Représentation des flux turbulents à l'interface air-mer et impact sur les transports de chaleur et d'eau dans un modèle de climat

Olivier Torres

▶ **To cite this version:**

Olivier Torres. Représentation des flux turbulents à l'interface air-mer et impact sur les transports de chaleur et d'eau dans un modèle de climat. Océanographie. Université Paris Saclay (COmUE), 2019. Français. NNT : 2019SACLV002 . tel-02008216

HAL Id: tel-02008216
https://theses.hal.science/tel-02008216

Submitted on 5 Feb 2019

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 PARIS-SACLAY

NNT : 2019SACLV002

UNIVERSITÉ DE VERSAILLES ST-QUENTIN-EN-YVELINES
université PARIS-SACLAY

Représentation des flux turbulents à l'interface air-mer et impact sur les transports de chaleur et d'eau dans un modèle de climat

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université de Versailles-Saint-Quentin-en-Yvelines

École doctorale n°129 Sciences de l'Environnement d'Île de France
(SEIF)
Spécialité de doctorat: Météorologie, Océanographie Physique
et Physique de l'Environnement

Thèse présentée par

Olivier Torres

Composition du Jury :

Danièle Hauser Professeur, LATMOS/CNRS/P6/UVSQ	Président du jury
Didier SWINGEDOUW Chargé de recherche, CNRS/EPOC	Rapporteur
Fleur Couvreux Chercheur, CNRM/GMME/TROPICS	Rapporteur
Frédéric Hourdin Directeur de recherche, LMD/CNRS/UPMC	Examinateur
Aurore Voldoire Chercheur, CNRM/GMGEC/ASTER	Examinateur
Pascale Braconnot Directeur de recherche, CEA/LSCE	Directeur de thèse
Olivier Marti Chercheur, CEA/LSCE	Invité

Thèse de doctorat

Remerciements :

Après avoir tapé le point final de ce manuscrit, me voilà maintenant rendu à l'étape la plus difficile de la thèse, les remerciements. La thèse est un travail long qui ne peut s'effectuer tout seul. Après un peu plus de trois années passées au sein du Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement (LSCE), j'aimerais donc remercier toutes les personnes qui m'ont accompagné et ont rendu cette aventure agréable pour moi.

En premier lieu je tiens à remercier la personne sans qui cette aventure n'aurait jamais eu lieu, ma directrice de thèse Pascale Braconnot. Merci de m'avoir accordé la chance de travailler avec toi, personnellement je n'aurais pas pu espérer meilleur encadrement, autant sur le plan scientifique qu'humain. Pour ta confiance, tes conseils, ta patience et ta disponibilité, je souhaite t'exprimer par ces mots toute ma reconnaissance.

Je souhaiterais aussi exprimer toute ma gratitude à l'ensemble de mon jury de thèse pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail, leur lecture attentive du manuscrit et les retours et conseils qu'ils ont pu me prodiguer. Je souhaite donc remercier Danièle Hauser d'avoir accepté de présider ce jury, Didier Swingedouw et Fleur Couvreux pour avoir accepté la charge de rapporteurs, Frédéric Hourdin et Aurore Voldoire pour avoir accepté d'examiner mon travail et Olivier Marti d'avoir accepté mon invitation dans ce jury de thèse. Merci à vous tous pour vos regards d'experts sur ce manuscrit.

Merci également aux membres de mon comité de thèse, Bernard Barnier et Frédéric Hourdin qui grâce à leurs conseils au cours de ces trois années de thèse m'ont permis d'améliorer et de remettre en question mon travail.

3 années c'est long, et ce laps de temps permet de rencontrer beaucoup de monde au cours des pauses clopes, autour de la machine à café, dans les réunions et autres (d'autres thésards, des collègues, des post-docs, des amis). Je souhaiterais donc chaleureusement remercier l'ensemble du personnel du LSCE (administratifs, informaticiens, chercheurs, techniciens, ingénieurs, stagiaires, doctorants, post-docs) que j'ai pu croiser et avec qui j'ai pu échanger. Au cours de ces 3 années je n'ai jamais trouvé une porte fermée et j'ai toujours pu trouver de l'aide ou un soutien même si je sais que mes « petites questions » peuvent parfois être embêtantes (vous vous reconnaîtrez). Continuez à rendre l'atmosphère de ce laboratoire si agréable pour les gens qui y travaillent ! Par peur d'en oublier certains, je ne me permettrai pas de citer de noms ! Mais si en lisant ce passage un souvenir vous revient (une conversation, un moment, un rire partagé) alors c'est que ces remerciements vous sont destinés ! Vous m'avez bien plus aidé, apporