pu and Cook, 2010) et il est présenté comme étant différent de la mousson (Grotsky et al., 2003). Et comme le flux de mousson, ce flux alimente l'Afrique de l'ouest en humidité. Sa variabilité est très corrélée avec celles des précipitations au Sahel (Pu and Cook, 2012).

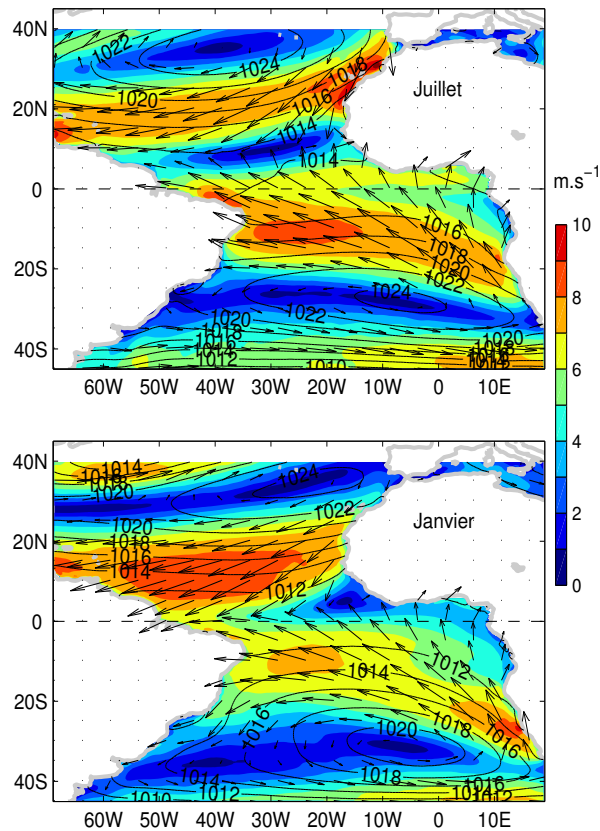


Figure 2.2 – Moyennes mensuelles climatologiques (2000-2009) de janvier (en bas) et juillet (en haut). En vecteurs les vents à 10 m (en vecteurs); en couleurs : leur intensité, et contours : la pression de surface. Tous les champs proviennent des réanalyses CFSR.

2.2 La Zone de Convergence Inter-Tropicale (ZCIT)

La ZCIT est une bande de nuages, située au nord de l'Équateur. Cette bande encercle tout le globe d'est en ouest, elle est associée à une bande zonale de fortes précipitations (Nicholson, 2009). La ZCIT marine est observable au-dessus des océans dont les températures dépassent le seuil de convection situé vers 26-27°C (Waliser and Graham, 1993). Elle se situe à la rencontre des alizés du nord-est, et des alizés du sud-est. Elle joue un rôle central dans le maintien de la circulation tropicale, le transport de chaleur vers les pôles et l'équilibre entre l'eau et l'énergie dans la troposphère. Elle se déplace en latitude de façon saisonnière, en suivant les oscillations de l'équateur thermique. Cette migration saisonnière (en Atlantique tropical) explique une part importante de la variabilité des pluies de mousson en Afrique de l'ouest (Grist and Nicholson, 2001). Il est également connu que la convection profonde dans la ZCIT influencent en retour fortement la circulation atmosphérique à grande échelle (Matsuno, 1966; Gill, 1980).

La ZCIT présente d'intenses variations en différentes échelles de temps (Opoku-Ankomah and Cordery, 1994; Nobre and Srukla, 1996; Giannini et al., 001a,b; Chiang et al., 2000, 2002). Mais à l'échelle saisonnière, Opoku-Ankomah and Cordery (1994) ont montré que l'existence d'une forte corrélation positive entre la ZCIT et la TSO en Atlantique équatorial est.

2.3 Profil vertical de la basse atmosphère

L'influence de la TSO sur l'atmosphère est confinée dans la couche limite atmosphérique (CLA) par opposition à la troposphère libre, généralement au dessus. Elle joue un rôle clé dans les machines énergétiques atmosphérique et océanique, essentiellement dans le couplage entre océan et atmosphère. Sa paramétrisation est actuellement un maillon important de la physique des modèles de prévision et de climat. En limite supérieure, la CLA rejoint les conditions d'atmosphère libre (vent géostrophique déterminé par l'égalité des forces de Coriolis et de pression). Selon l'intensité de la turbulence, on distingue trois états de la CLA : neutre (très peu probable), stable et instable.

2.3.1 Couche limite stable

Dans cette état, les températures à la surface (les TSO) sont inférieures aux températures de l'air au dessus : le flux de chaleur sensible est alors dirigé vers la surface et il y a réduction de la turbulence dynamique. On parle aussi de profil sous-adiabatique. Le mélange est peu intense et il apparaît une couche d'inversion au dessus, et une forte augmentation du module de vent horizontal. on parle alors de jet de basses couches. Cet état est général rencontré pendant la nuit.

2.3.2 Couche limite instable

Ce type de profil est plus fréquent pendant la journée. Sur l'océan c'est encore plus probable sur les zones de forte valeurs de SST. En effet au voisinage de ces zones, de petites structures turbulentes d'origine thermique se créent dans la couche de surface. Il y'a donc une production thermique de la turbulence, et une forte turbulence règne au dessus de la couche de surface, et tend à homogénéiser le milieu ambiant, et forme la couche de mélange atmosphérique marine (CMAM) Les masses d'air chaudes, soumises à un mouvement ascensionnel depuis la surface de l'océan, arrivent au sommet de la CMAM et sont arrêtées par l'atmosphère libre qui est thermiquement stable. Toutefois, l'inertie acquise leur permet de pénétrer l'atmosphère libre avant de retomber dans la CLA. En effet, la température potentielle des masses pénétrant l'atmosphère libre étant inférieure à celle de leur environnement, elles retombent par gravité. Au cours de cette redescende, elles entraînent avec elles des masses d'air d'originaires de l'atmosphère libre. Cet effet est appelé le phénomène d'entraînement, il permet le développement de la CLA et génère un flux de chaleur qui tend à la réchauffer. L'entraînement peut aussi, en présence d'un cisaillement vertical, influencer les vents dans la CLA.

2.4 Le modèle utilisé, forçages et sensibilités aux paramètres

2.4.1 Le modèle

Le modèle utilisé dans cette thèse est un modèle de couche de mélange atmosphérique marine. Nous l'appelons pour la suite MCM. Il a été développé par Stevens et al. (2002), et comme beaucoup de modèle de CMAM, il est basé sur l'équilibre d'Ekman :

$$fk \wedge u + \frac{1}{\rho} \nabla p = \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad (1)$$

où ρ est la densité à la base, p la pression totale et u est le vecteur vent. Le premier terme représente la force de Coriolis, le second la force de pression, les effets de la viscosité et de l'entraînement sont pris en compte par la tension turbulente (le terme à droite de l'équation). Pour construire le champ de vent moyen de la CLA, on intègre l'équilibre (1) sur la hauteur h de la CLA :

$$fk \wedge U + \frac{1}{\rho_0} \nabla P = \frac{\tau(h) - \tau(0)}{h} \quad (2)$$

$$\text{avec } U = \int_0^h u dz \text{ et } P = \int_0^h p dz$$

On voit que les vents subissent les effets de la friction à la surface et d'entraînement au sommet de la couche limite. Pour modéliser le flux turbulent de surface, Stevens et al. (2002) se sont basés sur des hypothèses de Deardorff (1972), et forment la friction comme suit :

$$\tau(0) = (C_D \| U \|) U \quad (3)$$

où C_D est un coefficient d'échange. Ce coefficient est déterminé à partir d'une formule empirique qui dépend de la stabilité de la CLA et de la rugosité de surface. La valeur typique de ce coefficient au dessus des océans tropicaux choisie est environ égale à 1/900, une valeur recommandée également par Garratt (1992).

Pour calculer l'entraînement, Stevens et al. (2002) s'inspire d'études comme Lilly (1968), et le formule comme suit :

$$\tau(h) = w_e (U_T - U) \quad (4)$$

où w_e est le coefficient d'entraînement de la vitesse, U_T le vecteur vent de la troposphère libre. Cette relation est appropriée aux CLA instable, avec des profils de vents verticaux bien homogènes dans toute la CMAM, et ajustés par les vents de la troposphère libre sur une mince couche d'entraînement. Par conséquence dans ce genre de situations, la CMAM se confond pratiquement à la CLA.

Le coefficient d'entraînement, et la hauteur de la CLA sont des paramètres du modèle, ils sont déterminés par optimisation à l'aide d'observations. Ces auteurs ont déterminé que le couple de paramètres ($w_e=0.88 \text{ cm s}^{-1}$, $h=326 \text{ m}$) est le couple optimal pour MCM permettant de reproduire les vents de surface des en été boréal.

Cette manière de formuler l'entraînement a été par la suite validée à l'aide des données de la campagne EPIC2001 par McGauley et al. (2004). La campagne a eu lieu dans le pacifique à 95°W, entre le 5 septembre et le 10 octobre. Ils ont effectué 8 vols entre l'Equateur et 12°N. La méthode choisie pour valider la formulation de l'entraînement de Stevens et al. (2002), consistait à calculer, avec les données de la campagne, tous les termes du bilan de moment cinétique excepté l'entraînement, qu'ils considèrent comme résidu du bilan. Après comparaison, ils notent que le résidu collait bien dans cette région, avec l'entraînement estimée suivant la méthode de Stevens et al. (2002) (figures 9 et 11 de McGauley et al. 2004). Ainsi avec cette formulation de l'entraînement (Eq. 4), on se retrouve avec le modèle suivant :

$$\underbrace{-fk \wedge U}_a - \underbrace{\frac{1}{\rho_o} \nabla P}_b + \underbrace{\frac{w_e(U_T - U)}{h}}_c - \underbrace{\frac{w_d U}{h}}_d = 0 \quad (5)$$

$$\text{avec } C_D \parallel U \parallel$$

Le modèle regroupe quatre termes qui sont la force de Coriolis (a), la force de pression (b), l'entraînement au sommet de la CLA (c), et la friction à la surface de l'océan (d). C'est un modèle de vent linéaire permettant de diagnostiquer les effets de chacune des quatre forces sur la circulation atmosphérique de basse couche. Sa résolution donne les solutions de vents suivantes :

$$U = \frac{U_T \varepsilon_i \varepsilon_e + V_T f \varepsilon_e - \rho_o^{-1} (f \partial_y P + \varepsilon_i \partial_x P)}{\varepsilon_i^2 + f^2} \quad (6a)$$

$$V = \frac{V_T \varepsilon_i \varepsilon_e - U_T f \varepsilon_e + \rho_o^{-1} (f \partial_x P - \varepsilon_i \partial_y P)}{\varepsilon_i^2 + f^2} \quad (6b)$$

$$\text{avec } \varepsilon_i = \frac{w_e + w_d}{h}, \text{ et } \varepsilon_e = \frac{w_e}{h}.$$

Ces derniers coefficients étant introduits pour simplifier les expressions de U et V et rendre plus visibles les paramètres de forçage du modèle.

2.4.2 Forçage du modèle

A notre connaissance, le modèle MCM a jusqu'ici été forcé avec des réanalyses de faible résolution spatiale (CAODS (2x2°) avec Stevens et al. (2002), puis dernièrement ERA40 (2.5x2.5°) avec Back and Bretherton (2009a)). Dans cette thèse, nous utiliserons des réanalyses de hautes résolution : 0.75° pour ERAI et 0.5° pour CFSR.

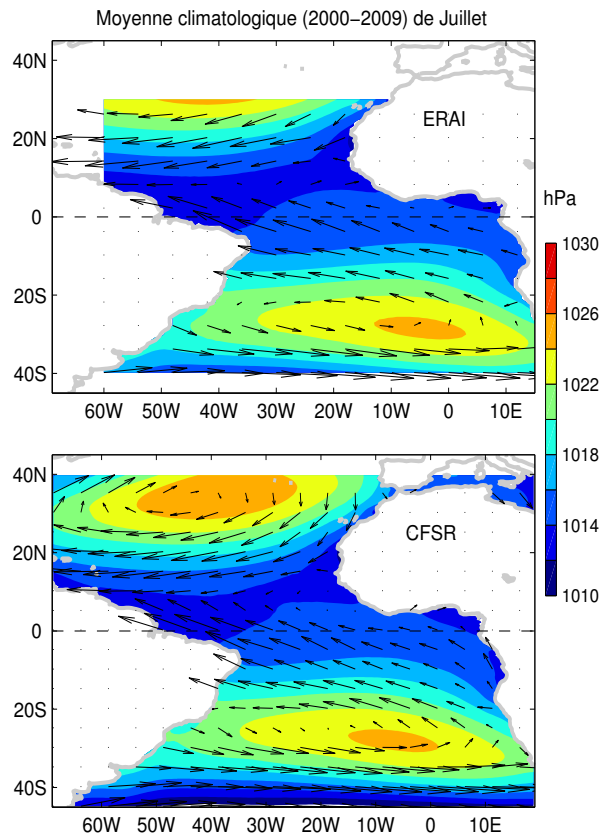


Figure 2.3 – Moyenne mensuelles climatologique, en Juillet de la pression de surface (couleurs), et des vents à 850 hPa (vecteurs) de ERAI (en haut) et CFSR (en bas), utilisés pour forcer le MCM.

Réanalyse ERA-Interim :

La réanalyse ERA-Interim est produite par le CEPMMT. Elle simule l’atmosphère globale sur la période de 1979 à aujourd’hui avec une résolution temporelle de 6 h. Les variables sont fournies sur une grille horizontale régulière de $0,75^\circ$ en longitude et latitude et sur une grille verticale de 37 niveaux. La SST est requise comme condition aux limites dans le modèle atmosphérique du CEPMMT. Avant 2002, ce sont des SST hebdomadaires interpolées pour obtenir des valeurs journalières, déjà utilisées dans la réanalyse ERA-40 (Uppala et al., 2005), qui sont utilisées. A partir de 2002, un changement a été effectué pour bénéficier de nouveaux produits journaliers (produit NCEP opérationnel journalier puis, OSTIA (Stark et al., 2007)). Il y a donc une nette amélioration de qualité de la SST avant et après 2002.

Réanalyse CFSR :

La réanalyse CFSR est produite par le NCEP (National Centers for Environmental Prediction). Elle simule le système atmosphère océan-terre et a la particularité de prendre en compte le couplage océan-atmosphère, ce qui est un atout pour une étude des interactions air-mer. Elle couvre la période de 1979 à 2010 avec une résolution temporelle de 6h. L’atmosphère est représentée sur une grille horizontale régulière de $0,5^\circ$ en longitude et latitude et sur une grille verticale de 37 niveaux. Jusqu’en 1981, ce sont les mêmes TSO que ERA-40. Par la suite, un produit journalier est construit à partir de mesures in situ et satellites combinées selon Reynolds et al. (2007).

Comme le montre l'équation 6, la simulation des vents de surface nécessite la pression de surface, et le vent troposphérique (considéré par Stevens et al. (2002) dans MCM comme le vent à 850 hPa des réanalyses) et des paramètres h et w_e du modèle.

2.4.3 Les paramètres du modèle

Les paramètres du modèle sont obtenu par optimisation statistique. La technique d'optimisation s'inspire de l'approche de Deser (1993). Cette dernière, dans son étude, travail avec un modèle de couche mélange où la force d'entraînement et l'advection horizontal sont négligées :

$$fV + \frac{1}{\rho_o} \partial_x P = \varepsilon_x U \quad (7a)$$

$$-fU + \frac{1}{\rho} \partial_y P = \varepsilon_y V \quad (7b)$$

avec U , V , les composante zonale et méridionale du vent de surface, $\partial_x P$, $\partial_y P$ les dérivées suivant la composante zonale et méridionale de la pression de surface, f , ρ_o , et ε_x et ε_y respectivement le paramètre de Coriolis, la densité de l'air à la surface de l'océan et les coefficients de friction.

Deser stipule que d'après les équations 7a et 7b, la somme des composantes de la force de pression et de Coriolis doit varier linéairement en fonction des composantes respectives du vent, et que les coefficients zonal et méridional de friction les plus optimaux peuvent être assimilés aux coefficients de régressions respectifs. Ainsi elle détermine ses coefficient de frictions en faisant la régression linéaire entre la résultante climatologique des composantes des forces de pression et de Coriolis sur chaque point de grille de son domaine d'étude et les composantes de vent correspondants.

Dans MCM on se retrouve dans la même situation que Deser (1993), si on nous posons dans l'équation 2 :

$$\varepsilon_x = \frac{\tau_x(h) - \tau_x(0)}{hU} = \left(\frac{\|U\| C_D + w_e}{h} \right) - \frac{w_e}{h} \left(\frac{U_T}{U} \right) \quad (8a)$$

$$\varepsilon_y = \frac{\tau_y(h) - \tau_y(0)}{hV} = \left(\frac{\|U\| C_D + w_e}{h} \right) - \frac{w_e}{h} \left(\frac{V_T}{V} \right) \quad (8b)$$

Les résultats des régressions sur le bassin Atlantique (50°W-15°E/30°S-30°N) pour la climatologie 2000-2009 du mois de juillet sont présentés en Fig. 3.2.

Les coefficients trouvés sont comparés avec ceux de Deser (1993) et de Stevens et al. (2002) sur le tableau 1.

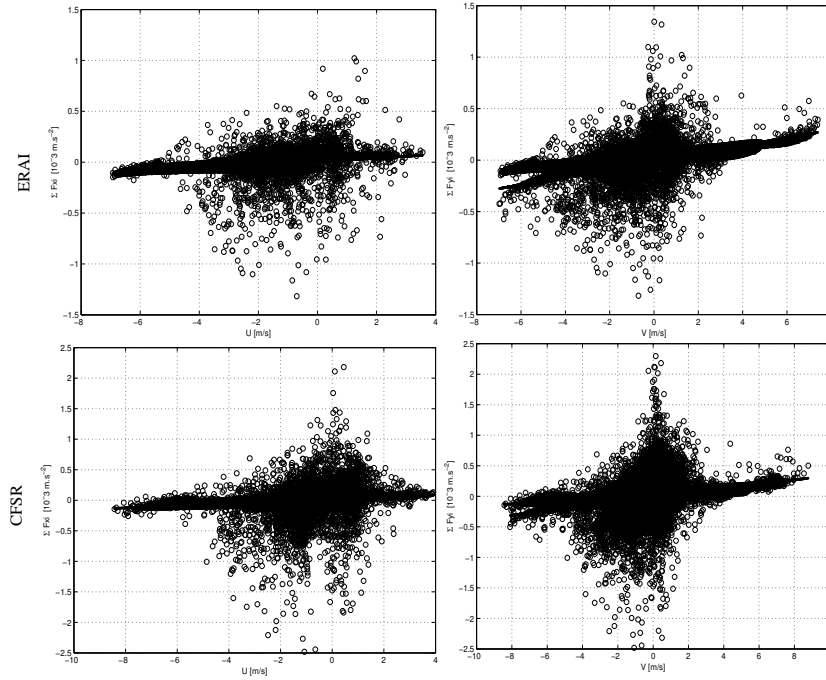


Figure 2.4 – Nuage de points de la somme des composantes des forces de pression de surface et Coriolis contre les composantes respectives des vents de surface. Les panneaux (a) et (b) correspondent aux composantes zonale et méridionale pour ERAI, et (c) et (d) respectivement pour CFSR.

Comme dans Deser (1993) et dans Stevens et al. (2002), nos coefficients de régression sont beaucoup plus importants avec la composante zonale qu’avec celle méridionale (2 à 3 fois supérieurs). Nous avons également noté qu’entre les deux réanalyses, les coefficients sont de même ordre de grandeur. Par rapport aux résultats de Deser (1993) et de Stevens (2002), nous constatons que, sur la composante zonale, les coefficients de régression issus de notre calcul sont légèrement supérieurs, mais que sur l’axe méridien, l’ordre de grandeurs est le même. Cette différence sur la composante zonale peut être due à la fine résolution de nos données de forçage.

Table 1 – Les valeurs estimées de ε_x et de ε_y après régression. U_o et V_o correspondent aux ordonnées à l’origine des droites de régression respectivement sur la composante zonale et méridionale

	ε_x^{-1} (jours)	ε_y^{-1} (jours)	U_o (ms ⁻¹)	V_o (ms ⁻¹)
MCM-E	0.76	0.33	-1.6	-0.2
MCM-C	0.78	0.33	-0.6	0.0
Stevens	0.59	0.35	-1.7	0.2
Deser	0.61	0.24	-1.4	0.2

Nous avons ensuite déterminé les paramètres indépendants du modèle MCM, h et w_e , avec ces coefficients, en moyennant les équations 8a et 8b sur le bassin Atlantique. Les résultats sont présentés dans le tableau 2 ci-dessous.

Table 2 – Les paramètres du MCM en Juillet climatologique comparés à ceux trouvé par Stevens et al. (2002) dans le Pacifique tropical en JJA

Modèles	Paramètres
Stevens	$h = 365 \text{ m}$, $w_e = 0.9 \text{ cms}^{-1}$
MLM-E	$h = 271 \text{ m}$, $w_e = 0.53 \text{ cms}^{-1}$
MLM-C	$h = 279 \text{ m}$, $w_e = 0.57 \text{ cms}^{-1}$

Nos paramètres sont plus faibles que ceux de Stevens et al. (2002), mais restent comparables. Nous avons retrouvé des hauteurs de CLA égale à 271 m avec ERAI et 279 m avec CFSR, et des vitesses d’entraînements de l’ordre 0.53 et 0.57 cm/s respectivement, contre 365m comme hauteur de CLA, et près de 1 cm/s comme vitesse d’entraînement au sommet de la CLA pour Stevens et al. (2002) en été boréal (JJA). A noter que nos valeurs optimales de CLA sont très faibles par rapport à ce qu’on attend de cette quantité. Ceci avait aussi interpellé Stevens et al. (2002), qui affirment que la valeur optimale de CLA doit être interprétée comme la hauteur effective nécessaire pour le modèle de reproduire les vents de surface climatologiques.

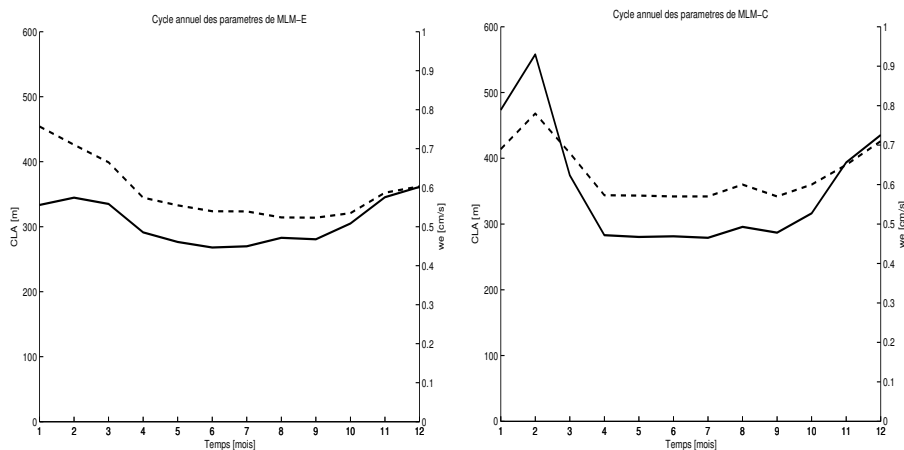


Figure 2.5 – Cycle annuel des paramètres w_e et h .

Nous avons également constaté, comme Stevens et al. (2002), que la hauteur de CLA est beaucoup plus importante en hiver quand été boréal (Figure 2.7). Le cycle saisonnier est plus marqué dans MCM-C (MCM forcé avec CFSR) que dans MCM-E (MCM forcé avec ERAI). Dans MCM-C on peut atteindre une valeur de hauteur de CLA de l’ordre de 570 m en février, alors que dans MCM-E, la plus grande valeur de hauteur de CLA est observé en Décembre, et elle est de l’ordre de 380 m. Nous avons aussi noté, comme Stevens et al. (2002), que plus la hauteur de CLA est grande plus la vitesse d’entraînement est élevé (Figure 2.5).

2.4.4 Sensibilité de MCM à ses paramètres

Deux expériences sont faites pour tester la sensibilité du modèle MCM par rapport à ces paramètres h et w_e : Une pour la sensibilité par rapport à h , et une autre par rapport à w_e .

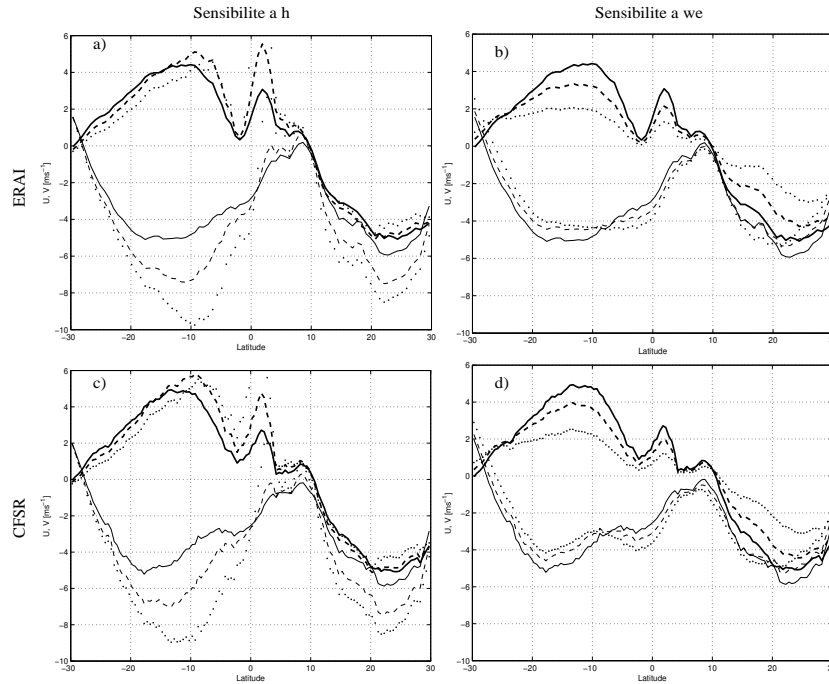


Figure 2.6 – Test de sensibilité du modèle MCM par rapport à ces paramètres. Les courbes pleines représentent les composantes zonales (minces) et méridionales (épaisses) des modèles MCM-E (a,b) et MCM-C (c,d) avec respectivement les paramètres ($h=271\text{m}$, $w_e=0.53$), ($h=279$, $w_e=0.57$). (a) Sensibilité à la hauteur de CLA : $h = 1000\text{m}$ (pointillées) et $h = 500\text{m}$ (tiretées). (b) Sensibilité à la vitesse d’entraînement : $w_e=2\text{ cm/s}$ (pointillées) et 1cm/s (tiretées). Nous avons moyenné sur toutes les longitudes de l’océan Atlantique.

Sensibilité par rapport à la hauteur de CLA (h) :

Pour tester la sensibilité par rapport à h , nous avons fixé la vitesse d’entraînement w_e à sa valeur optimale pour MCM-E et MCM-C. Et nous avons fait varier arbitrairement h entre ses valeurs optimales de 500 m et 1000 m. La composante méridionale est quasi insensible par rapport à la hauteur de CLA, il n’existe pas de dépendance en tout cas linéaire entre la composante méridionale V du vent et la hauteur de la CLA le long des tropiques en Atlantique. Par contre pour la composante zonale, entre 25°S et l’Equateur et 12°N et 30°S, on note une forte dépendance du vent zonal à la hauteur de CLA. Plus celle-ci est importante plus le vent zonal augmente en valeur absolue. Le vent zonal peut augmenter de 2 m/s en valeur absolue à chaque fois qu’on double la hauteur de la CLA (10°S). Entre l’Equateur et 10°N, la sensibilité de la composante zonale du vent à h n’est pas très remarquable.

Sensibilité par rapport à la vitesse d’entraînement au sommet de CLA (w_e) :

Comme avec la hauteur de CLA, pour tester la sensibilité de MCM par rapport à la vitesse d’entraînement au sommet de la CLA, nous avons fixé la hauteur de la CLA à sa valeur optimale (pour MCM-E, MCM-C), et puis nous avons fait varier arbitrairement w_e entre ses valeurs optimales de 1 cm/s, et 2 cm/s. Les résultats montrent que contrairement à la hauteur de la CLA, le vent zonal n’est pas très sensible à la vitesse d’entraînement w_e . C’est plutôt, la composante méridionale qui montre plus de sensibilité par rapport à w_e . On peut constater sur la figure 2.8 (b,d), que plus w_e augmente plus le vent méridional diminue en valeur absolue. En doublant la vitesse d’entraînement, on peut assister à une diminution en valeur absolue de 1 m

s^{-1} de la composante méridionale du vent ($10^{\circ}S$). Ce pendant la sensibilité n'apparaît pas aussi bien marquée entre l'Equateur et $10^{\circ}N$.

Ainsi en Juillet, on peut retenir qu'entre l'Equateur et $10^{\circ}N$, le modèle MCM, n'est pas trop sensible à ses paramètres. Par contre sur le reste des tropiques, la composante zonale apparaît très sensible à la hauteur de la CLA, comme la composante méridionale l'est à la vitesse d'entraînement au sommet de la CLA.

A l'issue de leurs test de sensibilité Stevens et al. (2002) avaient retenue les paramètres $h = 500$ m et $w_e = 1$ cm s^{-1} comme étaient les meilleurs paramètres du modèle MCM, car positionnant le modèle à une état moyen de sensibilité. Cette conclusion se confirme avec nos deux réanalyses, le modèle MCM semble avoir le même statut avec le couple de paramètres ($h = 500$ m, $w_e = 1$ cm s^{-1}).

Chapitre 3

Bilans climatologiques de quantité de mouvement et de convergence des vents de surface en Atlantique tropicale

Sommaire

3.1	Le bilan de la quantité de mouvement	27
3.1.1	Validation du modèle de couche de mélange	28
3.1.2	Classification des équilibres de vents	29
3.2	Bilan de la convergence de surface	33
3.2.1	L'approche de Back and Bretherton (2009a)	35
3.2.2	L'approche de Takatama et al. (2012)	35
3.2.3	Présentation des bilans	37
3.2.4	Décomposition de la contribution de la pression totale	40
3.2.5	Décomposition de la contribution de la P_{CLA}	42
3.3	L'influence des TSO sur le bilan de convergence	43
3.3.1	Comparaison des laplaciens de la P_{CLA} et de la TSO	43
3.3.2	Comparaison du «downwind SST gradients» et de la contribu- tion de l'entraînement	45

Ce chapitre examine les bilans de quantité de mouvement et de convergence des vents de surface en Atlantique tropicale, afin de caractériser l'influence de la TSO sur ces quantités.

3.1 Le bilan de la quantité de mouvement

L'étude du bilan de quantité de mouvement consiste ici à réaliser un diagnostic de la contribution de chacune des forces du MCM dans l'équation du vent. Dans cette thèse, l'étude

climatologique du mois de juillet sera présentée, d’une part parce que durant cette période de l’année, les gradients de TSO associés à l’upwelling équatorial sont forts, mais aussi parce que la ZCIT se situe alors à une latitude éloignée de l’upwelling équatorial, faisant ainsi qu’on peut voir séparément les effets de ces deux phénomènes.

3.1.1 Validation du modèle de couche de mélange

La figure 3.1 montre la moyenne mensuelle climatologique de juillet des vents du modèle MCM, dont le calcul est décrit dans le chapitre précédent avec pour forçage des données issues des réanalyses : ERAI pour MCM-C, et CFSR pour MCM-E. Les observations satellites QuikSCAT et les vents à 10m de chacune des réanalyses sont également montrées pour comparaison. Globalement, le modèle simule correctement les vents. Les plus grandes différences entre les sorties de modèles (MCM ou réanalyses) et les observations surviennent à proximité de l’équateur et des côtes africaines, et au niveau de la ZCIT océanique (10-45°W, Eq-10°N) :

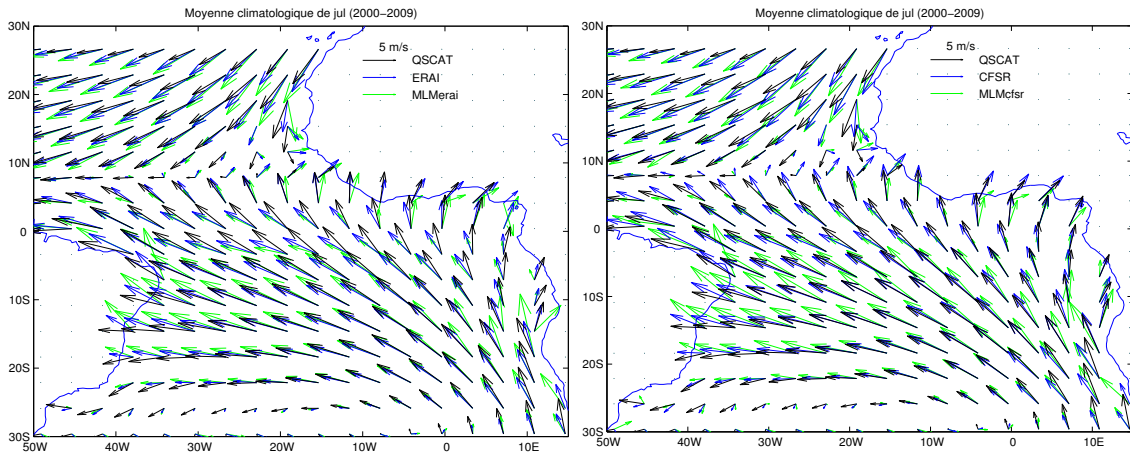


Figure 3.1 – Moyennes climatologiques du mois de juillet des vents QSCAT (noirs), des vents à 10m des réanalyses (bleus), et des vents simulés par MCM (vecteurs).

Dans la bande 5°S-5°N, à l’est surtout, le modèle MCM sous-estime l’intensité des vents à 10m avec les deux jeux de forçage. Les vents des réanalyses CFSR sont plus cohérents avec les observations, mais les vents de MCM-E (CFSR) restent sous-estimés. Cette sous-estimation est encore plus marquée dans MCM-C (ERAI), ce qui peut être dû au fort couplage air-mer dans cette région, mieux représenté dans CFSR qui est une réanalyse couplée. Juste au nord de l’upwelling équatorial, MCM se corrige en terme d’intensité, et surestime même légèrement les réanalyses et les observations, mais en terme de direction, il simule des vents systématiquement déviés à droite par rapport aux réanalyses et aux observations.

A l’est, près des côtes africaines, on constate que MCM surestime généralement les vents de surface avec les deux jeux de réanalyses. Ces zones correspondent à une couche de mélange atmosphérique relativement stable et basse à cause de la TSO froide des upwellings : le vent troposphérique dans MCM (vent extrait des réanalyses à 850 hPa) pourrait être pris trop haut pour ces régions, ce qui conduirait à une mauvaise représentation de l’effet du cisaillement vertical entre le vent de la CLA et le vent troposphérique, dans le terme de mélange vertical

dans le modèle (terme fortement dépendant du cisaillement).

Entre 5 et 10°N à l'ouest de la position de la ZCIT, MCM sous-estime de moitié environ les vents de surface observés, mais de façon comparable entre MCM-C et MCM-E. Cette zone est une zone de convection, mais aussi une zone à faible gradients de TSO (c'est le réservoir d'eau chaude du bassin Atlantique tropical) : la couche de mélange atmosphérique est très instable et profonde, et les vents troposphériques pourraient être cette fois pris trop bas pour forcer MCM, conduisant là encore à une mauvaise estimation de mélange vertical. D'autres processus, notamment thermodynamiques, ne sont pas pris en compte dans MCM, et pourraient être également à l'origine de ce biais.

Au sud de la ZCIT, et à l'ouest de l'upwelling (est de 20°W, 10°S-Eq), les modèles MCM présentent des biais importants par rapport aux observations en terme de direction. Les vents du modèle sont systématiquement déviés à l'ouest (de l'ordre de 15°) par rapport aux observations. Ce biais est également présent dans le vent de surface des réanalyses. Ce biais entraîne un renforcement anormal de la convergence des vents de surface dans cette zone, créant ainsi ce qu'on appelle communément la seconde ZCIT. Pratiquement tous les modèles globaux couplés océan-atmosphère souffrent de ce problème (Mechoso et al., 1995; Meehl and Arblaster, 1998; Terray, 1998; Kirtman and Shukla, 2002; Guilyardi et al., 2003; Kiehl and Gent, 2004; Biasutti et al., 2006). Les modèles simulent une seconde ZCIT dans cette région durant toute l'année, alors que dans les observations, cette convergence au sud de l'équateur apparaît seulement entre mai et décembre (Liu and Xie, 2002), quand la langue d'eau froide est moins intense. Zhang et al. (2004) pensent que ce problème est dû à des erreurs de représentation du rotationnel du vent au niveau de l'upwelling équatorial, où à une mauvaise représentation de la couverture des nuages stratiformes qui s'installe au-dessus des eaux froides ; le rayonnement solaire atteignant la zone serait alors surestimé et surchaufferait la région de l'upwelling (Ma et al., 1996; Yu and Mechoso, 1999; Dai and Singleton, 2003), accélérant les alizés du sud-est.

En résumé, il faut souligner que le modèle simple MCM est déficient dans les zones d'upwellings, et à l'ouest de la ZCIT, vraisemblablement car ce sont des régions où les processus thermodynamiques, non pris en compte dans MCM, sont susceptibles d'être très importants pour le contrôle des vents de surface. Mais partout ailleurs dans le bassin, MCM présente de bonnes performances, qu'il soit forcé avec ERAI ou avec CFSR. Il peut donc être utilisé pour une classification des grands équilibres déterminant les vents en Atlantique tropical.

3.1.2 Classification des équilibres de vents

Le modèle MCM, basé sur les forces de gradients de pression, de Coriolis, d'entraînement de la troposphère libre et de friction de surface, nous permet de quantifier les forces dominantes dans ce bilan de quantité de mouvement. Nous les avons donc tracées sur une grille régulière de l'Atlantique tropical. A ces quatre forces, nous avons ajouté celle d'advection, négligé par Stevens et al (2002) mais aisément calculable avec le vent observé, ainsi que le vecteur « résidu » calculé comme la différence entre la dérivée temporelle mensuelle du vent observé et la somme de l'effet des 5 forces. Les résultats font émerger plusieurs familles de régimes, présentées ici pour le modèle MCM-CFSR (Fig. 3.2a). Notons que les résultats obtenus avec MCM-ERAI ne

changent pas les résultats significativement.

Loin de l'équateur (au sud de 15°S et au nord de 10°N, encadrés en bleu sur la Fig. 3.2a), on observe un régime classique de vents forts dominés par l'équilibre géostrophique (la norme de la force de Coriolis atteint plus de la moitié de celle des gradients de pression, et l'angle entre les deux forces est proche de 160 degrés), la différence étant généralement équilibrée par la friction en surface. Cependant, en allant vers l'est près des côtes africaines (jusqu'à environ 5° de longitude vers le large), à proximité des zones d'upwelling Sénégal-Mauritanien et d'Angola-Benguela, la force d'entraînement deviennent plus importantes, et viennent donc s'ajouter aux trois forces sus-citées. Ces relativement plus fortes contributions de l'entraînement pourraient être dues à une mauvaise représentation dans MCM de la force d'entraînement dans ces zones, car on constate que le résidu y est important. Comme déjà mentionné auparavant, le modèle présente en effet une mauvaise performance pour ces zones. Notons que nous avons aussi examiné si l'erreur du modèle dans ces zones ne pouvait pas s'expliquer par l'absence d'advection horizontale dans MCM, mais la contribution de l'advection n'est pas corrélée avec le résidu. Ainsi ce biais est plus probablement lié à une mauvaise estimation de l'entraînement dans cette région.

Près de l'équateur (5°S-10°N, en vert sur la Fig. 3.2a, et Figure 3.2b), on note que les forces sont beaucoup plus faibles (2 à 3 fois plus faibles que dans le régime géostrophique), en accord avec les vents plus faibles. De plus, la force de Coriolis disparaît naturellement près de l'équateur, au profit de la friction, de l'entraînement, et du résidu. Les équilibres sont alors de trois sortes : dans le golfe de Guinée (à l'est de 10°W), la force de pression est équilibrée par l'entraînement et la friction, qui sont à peu près colinéaires. Puis, à mesure qu'on avance vers l'ouest, l'entraînement diminue, et la friction vient équilibrer pratiquement à elle seule la force de pression entre 5°S et 5°N dans le modèle. Sur le rail équatorial entre 25°W et 10°W, on trouve un résidu très important en relatif, là où les eaux de l'upwelling équatorial sont particulièrement froides, de même qu'au-dessus des zones très chaudes entre l'équateur et 5°N. Dans les deux cas, on peut penser que la couche de mélange, sous l'effet stratifiant ou déstabilisant des TSO, est respectivement beaucoup moins épaisse et beaucoup plus épaisse que la couche correspondant à 850hPa considérées dans le calcul, ce qui génère d'importantes erreurs. La contribution de l'advection horizontale est également non négligeable dans cette région, surtout dans le golfe de Guinée.

Entre 15°S et 5°S (encadré noir Fig. 3.2a), on note un régime transitoire entre le régime de vents fort loin de l'équateur et le régime de vent faible proche de l'équateur. Les équilibres sont dominés par la force de pression et de Coriolis avec des contributions des autres forces et notamment la force de friction.

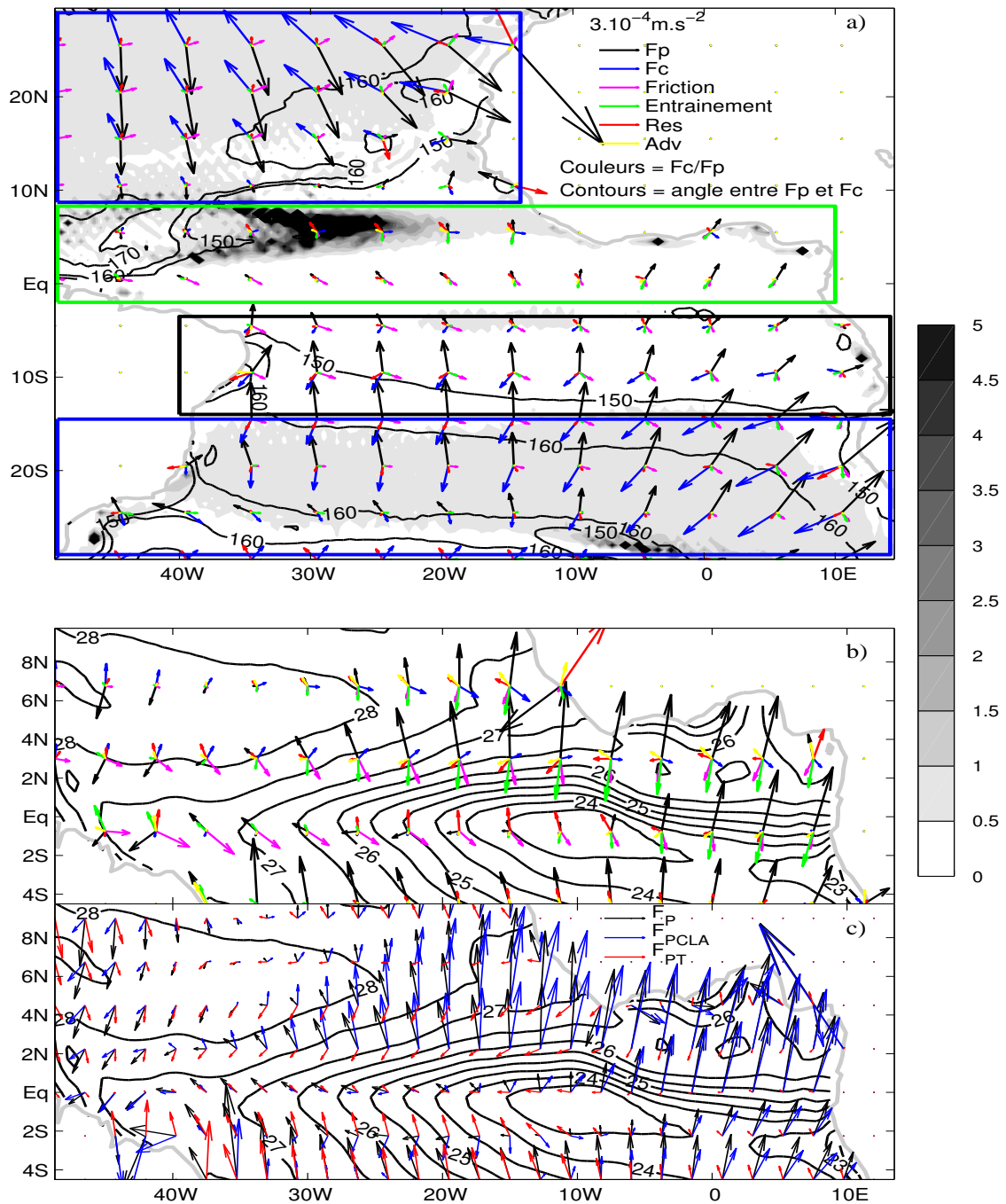


Figure 3.2 – a) : Bilan de la quantité de mouvement climatologique (2000-2009) de juillet en Atlantique tropical. Vecteurs noirs, bleus, violets et verts : termes des forces de (resp.) gradient de pression, Coriolis, friction et l'entraînement du modèle. Les vecteurs rouges indiquent le terme résiduel du modèle, et les vecteurs jaunes l'advection horizontale. Nuances grises : rapport entre la force de Coriolis et la celle de la pression. Contours noirs : angle entre les vecteurs forces de pression et Coriolis. b) les vecteurs représentent les mêmes choses qu'en a), et les contours noirs représentent la moyenne climatologique de juillet de la TSO. c) : Vecteurs noirs, bleus et verts : respectivement la force de gradient de pression totale (F_P), celle due à la pression dans la CLA (F_{PCLA}), et celle due à la pression troposphérique (F_{PT}). Les contours noirs représentent la même chose que dans b). Tous les termes sont ici calculés avec CFSR.

En somme, MCM montre que la prise en compte de la force d'entraînement est ainsi une force relativement importante pour reproduire la dynamique des vents de surface en Atlantique

tropical, mais la principale force reste la force de pression. Elle est présente dans tous les équilibres, et représente toujours la force motrice, même dans la zone d'eau chaude et de vents faibles de la ZCIT. Ainsi pour mieux analyser l'influence de la TSO sur la contribution de cette force de pression dans la zone des forts gradients équatoriaux, nous avons décomposé cette dernière en une composante due à la pression dans la CLA (P_{CLA}), et une autre due à la pression troposphérique (P_T). Cette décomposition nous permet de mieux comprendre le rôle des gradients de pression dans la CLA, afin de pouvoir les comparer avec les gradients de TSO pour bien saisir leur influence éventuelle et repérer peut-être les traces du mécanisme de LN. Pour la décomposition, nous avons procédé comme Back and Bretherton (2009a) :

$$P_S = P_{CLA} + P_T \quad (9)$$

Comme dans Stevens et al. (2002), Back and Bretherton (2009a) assimilent la pression troposphérique à la pression à 850 hPa. Ils le calculèrent suivant la formule suivante :

$$P_T = 850hPa + \rho_{850} \left(\Phi_{850hPa} + \bar{\Phi}_{850hPa} \right) \quad (10)$$

avec Φ_{850hPa} , le géopotential à 850 hPa, la connotation «barre» désignant la moyenne entre 30°S et 30°N, et ρ_{850} , la densité de l'air à 850 hPa, elle est calculée à partir de l'expression suivante $(\rho_o \varepsilon_e) / (\rho_{850} \varepsilon_i) = 70\%$, qui résulte de l'hypothèse qu'environ 70% de la masse de troposphère est en dessous de 850hPa.

La figure 3.2c montre que la contribution des gradients de la troposphère libre est quasi négligeable au dessus du front nord de l'upwelling : ce sont les gradients de pression dans la CLA qui contrôlent la force de pression. Sur le front sud-ouest de la langue d'eau froide (43°W-8°W / 5°S-Eq), les deux contributions sont du même ordre de grandeur. Là, les effets de surface ne dominent donc pas le budget, rendant l'interprétation des liens entre conditions océaniques de surface et vent de surface plus complexe. La figure 3.2c montre également, entre environ 3°N et 3°S, une assez bonne concordance de direction entre les gradients de pression et ceux de la TSO, comme attendu de la théorie d'ajustement hydrostatique de la pression sur les TSO invoquée par LN. Ainsi, sur les fronts nord, ouest et sud-ouest de l'upwelling, la force due aux gradients de pression dans la CLA se dirige bien vers le sens positif des gradient de TSO. Cette force a priori davantage contrôlée par les gradients de TSO s'oppose généralement à la force liée à la troposphère libre, donnant un vent total relativement faible. La situation inverse est également observée sur le front nord (près de l'équateur) : la contribution de la pression dans la CLA est orientée vers le nord, dans le même sens que les forces de gradient de pression dues au front de TSO. Cependant sur le front nord, l'accroissement d'amplitude, par rapport au front sud, semble plus élevé pour la force de la CLA que pour le gradient de TSO. De plus, le maximum de la contribution de la force de P_{CLA} est décalé de 2 à 3 degrés de latitude vers le nord par rapport au minimum de gradient de TSO. Ce décalage a été aussi observé sur le front nord de l'upwelling équatorial dans le Pacifique par Small et al. (2005). Ces derniers, avec un modèle

atmosphérique régional de haute résolution, ont montré que ce décalage est dû à l'advection thermique. Ils pensent en effet que, par le biais du mélange verticale dans la CLA, l'état de la TSO est transmis sur toute la colonne de la couche de mélange atmosphérique, et comme les gradients de pression dans la CLA sont étroitement liés aux gradients des températures de cette couche, l'advection de ces derniers pendant le mélange vertical génère alors ce décalage. Leurs explications ont été confirmées dans le front nord de la langue d'eau froide Atlantique par de Coëtlogon et al. (2013). La figure 3.2a montre aussi que la contribution de l'advection horizontale est en effet forte dans cette zone.

De plus, toujours entre 3°S- 3°N, il y a une bonne concordance en termes d'amplitude entre les gradients de TSO et la force de pression dans la CLA (figure 3.2c). Sur les fronts ouest et sud-ouest de l'upwelling, où les gradients de TSO sont plus faibles (iso-lignes de TSO moins resserrées entre elles), la contribution de la force de pression dans la CLA est moins intense, comparée au front nord (central et est), où les gradients de TSO sont plus forts (isolines de TSO très resserrées).

En résumé, nos résultats suggèrent que la TSO influence bien les vents de surface dans la bande équatoriale au dessus des fronts, via l'ajustement de la pression dans la CLA. Cependant, il apparaît que les gradients de pression troposphériques peuvent être d'amplitude comparable à ceux influencés par les TSO, et qu'ainsi l'interprétation des distributions de vents de surface ne peut pas être directement reliée aux gradients de TSO. Aux concepts de la théorie de LN, il faut donc ajouter les effets majeurs qu'à la troposphère libre via ses gradients de pression et via la force d'entraînement au somme de la CLA. Enfin, il apparaît incontournable de considérer aussi les effets de friction et, plus régionalement, d'advection, pour interpréter le champ de vent de surface équatorial.

Après l'analyse du contrôle des vents de surface, c'est le contrôle des précipitations marines par ces vents qui est l'objet de notre étude. Nous allons donc raffiner l'analyse, en étudiant les mécanismes expliquant les convergences des vents de surface, afin de proposer de nouveaux éléments capables d'aider à comprendre l'effet de la TSO sur les précipitations.

3.2 Bilan de la convergence de surface

Pour analyser l'action de la TSO sur l'atmosphère, la convergence (ou divergence) des vents de surface est souvent utilisée (Chelton et al. 2001,2004 ; Back and Bretherton 2009a ; Takatama et al. 2012 ; etc.). En effet, dans les tropiques, il existe une forte corrélation spatio-temporelle entre maximum de TSO, convergence des vents de surface et convection profonde, comme on peut le constater avec les TSO Reynolds, la convergence des vents QSCAT et la convection profonde (mise en évidence ici par les forte valeurs négatives des température de brillances de CLAUS) (Figure 3.3). Durant toute l'année, les zones de convergence coïncident avec des zones où la température de brillance est très négative, autrement dit des zones de convection profonde.

A l'aide d'analyses statistiques poussées des réanalyses ERA40 et NCEP, Back and Bretherton (2009b) ont essayé de clarifier davantage cette relation de causalité. Ils montrent qu'à l'échelle climatologique dans les tropiques, le premier mode (qui explique plus de 50% de la variance to-

tale) de la convection profonde au sein de la ZCIT (dans les réanalyses NCEP et ERA-40) est associé à une forte convergence dans les basses couches atmosphérique, et aucune convergence dans les couches profondes (voir leur figure 2). Ainsi ils concluent que la convergence des vents de surface serait donc la cause, plutôt que la conséquence de la convection au sein de la ZCIT. Ceci par ailleurs venait de confirmer un constat qu'ils avaient fait dans un autre papier parallèle (Back et Bretherton 2009a), où, en utilisant plusieurs modèles de circulation générale, ils avaient noté que partout où ces modèles surestiment la convergence, ils y surestiment également la pluie (voir leurs figures 8 et 9).

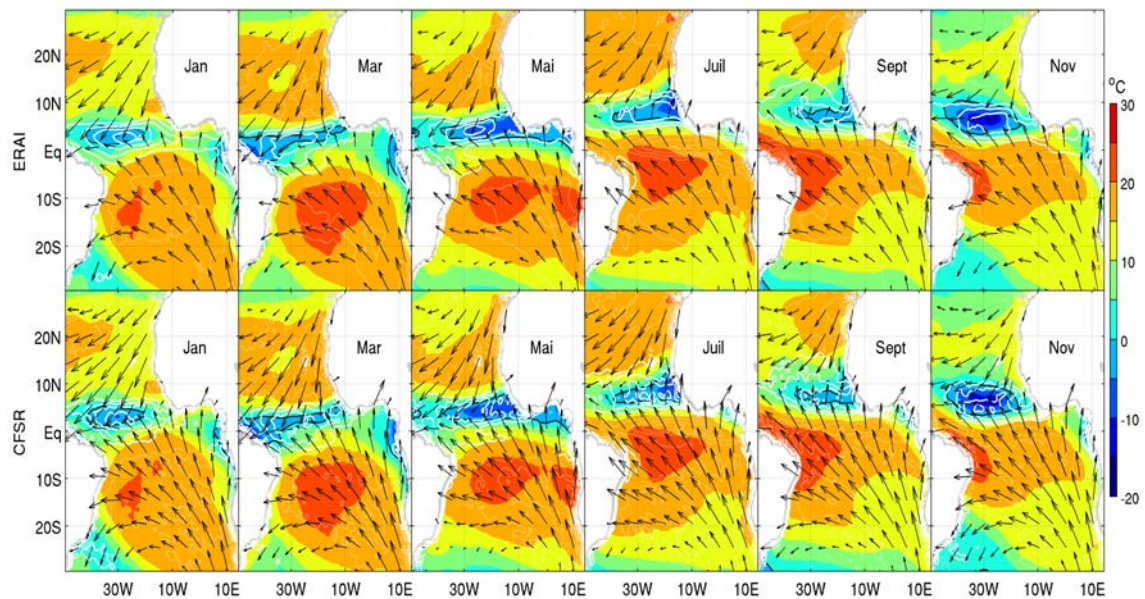


Figure 3.3 – Moyennes mensuelles climatologique (2000-2009) de la température de brillance (TB) de CLAUS (en couleurs, CI 5°C), des vents à 10 m (en vecteurs), et de leurs convergences (contours blancs) de ERAI (en haut), et de CFSR (en bas). Les contours noirs délimitent les valeurs négatives de la TB.

Ainsi, pour savoir si la surface océanique, notamment la TSO, contrôle la convergence des vents de surface ou pas, l'analyse du bilan de la convergence est souvent utilisée (Back et Bretherton 2009a, Takatama et al. 2012). Le principe est de regarder d'abord l'influence des différents termes du bilan, et ensuite d'essayer de voir le lien entre les TSO et les termes dominants de ce bilan. Back and Bretherton (2009a) l'ont fait sur l'ensemble des océans tropicaux, englobant notre zone d'étude (l'Atlantique tropical), avec le même modèle que nous (MCM). Mais leur modèle était forcé par des réanalyses (ERA-40) de basse résolution spatiale (2.5°). Ils ont également conservé dans leur modèle les mêmes paramètres que Stevens et al. (2002), que ces derniers avaient obtenus par optimisation avec leurs données de forçage (les réanalyses COADS). Nous pensons ainsi qu'il est important de refaire cette étude, mais cette fois d'une manière beaucoup plus zoomée sur l'Atlantique tropical, et avec des réanalyses de plus hautes résolutions spatio-temporelles (0.75° et 0.50°). En plus de reprendre les diagnostics de Back et Bretherton (2009a), nous allons approfondir leur approche par celui de Takatama et al. (2012). Ces derniers, en voulant regarder l'influence des TSO sur la circulation atmosphérique dans le Gulf Stream, ont aussi effectué une étude du bilan de la convergence, mais avec une nouvelle méthode légèrement

différente de celle de Back and Bretherton (2009a), notamment plus efficace dans le diagnostic du mécanisme de LN.

3.2.1 L'approche de Back and Bretherton (2009a)

Back and Bretherton (2009a) calculent tout d'abord les vents du modèle MCM (Equation 5a,b) avec pour forçage les réanalyses ERA-40. Ils constatent que les vents du modèle ne sont fonction que de la pression totale et des vents troposphérique (vents à 850 hPa). Le modèle étant linéaire, ils séparent facilement la contribution de la pression totale de celle de la troposphère libre, en annulant respectivement le vent troposphérique, et la pression dans les équations (5a,b). Ils obtiennent les vents dus à la contribution de la pression totale (U_p, V_p) dus au forçage par les vents troposphérique (U_t, V_t) suivants :

$$U_p = \frac{-\frac{1}{\rho_o}(f\partial_y P + \varepsilon_i \partial_x P)}{\varepsilon_i^2 + f^2} \quad (11a)$$

$$V_p = \frac{+\frac{1}{\rho_o}(f\partial_x P + \varepsilon_i \partial_y P)}{\varepsilon_i^2 + f^2} \quad (11b)$$

$$U_T = \frac{U_T \varepsilon_i \varepsilon_e + V_T f \varepsilon_e}{\varepsilon_i^2 + f^2} \quad (12a)$$

$$V_T = \frac{V_T \varepsilon_i \varepsilon_e + U_T f \varepsilon_e}{\varepsilon_i^2 + f^2} \quad (12b)$$

(voir page 20 pour ε_i et ε_e)

Pour obtenir leur bilan de convergence, ils calculent séparément la convergence des vents ci-dessous et les comparent avec celle des vents du modèle (Equation 6a,b).

3.2.2 L'approche de Takatama et al. (2012)

Le bilan de Takatama et al. (2012) est aussi basé sur l'équation dynamique :

$$-fV = -(1/\rho_o)\partial_x P + E_x - \varepsilon U + A_x \quad (13a)$$

$$+fU = -(1/\rho_o)\partial_y P + E_y - \varepsilon V + A_y \quad (13b)$$

où U et V désignent respectivement les composantes zonale et méridienne du vent de surface, E_x et E_y celles de l'entraînement, A_x et A_y celles de l'advection horizontale. P représente le champs de pression de surface, f le paramètres de Coriolis, et ε le coefficient de friction. Ils calculent tous les termes de l'équation 10 avec un modèle régionale de circulation atmosphérique, puis ils résolvent pour obtenir le vent et exprimer le bilan de leur convergence comme suit :

$$\begin{aligned}
 divU = & -\frac{1}{\rho_o} \left[\frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + f^2} \nabla^2 P + M_1 \partial_x P + M_2 \partial_y P \right] + \\
 & \left[\frac{f}{\varepsilon^2 + f^2} \nabla \times \vec{E} + \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + f^2} \nabla \cdot \vec{E} + M_1 E_x + M_2 E_y \right] + \\
 & \left[\frac{f}{\varepsilon^2 + f^2} \nabla \times \vec{A} + \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + f^2} \nabla \cdot \vec{A} + M_1 A_x + M_2 A_y \right]
 \end{aligned} \tag{14}$$

$$\text{où } M_1 = \partial_x \left[\frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + f^2} \right] + \partial_y \left[\frac{-f}{\varepsilon^2 + f^2} \right], \text{ et } M_2 = +\partial_x \left[\frac{-f}{\varepsilon^2 + f^2} \right] + \partial_y \left[\frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + f^2} \right].$$

Le bilan de la convergence est ainsi exprimé en fonction de la contribution de l'ajustement dynamique via la pression (1^{er} crochet à droite), le mélange vertical (2^{ième} crochet à droite), et l'advection horizontale (3^{ième} crochet à droite).

Dans notre cas, nous allons calculer les contributions de la pression et celle de l'advection horizontale directement à partir des réanalyses. La contribution de l'entraînement est estimée en utilisant les paramètres (w_e et h) de MCM. Ainsi, avec la méthode de Takatama et al. (2012), nous avons la contribution de l'advection dans le bilan de la convergence, mais aussi, avec cette approche, la séparation des contributions des deux termes de pression (effets de leurs gradients zonaux et méridionaux, ou de celui de leur laplacien) nous permettra d'isoler facilement les effets du laplacien de la pression dans le bilan de la convergence. Nous supposons en effet que ce laplacien est un signal lié au mécanisme de LN, et donc à la TSO, car ce mécanisme repose principalement sur l'équation (15) suivante (dans l'hypothèse d'un régime de vent faible et stable qui permet de négliger l'advection horizontale) :

$$fU = -\nabla P + \varepsilon U \tag{15}$$

avec f le paramètre de Coriolis, U le vent horizontal, P la pression, et ε le coefficient de friction exercée par la surface. Les auteurs ont exprimé les gradients de pression en fonction de la distribution spatiale de la TSO en utilisant l'équation hydrostatique, et en supposant que les températures dans la CLA sont linéairement reliées à la TSO. La relation entre les gradients de pression dans la CLA et le gradient de TSO est donc linéaire :

$$\nabla P = k \nabla SST \tag{16}$$

avec $k = \log(P_o/P_T)$, $P_o = 1011 \text{ hPa}$, et P_T la pression troposphérique. Ainsi, la divergence de l'équation (15) ci-dessus permet de relier linéairement la divergence de U au laplacien de TSO. Mieux qu'une influence du gradient de TSO sur la convergence de surface via le gradient de pression, le mécanisme LN peut donc s'interpréter comme une influence du laplacien de TSO sur le vent de surface via le laplacien de pression.

Par ailleurs, nous pensons que l'approche de Takatama et al. (2012) permet aussi de mettre en évidence, voir de quantifier, le mécanisme SW, en comparant la contribution du mélange vertical turbulent à celle des gradients de TSO projetés sur la direction du vent environnant,

communément appelé «downwind TSO gradient» en anglais (Chelton et al. 2001). Ainsi dans cette partie, ces deux méthodes seront utilisées et comparées.

3.2.3 Présentation des bilans

Avec le modèle MCM forcé par les réanalyses hautes résolutions ERAI et CFSR, et les réanalyses tout court, cette section examine le bilan de l'état moyen mensuel climatologique de juillet de la convergence des vents de surface, et celui de son évolution mensuelle (sa migration de juillet en Août). On se focalise sur le mois du juillet pour les mêmes raison que précédemment dans l'analyse du bilan de la quantité de mouvement.

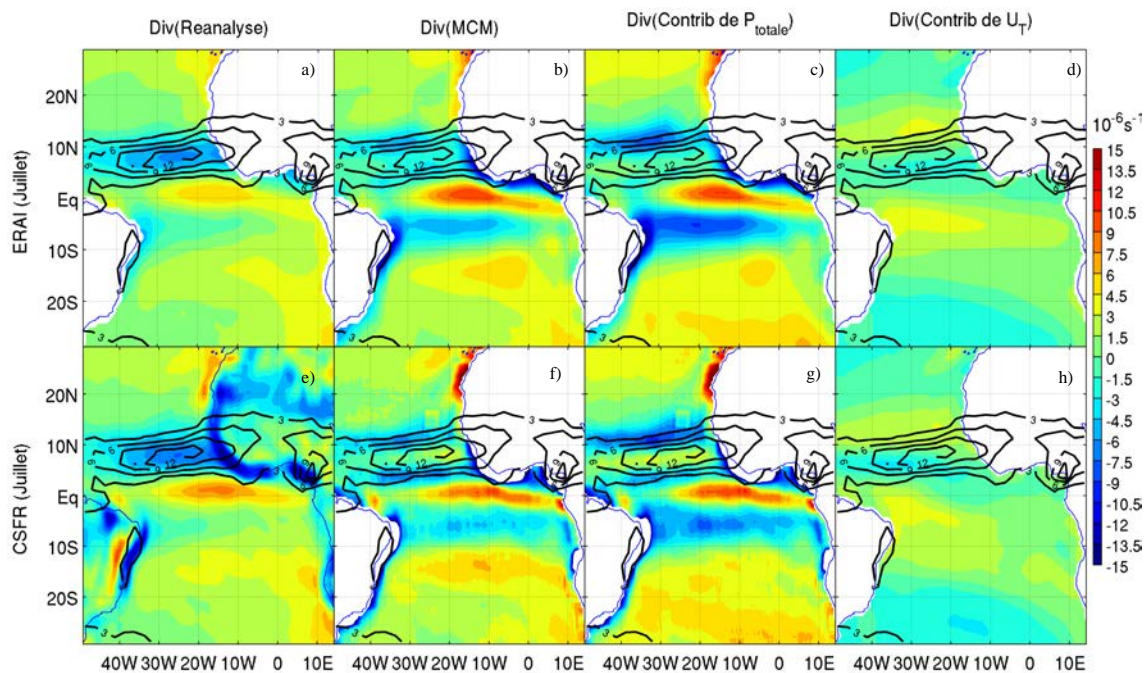


Figure 3.4 – Bilan de la convergence suivant l'approche de Back and Bretherton (2009a). Les panneaux a), b), e) et f) montrent l'état moyen de la convergence de juillet dans les réanalyses (a) pour ERAI, et e) CFSR) et dans les modèles de MCM. Les panneaux c) et d) montrent les contributions de la pression totale, et du mélange vertical dans la convergence totale représentée par le MCM-E. Les f) et g) pour la convergence simulée par MCM-C. Précipitations GPCP en contours noirs.

La figure 3.4 compare la convergence simulée par MCM à celles des réanalyses (ERAI et CFSR). Elle présente aussi les contributions de la pression totale et des vents troposphériques dans le bilan de convergence des vents de surface. Contrairement à la conclusion de Back and Bretherton (2009a), MCM n'arrive pas à bien simuler la convergence de la ZCIT (5-10°N) océanique (ces auteurs ne présentent en fait pas de validation de cette quantité). Le modèle simule bien de la convergence au niveau de la position de la ZCIT, mais le maximum de convergence qui devrait correspondre à la position centrale de la ZCIT apparaît légèrement déplacé vers le nord (Nord de 10°N). Près des côtes Brésiliennes et d'Afrique de l'ouest, MCM donne par contre de la convergence exactement là où les vents à 10m des réanalyses convergent, même s'il faut noter que la convergence de MCM dans ces zones est nettement plus forte que celle des

réanalyses. La figure 3.4 montre aussi que la distribution spatiale de la convergence dans MCM est largement dominée par la pression totale. Le positionnement trop nord de la ZCIT océanique et la surestimation de l'amplitude de la convergence au niveau des zones côtières dans MCM, apparaissent induites par la contribution de la pression totale.

Sous un autre angle, nous avons aussi essayé de vérifier ce résultat avec l'approche de Takatama et al. (2012). Mais cette fois ci, le bilan de convergence est d'abord présenté uniquement en fonction de la contribution de la pression totale. Le résidu représente ainsi la différence entre la convergence totale des vents de surface et la contribution de la pression totale. Les contributions de l'entraînement et de l'advection sont également représentées (Figure 3.5).

Le résultat montre que le signal de la contribution de la pression dans Takatama et al. (2012) reste le même que dans Back and Bretherton (2009a) : en réalité, mathématiquement, la contribution de la pression revient au même dans les deux méthodes. Et cette pression totale génère un maximum de convergence trop au nord par rapport à la position de la ZCIT océanique. La bonne position de cette partie de la ZCIT s'explique par le résidu. On constate également que ce dernier n'apparaît spatialement corrélé ni à la contribution de l'advection horizontale, ni à celle de l'entraînement. Il doit donc être essentiellement dominé par les termes de diffusion latérale et verticale, ainsi que les erreurs (d'ordre thermodynamique) sur la paramétrisation de la force d'entraînement.

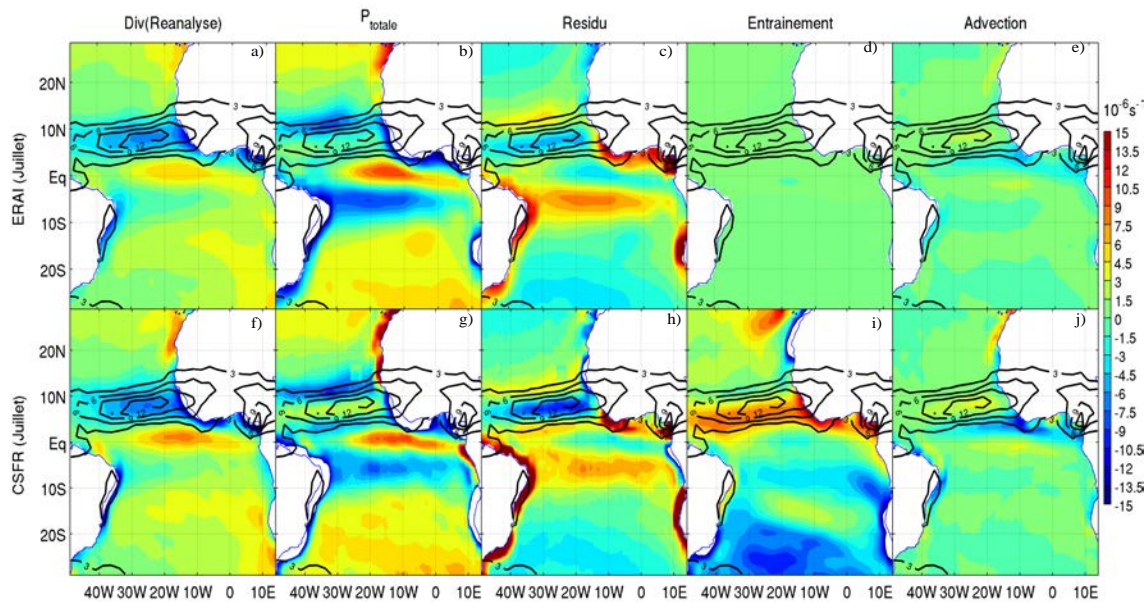


Figure 3.5 – Bilan de la convergence suivant l'approche de Takatama et al. (2012). Les panneaux de la première ligne sont associés à ERAI, et ceux de la 2^{ème} lignes à CFSR. a) et f) représentent la convergence climatologique de juillet dans les réanalyses ; b) et g) représentent les contributions de la pression totale. c) et h) les résidus, qui correspondent à la différence entre la convergence totale et la contribution de la pression ; d), et i) les contributions du mélange vertical ; et e) et f) les contributions de l'advection horizontale. Précipitations GPCP en contours noirs.

Sur les côtes d'Afrique de l'Ouest (au sein de la ZCIT continental), la convergence générée par la pression totale est fortement corrélée avec les précipitations. Cependant, il faut noter que l'advection horizontale, négligée dans MCM, apparaît aussi très importante dans le Golfe de Guinée. Notamment, deux maxima de convergence apparaissent exactement sur les deux zones

de maximum de précipitation (au sud du Cameroun, et à la frontière Liberia - Côte d'ivoire). Avec cette distribution, l'advection horizontale pourrait être le mécanisme le plus important dans l'explication de la convergence et des pluies dans ces régions, plutôt que l'évaporation locale, en plus de l'ajustement au gradient de pression. Par ailleurs, au large des côtes Brésiliennes, à part celle de la pression totale, aucune autre contribution n'apparaît cohérente avec les précipitations dans cette région. Le gradient de pression semble être le seul facteur pouvant y expliquer la pluie.

Par ailleurs, nous nous sommes intéressé également au bilan de l'évolution d'un mois à l'autre de la convergence, afin de mieux comprendre les processus qui contrôlent la migration de la convergence au sein de la ZCIT. Pour effectuer ce bilan, nous avons directement dérivé l'équation du bilan de quantité de mouvement (dans lequel la dérivée temporelle du vent n'est pas négligée). L'évolution mensuelle de la convergence est ici obtenue en calculant la divergence de la dérivée partielle temporelle des vents à 10m dans les réanalyses, égal à la dérivée temporelle de la divergence des vents de surface. Comme l'unité de temps est le mois, ceci donne l'évolution d'un mois à l'autre de la convergence. Cette évolution peut alors être exprimée en fonction de la somme des divergences de l'ensemble des forces du bilan de moment cinétique (pression, Coriolis, friction, entraînement, advection horizontale).

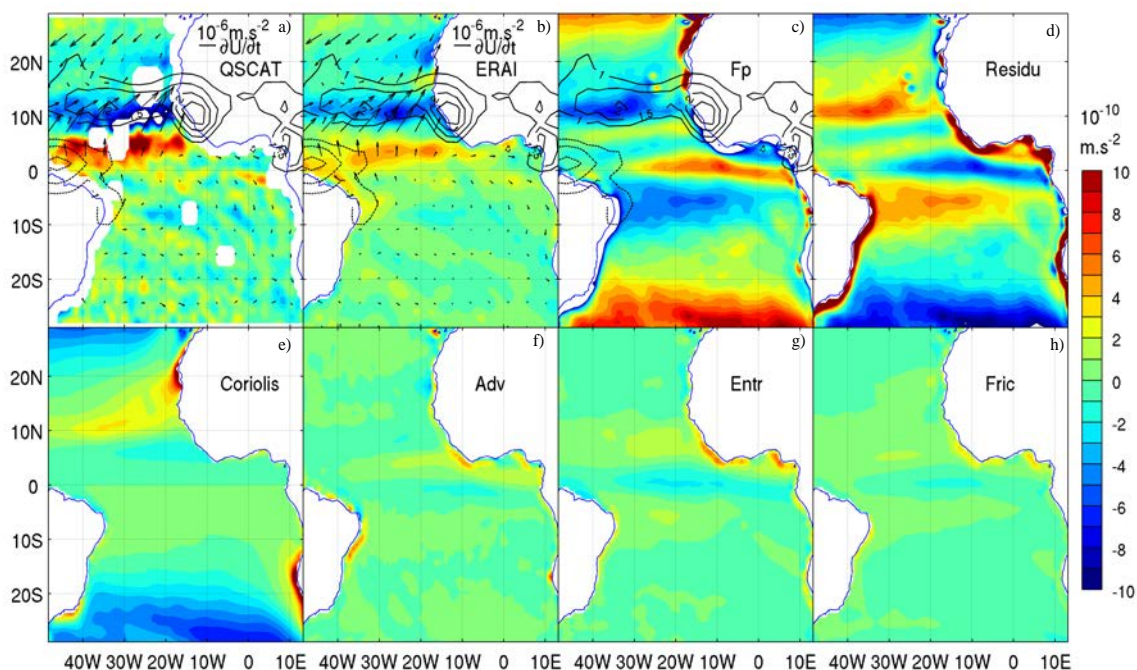


Figure 3.6 – Bilan de l'évolution mensuelle (de juillet en Août) climatologique de la convergence. Les panneaux a) et b) représentent respectivement l'évolution de juillet en Août pour QSCAT et ERAI. c) la contribution de la pression totale; d) le résidu, qui correspond à la différence entre le total et la contribution de la pression; e),f),g) et h) respectivement les contributions des forces de Coriolis, de l'advection horizontale, de l'entraînement et de la friction. Les contours noirs représentent la différence entre précipitations climatologiques d'Août et de juillet.

Comme précédemment, le bilan est d'abord exprimé uniquement en fonction de la pression : le résidu correspond donc à la différence entre l'évolution mensuelle de la convergence du vent de surface, et la contribution de la pression dans cette évolution. Les contributions des autres

forces (Coriolis, advection, entraînement et friction) sont également présentées à titre indicatif (Figures 3.6 et 3.7). Les résultats montrent qu'avec les deux réanalyses, l'évolution d'un mois à l'autre de la position de la ZCIT océanique est largement contrôlée par la pression. Le résidu, de même signe que la contribution de Coriolis, semble indiquer que l'effet de la pression, plus fort que l'évolution de la convergence elle-même, est amorti si on tient compte de Coriolis autour de 10°N (panneau c). Les autres forces (advection, friction, entraînement) semblent d'influence plus faible, sauf sur les zones littorales. Donc la migration d'un mois à l'autre de la ZCIT semble bien être principalement contrôlée par la contribution de la pression (ou par la géostrophie si on est suffisamment loin de l'équateur).

Mais cette contribution de la pression est-elle attribuable à l'influence de la TSO ? De nouveau, pour le savoir, nous décomposons ce terme de pression en deux contributions : celle de la pression dans la couche de mélange, et celle de la troposphère libre. Sachant que l'influence de la TSO sur la circulation atmosphérique doit en effet être beaucoup plus visible dans la pression de la CLA, nous estimons donc sa contribution dans le bilan de la convergence du vent de surface.

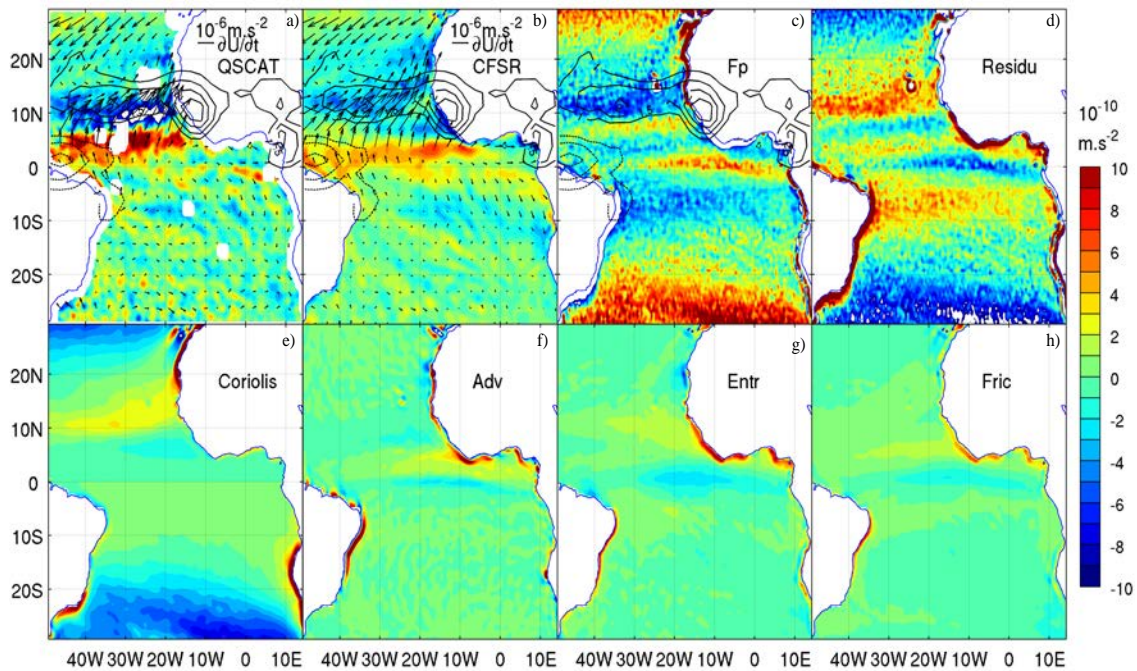


Figure 3.7 – Même choses que la Figure 3.6, mais pour CFSR.

3.2.4 Décomposition de la contribution de la pression totale

Dans CFSR, la contribution de P_{TL} est très faible sur l'ensemble du bassin. Signifiant ainsi que la pression totale y est carrément dominée par la pression dans la CLA. Dans ERAI, on remarque également que la contribution de la pression totale est dominée par celle de P_{CLA} , mais toutefois, la contribution de P_{TL} est aussi importante et non négligeable. Ceci peut être apprécié quantitativement avec les corrélations spatiales entre la contribution de chacun des deux termes, et celle de la pression totale. Dans CFSR, le coefficient de corrélation dû à la contribution de P_{CLA} est de +0.99, contre -0.22 pour la contribution de P_{TL} , alors que dans ERAI la corrélation due à P_{CLA} est de +0.96, contre +0.03 pour P_{TL} .

On remarque que suivant différentes zones et les réanalyses utilisés, la contribution de la pression totale peut être modulée par celle P_T ou celle de la P_{CLA} , ou toutes les deux à la fois. Par exemple dans ERAI, l'extension trop peu méridionale de la ZCIT océanique est essentiellement (près de 60%) due à la contribution de la pression dans la troposphère libre. Alors que pour CFSR c'est la pression dans la CLA qui y contrôle la contribution de la pression totale dans le bilan de la convergence. Dans ERAI, la contribution de P_{CLA} au sein de la ZCIT océanique a tendance à générer le maximum de convergence légèrement au sud par rapport à P_T , mais reste toujours un peu méridionale (10°N) par rapport à la position normale de la ZCIT (sud de 10°N). Sur les zones côtières (Brésil, Afrique de l'Ouest), les deux réanalyses sont en accord, la P_{CLA} domine la contribution de la pression totale.

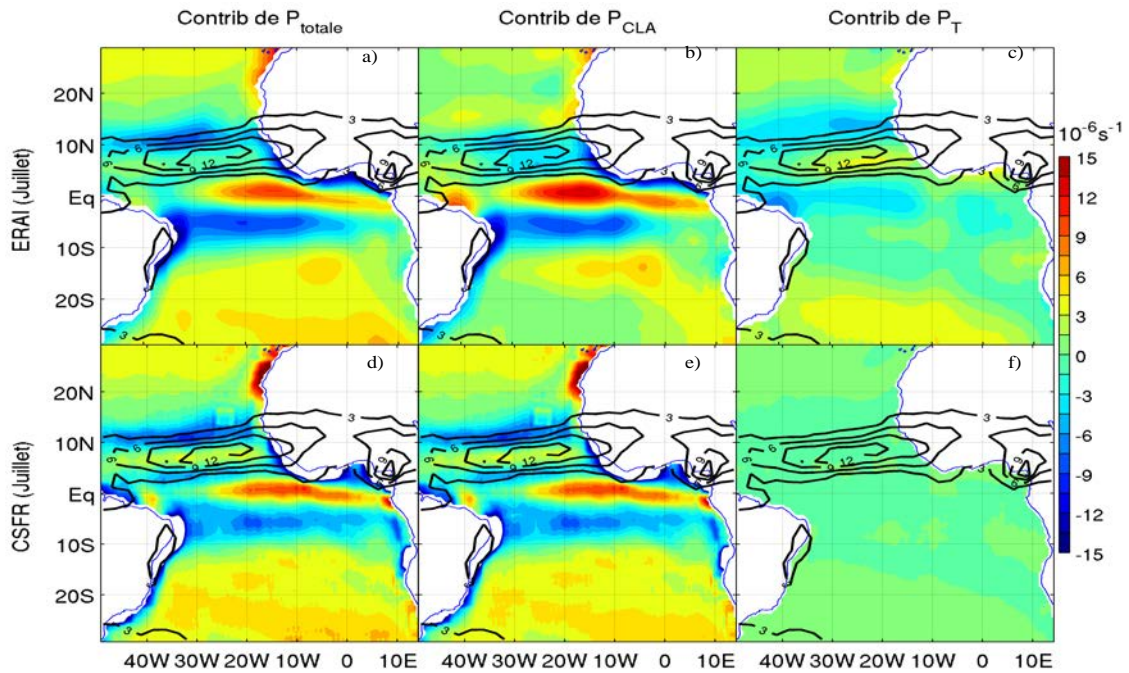


Figure 3.8 – Bilan de la contribution de la pression totale sur l'état moyen de la convergence en juillet. Les panneaux de la première ligne sont associés à ERAI, et ceux de la 2^{ème} lignes à CFSR. a) et d) : La contribution de la pression totale. b) et e) : celle due à la pression dans la CLA. c) et f) : celle due à la pression troposphérique. Précipitations GPCP en contours noirs.

Par ailleurs, pour l'évolution mensuelle de la convergence, nos deux réanalyses se divisent encore : ERAI montre que c'est P_T qui domine légèrement celle de P_{CLA} dans la migration mensuelle de la convergence au sein de la ZCIT océanique, avec pratiquement la même proportion que le bilan de l'état moyen mensuel, tandis que CFSR lui affirme que c'est la contribution de P_{CLA} qui contrôle celle de la pression totale. Les résultats de CFSR sont très cohérents avec sa nature, le couplage air-mer y est mieux représenté que dans ERAI. Mais il est difficile d'affirmer si c'est CFSR qui donne le meilleur résultats ou pas, car il faut également noter que les résultats de ERAI confirment partiellement ceux avec les observations de campagne EPIC2001 dans le Pacifique est (McGauley et al. 2004). Ces derniers y avaient montré que la variabilité de la pression totale est principalement dominée par la pression troposphérique (leur figure 7b).

En résumé, on peut retenir que la migration de la ZCIT est principalement dominée par

les processus dynamique liée à la force de pression. Selon les réanalyses ERAI, dans l'évolution mensuelle de la ZCIT, la contribution de la pression totale est légèrement dominée par la pression troposphérique. Par contre dans CFSR, c'est la pression dans la CLA qui domine. Nos résultats relance ainsi le débat sur l'origine de la convergence des vents de surface particulièrement au sein de la ZCIT océanique, car ils mettent carrément en doute la fameuse conclusion de Back and Bretherton (2009a) affirmant qu'à l'échelle climatologique la convergence au sein de la ZCIT marine est principalement contrôlée par les gradients de pression dans la CLA. Nous avons vue que des processus autres que dynamiques sont nécessaires pour bien simuler la position normale de la ZCIT (océanique). La pression elle seule n'explique pas tout. Sur les zones côtières (Brésil et l'Afrique de l'ouest, les conclusions de Back and Bretherton (2009a) se confirment : la convergence est dominée par la pression totale, qui est dominée par la contribution de la pression dans la CLA, il est donc important d'aller vérifier mécanisme de LN.

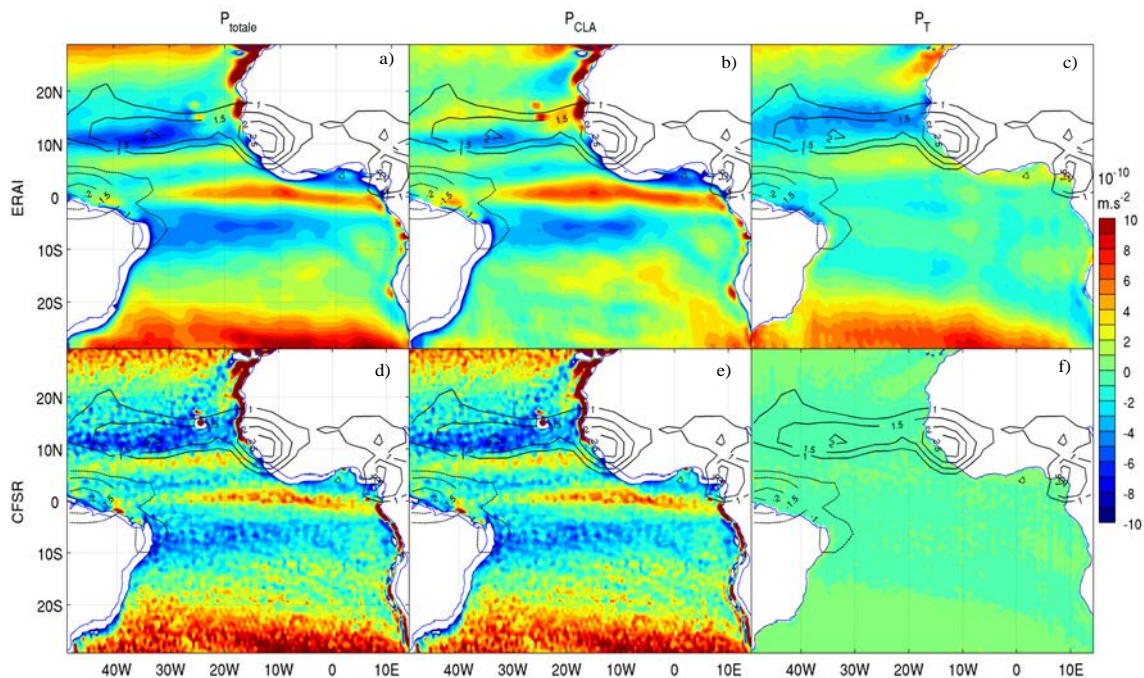


Figure 3.9 – Même que la figure 3.8, sauf qu'il s'agit ici du bilan de la contribution de la pression dans l'évolution de juillet en Août de la convergence.

3.2.5 Décomposition de la contribution de la P_{CLA}

Si nous revenons à l'équation 14, on peut constater que la contribution de la force de pression totale est vue comme étant la superposition de deux termes : une partie due au laplacien de pression et une autre due aux gradients simples de pression. Ainsi en raisonnant avec P_{CLA} , on peut alors isoler et quantifier la contribution de son laplacien. Cette capacité à isoler la contribution due au laplacien de la pression dans la CLA est très pertinente, et nous permet d'aller plus loin que Back et Bretherton (2009a), dans la quantification du mécanisme de LN.

La Figure 3.10 montre, la séparation de l'influence du laplacien et des gradients de P_{CLA} . Pour les deux réanalyses ERAI et CFSR, la contribution de la pression est essentiellement dominée par le terme laplacien, avec des corrélations spatiales qui dépassent les 0.99. La contribution

des gradients est très faible dans les deux réanalyses. Elle est légèrement plus importante dans CFSR que dans ERAI, mais reste quand même très faible, voir même négligeable. Ainsi d'une part, ce résultat apporte plus de précisions sur les résultats de Back and Bretherton (2009a), qui font généralement le lien entre convergence et gradients de P_{CLA} , alors que la convergence est essentiellement contrôlée par le laplacien de P_{CLA} , au détriment des gradients simple de P_{CLA} . D'autre part ce résultat est très prometteur vis-à-vis de l'influence du mécanisme de LN dans le bilan climatologique de la convergence en Atlantique tropical. Et ainsi pour y voir encore beaucoup plus clair, nous avons décidé pour la suite de comparer directement le laplacien de P_{CLA} à celui de la TSO des réanalyses.

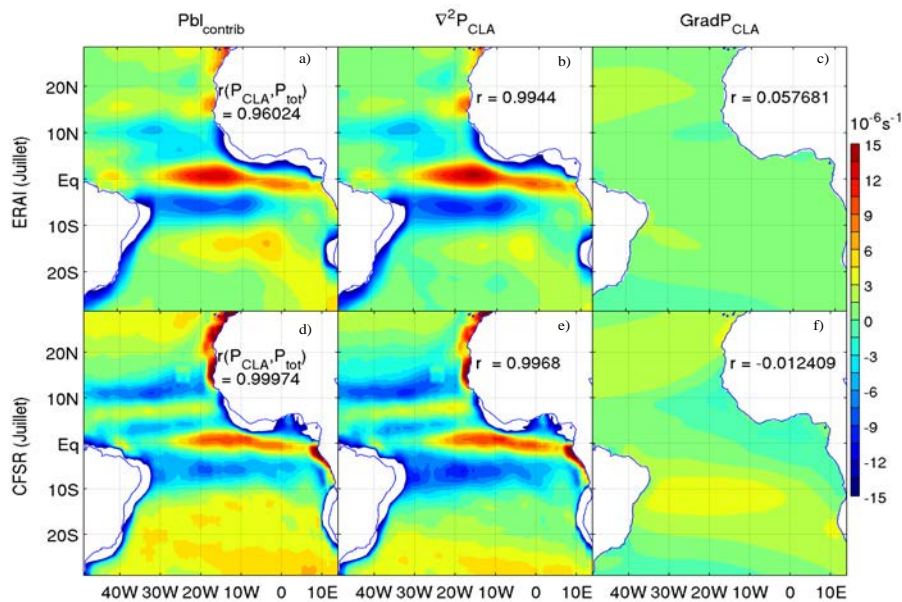


Figure 3.10 – Séparation des effets des gradients simples et du laplacien de la pression dans CLA (en juillet). Les panneaux de la première ligne sont associés à ERAI, et ceux de la 2^{ème} lignes à CFSR. a) et d) : La contribution totale de la pression dans la CLA. b) et e) : celle due au Laplacien; et c) et f) : celle due aux gradients simples.

3.3 L'influence des TSO sur le bilan de convergence

3.3.1 Comparaison des laplaciens de la P_{CLA} et de la TSO

La Figure 3.11 compare les moyennes climatologiques de juillet du laplacien de P_{CLA} , et de celui de la TSO (multiplié par -20 pour faciliter la comparaison). Leur distribution spatiale présente dans les deux réanalyses des corrélations spatiales positives, de +0.45 dans ERAI et +0.19 dans CFSR. Cela signifie qu'en juillet, pour l'ensemble du bassin de l'océan Atlantique tropical, 20% de la distribution du laplacien de P_{CLA} dans ERAI peut être expliquée par la TSO, contre 4% dans CFSR. Ceci voudrait aussi dire qu'en juillet, dans l'ensemble du bassin, 20% (4%) de la distribution de P_{CLA} , sont expliqués par la TSO via le mécanisme de LN.

A cet angle global, on peut penser que le mécanisme de LN est beaucoup plus présent dans ERAI que dans CFSR en juillet, et même pour les autres mois de l'année, si l'on se refait aux coefficients de corrélation spatiale entre laplacien P_{CLA} et celui de TSO sur l'ensemble du

bassin toujours plus faibles dans CFSR que dans ERAI (Fig.3.11e). Ce qui est paradoxal, car CFSR étant une réanalyse couplée, le couplage air-mer y est suspecté être mieux représenté. . Cependant régionalement, si on compare les laplaciens de TSO ERAI et CFSR (Fig.3.11bd), on constate que ces deux champs sont fortement corrélés, ils présentent pratiquement la même distribution spatiale, surtout sur les zones de fronts (zones d'upwellings). Par contre, si on compare, le laplacien de P_{CLA} de ERAI, et de celui de CFSR, on note certaines différences . Ces différences sont beaucoup plus marquées au nord et au sud de la position de la ZCIT (10°N). Tout au long de 7-8°N, et 13-20°N, les deux laplaciens de P_{CLA} s'opposent. Celui de CFSR y est respectivement positif et négatif, alors que pour ERAI, on assiste au contraire. Si nous comparons ces structures dans ces zones particulières, à celles des TSO, celle d' ERAI est plus cohérente. Dans CFSR, les laplaciens de P_{CLA} et de la TSO sont carrément opposés dans ces zones.

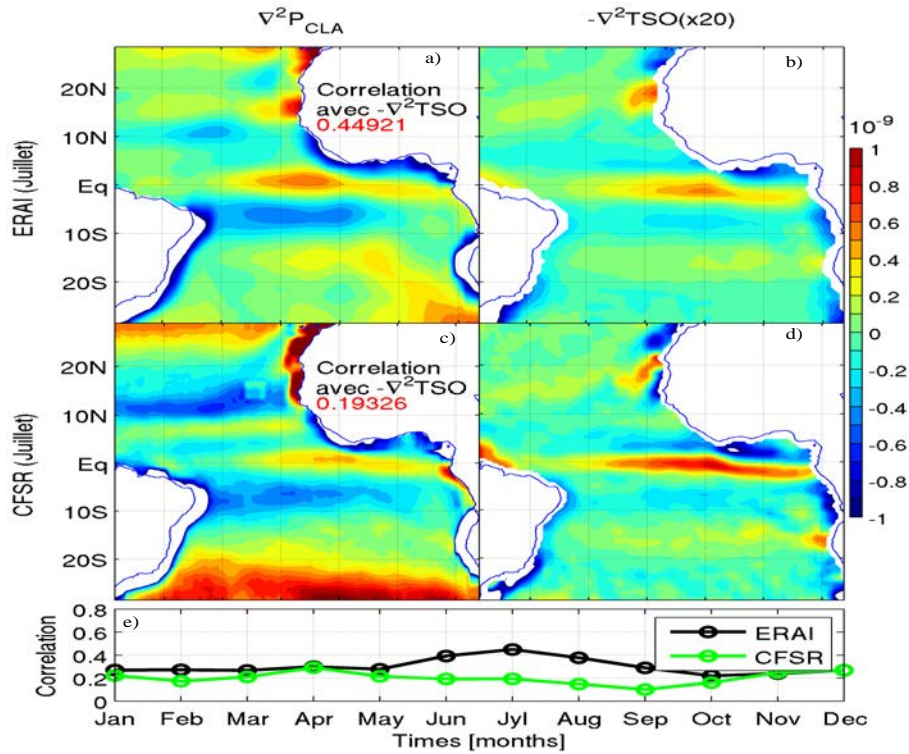


Figure 3.11 – Comparaison du laplacien de la pression dans la CLA (a et c) et de celui de la TSO (b et d). Les panneaux de la première ligne sont associés à ERAI, et ceux de la 2^{ième} ligne à CFSR. Les laplaciens de TSO sont multipliés par -20, pour qu'ils aient la même ordre de grandeur que ceux de la pression, afin de faciliter leur comparaison. Il s'agit ici d'une moyenne de juillet climatologique. Le panneau du bas indique le cycle saisonnier de la corrélation spatiale entre les deux contributions.

Partant des constats décrits dans le paragraphe précédent, la corrélation faible entre laplacien de P_{CLA} et TSO dans CFSR pourrait être compréhensible, voir même logique. La corrélation est importante aussi bien pour ERAI que pour CFSR, sur les zones où le couplage air-mer est plus attendu. La principale cause de cette corrélation spatiale faible entre laplacien de P_{CLA} et celui de la TSO dans CFSR semble provenir de corrélation négative au alentour de la position de la ZCIT. Peut être que dans CFSR, la hauteur de la couche limite est très peu au dessous de

850hPa dans cette région. Bref quoiqu'il en soit, le problème semble être relié à la ZCIT, et cela se confirme avec le cycle annuelle des corrélations (Fig.5, en bas), on constate qu'en été quand la ZCIT s'intensifie et migre vers le nord, le coefficient de corrélation spatiale entre laplacien de P_{CLA} et celui de la TSO dans CFSR chute progressivement contrairement dans ERAI où le pic de corrélation est observé en été, particulièrement en juillet.

3.3.2 Comparaison du «downwind SST gradients» et de la contribution de l'entraînement

Comme évoqué précédemment, la contribution du mélange vertical au sommet de la CLA dans le bilan de la convergence est aussi importante. Dans les deux réanalyses, c'est le 2ème terme le plus important après la force de pression. L'entraînement vertical domine même la contribution de la pression dans certaines zones particulières, comme par exemple le front Sud de l'Upwelling des Canaries. Nous testons ici l'hypothèse que ce mécanisme est identifiable au mécanisme SW, phénomène de stabilisation de la couche de surface décrit en premier par Sweet et al. (1981) puis Wallace et al. (1989), et détectable dans la divergence du vent de surface via le calcul du terme «downwind TSO gradient» (O'Neil et al. 2010).

La Figure 3.12 compare la contribution du mélange vertical dans le bilan de convergence au «downwind TSO gradient», qui mesure l'effet SW, en Atlantique tropical en juillet. Mais ces deux cartes sont totalement différentes : à l'échelle du bassin, on se retrouve avec des corrélations spatiales négatives entre les deux termes, de -0.34 (-0.30) dans ERAI (CFSR) en juillet. Pour les autres mois de l'année, on retrouve les mêmes valeurs de corrélations spatiales, avec un léger maximum en septembre pour les deux réanalyses.

La Fig. 3.12 montre pourtant clairement que la contribution du «downwind SST gradient», et donc du mécanisme SW, est importante dans les principales zones de front de TSO (le front équatorial + les fronts côtiers), par exemple sur le front Sud de l'upwelling des Canaries (au sud du Sénégal), où on a vu que la contribution du mélange vertical est sensiblement équivalente à la contribution de la pression dans le bilan de convergence : l'importance de SW se comprend ici par la présence de front de TSO très intense, car quand le vent traverse le front, en soufflant des eaux froides vers les eaux chaudes, il accélère au-dessus des eaux chaudes à cause de la modification de la stabilité de CLA par la TSO locale. Et ceci va entraîner une divergence du vent de surface entre les deux zones, en accord avec les études précédentes faites dans les grandes zones de fronts comme le Gulf Stream, le courant des Aiguilles, etc. (Small et al. 2008, O'Neil et al. 2010).

Mais d'un autre côté, l'entraînement semble largement favoriser la convergence dans la zone de la ZCIT, alors que la contribution du «downwind SST gradient» accroît toujours la divergence : la distribution spatiale du «downwind TSO gradient» n'est donc pas cohérente avec celle de la contribution du mélange vertical dans le bilan de la convergence (Fig.6). Nous pensons que cela est dû à une mauvaise estimation de l'entraînement dans la ZCIT, dans laquelle notre paramétrisation simpliste de l'entraînement ne tient compte que de l'aspect dynamique (le cisaillement vertical), négligeant les phénomènes thermodynamiques pourtant fondamentaux dans cette zone. D'une manière générale, on ne peut donc pas considérer l'entraînement au sommet

de la CLA comme étant identifiable au mécanisme SW dans notre modèle simple (à une couche) de la CLA.

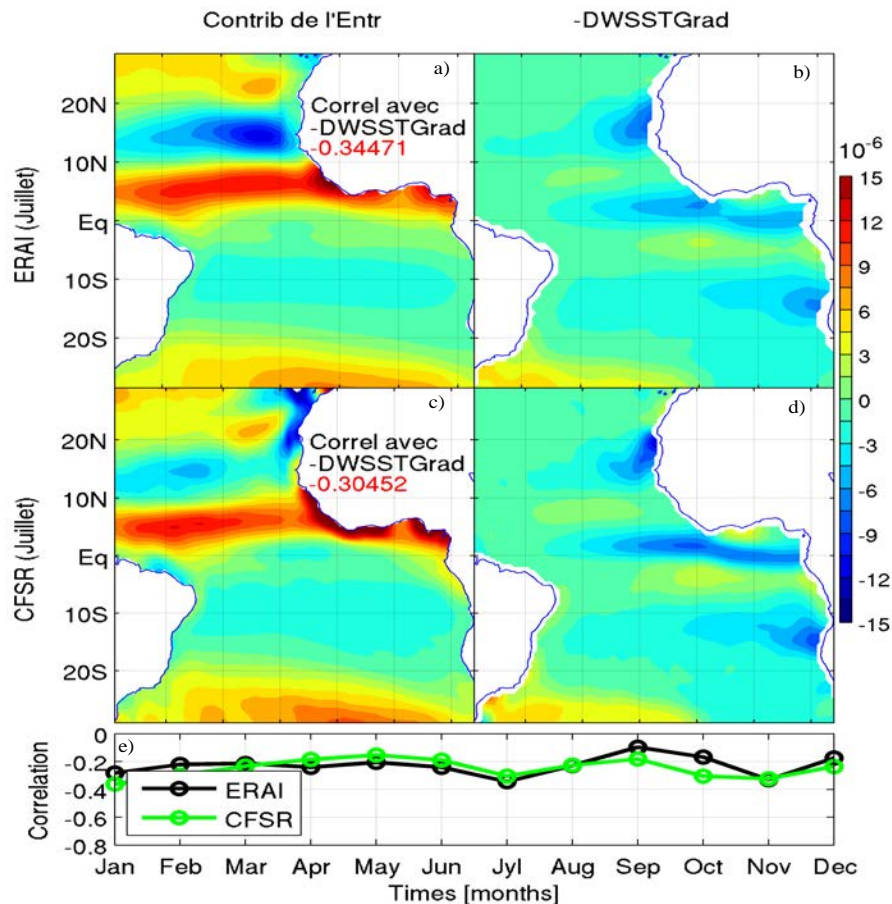


Figure 3.12 – Comparaison la contribution de l'entraînement dans le bilan de la convergence (a et c) et l'opposé du "downwind SST gradient" (b et d). Les panneaux de la première ligne sont associés à ERAI, et ceux de la 2^{ème} lignes à CFSR. Il s'agit ici d'une moyenne de juillet climatologique.

Ainsi dans cette partie, nous avons montré qu'à l'échelle mensuelle climatologique, la surface océanique par la biais de la TSO influence fortement les vents de surface. Nous avons également montré combien et comment cette influence peut affecter les précipitations au sein de la ZCIT. Notre analyse nous a donc donné un premier aperçu du couplage océan-atmosphère dans l'Atlantique tropical, mais uniquement dans le sens «océan vers atmosphère». Or, la TSO à l'échelle du bassin est bien sûr influencée par les vents de surface, et nous voulons à présent nous pencher sur la recherche d'un véritable couplage actif TSO-vent de surface afin d'en analyser les mécanismes à l'échelle des processus : de quelques heures à quelques jours (intrasaisonnier), et à une échelle plus régionale.

Chapitre 4

Description du couplage air-mer sur les zones de fronts de l'Atlantique tropical

Sommaire

4.1	Résumé étendu de l'article en français	47
4.2	l'article	50

Les résultats de cette partie ont fait l'objet d'un article scientifique soumis le 26 septembre 2014 au *Quarterly Journal of the Meteorological Society*.

4.1 Résumé étendu de l'article en français

Dans cette partie, nous avons exploré les modes dominants de la variabilité intrasaisonnière (VIS) de la TSO en Atlantique tropical (leurs origines, ainsi que les interactions océan-atmosphère associées), avec les données de TSO de Reynolds, les vents QSCAT, la hauteur de niveau de la mer AVISO, et la pression de surface, les flux de surface, et les vents des réanalyses couplées CFSR. L'étude a été concentrée sur la décennie 2000-2009, une période où des observations simultanées et complètes de TSO et de vents de surface sont disponibles.

L'approche que nous avons utilisée consiste à d'abord identifier les maxima de variance de la TSO en Atlantique tropical et les périodes durant lesquelles ces maxima sont observés. Ceci est fait en calculant l'écartype de la TSO préfiltré entre 1 et 90 jours. Sans grande surprise, les résultats montrent que c'est sur les fronts des trois principaux systèmes d'upwellings de l'Atlantique tropical (Equateur, côtes Sénégal-Mauritanie et Angola-Namibie), que la VIS de la TSO est maximale. Nous avons repéré cinq maxima de TSO, au total : deux sur le front de l'upwelling équatorial entre Mai et Juillet, un sur le front d'Angola-Benguela (15-17°S) entre Décembre et Juin, et deux sur le front de l'upwelling de Sénégal-Mauritanie, entre Novembre et Mai pour le front sud, et entre Juin et Septembre pour le front nord.

Nous avons par la suite construit des indices de TSO et de vent autour de chaque maximum

de variance. Le fait de se focaliser sur les zones de maximum de variance maximise en effet nos chances de détecter un couplage air-mer s'il existe. Puis, avec des analyses en ondelette, nous avons étudié les spectres des indices, afin de repérer les bandes de fréquences pour lesquelles la VIS de la TSO est maximale et significative. A l'équateur, l'indice à l'Ouest présente un pic entre 20 et 60 jours, celui à l'Est entre 10 et 20 jours ; sur le front d'Angola-Benguela, le pic est observé entre 30 et 80 jours ; et pour le Sénégal-Mauritanie : 30-80 jours pour l'indice Sud et 40-80 jours pour l'indice Nord. Nous avons aussi comparé les spectres des indices de TSO à ceux des indices de vents. Cette comparaison donne au préalable une idée de la force du couplage TSO-vent local (on peut en effet s'attendre à un fort couplage si les spectres de ces variables montrent des pics significatifs dans une même gamme de fréquence). Afin de décrire les oscillations atmosphériques et océaniques qui précèdent et suivent les indices de TSO, nous avons utilisé des régressions linéaires avec écart de temps des champs atmosphérique (pression, vents, flux de chaleur), et océanique (TSO) sur les indices de TSO, en se focalisant sur leurs bandes de fréquences où la VIS est maximale. Cet outil permet en effet de détecter la dynamique atmosphérique et/ou océanique qui contrôle la variabilité des TSO, et s'il y a une éventuelle rétroaction de la TSO sur la circulation atmosphérique locale. Nous avons aussi effectué une étude du bilan de chaleur pour la surface océanique. Les termes du bilan sont calculés avec les données océaniques des réanalyses couplées CFSR, de résolution temporelle de 6h, puis sont projetés sur les indices de TSO (par régression linéaire avec écart de temps), afin de mieux comprendre l'origine des anomalies de TSO.

Les résultats montrent qu'à l'Equateur, le pic de 20-60 jours à l'ouest de 10°W est contrôlé par les ondes d'instabilité tropicale. Au passage de ces ondes, les vents de surface répondent passivement au forçage des anomalies de TSO induites par la dynamique des ondes. Le mécanisme de ce forçage est essentiellement du SW (stabilisation verticale de la couche de mélange atmosphérique), mais toutefois, des signatures du mécanisme de LN (ajustement des gradients de pression aux gradients de TSO) sont également repérées. Le pic 10-20 jours à l'Est de 10°W sur l'équateur correspond à une oscillation quasi-bimensuelle observée dans le Golfe de Guinée, avec une forte rétroaction négative de la TSO sur le vent local : les anomalies froides de TSO, initialement forcées par une accélération anormale des alizés de Sud-est, suite à un renforcement de l'anticyclone de Ste Hélène 5 à 6 jours avant, ralentissent à leur tour les vents 1 à 2 jours plus tard (de Coëtlogon et al. 2010). Pour ces deux régimes équatoriaux, l'analyse du bilan de chaleur montre que les anomalies de TSO sont principalement contrôlées par l'advection horizontale et les processus de mélange vertical.

Sur le front des deux upwellings côtiers (Angola-Benguela et Sénégal-Mauritanie), la VIS de la TSO présente plusieurs caractéristiques communes. Les anomalies de TSO sont essentiellement générées par deux phénomènes : un forçage local par des anomalies de vent côtier, et un forçage à distance par des ondes de Kelvin équatoriales (OKEs), puis/ou côtières (OKCs). Ces dernières sont clairement détectées dans les signaux de tracking pour l'Angola-Namibie et le sud du Sénégal-Mauritanie. Pour le front nord du Sénégal-Mauritanie, le forçage local par les vents côtier semble être le seul facteur dominant. Pour les trois systèmes de fronts, les vents côtiers sont associés à la circulation de grande échelle des vents de surface, modulée par des anomalies de

pression reliées à l'anticyclone de Saint Hélène pour le front d'Angola-Benguela, à l'Anticyclone des Açores pour le front Sud Senegal-Mauritanie, et peut être à la dépression Saharienne pour le front Nord Sénégal-Mauritanie. L'analyse du bilan de chaleur montre que pour ces trois zones de front côtier, les vents de surface génèrent les anomalies de TSO via les processus de mélange vertical. L'impact de l'advection horizontale apparaît, à notre grande surprise, très faible dans ces zones. Il a été également surprenant de constater que sur ces fronts côtiers, le vent de surface semble être quasiment insensible aux fluctuations intrasaisonnières de la TSO.

4.2 l'article

Sea Surface Temperature intraseasonal variability in the tropical Atlantic : air-sea interaction over upwellings fronts.

en révision dans Quarterly Journal of the Meteorological Society

Moussa Diakhaté (1,3)*, Gaëlle de Coëtlogon (2), Alban Lazar (3), Malick Wade (1), Amadou T. Gaye (1).

Abstract : The maxima of sea surface temperature (SST) intraseasonal variability (ISV) and their interaction with the local surface winds in the tropical Atlantic are investigated over the 2000-2009 decade, applying statistic analysis to observations and a recent coupled reanalysis. Five cores of strong ISV emerge, with standard deviation reaching about 1°C and periodicities ranging from 15 to 80 days. They appear to be located in frontal areas of the three main upwelling systems : the equatorial, Angola-Benguela and Senegal-Mauritania (the southern side of the Canary Upwelling). West of 10°W along the equator, a 20 to 60-day signal caused by tropical instability waves is shown to generate surface wind ISV through adjustment of horizontal surface pressure gradient to SST, in addition to the modification of low atmospheric stratification. East of 10°W along the equator, an intense biweekly oscillation increases the ocean and atmosphere ISV. SST anomalies appear to bear many resemblances in the two coastal upwelling fronts : in addition to the large-scale wind intraseasonal fluctuations, they also appear to be influenced by coastal Kelvin waves. In the Angola-Benguela upwelling, coastal wind burst appears associated to anomalous strong pressure patterns related to the St Helena. In the southern front of Senegal-Mauritania upwelling, SST ISV is linked to the Azores anticyclone (and also to a Kelvin wave) during November to May, while its northern front in June-September appears rather attached to the Saharan Heat Low. In all five regions and as expected for such upwelling regimes, vertical oceanic mixing appears as the dominant term in the mixed-layer heat budget. In the equatorial band, as found in previous studies, horizontal advection is equally important, while it appears surprisingly weak in coastal fronts. Eventually, a striking result is the lack of any surface wind signal related to the SST ISV in the coastal upwellings.

Keywords : Tropical Atlantic, intraseasonal variability and air-sea interaction.

(1) *Laboratoire de Physique de l'Atmosphère et de l'Océan – Siméon Fongang (LPAO-SF), Dakar, Sénégal*

(2) *Laboratoire Atmosphère, Milieux, et Observations Spatiales (LATMOS), Paris, France*

(3) *Laboratoire d'Océanographie et Climat, Expérimentations et Approches Numériques (LOCEAN), Paris, France*

* *Corresponding author : Moussa Diakhaté, Laboratoire de Physique de l'Atmosphère et de l'Océan – Siméon Fongang (LPAO-SF), Dakar, Sénégal.*

Email : moussa1.diakhat@ucad.edu.sn

1) Introduction

The influence of the Sea Surface Temperature (SST) on the atmosphere became evident in observations only over the past decade, from satellite measurements of SST and surface winds. Before the advent of these satellites, analyses of coarse-resolution ship observations in conjunction with coupled climate modeling on similarly coarse scales generally found a negative correlation between the sea surface temperature (SST) and the wind speed (Xie, 2004) (and references therein) : this interaction at large scales is interpreted as the ocean passively responding to wind-induced latent and sensible heat fluxes (i.e. a one-way forcing of the ocean by the atmosphere). But SST and wind from satellite products has revealed that in strong oceanic fronts and eddies such as the Agulhas Return Current, the Gulf Stream region and the Pacific or Atlantic equatorial upwellings, the surface wind speed is locally stronger over warm water and weaker over cool water, with a positive correlation signature (Small et al. 2008).

Two main and complementary mechanisms for this oceanic influence on surface winds have been identified in previous studies. First, a cooler SST tends to stabilize the atmospheric column and decreases the vertical momentum flux, decoupling the weaker surface wind from stronger wind higher ; and conversely, a warm SST increases the turbulent mixing in the MABL, which increases the surface wind (Sweet et al. 1981, Hayes et al. 1989, Wallace et al. 1989, Xie 2004). Because of this mechanism (called thereafter “SW” as Sweet et al. 1981), regions with very sharp SST front are very sensitive to the coupling between SST and surface winds (Xie 2004, Small et al. 2008). Second, as the air temperature and moisture start to respond to the surface fluxes, the atmospheric pressure also changes (Lindzen and Nigam, 1987). This leads to a spatial pressure gradient which can drive secondary circulations (Wai and Stage, 1989). This mechanism will be called afterward “LN” (as “Lindzen and Nigam”).

The SW mechanism seems to answer immediately the SST changes in the atmospheric mixed-layer (i.e. within a few hours in the first 100-200 meters), while the LN mechanism takes one or two day to adjust in the whole atmospheric boundary layer (600-2000 meters), as discussed in Leduc-Leballeur et al. (2013) or de Coëtlogon et al. (2013).

While a vast number of studies have been devoted to the intraseasonal air-sea coupled variability (?)(see the reviews by Small et al. 2008, or Chelton and Xie 2010), the tropical Atlantic has yet received relatively little attention at these frequencies. This is particularly surprising considering the essential fact that all climate models exhibit strong and systematic SST biases in the eastern tropical Atlantic (e.g., Davey et al. 2002), that involve interacting ocean and atmosphere processes, and develop within a few weeks (Huang et al. 2007). It is therefore of first importance to describe the SST ISV in this part of the basin and understand the mechanisms at stake, in particular if ocean and atmosphere are coupled or not. Along the equator, Athié and Marin (2009) showed that the strongest SST ISV was dominated by 20-40 day and 10-20 day timescales, respectively west and east of 10°W in boreal spring and summer. Along South Africa coasts, Hermes and Reason (2009) revealed that the SST ISV is maximum at the Angola-Benguela front (hereafter ABF) off Angola-Namibia coasts, and dominated by 20-30 day and 30–64 day regimes for the wind and SST respectively, with some overlap. These authors did not analyze the physics of the interaction mechanisms, but provided elements suggesting

that the fluctuations of the Angola low generate the wind anomalies. A secondary SST ISV maxima of smaller extension was studied by Goubanova et al. (2013), off Namibia near 26°S, with two dominant regimes : a 2-30 days regime, and a 30-90 day regime. Many studies of the equatorial Tropical Instability Waves (TIW) signal demonstrated the major role of horizontal advection in the ISV of SST, complemented by vertical mixing (e.g., Seo et al., 2007; Giordani et al., 2013; Jouanneau et al., 2013). In this central equator region, Caltabiano et al. (2005) evidenced that the low atmosphere is modulated by the TIW SST fluctuations for 20-40-day periods. They showed particularly that local intraseasonal surface wind anomalies appear to be explained by the SW mechanism. However, the LN mechanism is also at stake, as shown in the present paper.

Further east, de Coëtlogon et al. (2010) suggested that the ISV east of 10°W exhibits a signature of a negative SST – surface wind feedback, which raises a quasi-biweekly variability in both parameters. Using forced oceanic simulations, they showed that the main driver of the equatorial SST anomalies (thereafter SSTA) was shown to be horizontal advection, as much as the vertical entrainment and diffusion. Both SW and LN mechanisms seemed to influence the surface wind.

Over the ABF, Hermes and Reason (2009) suggested that SST ISV maxima should be driven by Ekman dynamics. This point will be studied hereafter. Further south, a secondary SST ISV maxima was studied by Goubanova et al. (2013) with wind-SST correlations and a simplified heat budget, both suggesting SST control by Ekman dynamics, as in the ABF. They furthermore evidenced that the large-scale atmosphere forcing comes from the intraseasonal component of the Antarctic oscillation. Planetary coastal trapped waves (hereafter CTW) form the other important potential forcing mechanism along the African coasts, and exhibit intense intraseasonal activity, at least until about 15° North and South (Polo et al., 2008). However, statistically significant evidences of their expected impact on SST ISV are still sparse. Goubanova et al. (2013) showed that near 26°S at the coast, the energy of the second baroclinic mode peaks at intraseasonal periods very close to those of SST. Wade et al. (2014, paper in preparation) found maximum correlation between SSH and SST ISV near the location of the African coastal upwelling fronts, and provided evidences that a CTW of standard amplitude can cause SSTA of about 0.5°C in this frequency band, depending on season.

The goal of the present study is thus to provide a synthetic and statistically robust view of the largest SST fluctuations at intraseasonal timescales (i.e. in the 10-90 day range) in the tropical Atlantic, and investigate their nature and main causes. We were particularly interested to know whether signals of an active air-sea coupling, as the one found in the equatorial upwelling east of 10W, can be detected in the other upwelling systems. Documenting the oceanic ISV is indeed particularly important for improving the knowledge of the ecosystem in coastal upwellings and of the marine resources, especially at a timescale of a few weeks (if forced, for example, by the large-scale atmospheric circulation and / or CTW), since it could offer some precious predictability skills.

The paper is organized as follows. Datasets and methods are presented in section 2, along with the identification of maximal SST ISV locations. Characteristics of the latter and their

possible origins and / or coupling with the atmosphere are described in the eastern equatorial upwelling, the Angola-Namibia and the Senegal-Mauritania upwellings fronts respectively in sections 3, 4 and 5. A summary and short discussion are presented in the last section.

2) Data and Method

2.1) Data

Surface wind vectors were provided by the QuikSCAT (Quick Scatterometer) satellite (Liu et al. 2000) available on the Remote Sensing Systems website (www.remss.com), as 3-day running mean on a $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ grid between 2000 and 2009. A two-dimensional cubic-spline interpolation first filled the gaps due to the clouds for each available day, and then a linear temporal interpolation at each grid point completed the missing days (hardly 15 over the whole decade).

The high-resolution SST product developed using optimum interpolation, the Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) infrared satellite SST data, and in situ data from ships and buoys (Reynolds et al. 2007) have been retrieved thanks to the NOAA NCDC ftp site (eclipse.ncdc.noaa.gov), with a spatial grid resolution of 0.25° and at a daily temporal resolution.

In addition, SSH TOPEX/POSEIDON altimetry measurements with 0.5° horizontal resolution and 7-day time resolution produced and distributed by Aviso were also used.

Reanalyses from the Climate Forecast System Reanalysis (CFSR, Saha et al. 2010) were retrieved from the National Centre for Environmental Prediction (NCEP) site (website reference). One of the distinctive CFSR characteristics is the reanalysis performed with a coupled ocean-atmosphere model, which was shown to better describe the air-sea interaction in the eastern Tropical Atlantic than the ERA-interim reanalyses from ECMWF (de Coëtlogon et al. 2014). The data are available on a $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ horizontal grid, with vertical atmospheric profiles retrieved on 27 levels from 1000 to 100 hPa. Daily means of the 6-hourly parameters were used over the 2000-2009 decade.

2.2) Methods

Building indexes :

In order to identify the location and season of the maximal intraseasonal variability (ISV) for the SST, the SST was first high-pass filtered using a Lanczos filter with a 90-day cut-off, thereby removing seasonal and interannual timescales, and the root mean square (rms) of the remaining SSTA computed, leading to a general SST ISV evaluation. Then, monthly seasonal values of the SST ISV were computed, and their maximum selected (Fig. 4.1a). Not surprisingly, the most variant anomalies within tropical areas were found in the frontal regions of main upwellings, where the mean SST gradients, horizontal and vertical, are relatively strong : the equatorial upwelling fronts (0-15W), the front of the Canary upwelling (around 18W and 10N-23N), and the ABF (near 12E and 20S-10S).

Maximal SST ISV generally occurs in late spring and summertime for each hemisphere (i.e. in May-September north of the Equator, and in November-March south of the Equator, Fig. 4.1b), when the wind is generally weaker and the ocean mixed-layer shallower : because of a decreased oceanic thermal inertia of the latter, the heat fluxes (horizontal and vertical)

effects on the SST are increased and lead to large anomalies, especially in regions with huge SST gradients. Eventually, for each upwelling region, detailed scans of time – latitude or time – longitude variability of SSTA are used to determine precisely areas and times of the year that correspond to maximal ISV. SST and wind are eventually averaged in these boxes, leading to the indexes used in the following sections, on which wavelet analyses were performed.

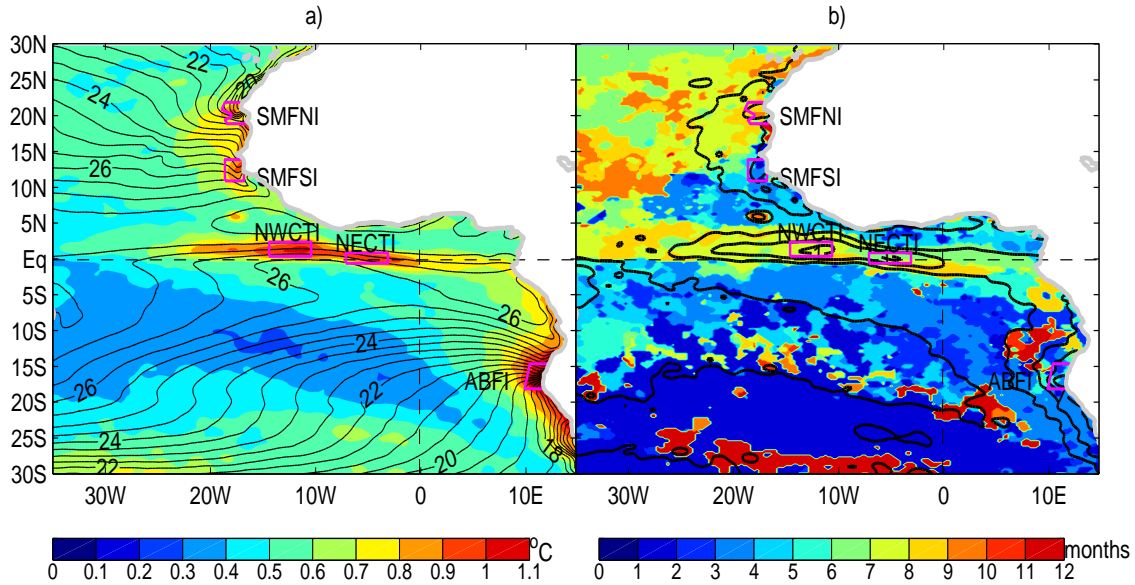


Figure 4.1 – a) : maximum of the monthly climatological rms of SST anomaly (< 90-day filtered, 2000-2009, shading, in °C) and seasonal cycle of SST (black contours, in °C). b) : month (shading) and maximum (black contours, in °C, same as shading in the left frame) of the monthly climatological rms of SST anomaly. Magenta boxes represente indexes areas.

Surface wind - SST covariances :

For the 3 regions emphasized in the previous analysis, two sub-areas of special interest were selected over the equator, and two off Senegal-Mauritania, leading to a total of 5 SST indexes. Five corresponding surface wind speed indexes were also computed, by averaging the surface wind speed in the same areas. Every index rms was normalized to 1. In order to detect time-frequency variations within these indexes, we used a wavelet analysis (see details in Torrence and Compo 1998), with a continuous wavelet transform based on the Morlet function ($w_0=6$), following Goubanova et al. (2013). After computing the wavelet transform using daily and full (2000-2009) normalized indexes, we averaged the global power spectrum for each calendar month, thereby documenting the seasonal cycle of variance maximum and frequency ranges. Significance levels were determined from a χ^2 distribution, using a background spectrum defined as a first-order autoregressive process having the same autocorrelation at lag -1 as our data (Torrence and Compo, 1998).

Lagged linear regressions :

Once a frequency range has been identified in one of the SST index, lagged linear regressions of atmospheric and oceanic fields were performed onto this index. In order to map associated spatial and temporal patterns for the given frequency range, the index and all parameters (atmospheric and oceanic) were band-passed in this specific frequency range (still with a Lanczos

filter) before performing the regression. The lagged regression provides a useful insight on the linear relationship between SST and atmospheric circulation, the latter being potentially recognized as a possible cause (at negative lags) or consequence (at positive lags) of the SSTA. It consists of computing a simple correlation at each grid point between the lagged anomalous field and the index, weighted by the rms of the field. We choose to present the anomalous patterns that are linearly correlated with a negative one standard-deviation of the index (which amounts to about 1°C for the 5 indexes, see Fig. 1, left); but as this analysis is linear, opposite patterns are of course just as significant. Only correlations above the 90% significant threshold (meaning that the null hypothesis is rejected with a risk of 10% to be wrong) are shown.

Horizontal maps of the linear regression are shown at different carefully chosen lags, in order to present the most extensive view of the regression patterns for every SST index (Fig. 4.3, 4.5, 4.8, 4.12 and 4.15). The temporal evolution of the wind-SST interaction will also be examined locally, through the lagged regression of the surface wind speed and SST averaged in the same index boxes (Fig. 4.4, 4.6, 4.9, 4.13 and 4.16). Eventually, this timing diagnostic will be extended to the 3 main terms of the oceanic mixed-layer heat budget (see next paragraph for the details of how they were estimated).

Heat budget for the oceanic mixed-layer :

A heat budget of the surface mixed-layer was computed using ocean and atmosphere parameters from the CFSR (available every 6 hours on a 0.75° x 0.75° grid). SST and surface currents were computed by averaging temperature and velocities in the oceanic mixed-layer, which depth h is an output of the reanalysis : As it is computed off-line, this budget must be considered as a first order estimate : we thus only computed the terms associated to surface heat fluxes and horizontal advection. The third term is the residual of the equation, assumed to include all heat fluxes through the base of the mixed layer (vertical entrainment and diffusion) as well as subgrid scale processes. Anomalies are considered to be intraseasonal anomalies as defined previously (i.e. high-pass filtered under 90-day periods). The tendency equation for SSTA (noted T') is (see for example Peter et al. (2006), de Coëtlogon et al. (2010)) :

$$\frac{T'}{\partial t} = \frac{Q'_h - Q'_a - Q'_r}{\rho_o C_p h}$$

where $\rho_o = 1023 \text{kgm}^{-3}$, h the mixed layer depth. Q'_h is the anomaly of net surface heat flux ($Q'_h = Q'_{lhfl} + Q'_{shfl} + Q'_{swr} + Q'_{lwr}$; respectively latent, sensible, shortwave radiative, and longwave radiative heat fluxes contribution), Q'_a is the anomalous horizontal advection (i.e. the advection of SSTA by the mean current, plus advection of the mean SST by anomalous currents), and Q'_r is the anomalous residual. Q'_h and Q'_a are formulated as follows :

$$Q'_h = LHFL' + SHFL' + LWR' + NPSWR'$$

$LHFL'$, $SHFL'$, LWR' and $NPSWR'$ represent respectively the latent, sensible, longwave and non penetrative shortwave radiative heat fluxes. As in de Coëtlogon et al. (2010), non penetrative shortwave radiative term were computed as follows :

$$NPSWR' = SWR'(1 - 0.58 \exp(-h/0.35) + 0.42 \exp(-h/23))$$

SWR' being the shortwave radiative flux.

$$Q'_a = u' \frac{\Delta \bar{T}}{\Delta x} + v' \frac{\Delta \bar{T}}{\Delta y} + \bar{u} \frac{\Delta T'}{\Delta x} + \bar{v} \frac{\Delta T'}{\Delta y}$$

with \bar{u} and \bar{v} are the mean zonal and meridional surface current in the corresponding period, u' and v' their anomalies, \bar{T} is the mean SST in the corresponding period, and T' its anomaly. Flux values are taken positive downward, i.e. when the heat is removed from the atmosphere and goes into the ocean : this way, a positive surface heat flux anomaly warms up the ocean, or damps a cold SST anomaly.

Wave tracking method description :

Wave tracks have been defined along the equator, and then northward or southward along the African coast, in order to document potential oceanic equatorial Kelvin waves (EKW) and coastal trapped waves (CTW) propagation. The distance between two grid points is 0.25° (25 km) following the SST Reynolds resolution. In the north, the track moves westward along the Guinean coast and continues northward up to 30°N , having 2 times more track points than the south. In the south, the track runs up to 25°S along the southern African coast. Note that both north and south wave tracks share the first 270 points corresponding to the equatorial Atlantic. As in Polo et al. (2008), following the coastline along different isobaths (0, 200, 400, 1000 m) did not make substantial differences, and no remarkable properties changes were found (not shown). Here, the term “Kelvin wave” refers to equatorial and coastally trapped propagations, even though the coastal wave may be a mix of Kelvin and topographic waves. Eventually, SLH, SST and surface wind signals were built along these tracks, and their linear lagged regression performed onto the coastal indexes.

3) The equatorial zone

Figure 4.2a shows the seasonal rms of SST and surface wind intraseasonal anomalies, as well as the SST monthly climatological mean, along the equator (2°S - 2°N). Maximal SST variance is observed from May to August. During this period, as well documented in previous studies (Gu and Adler, 2004; Okumura and Xie, 2004; Caniaux et al., 2011; Giordani et al., 2013), SST fluctuations are indeed dominated by the development of a seasonal cold tongue, resulting from a shallower thermocline and thinner mixed layer induced by stronger southeasterly Trade winds. As a consequence, two maxima of the SST intraseasonal variance SST frame the equator in the central and eastern parts of the basin in May-August : one between 11°W and 15°W , and another one between 3°W and 7°W (Fig. 2a). Time-latitude plots show that their position coincide with the northern front of the cold tongue, with quite a large meridional extension : between 0.5°N and 2.5°N for the western index (Fig. 2b), and between 0.5°S and 1°N for the eastern one (Fig. 2c). Two areas for the equatorial indexes are therefore selected : 11 - 15°W / 0.5 - 2.5°N (thereafter named “North-western Cold Tongue Index” or NWCTI), and 3 - 7°W / 0.5°S - 1°N (as “North-Eastern Cold Tongue Index” or NECTI). Note that these two locations correspond respectively to

the poles of the first and second modes found when performing Empirical Orthogonal Functions decomposition with intraseasonal SSTA over the eastern Tropical Atlantic (not shown). An interesting feature is that the intraseasonal variance of the wind velocity is also found maximal roughly over these two areas (around 1 m/s, Fig. 2b and 2c), suggesting three possibilities : the SST passively responds to the wind fluctuations, the wind passively responds to the SST, or the SST and wind are coupled. These hypotheses will be investigated through lagged linear regressions on both SST indexes.

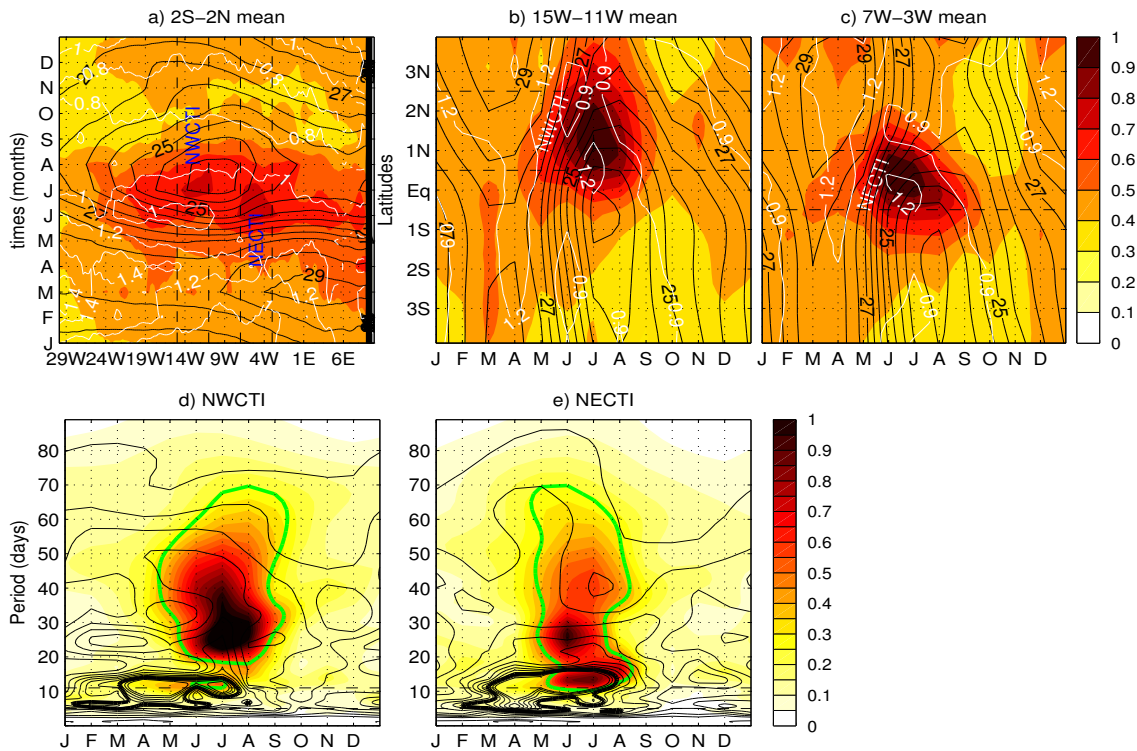


Figure 4.2 – *a), b) and c) : seasonal cycle of SST anomaly rms (shading, intervals of 0.1°C), SST monthly seasonal cycle (black contours, intervals of 0.5°C), and seasonal cycle of rms of surface wind anomaly (white contours, intervals of 0.2 m/s) : averaged between 2S and 2N (a), 15W and 11W (b) and 7W and 3W (c). d) and e) : normalized wavelet power spectrum of NWCTI (d) and NECTI (e) SST (shading) and wind (black contours, intervals of 1 unity). Heavy green (resp. black) contours show the 90% confidence level for the SST (resp. wind).*

As explained in the previous section, a wavelet analysis was performed for the two equatorial SST indexes and shows that, in spite of their geographical proximity, their spectral characteristics bear differences : while both indexes exhibit maximal variance in June-July, the NWCTI SST power spectrum is significant between 20 and 70-day periods (Fig. 4.2d), whereas for the NECTI this range extends down to 10-day. In the NCWTI, the variance peaks around 25-day in June-July. A peak around 25-day is also found in the NECTI, but weaker and only in July, together with another peak centered around 15-day in June-July (Fig. 4.2e). Both wind indexes (NECTI and NWCTI) present significant peaks from 8 to 18-day between March and July (Fig. 4.2d and 4.2e, black contours), with maximal values around 10-day in April for the NWCTI, and 15-day in May-July for the NECTI.

As not being possibly excited by wind fluctuations at similar frequencies (because of no

significant peaks found in Fig. 4.2d and 4.2e), the SST low frequencies (20-70 days) must rather originate from ocean dynamics alone in these two regions : since the SST meridional gradient is the largest in boreal summer, the SSTA induced by the front displacements are the most variant in summer too. In April-May, the 10-day peak found in the two wind indexes do not match any significant peak in the oceanic spectrum ; but in June-July, two SST-wind covariabilities are observed around 10 (NWCTI) and 15 (NECTI) day periods : it supports the possibility that they derive from active air-sea interaction. This hypothesis was explored through the lagged linear regression of 10 to 20-day band-passed parameters. In addition, lagged regressions were also performed on the 20 to 60-day band-passed parameters, in order to investigate a potential influence of the SST on the surface wind : although no corresponding significance was found in the local spectrum, the wind response to SSTA could indeed be spatially shifted. However, regressions in the two frequency ranges exhibited very similar patterns for both indexes, therefore only the most variant ranges in the SST spectrum are to be shown : 20 to 60-day in June-July for the NWCTI (preferred to 20 to 70-day, because slightly more significant) and 10 to 20-day in May-June-July for the NECTI.

Lagged linear regressions on the NWCTI, June-July, 20 to 60-day :

The regression on the NWCTI shows very clear westward propagating SSTA, with a period of about 35 days and a speed of 30 to 60 cm/s (Fig.4.3). These features are very close to TIWs characteristics (Düing et al., 1975; Qiao and Weisberg, 1995; Wainer et al., 2003; Caltabiano et al., 2005; Jochum et al., 2005; Bunge et al., 2006, 2007; Athié et al., 2009). The oceanic TIW signature were clearly discussed in Athié et al. (2009)), and further confirmed in Jouanno et al. (2013), mixed Rossby-Yanai waves control the equatorial SST fluctuations west of 10°W in boreal spring and summer, and explain their dominant timescale (found here to be between 20 to 60 days, but also active at shorter timescales in Jouanno et al. 2013).

In addition to the temporal filter, and following Chelton et al. (2001), and Chelton and Wentz (2005), the SLP was also spatially filtered before the linear regression, thereby removing all large-scale features having longitudinal wavelengths larger than 10 degrees. Positive (negative) SLP anomalies clearly coincide with negative (positive) SSTA, suggesting that small-scale SLP perturbations are controlled by the local SSTA (Fig. 3). They induce wind anomalies clearly directed from high to low pressure centers, which correspond to the signature of the LN mechanism.

Wind anomalies appear also highly correlated with the SST. As the meridional component dominates the mean wind field in this region, its response to the SSTA follows a southward (northward) acceleration over colder (warmer) water, causing divergence (convergence) over the equatorial negative (positive) SSTA. This co-variability between surface wind and SST is consistent with the SW mechanism signature (O'Neill et al., 2010) and was evidenced by Caltabiano et al. (2005). In order to confirm the significant influence of the SW mechanism, the observed SST and surface wind (as well as the terms of the oceanic mixed-layer heat budget in CFSR) were also locally averaged and projected on the NWCTI, showing the temporal evolution of the locally interacting SST and surface-wind speed anomalies (Fig. 4.4a). It clearly shows that the wind anomalies vary in phase with the SSTA : according to de Coëtlogon et al. (2013),

this short delay (less than 1-day lag) is coherent with the SW mechanism, while the LN wind response generally takes 1 or 2 days to adjust. Both mechanisms seem therefore involved here, in agreement with de Coëtlogon et al. (2013), who suggested that both mechanisms controlled the wind response to the SST fluctuations only slightly further east (in the NECTI area, discussed further below).

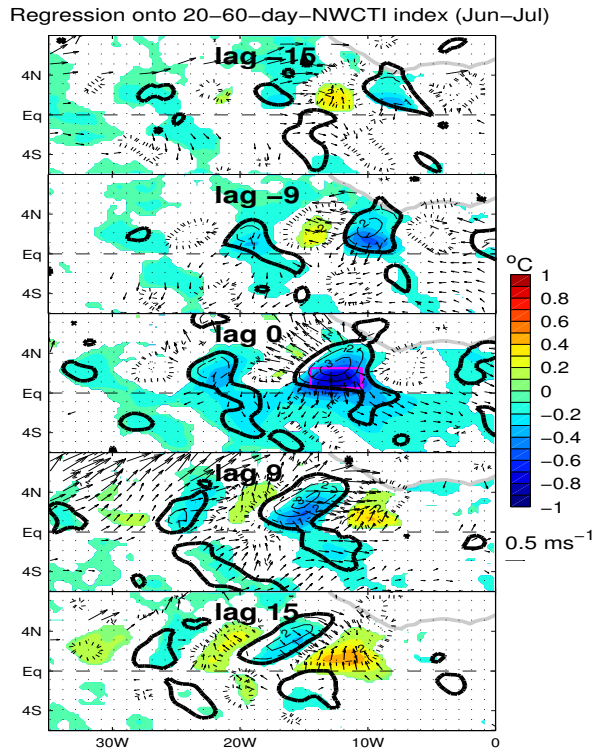


Figure 4.3 – Lagged regressions of Reynolds SST anomaly (shading, °C, intervals of 0.1°C), QuikSCAT surface wind anomaly (arrows) and CFSR SLP anomaly (contours, intervals of 1 Pa) onto the SST NWCTI index, June-July 2000-2009. All data and index were band-pass filtered between 20 and 60 days before the regression. Only 10% significant SST and wind anomalies are plotted. The heavy black contour represents the 10% significant SLP anomaly, plain for positive, dashed for negative. The NWCTI leads at negative lags. Lags are in days, from top to bottom. The magenta box at lag 0 indicates the index box.

Eventually, Fig. 4.3 shows that these SSTA linked with TIW lastingly influence the equatorial surface wind (up to lag 15, i.e. 15 days later). The oceanic heat budget analysis shows that the main term controlling the creation and damping of the SSTA is the horizontal oceanic advection, followed by the residual (assumed to correspond mostly to the vertical entrainment and diffusion, Fig. 4.4b). Surface heat fluxes are totally negligible here. Although this heat budget is a crude estimation (made off-line, and with CFSR oceanic parameters), it confirms the results found in Seo et al. (2007), Giordani et al. (2013) or Jouanno et al. (2013). The wind anomalies created by the SSTA therefore tend to damp the latter through horizontal advection : for example, the cold SSTA around 13°W-1°N at lag 0 tends to decrease the overlying wind (Fig. 4.3); then, the associated northerly wind anomaly decreases the northward advection of surface water around the front. Since the latter has a cooling effect on the SST (because the SST is colder south of the equator), its decay contributes to damp the cold SSTA (from -1°C at lag 0 to 0°C at lag

8). Although significantly impacted, the TIW-induced wind perturbation appears therefore not favorable to the wave-train propagation through the air-sea coupling.

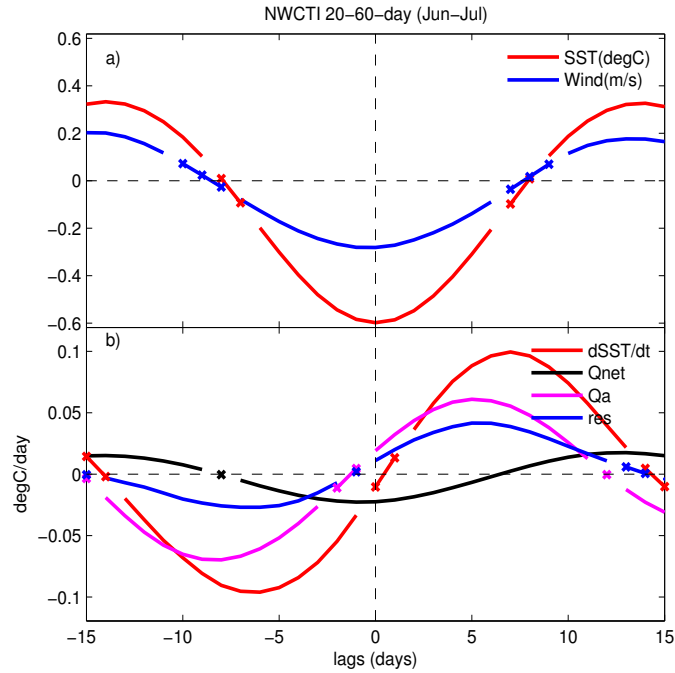


Figure 4.4 – Lagged regressions on the NWCTI of : a) Reynolds SST (red) and QuikSCAT surface wind (blue), b) CFSR heat-budget terms : tendency (red), net heat flux (black), total horizontal advection (magenta), and residual (blue), averaged in the NWCTI area. Crossed part of curves represent non significant values (using the same test as in fig.3). All timeseries have been band-pass filtered between 20 and 60 days, and months from June to July selected.

Lagged linear regressions on the NECTI, May-July, 10-20 days :

Fig. 4.5 shows the regression of SST, SLP and surface wind anomalies on the 10 to 20-day band-passed NECTI in May-June-July. At lag -6 (i.e. 6 days before the coldest SSTA), significant surface wind anomalies are found in the Eastern Equatorial Atlantic, together with a characteristic pattern in the SLP (Fig. 4.5). This means that the equatorial SSTA (which by definition reaches about -1°C at lag 0) is mainly cooled down by a wind acceleration, driven 6 days before by an anticyclonic pressure pattern in the southern subtropics. The most important processes in this cooling are first the residual (supposed to mainly represent the vertical mixing and diffusion in the heat budget equation), and secondly the horizontal advection (Fig. 4.6) : between lags -10 and -3, the wind is stronger than normal, which increases the vertical oceanic mixing and drags colder waters northwestward from the cold tongue. This is in very good agreement with previous studies, which showed that the wind creates the SSTA mostly through enhanced vertical diffusion and horizontal advection in this region (Giordani et al. 2013, Jouanno et al. 2011, 2013, de Coëtlogon et al. 2010).

After lag -3, the wind anomaly weakens because the SST has cooled down, probably through both LN and SW mechanisms, as discussed in de Coëtlogon et al. (2013). This reduces the horizontal advection and the residual after a few days : the cold SSTA reaches a minimum at lag 0, before damping within a few days (Fig. 4.6). In turn, the wind is the weakest at lags 1 or 2, with southward anomalies (Fig. 4.5) : the wind responds to the SST in 1 or 2 days, while the

SST responds to the wind in 5 to 6 days in a negative feedback, leading to an oscillation with a half-period of about one week.

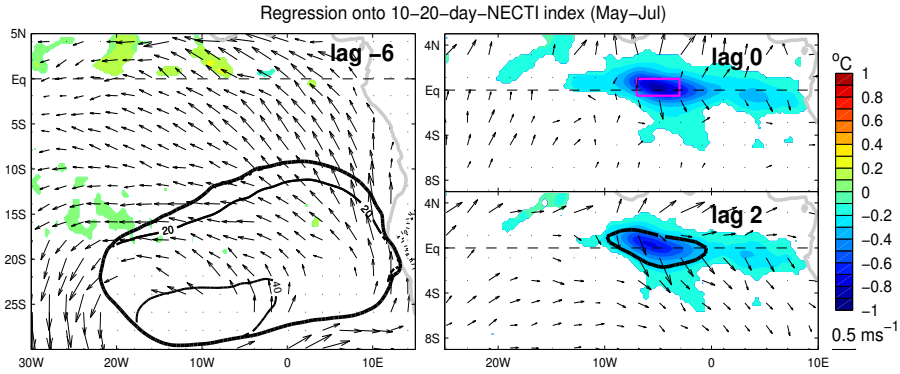


Figure 4.5 – Same as Fig. 4.3, but for the NECTI : all timeseries have been band-pass filtered between 10 and 20 days, and months from May to July selected.

The strong quasi-biweekly variability of both SST and surface wind observed in the equatorial front region east of 10°W would then largely come from an air-sea coupling around the equator, which was discussed in de Coëtlogon et al. (2010, 2013), more than TIW-like wave dynamics which rather raise the variance of the 20 to 60-day periodicities further west (Fig. 4.2e).

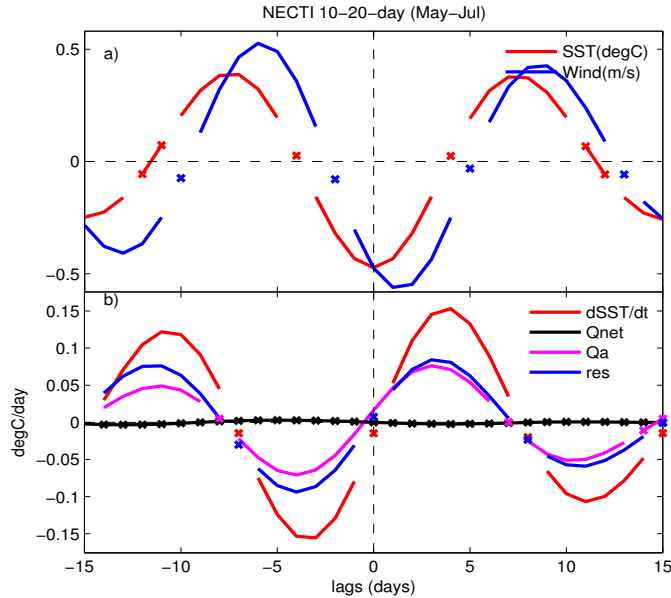


Figure 4.6 – Same as Fig. 4.4, but for the NECTI : all timeseries have been band-pass filtered between 10 and 20 days, and months from May to July selected.

4) The Angola-Benguela front

The NWCTI and NECTI therefore index quite similar regions, since they involve both LN and SW mechanisms for the wind response to SST fluctuations, and both horizontal advection and vertical mixing for the SST response to the wind. However, east of 10°W (NECTI), the air-sea coupling is very strong, which explains a dominant 15-day variability peak in May-July for both SST and wind (when the mean southeasterlies have seasonally strengthened, Fig. 4.2e) ;

while this peak is more modest west of 10°W (NWCTI), where the wind rather responds passively to the TIW-like SSTA in the 20 to 60-day periodicity range (Fig. 4.2d).

In this section, we focus on the region off Angola-Namibia, the Angola-Benguela front. The ISV SST maximum extends as far as 200 to 300 km offshore (Fig. 4.1). The intraseasonal rms of SST is then averaged in the 225-km-zone off the coast before its time-latitude seasonal cycle is computed (Fig. 4.7a). The seasonal cycle of the SST mean and wind rms are also plotted, allowing to compare the SST ISV with the climatological SST front position and the local wind ISV.

A SST rms of up to 1.1°C is found from December to June around 17°S, at the ABF. But the maximal wind ISV rather occurs between June and September. This seasonal shift between wind and SST peak variance appears more clearly in the wavelet analysis of the SST and wind indexes, averaged between 15°S and 18°S in the 225-km-zone off the Angola-Namibia coasts where the SST ISV is the strongest (Fig.4.7b). The SST index (thereafter “Angola-Benguela Front Index”, or ABFI) exhibits significant variance between 30 and 80 days from December to June, with apparently distinct signals around 55-day periods, and 40-day. Although no peak was clearly found significant in the wind spectrum at these timescales, one is almost (35 to 40-day in June-July), which could hint a SST feedback on the local wind.

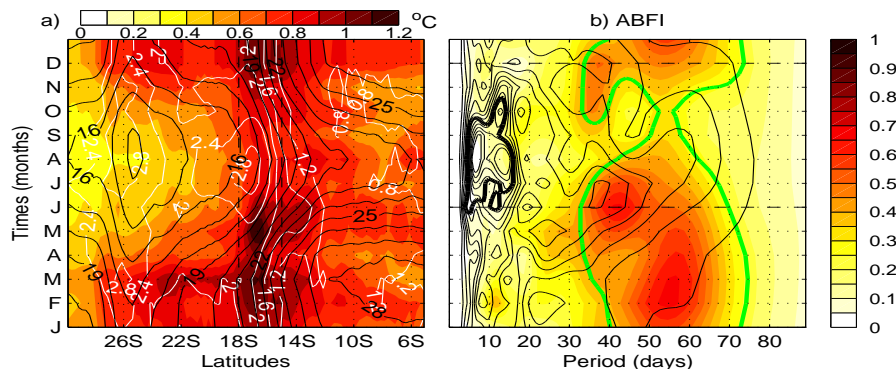


Figure 4.7 – a) Seasonal cycle of the rms of equatorial SST (shading, °C) and wind (white contours, intervals of 0.2 m/s) intraseasonal anomalies, averaged in the 225-km band along the African coast. (b) Normalized Wavelet Power Spectrum of ABFI SST (colors) and wind (black contours) indexes. Heavy green (resp. black) contours show the 90% confidence level for the SST (resp. wind).

The seasonal shift found in maximal variances (in June-September for the wind, in December-July for the SST) could suggest that the wind does not significantly force the SST. However, another possible interpretation is that the SSTA variance also results from the intensity of the background low frequency SST gradients and mixed layer depth, since both control the surface heat budget. The horizontal gradient is indeed maximal in November-June (4°C over the ABFI latitudinal extension, instead of 3°C from July to October, Fig. 4.7a), as is likely the vertical gradient (since it is a frontal region of outcropping isotherms). And if the mixed layer is minimal near January, it reaches a relative maximum in April-May (not shown). Considering the SST gradient seasonality, even a relatively weaker wind anomaly could therefore raise a strong SSTA in the November-June period (see Goubanova et al. 2013 for more details). On another hand,

Polo et al. (2008) and Goubanova et al. (2013) found that the EKW and CTW climatological amplitude is also larger during this period. The SST fluctuations could then also be remotely forced through EKW and CTW. We explore these two scenarii below.

Lagged regression on the ABFI, December-June, 30-80 days :

Atmospheric and oceanic patterns associated to the 30-80-day regime during the ISV maximum (from December to June) are investigated with lagged linear regressions (Fig. 4.8). The cold SSTA develops within about 2 weeks, together with a strong southeasterly along-shore wind anomaly driven by a large-scale anticyclonic SLP anomaly, with one center near 5°E/22°S and a second at mid-latitudes (see lag -9). This SLP anomaly (thereafter called “SLP ABFI”), which remains stationary for a long week (but only lags -9 and -4 are shown here), increases, and eventually the two significant SLP centers connect with each other. As discussed below, the ABFI used here differs from the index studied in Goubanova et al. (2013), but is still close enough to suggest, following these authors, that the ISV of the anticyclone signal corresponds to the intraseasonal component of the Antarctic Oscillation. The SLP ABFI is also close to the anticyclonic pattern that forces the equatorial SST index (see the NECTI, Fig. 4.5, lag -6), supposed to correspond to the fluctuations of the Sta Helena anticyclone : both patterns are indeed centered around the same latitude (20°S), but the ABFI extends much less westward (5°E instead of 20°W). The ABFI would therefore be influenced by the two regimes (southern eastward disturbances and Santa Helena anticyclone fluctuations) ; maybe interacting in a way leading to this ABFI pattern that strangely persists during more than one week. Note that this persistence is in agreement with de Coëtlogon et al. (2013), who clearly emphasized the observed quasi-biweekly periodicities dominating this particular region (see their Fig. 4.4).

In addition, the lagged linear regression of SST and wind-speed local indexes on the ABFI shows that the timescale of the SSTA (amplitude of -0.7°C) is about 10-15 days, and its correlation with the wind speed anomaly is maximal when the latter leads by 4 days, with a wind stronger than normal by about 0.4 m/s (Fig. 4.9a). It suggests that the coastal upwelling is forced by the wind within 1 to 2 weeks.

This scenario is supported by the lagged regression of the SST-tendency equation, showing that the residual is by far the leading actor of the SST cooling (Fig. 4.9b, negative lags), emphasizing the dominant role played by the vertical heat fluxes at the mixed layer base in the cooling of the SST, enhanced by a stronger wind. However, this term develops before the wind (lag -20) and becomes less dominant from lag -9 onwards, before the wind acceleration has fully developed (at lag -4), which suggests that another process in addition to the wind could also drive the vertical mixing at slightly lower frequency (with a half-period seen from lag -10 to 15 in the residual, i.e. period of about 50 days, Fig. 4.9b). It could be the passage of a CTW as discussed further below. When the SSTA is the coldest (around lag 0), it is clearly damped by the net surface heat flux (a positive heat flux anomaly indeed indicates that less heat is removed from the SST by the atmosphere, thereby opposing the SST cooling) in a much more significant way than in the equatorial region (Fig. 4.9b). The decomposition of the net surface heat flux into its radiative and turbulent contributions shows that this damping is mostly due to the latent heat flux (not shown). Interestingly, the contribution of the horizontal advection

term is negligible here, compared to the one of vertical fluxes at the mixed-layer base, unlike in the equatorial upwelling fronts.

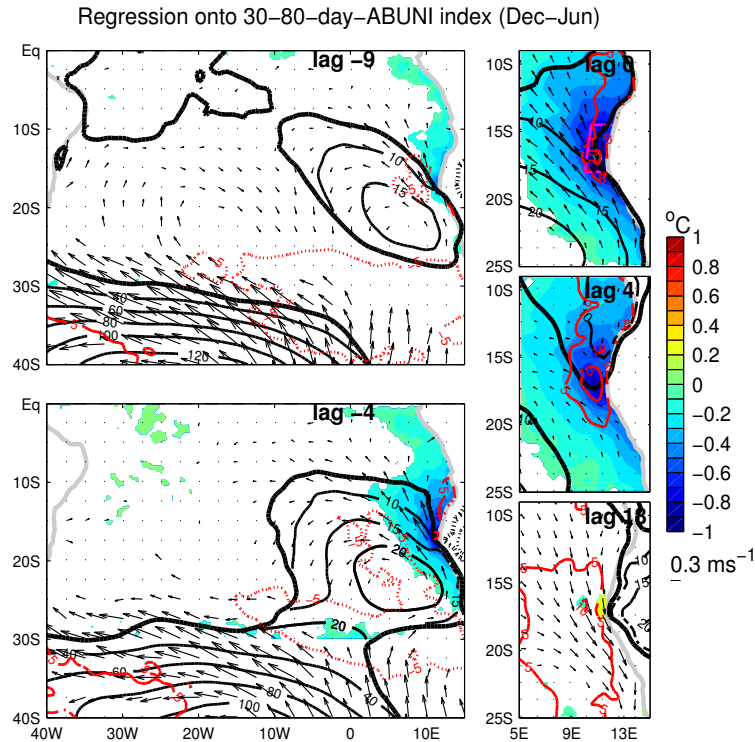


Figure 4.8 – Same as Fig. 4.3, but for the ABFI : with SLP anomalies in black contours (intervals of 5 hPa) and latent surface heat flux anomalies (red contours, intervals of 5 Wm², plain for positive, dotted for negative). Heat fluxes are positive downward. All timeseries have been band-pass filtered between 30 and 80 days, and months from December to June selected.

EKW and CTW contribution in the forcing of the SST ISV was investigated through a lagged regression of the SSH field along the southern wave track off the African coast on the ABFI (Fig. 4.10), after having band-pass filtered it. Only months from December to June were considered in the regression (extending the period from November to June does not change the results, but lowers their significance).

The tracking clearly shows an eastward equatorial, and then southward coastal propagation, as far south as 14°S (Fig.4.10), with a phase speed estimated around 1.6 m/s and a negative amplitude of almost 1 cm. The signal propagates from near (0°E,0°N) to the ABFI region in about five to six weeks, and displays characteristics very comparable to those of the first baroclinic modes of upwelling EKW and CTW described in Polo et al. (2008). A wide coastal significant SSTA of about -0.2°C follows this upwelling wave, from 7°S to 26°S (lag 0). Such an SST over SSH ratio (about 0.2 °C/cm) is in good agreement with comparable regression coefficients evidenced in observations and wave simulations in the ABF by Wade et al. (2014). When the CTW reaches the center of the ABF, its contribution to the SSTA is thus expected to be around -0.2°C, which is a consistent part of the total anomaly of -0.7°C (about 30% of its amplitude, or 10% of its variance), mostly through the residual term in the heat budget equation as discussed previously. Eventually, no clear hint of any wind response to the SSTA was found here : at lag 18 (i.e. when it lags the SST by 18 days), the wind has weakened by about

0.5 m/s (Fig. 4.9a), but this takes too long to be attributed to any SST influence through LN or SW mechanisms. On the other hand, as discussed previously, the SSTA feeds back onto the atmosphere through its damping by surface heat fluxes, mainly the latent heat flux. The latter is indeed widely significant along the coast, around lag 0 (Fig. 4.8, red contours). At the same time, the amplitude of wind speed anomalies reaches a regional maximum in the ABFI (not shown). A very local influence of the SST on the surface wind could therefore be advanced. But this influence is not strong enough to imprint the wind variability significantly in this season (Fig. 4.7a).

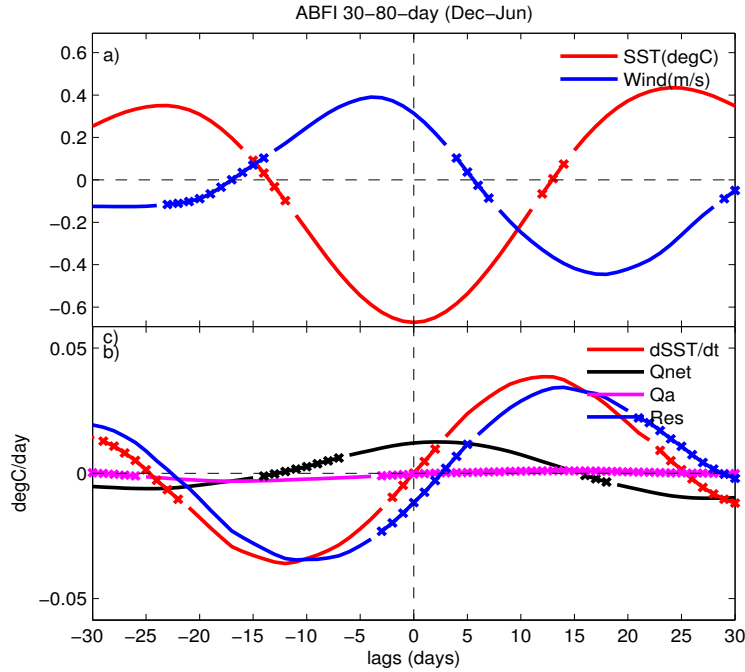


Figure 4.9 – same as Fig. 4.4, but for the ABFI. All timeseries have been band-pass filtered between 30 and 80 days, and months from December to June selected.

To summarize, the SST ISV in the southeastern tropical Atlantic basin is the strongest around the ABF (15-18°S) from December to June, with most variant timescales between 30 and 80 days. Following a local coastal wind burst (resp. lull) and the arrival of a CTW, the SSTA amplitude reaches - (+) 1.1°C near the coast : both coastal wind acceleration (deceleration) and upwelling (downwelling) CTW contribute to cool (warm) the local SST, mainly through stronger vertical entrainment and mixing at the upwelling front. The wind burst is associated to a regional-scale anticyclonic SLP anomaly, west of 10W, around the ABF, which may result from an interaction between the large-scale fluctuations of the Saint Helena anticyclone and Antarctic oscillation. The local wind likely explains two third of the SSTA, and the wave the remaining third. Although a feedback of the SST on the surface heat fluxes was detected, no clear influence on the surface wind was found.

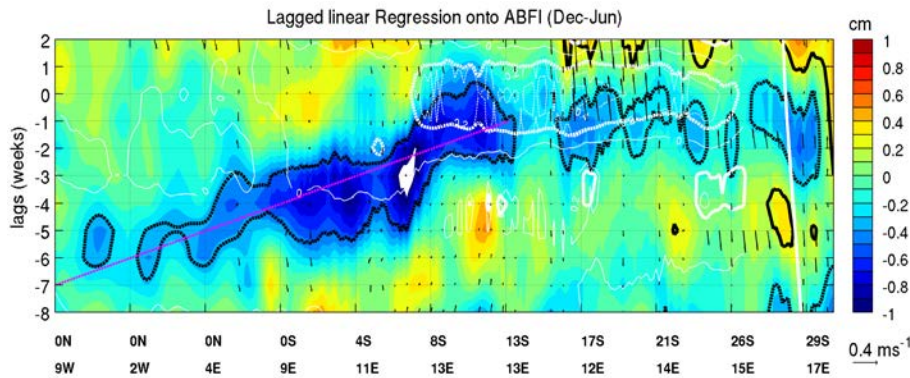


Figure 4.10 – Lagged linear regression on the ABFI of the tracking along the equator (eastward) and the African coast (southward) of AVISO SLH anomalies (shading, in cm), Reynolds SST anomalies (white contours, intervals of 0.2 °C). The black dotted lines indicate latitudinal limits of index area, the magenta line indicates the slope of the EKW. Only months from December to June were selected.

5) The Senegal-Mauritania front

The diagnostic of the SST ISV off West-Africa is made similarly than off Angola-Namibia. However, in this region, the upwelling core is trapped to the coast only north of 12°N. South of 12°N, it slightly detaches from it, because of the structure of the bathymetry, which is wide and shallow (around 17°W, Roy 1989 ; Demarcq and Faure 2000 ; Marchesiello and Estrade 2010). Thus, the maximal ISV location is identified with a time-latitude diagram of SST intraseasonal rms averaged between 16°W and 18°W south of 12°N, and in the 225 km-band off the coast north of 12°N (Fig. 4.11). The maximal SST ISV reaches seasonally 0.8°C and follows the position of the climatological SST front moving in latitude (Fig.11a).

The front separates warm water (above 27°C) of the Atlantic warm pool eastern extension, from cold water (below 20°C) associated to the southernmost extension of the coastal Canary upwelling system. It is in constant meridional displacement, related to the seasonal migration of the Inter-Tropical Convergence Zone. Despite a narrower latitude cover, the SST gradient (roughly 1°C per °C of latitude) is very close to that in the ABF. Fig.4.11a also shows that the limits of its migration are north-Mauritania and south-Senegal : we therefore name it the Senegal-Mauritania Front (SMF hereafter).

As better documenting the air-sea interaction at the front location, which exhibits a large seasonal cycle, two rms relative maxima were selected in order to build SST indexes : 11-14°N from December to May (thereafter SMF Southern Index, or SMFSI), and 19.5-22°N from June to September (SMF Northern Index, or SMFNI). They coincide with maxima in rms of the surface wind velocity (larger than 1.6 m/s), raising the question of the interaction type (i.e. coupled or not).

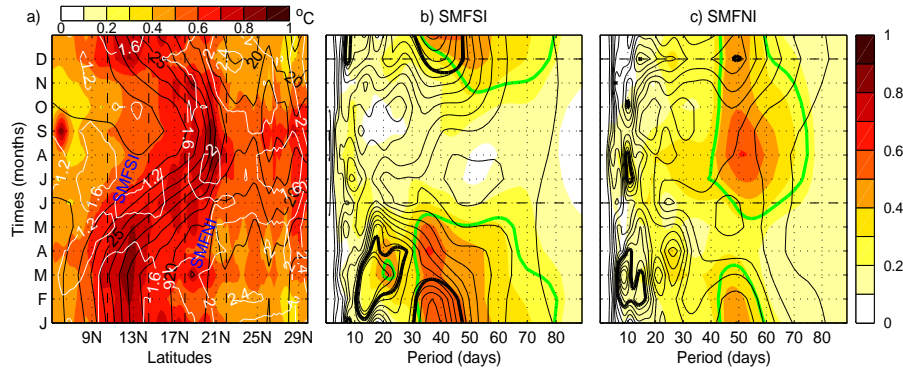


Figure 4.11 – Same as Fig. 4.2 and 4.7, but for parameters averaged in the 225-km band along the African coast (a), and the normalized wavelet power spectrum of the SMFSI (b) and the SMFNI (c).

The SMFSI SST wavelet spectrum shows a maximum from 30 to 80-day periods (November–May, Fig. 4.11b), with importantly synchronous significant peaks for SST and winds visible around 40-day in DJF, advocating for a strong wind-ocean interaction. The spectrum maximum for the SMFNI is in the 40 to 80-day period (June to September, Fig. 4.11c), but the wind variability is hardly significant then, hence the SST does likely not influence the wind locally. The question of the SST variance origin is nonetheless investigated with lagged linear regression.

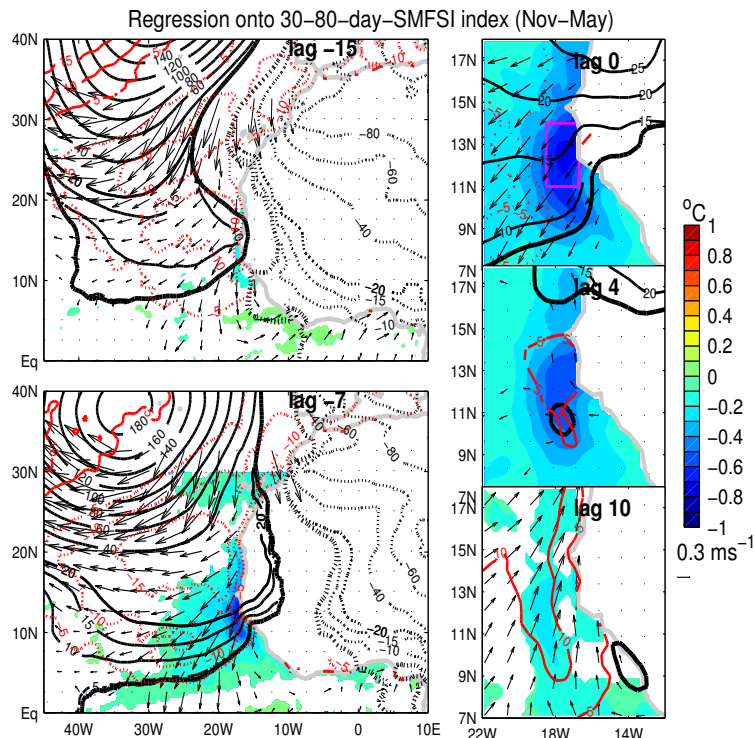


Figure 4.12 – Same as Fig. 4.8., but for the SMFSI : all timeseries have been band-pass filtered between 30 and 80 days, and months from November to May selected.

Lagged linear regression on the SMFSI, November–May, 30–80 days :

Before lag 0, a basin-scale pattern of wind and SLP anomaly dominates the region (Fig 4.12a). It corresponds to a stronger-than-normal Azores anticyclone (centered around 35°W /

40°N) with a strong barotropic component, since it can be found in the geopotential height anomaly as high as 100 hPa (not shown). It induces anomalous strong trade winds over the West African coast (maximal at lag -9 in the SMFSI box, Fig. 4.13a), when the SST starts to cool off Senegal and Guinea.

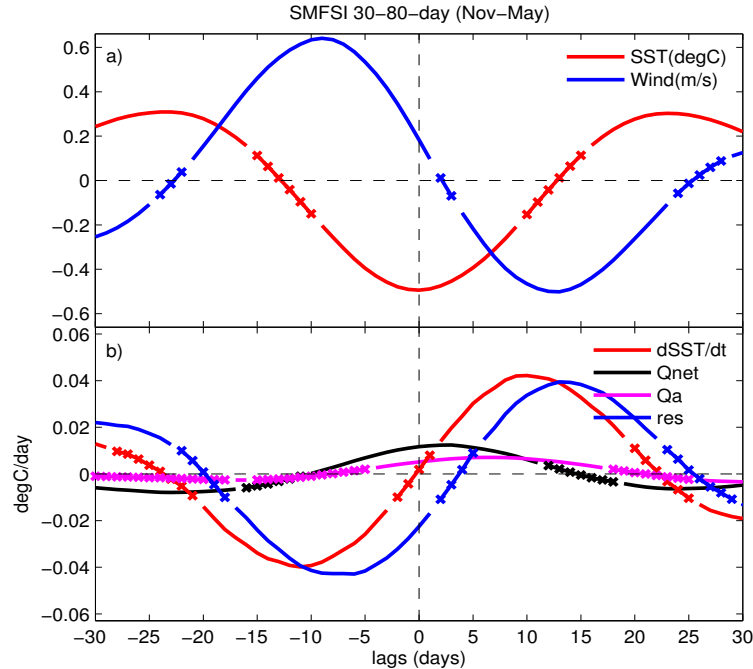


Figure 4.13 – Same as Fig. 4.4, but for the SMFSI : all timeseries have been band-pass filtered between 30 and 80 days, and months from November to May selected.

As shown in Fig. 4.13b, the SSTA are essentially driven by the residual in the mixed-layer heat budget, corresponding probably to an increase of the wind-driven vertical mixing and diffusion, as expected in an upwelling regime. The horizontal advection appears to be of small impact on the ABFI (Fig. 4.13b). Regarding the SST feedbacks onto the atmosphere, one can notice a local tilt in the SLP large-scale anomalous pattern as soon as lag -7 (Fig. 4.12). This suggests that the local positive SLP anomaly in the ABFI box, maximal at lag 4, could correspond to an adjustment of the pressure to the colder water below, through a local positive net surface heat flux anomaly (seen in Fig. 4.13b). However, there is no obvious wind response to the SST anomaly (Fig. 4.12, lags 0 and 4, and see also Fig. 4.13b, which shows the local SST or wind speed regression on the ABFI : a lag of 12 days between each of their maximum is too long for suggesting the SW mechanism), as well as no significant gradient anomalies in SST nor in SLP (not shown), meaning that no LN mechanism could be detected. The wind anomalies appears therefore controlled by the large-scale atmospheric circulation, in agreement with the results found in Dieng et al. (2014). In addition, the Azores high pressure anomaly could possibly be due to a MJO, as discussed in Cassou (2008) ; and Foltz and McPhaden (2004).

Regarding a possible oceanic wave forcing along the West African coasts, the clearest CTW SSHA signal emerges during the November to January period (Fig. 4.14). Its speed and amplitude (about 1 m/s for 1 to 2 cm) are in agreement with that evidenced by Polo et al. (2008). Since it is negative, this signal could contribute to the upwelling intensification and therefore

to the cold SST anomaly. The latter reaches 0.5°C during period from November to January (Fig.14), and according to Wade et al. (2014), a 2 cm wave is indeed associated to a SSTA of 0.4°C .

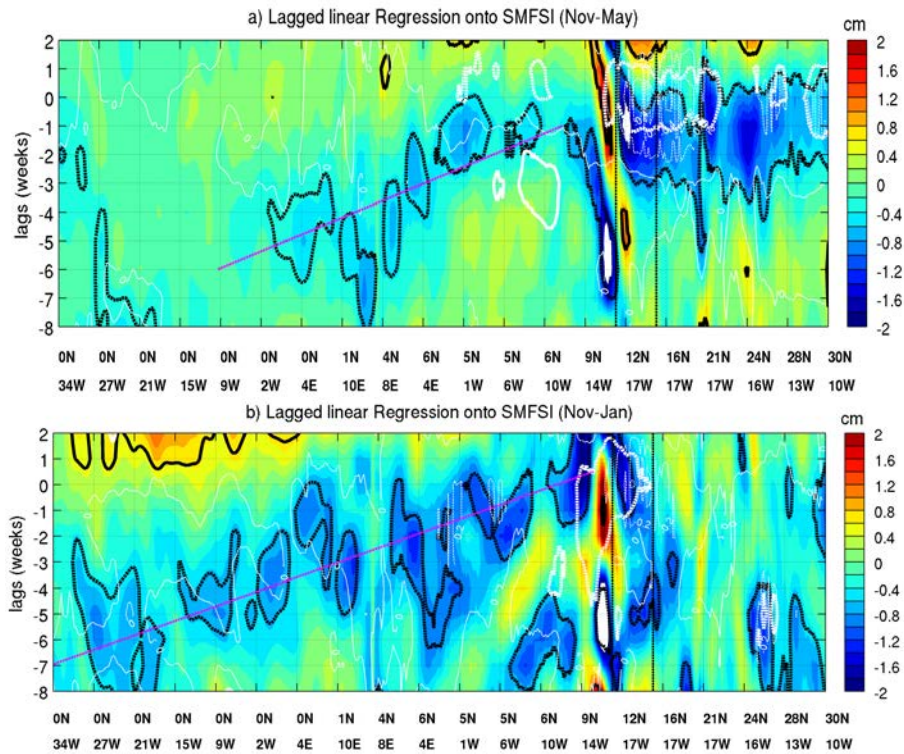


Figure 4.14 – Same as Fig. 4.10, but for the tracking along the equator (eastward) and the African coast (northward), and regressions are done onto SMFSI. Only months from November to May were selected in a), and from November to January in b).

Lagged linear regression on the SMFNI, June-September, 40-80 days :

For the northernmost position of the SMF, the SST intraseasonal variance is maximal between 19.5 and 22°N (Fig. 4.15). The wavelet analysis of the corresponding index (SMFNI) shows significant peaks between 40 and 80 days from June to September (Fig. 4.11c). As previously, a linear lagged regression of oceanic and atmospheric fields, band-pass filtered between 40 and 80-days, was performed onto the filtered SST SMFNI.

The cold SSTA (of nearly 1°C) is preceded by a strong coastal wind jet, maximal at lag -8 (Fig. 4.15, and see also Fig. 4.13a, i.e. the regression of the wind speed in the SMFNI box). It belongs to a large-scale anticyclonic pattern, slowly moving westward from West-Africa along 26°N . Its speed is about 0.6 m/s, and it is barotropic, because it can be found in the geopotential height anomaly as high as 100 hPa (not shown). This pattern could be linked with the intraseasonal components of the West African Heat Low (WAHL) variability described by Chauvin et al. (2010).

Fig. 4.16b shows that the cooling starts by an anomalous advection (dragging the colder SST further north southward), and a positive (therefore cooling) net surface heat flux; but the residual becomes rapidly the dominant term (from lag -15 onwards), in agreement with an upwelling regime intensification.

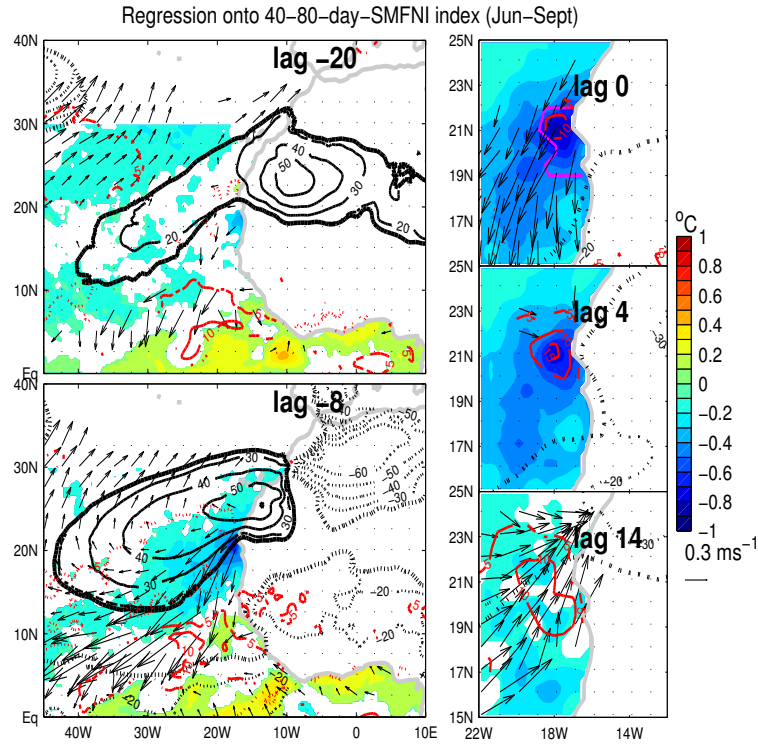


Figure 4.15 – Same as Fig. 4.8, but for the SMFNI : all timeseries have been band-pass filtered between 40 and 80 days, and months from June to September selected.

At positive lags, the damping is rather driven by the net air-sea heat flux (up to lag 10, Fig. 4.16b). It is worth noting that the net air-sea heat flux decomposition shows a huge domination of the latent heat flux there (not shown), although the surface wind speed has actually become weaker than normal (at lag 3, Fig. 4.16a) : the increased evaporation must then rather be explained by the strong SST cooling, which opposes the evaporation process.

In conclusion, off West Africa, two relative maxima of strong SST ISV are found, north and south of 15°N. The southern one is most active between November and May in the 30 to 80-day range of periodicities, and the northern one between June and September in the 40 to 80-day range (Fig. 4.11). The coastal SSTA in the northern box is created by an anomalous coastal wind jet that derives from the fluctuations of a large-scale circulation in the North Atlantic (Fig. 4.12). Although a significant SST feedback on the SLP anomalies is observed in the ABFI box (Fig. 12, lag 4), no robust signal is found in the local surface wind speed. The SSTA in the southern box also derives from a coastal forcing of a wind anomaly, associated to the westward-propagating along 26N of an anticyclonic atmospheric pattern, coming from the continent (Fig. 4.15), on which the SSTA appears to damp, through a less intense surface heat loss (Fig. 4.16). But this heat flux feedback is not strong enough to significantly influence the surface wind.

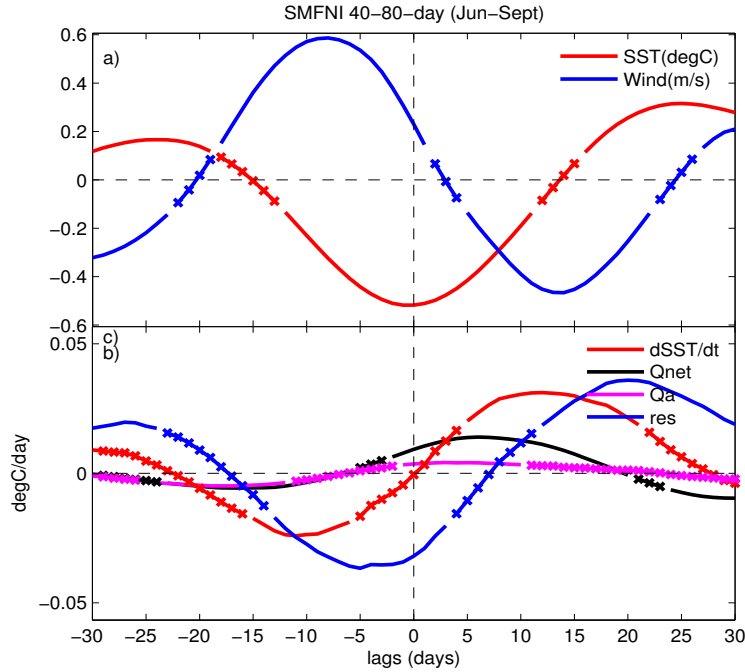


Figure 4.16 – Same as Fig. 4.4, but for the SMFNI : all timeseries have been band-pass filtered between 40 and 80 days, and months from June to September selected.

Summary and discussion

The focus of this paper have been to investigate the Tropical Atlantic regions that exhibit the most variant intraseasonal SST anomalies (thereby maximizing the chances to find any active air-sea coupling), and the characteristics of the latter, such as their interaction with the atmosphere or oceanic waves. The largest SST ISV was found in the fronts of the three main upwelling systems, where the climatological SST gradients are the strongest : two relative maxima in the northern front of the eastern equatorial upwelling (east or west of 10°W , in agreement with previous studies), two in the Senegal-Mauritania front (which is investigated here for the first time), and one off the Angola-Namibia.

In the equatorial upwelling region, the western SST index is significantly variant only between 20 and 60-day periods, with no significant peak in the corresponding wind index. The SSA follow a clear eastward propagating pattern, suggesting TIW-induced SSTA, with a local surface wind response (Caltabiano et al., 2005) : a weaker (stronger) surface wind over colder (warmer) water would cause an anomalous divergence (convergence) in the northwestern side of the SSTA. This could be done through the SW mechanism ; however the LN mechanism appears also active, with significant SLP anomalies corresponding to an anomalous surface wind divergence (O’Neil et al, 2010). Further east, the eastern SST and wind indexes present synchronous and significant peaks in the 10 to 20-day range, and the signature of a regional negative feedback (as in de Coëtlogon et al. 2010). For both regimes, the SSTA are mainly controlled by the horizontal advection and the vertical oceanic mixing.

Along the Angola-Namibia, only one region of strong SST ISV was found around $16-18^{\circ}\text{S}$, in the ABF front. The wavelet analysis revealed antagonistic seasonal cycles of SST and wind variance. The SST ISV was found maximal from December to June (in the 30-80-day period

range), and from June to October (with a peak around 10 days) for the wind. As the vertical stratification of upper oceanic levels is the strongest in December-June, even a weak local wind fluctuation can indeed create a large SSTA (Goubanova et al. 2013). Stronger coastal southeasterlies appear controlled by the large-scale circulation in the South Atlantic, inducing a cooling in about 25 days, mainly through enhanced vertical mixing and diffusion in the coastal upwelling area. In addition to the local wind forcing, the second barotropic mode of EKW may also impact the cold SSTA. In return, the SSTA is mainly damped by the latent surface heat flux when it is the coolest, and then by the decrease in oceanic vertical mixing following the weakening of southeasterlies (after lag 5). Note that further south, in the heart of the Benguela upwelling near 26°S, Goubanova et al. (2013) did not detect any CTW impact on the SST variability. And we found no particularly significant sign of a wind burst which could have forced the original EKW one to two month in advance near the equator in the regressed fields. The wind minimum was found to spatially coincide with the SST minimum, but more than two weeks later, therefore excluding an adjustment of the atmospheric boundary layer through the SW mechanism; in addition, no signal was found in the SLP gradients, which implies that the feedback of the SST on the large scale atmospheric flow in this region could not have been detected.

The ABF then can be seen as a place where two large-scale atmospheric regimes interact : the southern eastward disturbances around the Antarctic, and the Saint Helena anticyclone, leading to a maximally variant wind fluctuations in the ABF region, with a dominant persistence of more than one week : the stratification associated to the outcropping isotherms and the still shallow mixed layer are then favorable to strong upwelling vertical heat fluxes and surface fluxes effect.

Off West Africa, the SST ISV is characterized by two regions of strong variance, north and south of 14°N. The southern one (Canary Upwelling region) is most active between November and May, and the northern one between June and September. Two main periodicities were found : The first range is 30-80 days for the southern front in November-May. The coastal SSTA is mainly created by an anomalous coastal wind jet that derives from the fluctuations of the large-scale circulation in the North Atlantic. Similarly than in the Angola-Namibia region, the SST appears mostly controlled by the wind-driven vertical mixing, according to the surface heat budget : stronger winds cool down the local SST trough enhanced vertical mixing in the coastal upwelling. The anomaly is then mainly damped by the latent heat flux when it is the coldest, and by the decreased vertical mixing when the wind has become weaker than normal (after lag 3). The horizontal advection, weak but significant, seems also to damp the anomaly, in agreement with a decrease of the southward surface water advection from further north (where the SST is colder on average), following a decrease of the surface wind speed. In the other hand, the geostrophic velocity in the heat budget shows that an equatorial Kelvin wave could also contribute to the SSTA, but as opposing the wind-driven advection effect, and weakly sustaining the cold SSTA, instead of damping it. The wave tracking in November-March exhibits indeed a clear wave propagation up to 14°N, with a significant SSTA trapped between 8 and 14°N without any consistent significant wind anomaly to explain it. As in the Angola-Namibia, the local surface wind appears to be impacted by the upwelling SSTA, but without any signal

found in SLP gradients, which suggests a lack of influence on the atmospheric circulation at larger scale.

The second range is 40-80 days in the northern front in June-September. The corresponding SSTA mainly derives from a coastal forcing of the wind associated to a westward-propagating atmospheric anticyclonic pattern coming from the African continent along 26°N, with a speed phase around 0.3 m/s. Once they reach the coast, the northeasterly wind anomalies becomes a coastal jet that cool down the coastal SST by enhancing vertical mixing in the upwelling. Then, like in the Angola-Namibia and southern Canary Upwelling regions as previously discussed, the cold SSTA is damped by the reduced latent heat flux and vertical mixing once the wind has become weaker than normal. But there again, this feedback only appears to weakly impact the local surface wind.

A key result from this study is that, from the three main upwelling regions in the Tropical Atlantic, only the equatorial upwelling appears to be robustly coupled with the surface wind. Only a feedback of the SST on the surface heat fluxes were detected in coastal upwellings : an air-sea coupling could still be active there, but the surface wind response must then be investigated at smaller spatial scales. Of course, the SST influence was only investigated in regions showing a maximal ISV, thus it could be found elsewhere than in the upwelling regions. It is also quite surprising not to find any clear sign of a Madden-Julian Oscillation in our results, as it was previously found to be a major component of the Tropical influence on the North Atlantic circulation (Cassou 2008). Further investigations are also needed to examine the impact of the seasonal coastal upwelling along the Guinean coast, north of the gulf.

Chapitre 5

Conclusion et perspectives

Dans cette thèse, nous avons exploré l'influence de la surface océanique, en particulier de la TSO, sur la circulation atmosphérique de surface en Atlantique tropical. Le travail se résume principalement à deux parties. Nous avons tout d'abord analysé en première partie l'influence de la TSO à grande échelle spatiale (sur l'ensemble du bassin Atlantique tropical) et temporelle (climatologique mensuelle) sur le vent de surface, puis en seconde partie, nous nous sommes intéressés au couplage air-mer à plus petites échelles spatiales, sur les fronts d'upwellings, régions où nous avons trouvé que la variabilité intrasaisonnière de la TSO était la plus forte. Ci-dessous, nous revenons plus en détail sur les conclusions de ces deux parties.

Dans le chapitre 2 de la thèse, après avoir décrit dans ses grandes lignes la circulation atmosphérique de basse couche dans l'Atlantique Tropical, nous exposons le principe du modèle de couche de mélange atmosphérique de Stevens et al. (2002), principal outil utilisé dans la première partie de cette thèse. Ce modèle est fondé sur l'équilibre entre les forces de gradient de pression, de Coriolis, de frottement à la surface, et d'entraînement au sommet de la couche de mélange. Mais il utilise pour cela deux paramètres : le coefficient d'entraînement (qui mesure la quantité de mouvement injectée dans la couche de mélange dû au cisaillement de vent à son sommet) et la hauteur de la couche de mélange, qui sont obtenus par régressions linéaires avec les données issues des deux jeux de réanalyses utilisés dans cette thèse (CFSR et ERAI). Des tests de sensibilité sont effectués sur ces deux paramètres et montrent que le modèle y est relativement peu sensible. Dans le chapitre 3, ce modèle est ensuite forcé avec les deux réanalyses afin de calculer les vents de surface. Dans ces deux versions de sorties du modèle, les vents de surface sont sous-estimés dans la zone de convergence intertropicale océanique (les processus thermodynamiques, comme ceux décrits par Gill 1981, et non représentés dans le modèle, y jouent probablement un rôle très important), et dans les zones de TSO froides (upwellings) où la direction de ces vents de surface est biaisée. La raison en est probablement que la stabilisation verticale en bas de la couche de mélange atmosphérique marine, au-dessus des TSO froides, et décrit par Sweet et al. (1981) ou Wallace et al. (1989), n'est pas incluse dans ce petit modèle simple. Il y a également un problème (vent de surface surestimé) dans la zone de la «double

ITCZ», autour de 10°S à l'ouest de 20°W. Mais en dehors de ces zones, les vents de surface dans le modèle sont plutôt bien représentés par rapport aux observations, Par conséquent, grâce à ce modèle linéaire, il est possible d'isoler les différentes composantes contrôlant : i) la dynamique des vents de surface à travers des analyses de bilan de quantité de mouvement (Stevens et al. 2002, Small et al. 2005, etc), et ii) la convergence de surface, à travers des analyses de bilan de la convergence (Back and Bretherton 2009a). Ces bilans nous aident à mieux repérer les processus dominants contrôlant la dynamique atmosphérique, pour ensuite étudier leur sensibilité par rapport à la TSO.

Pour le bilan de la quantité de mouvement, les résultats montrent plusieurs familles d'équilibres en juillet :

i) au sud de 15°S et au nord de 10°N, un régime de vents très forts, avec des équilibres principaux entre Coriolis et les gradients de pression, donc quasi-géostrophiques. Plus près des côtes, nous observons plutôt des équilibres type «d'Ekman» : la force de friction et celle de l'entraînement deviennent importantes.

ii) Entre 5°S et 10°N, un régime de vents faibles proches de l'équateur. Nous trouvons trois types d'équilibres : 1) entre la force de gradient de pression et l'entraînement dans le Golfe de Guinée ; 2) entre la force de gradient de pression, l'entraînement, et la friction à l'ouest de 10°W autour de l'équateur (5°S-5°N) ; et 3) entre les 4 forces (gradient de pression, Coriolis, friction et entraînement) dans la ZCIT (5-10°N).

iii) Entre 15°S et 5°S : nous avons trouvé une zone de transition entre ces deux régimes principaux.

Ce bilan de la quantité de mouvement nous a principalement permis de constater que la force d'entraînement apparaît très importante pour les équilibres du vents dans le modèle MCM, en particulier dans les zones d'upwellings (côtiers et équatorial) : nous pensons donc, comme nous l'avons déjà mentionné, que ces zones particulières ne permettent pas à MLM de s'appliquer correctement, à cause de la présence d'eau froide en surface qui augment la stabilité de la basse couche atmosphérique, ce qui est un processus non représenté dans le modèle. Sinon, de façon moins surprenante, la force de gradient de pression représente généralement dans tous les équilibres la principale force motrice. Là encore, l'effet de cette force de pression est le plus marqué dans les régions d'upwellings, sur les forts gradients de TSO. En plus, elle y apparaît principalement dominée par les gradients de la pression dans la CLA, ces derniers étant orientés suivant la direction des gradients TSO.

Par la suite, pour affiner l'analyse des TSO sur les vents de surface et relier les effets aux précipitations dans la ZCIT, nous avons analysé le bilan de l'état moyen mensuel climatologique de Juillet, ainsi que celui de la migration mensuelle (de Juillet en Août) de la convergence.

Pour le bilan de l'état moyen de la convergence, nous avons utilisé et comparé deux approches : celle de Back and Bretherton (2009a) et celle de Takatama et al. (2012). L'approche de Back and Bretherton (2009a) est fondée sur le modèle de MLM qui sépare la contribution de la troposphère libre (entraînement au sommet de la CLA) et celle dans la CLA assimilée à un contrôle de la TSO. Par contre, pour celle de Takatama et al. (2012), les termes sont calculés directement à partir des réanalyses.

Nous avons identifié, avec la méthode de Back et Bretherton (2009a), deux régions particulières de la ZCTI : une côtière (près des côtes brésiliennes et africaines), dont le modèle MLM simule bien la convergence, et une ZCIT océanique, que le modèle a plus de mal à simuler. Dans la ZCIT côtière, la convergence des vents de surface est en effet principalement contrôlée par la contribution de la pression totale, elle-même contrôlée par la contribution de la pression dans la CLA et donc de la TSO, en accord avec les résultats de Back and Bretherton (2009a). Par contre, pour la ZCIT océanique, le modèle simule une convergence légèrement trop au nord par rapport à la position normale de la ZCIT, et ce avec les deux jeux de réanalyses. Le bilan de convergence montre que ce décalage est dû à la contribution de la pression totale, ce qui souligne l'importance probable des processus non dynamiques (thermiques et/ou thermodynamiques) pour bien simuler la position normale de la convergence au sein de cette partie de la ZCIT. Dans cette région, en effet, une importante rétroaction de la TSO sur les flux turbulents ont été mis en évidence, en lien avec le couplage «WES» («Wind-Evaporation-SST» en anglais, voir par exemple Frankignoul et Kestenare 2005). De plus, les réanalyses ne sont pas d'accord sur la répartition du contrôle de la pression totale : avec ERAI, la pression totale est à 60% contrôlée par sa composante troposphérique (entraînement), contre 40% pour sa composante dans la CLA. Alors qu'avec CFSR, la contribution de la composante troposphérique est très faible, voire négligeable devant celle de la CLA. Cela n'est certainement pas sans rapport avec le fait que les réanalyses CFSR ont été effectuées avec un modèle global couplé à un modèle d'océan, par conséquent les flux thermodynamiques, et donc la contribution de la TSO, sont probablement mieux représentés.

Ces résultats se confirment avec la méthode de Takatama et al. (2012). En effet, le calcul de la contribution de la pression revient mathématiquement au même dans les deux méthodes. Mais l'avantage de la méthode de Takatama et al. (2012) est qu'elle nous permet d'isoler la contribution du laplacien de la pression ; or, dans la ZCIT côtière, le laplacien de la pression dans la CLA est fortement corrélé au laplacien de la TSO : la pression totale dans ces régions semble donc être principalement contrôlée par la TSO à travers le mécanisme de LN. La méthode de Takatama et al. (2012) nous a aussi permis de constater qu'au niveau des côtes africaines (dans le Golfe de Guinée), la contribution de l'advection horizontale semble aussi très importante, et est très corrélée avec les précipitations dans cette région : nous pensons donc que les pluies guinéennes (océaniques et côtières) sont essentiellement dues à une convergence des masses d'air humide due à l'advection, plutôt qu'à une évaporation locale.

En ce qui concerne l'évolution mensuelle de la convergence au sein de la ZCIT, les deux réanalyses montrent qu'elle est principalement contrôlée par la pression à cette échelle. En retour, CFSR montre que la pression est largement dominée par la contribution de la pression dans la CLA (et donc du laplacien de TSO). Par contre pour ERAI, c'est la contribution de la pression troposphérique qui domine légèrement celle de la pression dans la CLA (à peu près 60 contre 40%). Notre analyse reste cependant à ce stade très qualitative, et il sera important de quantifier davantage nos résultats. Il sera également intéressant de reproduire ce type d'analyse avec un modèle atmosphérique complet où les phénomènes d'entraînement seront mieux représentés que dans notre modèle MCM, comme par exemple dans un modèle de circulation atmosphérique

régional. Mais nous pensons que notre double approche, inspirée de Back et Bretherton (2009a) et Takatama et al. (2012), permettra de comparer les observations et les sorties d'un modèle, et de mieux appréhender quelles sont les paramétrisations du modèle qui sont en défaut (couche limite atmosphérique, couche de surface, etc.) pour la convergence de surface au sein de la ZCIT océanique.

Nous avons également pu voir, grâce à ce petit modèle simple, quelles étaient les régions d'Atlantique Tropical qui échappaient manifestement au régime quasi-géostrophique (contrôlé en grande partie par les gradients de TSO à mesure qu'on se rapproche de l'équateur). Ces zones concernent des régions de TSO relativement froides (upwellings). Dans la deuxième partie de la thèse, nous avons donc examiné ces zones de façon plus régionale. Pour cela, nous avons adopté une approche objective en utilisant des techniques d'analyse spectrale et statistique pour d'une part isoler les modes dominants de la variabilité intrasaisonnière de la TSO, et pour d'autre part analyser leurs origines possibles, ainsi que l'éventualité d'un couplage local avec l'atmosphère. Ces analyses ont été effectuées sur les observations satellites (principalement de TSO, et de vent de surface), et avec les réanalyses CFSR, puisque ces dernières semblent être meilleures qu'ERA-Interim pour représenter les couplages air-mer. Par cette méthode, nous retrouvons bien que les maxima de variabilité intrasaisonnière se situent sur les zones de front des trois principaux systèmes d'upwellings (Equateur, Sénégal-Mauritanie, et Angola-Namibie).

Dans la région équatoriale, deux maxima de variances ont été isolés : un mode de 10-20 jours à l'est de 10°W, et un autre de 20-60 jours à l'ouest de 10°W, tous deux observés en été boréal, quand la thermocline est proche de la surface et l'upwelling (« langue d'eau froide ») le plus intense. Pour le pic à 20-60 jours, les anomalies de TSO sont induites par la dynamique des OIT qui se propagent vers l'ouest. Les vents de surface répondent passivement à ces anomalies de TSO : les anomalies négatives (positives) de TSO sont associées à des anomalies positives (négatives) de SLP, et une divergence (convergence) des vents de surface. Ce forçage semble être contrôlé principalement par le mécanisme de SW (anomalies de TSO et de vitesse du vent spatialement en phase), cependant le mécanisme de LN semble être également actif car nous avons aussi noté que les vents convergent (divergent) juste au centre des anomalies négatives (positives) de SLP (voir par exemple O'Neil et al. 2010 pour un diagnostic similaire).

Pour le mode à 10-20 jours, les résultats montrent une rétroaction négative, dans laquelle les anomalies froides de TSO, initialement forcées par une accélération anormale des alizés de sud-est suite à un renforcement de l'anticyclone de Ste Hélène 5 à 6 jours avant, freine les vents 1 à 2 jours plus tard (résultats similaires à de Coëtlogon et al. 2010). Pour ces deux régimes équatoriaux, les anomalies de TSO sont principalement contrôlées par l'advection horizontale et les processus de mélange vertical.

Pour l'upwelling d'Angola-Namibie, la variabilité intrasaisonnière est maximale sur le front d'Angola-Benguela (environ 15-18°S). L'analyse des spectres révèle que les cycles saisonniers des variances de TSO et de vitesse du vent sont en opposition de phase : la variabilité intrasaisonnière de la TSO est maximale entre Décembre et Juin (avec un pic de variance significatif entre 30 et 80 jours), alors que celle de l'intensité des vents de surface entre Juin et Octobre (avec un pic de variance significatif autour de 10 jours). Les anomalies de TSO associées à ce régime de 30-80

jours sont essentiellement induites par le forçage local des vents de surface lié aux fluctuations de l'anticyclone des Açores. Ce refroidissement local se fait principalement via une augmentation du mélange vertical le long des côtes. Bien que le spectre du vent montre que sa variance n'est pas maximale pendant cette période, nous pensons donc comme Goubanova et al. (2013) que ces fluctuations du vent de surface, même faibles, génèrent de fortes anomalies de TSO pendant cette période car la stratification de la surface océaniques y est maximale entre Décembre en Juin. En plus de ce forçage local, nous avons aussi remarqué que le forçage à distance par les OKE contribue également à la génération des anomalies de TSO dans cette région. En retour, le refroidissement côtier de la TSO est principalement amorti par le flux de chaleur latente, et aussi par la diminution du mélange vertical qui suit le ralentissement des vents de surface d'environ 5 jours. Le minimum de vent apparaît coïncider avec les anomalies froides de TSO, en accord avec un ajustement vertical de la CLA à travers le mécanisme de SW ; mais ce ralentissement est aussi cohérent avec un signal à grande échelle de la pression de surface : comme aucune corrélation significative n'apparaît entre gradients de TSO et de SLP, nous n'avons pas détecté d'influence en retour de ces anomalies de TSO sur le vent de surface.

Le long des côtes du Sénégal-Mauritanie, la variabilité intrasaisonnière des TSO est caractérisée par deux maxima variance au nord et sud de 14°N. Celui du sud est actif entre Novembre et Mai, et celui du nord entre Juin et Septembre. Pour le front du sud, des variances significatives sont observées entre 30 et 80 jours : les anomalies de TSO sont générées par une accélération des alizés du nord-est reliés à une circulation atmosphérique de plus grande échelle. Comme dans le front d'Angola-Benguela, ces anomalies de vents refroidissent les eaux côtières principalement à travers une augmentation du mélange vertical de l'upwelling. L'anomalie froide de TSO est en retour amortie par le flux de chaleur latente, puis par une diminution du mélange vertical quand le vent devient anormalement faible (3 jours après le minimum de TSO). Au même moment, l'advection horizontale, faible mais significative, contribue également à l'amortissement de l'anomalie de TSO, ce qui est en accord avec une diminution de l'advection vers le sud des eaux du nord beaucoup plus froides. Le tracking des OKE sur la période de Novembre à Mai montre un signal de propagation d'une OKE, visible surtout quand on se concentre sur la période de Novembre à Mars, avec des effets significatifs jusqu'au nord de 15°N. Pour le front nord, la variabilité intrasaisonnière de la TSO est maximale et significative entre 40 et 80 jours. Les anomalies de TSO sont générées par un forçage côtier des vents associés à la propagation vers l'ouest d'un signal anticyclonique atmosphérique le long de 26°N, avec une vitesse de phase d'environ 0.3 m/s. Ce signal vient de l'intérieur du continent et génère en s'approchant de la côte un jet côtier qui refroidit les eaux côtières. Comme sur le front d'Angola-Benguela et la partie sud de l'upwelling Sénégal-Mauritanie, l'anomalie froide de TSO est amortie en retour par une diminution du flux de chaleur latente et du mélange vertical quand le vent devient plus faible qu'en moyenne.

Notons que nous n'avons observé aucun signe de l'influence des oscillations de Madden-Julian, pourtant décrite comme étant la composante majeure de la variabilité intrasaisonnière dans les tropiques (Folz and McPhaden 2004, Cassou 2008), ce qui reste un point important à éclaircir.

Pour conclure, notre analyse montre que, sur les trois principaux systèmes d'upwelling de l'Atlantique tropical, seul l'upwelling équatorial présente clairement un couplage TSO-vent robuste. Dans les upwellings côtiers, des rétroactions entre la TSO et les flux de chaleur latente sont certes détectés, mais uniquement à petite échelle spatiale. De plus, l'advection horizontale, aussi importante que le mélange vertical à l'équateur à l'échelle intrasaisonnière (en accord par exemple avec Giordani et al. 2013), semble jouer un rôle modeste pour les upwellings côtiers. Par contre, ces derniers pourraient être contrôlés par des ondes de Kelvin côtières, comme l'atteste un signal pisté depuis l'équateur : il reste cependant à déterminer exactement comment ces ondes pourraient être générées. Notre étude confirme donc des résultats précédents dans la région équatoriale, et approfondit la compréhension des interactions océan-atmosphère de cette région. Pour le front de l'upwelling d'Angola-Benguela, nous avons apporté des résultats généraux qui approfondissent le peu d'études faites sur cette région. Le long des côtes du Sénégal-Mauritanie, à notre connaissance, notre étude est la première sur le couplage air-mer à l'échelle intrasaisonnière, nous initiions donc ce type d'analyse dans cette région.

Nous projetons de prolonger cette étude par des simulations numériques avec un modèle régional couplé WRF-NEMO ; le type d'analyse exposé ici permettra alors d'isoler plus facilement les défauts de représentation des processus de couplage océan-atmosphère dans les zones clé que sont les upwellings équatoriaux et côtiers. A plus grande échelle, les résultats de la première partie pourront également nous guider dans l'interprétation des biais qui ne manqueront pas de se développer dans les simulations numériques couplées. Par exemple, Zermeno-Diaz et Zhang (2013) ont montré que le vent de surface des simulations CMIP5, orienté sud-est dans l'est de la région équatoriale, était d'autant plus sous-estimé par le modèle que ce dernier sous-estimait l'entraînement de quantité de mouvement zonale au sommet de la couche limite (entraînement calculé par une version du modèle de Stephens et al. 2005). Ils supposent que ce biais est principalement dû à l'insuffisance de la résolution verticale pour représenter les cisaillements, mais nos résultats montrent que d'autres processus peuvent aussi être impliqués et doivent être analysés, comme le phénomène de stabilisation de la basse couche atmosphérique au-dessus des zones de TSO froides. Un bon diagnostic du rôle de ces différents processus, et leur impact sur le couplage océan-atmosphère de l'Atlantique Tropical (amplitude + échelles de temps), nous paraît en effet être un des préalables indispensables à l'amélioration des modèles de climat dans cette région.

Annexe A

Démonstration de l'équation 14

$$\begin{cases} -fV = -(1/\rho_o)\partial_x P + E_x - \varepsilon U + A_x \\ +fU = -(1/\rho_o)\partial_y P + E_y - \varepsilon V + A_y \end{cases}$$

En transposant les composantes de la force de friction à gauche on a :

$$\begin{cases} +\varepsilon U - fV = -(1/\rho_o)\partial_x P + E_x + A_x \\ +fU + \varepsilon V = -(1/\rho_o)\partial_y P + E_y + A_y \end{cases}$$

Sous forme matricielle, on a :

$$\begin{bmatrix} \varepsilon & -f \\ f & \varepsilon \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -(1/\rho_o)\partial_x P + E_x + A_x \\ -(1/\rho_o)\partial_y P + E_y + A_y \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} U \\ V \end{bmatrix} = \frac{\text{inv} \left(\begin{bmatrix} \varepsilon & -f \\ f & \varepsilon \end{bmatrix} \right)}{\det \left(\begin{bmatrix} \varepsilon & -f \\ f & \varepsilon \end{bmatrix} \right)} \begin{bmatrix} -(1/\rho_o)\partial_x P + E_x + A_x \\ -(1/\rho_o)\partial_y P + E_y + A_y \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} U \\ V \end{bmatrix} = \frac{1}{\varepsilon^2 + f^2} \begin{bmatrix} \varepsilon & f \\ -f & \varepsilon \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -(1/\rho_o)\partial_x P + E_x + A_x \\ -(1/\rho_o)\partial_y P + E_y + A_y \end{bmatrix}$$

$$\begin{cases} U = (1/\rho_o) \left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + f^2} \partial_x P - \frac{f}{\varepsilon^2 + f^2} \partial_y P \right) + \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + f^2} E_x + \frac{f}{\varepsilon^2 + f^2} E_y + \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + f^2} A_x + \frac{f}{\varepsilon^2 + f^2} A_y \\ V = +(1/\rho_o) \left(\frac{f}{\varepsilon^2 + f^2} \partial_x P - \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + f^2} \partial_y P \right) - \frac{f}{\varepsilon^2 + f^2} E_x + \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + f^2} E_y - \frac{f}{\varepsilon^2 + f^2} A_x + \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + f^2} A_y \end{cases}$$

En posant : $N_1 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + f^2}$ & $N_2 = \frac{f}{\varepsilon^2 + f^2}$, on a :

$$\begin{cases} U = (1/\rho_o)(-N_1\partial_x P - N_2\partial_y P) + N_1 E_x + N_2 E_y + N_1 A_x + N_2 A_y \\ V = (1/\rho_o)(+N_2\partial_x P - N_1\partial_y P) - N_2 E_x + N_1 E_y - N_2 A_x + N_1 A_y \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \partial_x U + \partial_y V = & -\frac{1}{\rho_o} \left[N_1(\partial_x^2 P + \partial_y^2 P) + (\partial_x N_1 - \partial_y N_2)\partial_x P + (\partial_y N_1 + \partial_x N_2)\partial_y P \right] + \\ & [N_1(\partial_x E_x + \partial_y E_y) + N_2(\partial_x E_y - \partial_y E_x) + (\partial_x N_1 - \partial_y N_2)E_x + (\partial_y N_1 + \partial_x N_2)E_y] + \\ & [N_1(\partial_x A_x + \partial_y A_y) + N_2(\partial_x A_y - \partial_y A_x) + (\partial_x N_1 - \partial_y N_2)A_x + (\partial_y N_1 + \partial_x N_2)A_y] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \partial_x U + \partial_y V = & -\frac{1}{\rho_o} \left[N_1 \nabla^2 P + (\partial_x N_1 - \partial_y N_2)\partial_x P + (\partial_y N_1 + \partial_x N_2)\partial_y P \right] + \\ & \left[N_1 \nabla \cdot \vec{E} + N_2 \nabla \times \vec{E} + (\partial_x N_1 - \partial_y N_2)E_x + (\partial_y N_1 + \partial_x N_2)E_y \right] + \\ & \left[N_1 \nabla \cdot \vec{A} + N_2 \nabla \times \vec{A} + (\partial_x N_1 - \partial_y N_2)A_x + (\partial_y N_1 + \partial_x N_2)A_y \right] \end{aligned}$$

En posant : $M_1 = \partial_x N_1 - \partial_y N_2$ et $M_2 = \partial_y N_1 + \partial_x N_2$, on a

$$\begin{aligned} div U = & -\frac{1}{\rho_o} \left[\frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + f^2} \nabla^2 P + M_1 \partial_x P + M_2 \partial_y P \right] + \\ & \left[\frac{f}{\varepsilon^2 + f^2} \nabla \times \vec{E} + \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + f^2} \nabla \cdot \vec{E} + M_1 E_x + M_2 E_y \right] + \\ & \left[\frac{f}{\varepsilon^2 + f^2} \nabla \times \vec{A} + \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 + f^2} \nabla \cdot \vec{A} + M_1 A_x + M_2 A_y \right] \end{aligned}$$

Annexe B

*Les figures du bilan de quantité de mouvement et
de convergence de surface en **Janvier***

Annexe B. Les figures du bilan de quantité de mouvement et de convergence de surface en Janvier

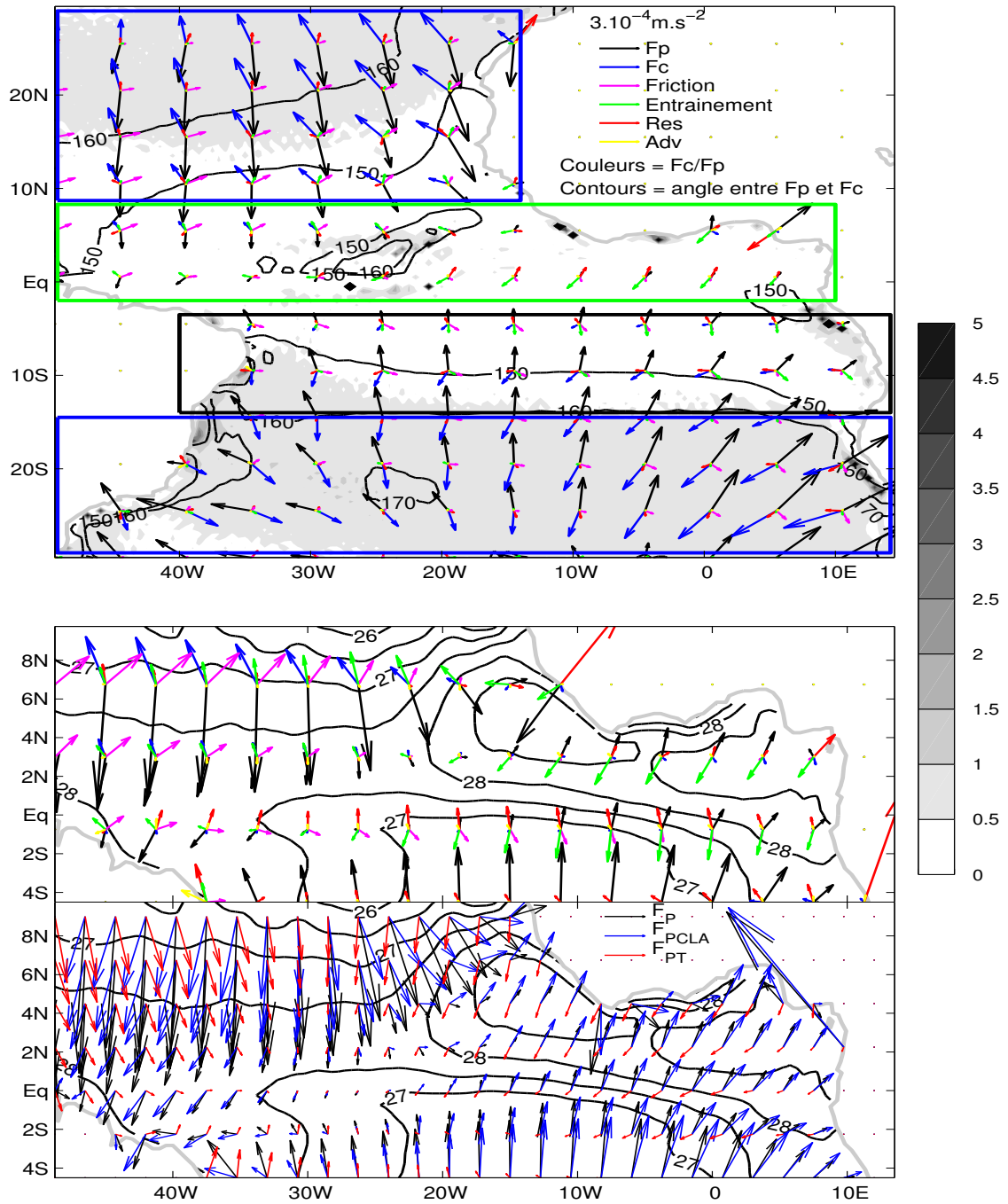


Figure B.1 – Même chose que la figure xx, mais pour le mois de Janvier.

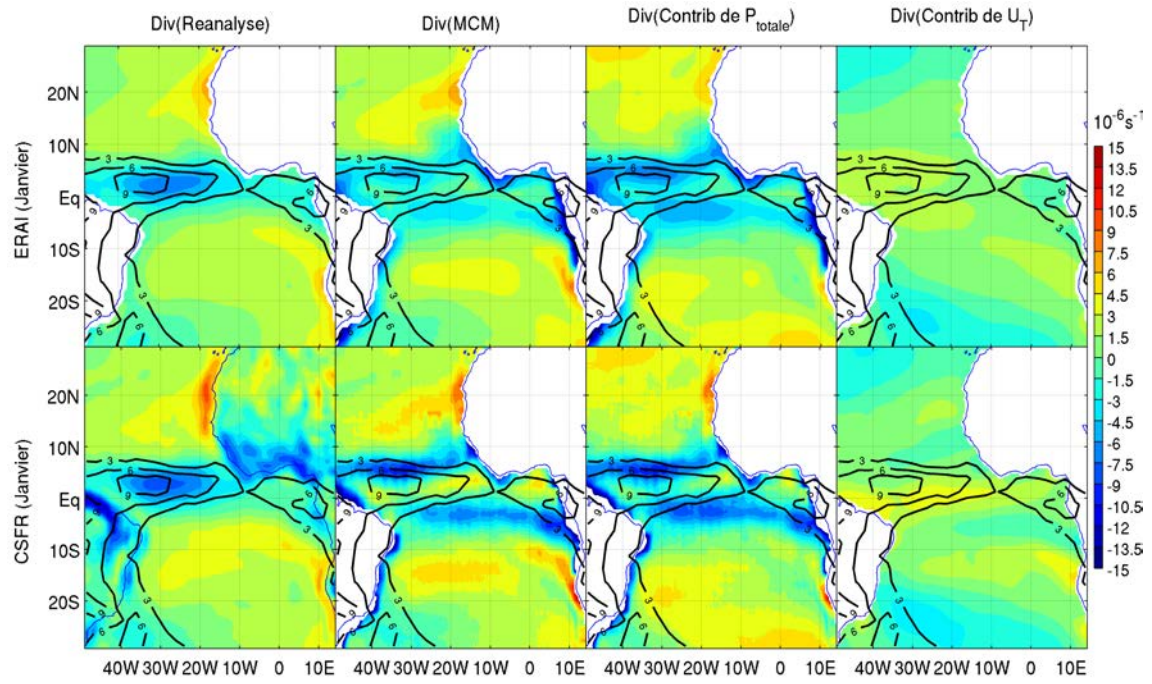


Figure B.2 – Même chose que la figure 3.4, mais pour le mois de Janvier.

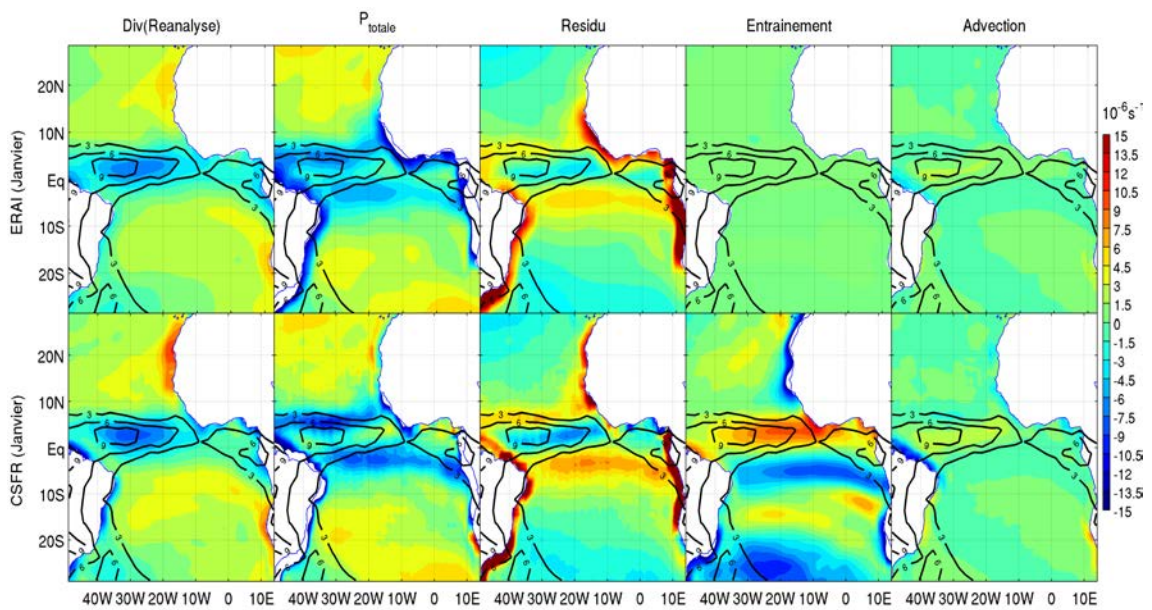


Figure B.3 – Même chose que la figure 3.5, mais pour le mois de Janvier.

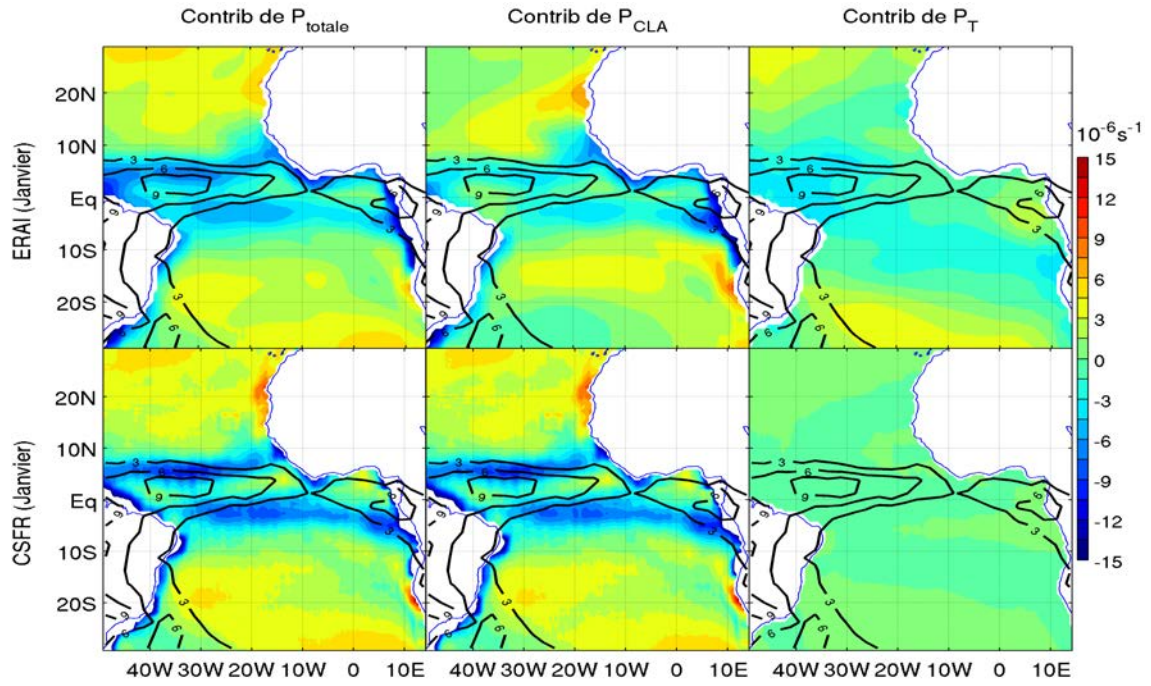


Figure B.4 – Même chose que la figure 3.8, mais pour le mois de Janvier.

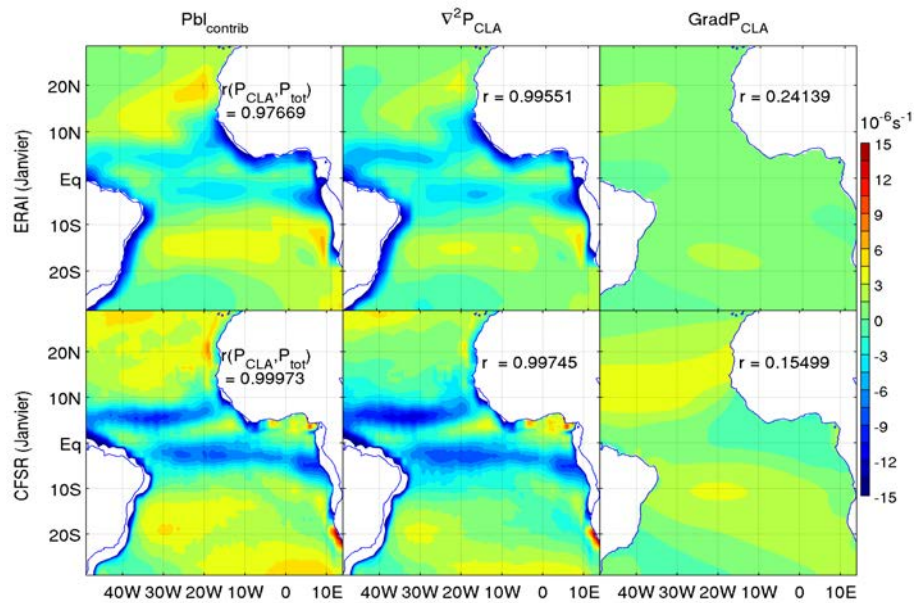


Figure B.5 – Même chose que la figure 3.10, mais pour le mois de Janvier.

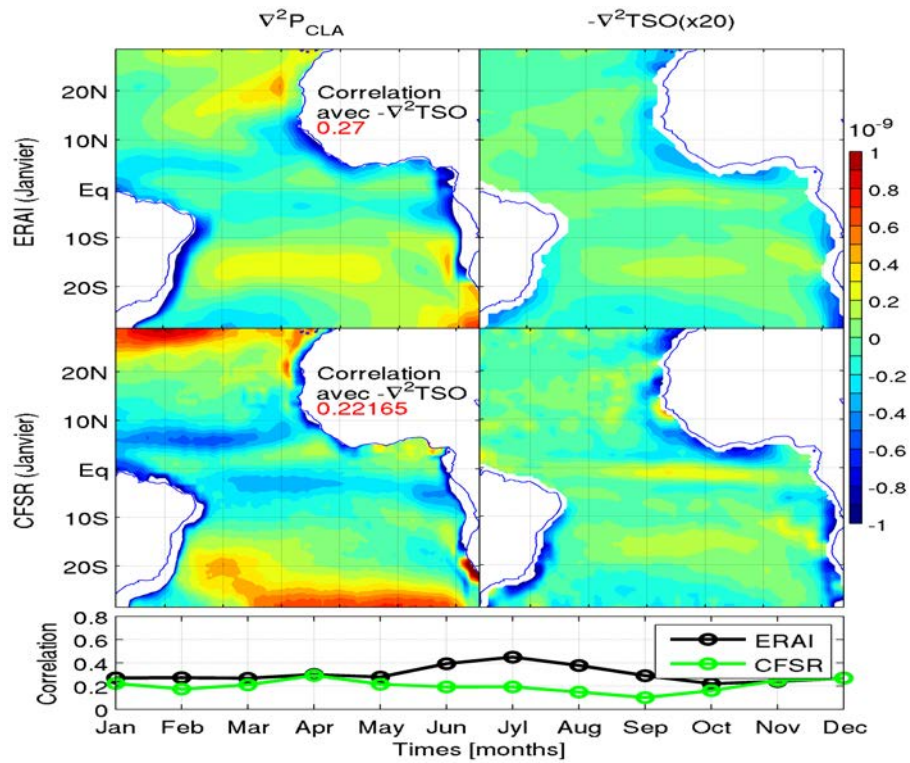


Figure B.6 – Même chose que la figure 3.11, mais pour le mois de Janvier.

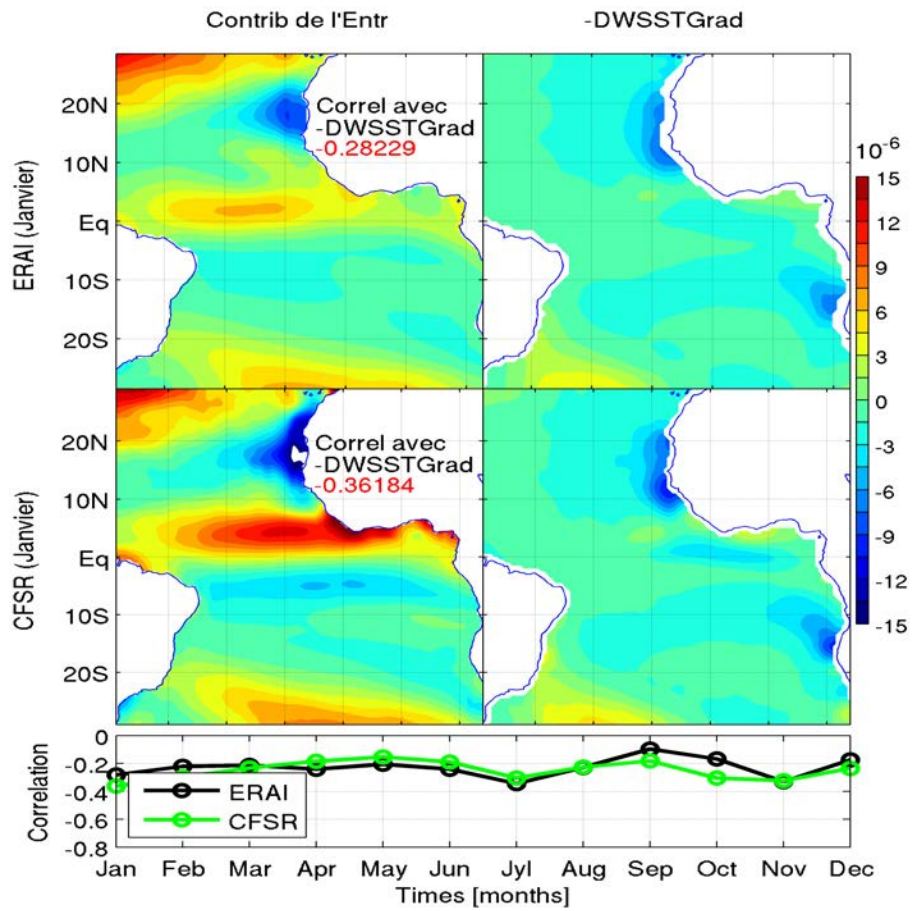


Figure B.7 – Même chose que la figure 3.12, mais pour le mois de Janvier.

Acronymes

ABFI	– Angola-Benguela Front Index
AVHRR	– Advanced Very High Resolution Radiometer
CLA	– Couche Limite Atmosphérique (<i>id.</i> MABL)
CMAM	– Couche de Mélange Atmosphérique Marine
CMIP3	– Coupled Model Intercomparison Project Phase 3
CMIP5	– Coupled Model Intercomparison Project Phase 5
CEPMMT	– Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme (<i>id.</i> ECMWF)
CFSR	– Climate Forecast System Reanalysis
CMIP	– Coupled Model Intercomparison Project
CAODS	– Comprehensive Ocean–Atmosphere Data Set
CLAUS	– CLoud Archive User Service project
CTW	– Coastal Trapped Waves(<i>id.</i> OKC)
ECMWF	– European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (<i>id.</i> CEPMMT)
EKW	– Equatorial Kelvin Waves (<i>id.</i> OKE)
EPIC2001	– East Pacific Investigation of Climate processes in the coupled ocean-atmosphere system 2001
ERA-40	– ECMWF Re-Analysis for 45-years (September 1957 - August 2002)
ERA-Interim	– ECMWF ReAnalysis-Interim
FOCAL/SEQUAL	– programme Français Ocean et Climat dans l’Atlantique équatoriaL / Seasonal Response of the Equatorial Atlantic
GIEC	– le Groupe d’Experts Intergouvernemental sur l’Evolution du Climat
GPCP	– Global Precipitation Climatology Project
ITCZ	– InterTropical Convergence Zone (<i>id.</i> ZCIT)
ISV	– IntraSeasonal Variability (<i>id.</i> VIS)
LEF	– Langue d’Eau Froide

LN	– mécanisme de Lindzen et Nigam
MABL	– Marine Atmospheric Boundary Layer (<i>id.</i> CLA)
MCM	– Modèle de Couche de Mélange (atmosphérique)
MCM-C	– MCM forcé avec CFSR
MCM-C	– MCM forcé avec ERAI
MJO	– Madden-Julian Oscillation
NCEP	– National Centers for Environmental Prediction
NECTI	– North-Eastern Cold Tongue Index
NOAA-NCDC	– National Oceanic and Atmospheric Administration - National Climatic Data Center
NWCTI	– North-Western Cold Tongue Index
OKE	– Onde de Kelvin Equatoriale
OKC	– Onde de Kelvin Côtière
OIT	– Onde d’Instabilité Tropicale (<i>id.</i> TIW)
OSTIA	– Operational, high-resolution, combined Sea surface Temperature (SST) and sea Ice Analysis system.
P_{CLA}	– Pression dans la Couche de Limite Atmosphérique
P_{TL}	– Pression de la Troposphère Libre
SHL	– Sea Level Height
SLP	– Sea Level Pressure
SMSFI	– canary upwelling SouthMost Southern Front Index
SMNFI	– canary upwelling SouthMost Northern Front Index
SST	– Sea Surface Temperature (<i>id.</i> TSO)
SSTA	– SST anomaly
SW	– mécanisme de Sweet et Wallace
TMI	– TRMM’s Microwave Imager
TIW	– Tropical Instability Wave (<i>id.</i> OIT)
TRMM	– Tropical Rainfall Measuring Mission
TSO	– Température de Surface de l’Océan (<i>id.</i> SST)
VIS	– Variabilité IntraSaisonnière (<i>id.</i> ISV)
WAHL	– West African Heat Low
ZCIT	– Zone de Convergence InterTropicale (<i>id.</i> ITCZ)

Références

- Athie, G. and Marin, F. (2008). Cross-equatorial structure and temporal modulation of intraseasonal variability at the surface of the tropical atlantic ocean. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, 113(C8).
- Athié, G., Marin, F., Treguier, A.-M., Bourlès, B., and Guiavarc’h, C. (2009). Sensitivity of near-surface tropical instability waves to submonthly wind forcing in the tropical atlantic. *Ocean Modelling*, 30(4) :241–255.
- Back, L. E. and Bretherton, C. S. (2009a). On the relationship between SST gradients, boundary layer winds, and convergence over the tropical oceans. *Journal of Climate*, 22(15) :4182–4196.
- Back, L. E. and Bretherton, C. S. (2009b). A simple model of climatological rainfall and vertical motion patterns over the tropical oceans. *Journal of Climate*, 22(23) :6477–6497.
- Biasutti, M., Battisti, D. S., and Sarachik, E. S. (2004). Mechanisms controlling the annual cycle of precipitation in the tropical atlantic sector in an atmospheric GCM*. *Journal of climate*, 17(24) :4708–4723.
- Biasutti, M., Sobel, A. H., and Kushnir, Y. (2006). AGCM precipitation biases in the tropical atlantic. *Journal of climate*, 19(6) :935–958.
- Bourras, D., Reverdin, G., Giordani, H., and Caniaux, G. (2004). Response of the atmospheric boundary layer to a mesoscale oceanic eddy in the northeast atlantic. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, 109(D18).
- Bunge, L., Provost, C., and Kartavtseff, A. (2007). Variability in horizontal current velocities in the central and eastern equatorial atlantic in 2002. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, 112(C2).
- Bunge, L., Provost, C., Lilly, J. M., D’orgeville, M., Kartavtseff, A., and Melice, J.-L. (2006). Variability of the horizontal velocity structure in the upper 1600 m of the water column on the equator at 10 w. *Journal of physical oceanography*, 36(7) :1287–1304.

- Caltabiano, A. C. V., Robinson, I. S., Pezzi, L. P., and others (2005). Multi-year satellite observations of instability waves in the tropical atlantic ocean. *Ocean Science Discussions*, 2(1) :1–35.
- Caniaux, G., Giordani, H., Redelsperger, J.-L., Guichard, F., Key, E., and Wade, M. (2011). Coupling between the atlantic cold tongue and the west african monsoon in boreal spring and summer. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, 116(C4).
- Cassou, C. (2008). Intraseasonal interaction between the madden–julian oscillation and the north atlantic oscillation. *Nature*, 455(7212) :523–527.
- Chauvin, F., Roehrig, R., and Lafore, J.-P. (2010). Intraseasonal variability of the saharan heat low and its link with midlatitudes. *Journal of Climate*, 23(10) :2544–2561.
- Chelton, D. B., Esbensen, S. K., Schlax, M. G., Thum, N., Freilich, M. H., Wentz, F. J., Gentemann, C. L., McPhaden, M. J., and Schopf, P. S. (2001). Observations of coupling between surface wind stress and sea surface temperature in the eastern tropical pacific. *Journal of Climate*, 14(7) :1479–1498.
- Chelton, D. B. and Wentz, F. J. (2005). Global microwave satellite observations of sea surface temperature for numerical weather prediction and climate research.
- Chelton, D. B. and Xie, S.-P. (2010). Coupled ocean-atmosphere interaction at oceanic mesoscales.
- Chiang, J. C., Kushnir, Y., and Giannini, A. (2002). Deconstructing atlantic ITCZ variability : Influence of the local cross-equatorial SST gradient, and remote forcing from the eastern equatorial pacific. *J. Geophys. Res*, 107(10.1029).
- Chiang, J. C., Kushnir, Y., and Zebiak, S. E. (2000). Interdecadal changes in eastern pacific ITCZ variability and its influence on the atlantic ITCZ. *Geophysical Research Letters*, 27(22) :3687–3690.
- Cox, M. D. (1980). Generation and propagation of 30-day waves in a numerical model of the pacific. *Journal of Physical Oceanography*, 10(8) :1168–1186.
- Dai, Q. and Singleton, K. (2003). Term structure dynamics in theory and reality. *Review of Financial Studies*, 16(3) :631–678.
- de Coëtlogon, G., Leduc-Leballeur, M., Meynadier, R., Bastin, S., Diakhaté, M., Eymard, L., Giordani, H., Janicot, S., and Lazar, A. (2013). Atmospheric response to sea-surface temperature in the eastern equatorial atlantic at quasi-biweekly time-scales. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*.
- de Coëtlogon, G. d., Janicot, S., and Lazar, A. (2010). Intraseasonal variability of the ocean—atmosphere coupling in the gulf of guinea during boreal spring and summer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 136(S1) :426–441.

- Deardorff, J. W. (1972). Parameterization of the planetary boundary layer for use in general circulation models 1. *Monthly Weather Review*, 100(2) :93–106.
- Deser, C. (1993). Diagnosis of the surface momentum balance over the tropical pacific ocean. *Journal of climate*, 6(1) :64–74.
- Düing, W., Hisard, P., Katz, E., Meincke, J., Miller, L., Moroshkin, K. V., Philander, G., Ribnikov, A. A., Voigt, K., and Weisberg, R. (1975). Meanders and long waves in the equatorial atlantic.
- Emanuel, K. A., David Neelin, J., and Bretherton, C. S. (1994). On large-scale circulations in convecting atmospheres. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 120(519) :1111–1143.
- Flament, P. J., Kennan, S. C., Knox, R. A., Niiler, P. P., and Bernstein, R. L. (1996). The three-dimensional structure of an upper ocean vortex in the tropical pacific ocean. *Nature*, 383(6601) :610–613.
- Foltz, G. R. and McPhaden, M. J. (2004). The 30–70 day oscillations in the tropical atlantic. *Geophysical research letters*, 31(15).
- Garzoli, S. L. (1987). Forced oscillations on the equatorial atlantic basin during the seasonal response of the equatorial atlantic program (1983–1984). *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, 92(C5) :5089–5100.
- Giannini, A., Cane, M. A., and Kushnir, Y. (2001a). Interdecadal changes in the ENSO teleconnection to the caribbean region and the north atlantic oscillation*. *Journal of Climate*, 14(13) :2867–2879.
- Giannini, A., Chiang, J. C., Cane, M. A., Kushnir, Y., and Seager, R. (2001b). The ENSO teleconnection to the tropical atlantic ocean : contributions of the remote and local SSTs to rainfall variability in the tropical americas*. *Journal of Climate*, 14(24) :4530–4544.
- Gill, A. (1980). Some simple solutions for heat-induced tropical circulation. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 106(449) :447–462.
- Giordani, H. and Caniaux, G. (2011). Diagnosing vertical motion in the equatorial atlantic. *Ocean Dynamics*, 61(12) :1995–2018.
- Giordani, H., Caniaux, G., and Voldoire, A. (2013). Intraseasonal mixed-layer heat budget in the equatorial atlantic during the cold tongue development in 2006. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 118(2) :650–671.
- Goubanova, K., Illig, S., Machu, E., Garçon, V., and Dewitte, B. (2013). SST subseasonal variability in the central benguela upwelling system as inferred from satellite observations (1999–2009). *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 118(9) :4092–4110.

- Grist, J. P. and Nicholson, S. E. (2001). A study of the dynamic factors influencing the rainfall variability in the west african sahel. *Journal of climate*, 14(7) :1337–1359.
- Grodsky, S. A., Carton, J. A., and Nigam, S. (2003). Near surface westerly wind jet in the atlantic ITCZ. *Geophysical Research Letters*, 30(19).
- Gu, G. and Adler, R. F. (2004). Seasonal evolution and variability associated with the west african monsoon system. *Journal of climate*, 17(17) :3364–3377.
- Guilyardi, E., Delecluse, P., Gualdi, S., and Navarra, A. (2003). Mechanisms for ENSO phase change in a coupled GCM. *Journal of climate*, 16(8) :1141–1158.
- Hashizume, H., Xie, S.-P., Fujiwara, M., Shiotani, M., Watanabe, T., Tanimoto, Y., Liu, W. T., and Takeuchi, K. (2002). Direct observations of atmospheric boundary layer response to SST variations associated with tropical instability waves over the eastern equatorial pacific*. *Journal of Climate*, 15(23) :3379–3393.
- Hashizume, H., Xie, S.-P., Liu, W. T., and Takeuchi, K. (2001). Local and remote atmospheric response to tropical instability waves : A global view from space. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, 106(D10) :10173–10185.
- Hayes, S. P., McPhaden, M. J., and Wallace, J. M. (1989). The influence of sea-surface temperature on surface wind in the eastern equatorial pacific : Weekly to monthly variability. *Journal of Climate*, 2(12) :1500–1506.
- Hermes, J. C. and Reason, C. J. C. (2009). Variability in sea-surface temperature and winds in the tropical south-east atlantic ocean and regional rainfall relationships. *International Journal of Climatology*, 29(1) :11–21.
- Houghton, R. W. and Colin, C. (1987). Wind-driven meridional eddy heat flux in the gulf of guinea. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, 92(C10) :10777–10786.
- Jochum, M., Murtugudde, R., Ferrari, R., and Malanotte-Rizzoli, P. (2005). The impact of horizontal resolution on the tropical heat budget in an atlantic ocean model. *Journal of climate*, 18(6) :841–851.
- Jouanno, J., Marin, F., du Penhoat, Y., and Molines, J.-M. (2013). Intraseasonal modulation of the surface cooling in the gulf of guinea. *Journal of Physical Oceanography*, 43(2) :382–401.
- Kennan, S. C. and Flament, P. J. (2000). Observations of a tropical instability vortex*. *Journal of Physical Oceanography*, 30(9) :2277–2301.
- Kiehl, J. T. and Gent, P. R. (2004). The community climate system model, version 2. *Journal of Climate*, 17(19) :3666–3682.
- Kirtman, B. P. and Shukla, J. (2002). Interactive coupled ensemble : A new coupling strategy for CGCMs. *Geophysical research letters*, 29(10) :5–1.

- Legeckis, R. (1977). Long waves in the eastern equatorial pacific ocean : A view from a geostationary satellite. *Science*, 197(4309) :1179–1181.
- Lilly, D. K. (1968). Models of cloud-topped mixed layers under a strong inversion. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 94(401) :292–309.
- Lindzen, R. S. and Nigam, S. (1987). On the role of sea surface temperature gradients in forcing low-level winds and convergence in the tropics. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 44(17) :2418–2436.
- Liu, T. W., Xie, X., Polito, P. S., Xie, S.-P., and Hashizume, H. (2000). Atmospheric manifestation of tropical instability wave observed by QuikSCAT and tropical rain measuring mission. *Geophysical Research Letters*, 27(16) :2545–2548.
- Liu, W. T. and Xie, X. (2002). Double intertropical convergence zones—a new look using scatterometer. *Geophysical Research Letters*, 29(22) :29–1.
- Lyman, J. M., Johnson, G. C., and Kessler, W. S. (2007). Distinct 17-and 33-day tropical instability waves in subsurface observations*. *Journal of physical oceanography*, 37(4) :855–872.
- Ma, C.-C., Mechoso, C. R., Robertson, A. W., and Arakawa, A. (1996). Peruvian stratus clouds and the tropical pacific circulation : A coupled ocean-atmosphere GCM study. *Journal of Climate*, 9(7) :1635–1645.
- Matsuno, T. (1966). Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *J. Meteor. Soc. Japan*, 44(1) :25–43.
- McCreary, Julian P., J. (1984). Equatorial beams. *Journal of Marine Research*, 42(2) :395–430.
- McGauley, M., Zhang, C., and Bond, N. A. (2004). Large-scale characteristics of the atmospheric boundary layer in the eastern pacific cold tongue-ITCZ region*. *Journal of climate*, 17(20) :3907–3920.
- Mechoso, C. R., Robertson, A. W., Barth, N., Davey, M. K., Delecluse, P., Gent, P. R., Ineson, S., Kirtman, B., Latif, M., Le Treut, H., and others (1995). The seasonal cycle over the tropical pacific in coupled ocean-atmosphere general circulation models. *Monthly Weather Review*, 123(9) :2825–2838.
- Meehl, G. A. and Arblaster, J. M. (1998). The asian-australian monsoon and el niño-southern oscillation in the NCAR climate system model*. *Journal of Climate*, 11(6) :1356–1385.
- Mittelstaedt, E. (1991). The ocean boundary along the northwest african coast : circulation and oceanographic properties at the sea surface. *Progress in Oceanography*, 26(4) :307–355.
- Nicholson, S. E. (2009). A revised picture of the structure of the “monsoon” and land ITCZ over west africa. *Climate Dynamics*, 32(7-8) :1155–1171.

- Nobre, P. and Srunkla, J. (1996). Variations of sea surface temperature, wind stress, and rainfall over the tropical atlantic and south america. *Journal of Climate*, 9(10) :2464–2479.
- Okumura, Y. and Xie, S.-P. (2004). Interaction of the atlantic equatorial cold tongue and the african monsoon*. *Journal of Climate*, 17(18) :3589–3602.
- O’Neill, L. W., Esbensen, S. K., Thum, N., Samelson, R. M., and Chelton, D. B. (2010). Dynamical analysis of the boundary layer and surface wind responses to mesoscale SST perturbations. *Journal of Climate*, 23(3) :559–581.
- Opoku-Ankomah, Y. and Cordery, I. (1994). Atlantic sea surface temperatures and rainfall variability in ghana. *Journal of Climate*, 7(4) :551–558.
- Peter, A.-C., Le Hénaff, M., Du Penhoat, Y., Menkes, C. E., Marin, F., Vialard, J., Caniaux, G., and Lazar, A. (2006). A model study of the seasonal mixed layer heat budget in the equatorial atlantic. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, 111(C6).
- Pezzi, L. P., Vialard, J., Richards, K. J., Menkes, C., and Anderson, D. (2004). Influence of ocean-atmosphere coupling on the properties of tropical instability waves. *Geophysical Research Letters*, 31(16).
- Philander, S. G. H. (1978). Instabilities of zonal equatorial currents, 2. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, 83(C7) :3679–3682.
- Polo, I., Lazar, A., Rodriguez-Fonseca, B., and Arnault, S. (2008). Oceanic kelvin waves and tropical atlantic intraseasonal variability : 1. kelvin wave characterization. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, 113(C7).
- Pu, B. and Cook, K. H. (2010). Dynamics of the west african westerly jet. *Journal of Climate*, 23(23) :6263–6276.
- Pu, B. and Cook, K. H. (2012). Role of the west african westerly jet in sahel rainfall variations. *Journal of Climate*, 25(8) :2880–2896.
- Qiao, L. and Weisberg, R. H. (1995). Tropical instability wave kinematics : Observations from the tropical instability wave experiment. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, 100(C5) :8677–8693.
- Reynolds, R. W., Smith, T. M., Liu, C., Chelton, D. B., Casey, K. S., and Schlax, M. G. (2007). Daily high-resolution-blended analyses for sea surface temperature. *Journal of Climate*, 20(22) :5473–5496.
- Scott, J. C. and McDowall, A. L. (1990). Cross-frontal cold jets near iceland : In-water, satellite infrared, and geosat altimeter data. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, 95(C10) :18005–18014.

- Seo, H., Jochum, M., Murtugudde, R., Miller, A. J., and Roads, J. O. (2007). Feedback of tropical instability-wave-induced atmospheric variability onto the ocean. *Journal of Climate*, 20(23) :5842–5855.
- Shannon, L. V., Boyd, A. J., Brundrit, G. B., and Taunton-Clark, J. (1986). On the existence of an el niño-type phenomenon in the benguela system. *Journal of Marine Research*, 44(3) :495–520.
- Small, R. J., DeSzoeko, S. P., Xie, S. P., O’Neill, L., Seo, H., Song, Q., Cornillon, P., Spall, M., and Minobe, S. (2008). Air–sea interaction over ocean fronts and eddies. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 45(3) :274–319.
- Small, R. J., Xie, S.-P., and Wang, Y. (2003). Numerical simulation of atmospheric response to pacific tropical instability waves*. *Journal of climate*, 16(22) :3723–3741.
- Stammer, D. (1997). Global characteristics of ocean variability estimated from regional TOPEX/POSEIDON altimeter measurements. *Journal of Physical Oceanography*, 27(8) :1743–1769.
- Stark, J. D., Donlon, C. J., Martin, M. J., and McCulloch, M. E. (2007). OSTIA : An operational, high resolution, real time, global sea surface temperature analysis system. In *OCEANS 2007-Europe*, pages 1–4. IEEE.
- Stevens, B., Duan, J., McWilliams, J. C., Münnich, M., and Neelin, J. D. (2002). Entrainment, rayleigh friction, and boundary layer winds over the tropical pacific. *Journal of climate*, 15(1) :30–44.
- Sweet, W., Fett, R., Kerling, J., and La Violette, P. (1981). Air-sea interaction effects in the lower troposphere across the north wall of the gulf stream. *Monthly Weather Review*, 109(5) :1042–1052.
- Takatama, K., Minobe, S., Inatsu, M., and Small, R. J. (2012). Diagnostics for near-surface wind convergence/divergence response to the gulf stream in a regional atmospheric model. *Atmospheric Science Letters*, 13(1) :16–21.
- Terray, L. (1998). Sensitivity of climate drift to atmospheric physical parameterizations in a coupled ocean-atmosphere general circulation model. *Journal of climate*, 11(7) :1633–1658.
- Thum, N., Esbensen, S. K., Chelton, D. B., and McPhaden, M. J. (2002). Air-sea heat exchange along the northern sea surface temperature front in the eastern tropical pacific. *Journal of climate*, 15(23) :3361–3378.
- Tomas, R. A. and Webster, P. J. (1997). The role of inertial instability in determining the location and strength of near-equatorial convection. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 123(542) :1445–1482.

- Torrence, C. and Compo, G. P. (1998). A practical guide to wavelet analysis. *Bulletin of the American Meteorological society*, 79(1) :61–78.
- Uppala, S. M., Kallberg, P. W., Simmons, A. J., Andrae, U., Bechtold, V., Fiorino, M., Gibson, J. K., Haseler, J., Hernandez, A., Kelly, G. A., and others (2005). The ERA-40 re-analysis. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 131(612) :2961–3012.
- Voldoire, A., Claudon, M., Caniaux, G., Giordani, H., and Roehrig, R. (2014). Are atmospheric biases responsible for the tropical atlantic SST biases in the CNRM-CM5 coupled model? *Climate Dynamics*, pages 1–22.
- Wahl, S., Latif, M., Park, W., and Keenlyside, N. (2011). On the tropical atlantic SST warm bias in the kiel climate model. *Climate Dynamics*, 36(5-6) :891–906.
- Wainer, I., Clauzet, G., Servain, J., and Soares, J. (2003). Time scales of upper ocean temperature variability inferred from the PIRATA data (1997–2000). *Geophysical Research Letters*, 30(5).
- Waliser, D. E. and Graham, N. E. (1993). Convective cloud systems and warm-pool sea surface temperatures : Coupled interactions and self-regulation. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, 98(D7) :12881–12893.
- Wallace, J. M., Mitchell, T. P., and Deser, C. (1989). The influence of sea-surface temperature on surface wind in the eastern equatorial pacific : Seasonal and interannual variability. *Journal of Climate*, 2(12) :1492–1499.
- Webster, P. J. (1994). The role of hydrological processes in ocean-atmosphere interactions. *Reviews of Geophysics*, 32(4) :427–476.
- Weingartner, T. J. and Weisberg, R. H. (1991). On the annual cycle of equatorial upwelling in the central atlantic ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 21(1) :68–82.
- Xie, S.-P. (2004). Satellite observations of cool ocean-atmosphere interaction*. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 85(2) :195–208.
- Yu, J.-Y. and Mechoso, C. R. (1999). Links between annual variations of peruvian stratocumulus clouds and of SST in the eastern equatorial pacific. *Journal of Climate*, 12(11) :3305–3318.
- Zhang, C., McGauley, M., and Bond, N. A. (2004). Shallow meridional circulation in the tropical eastern pacific*. *Journal of climate*, 17(1) :133–139.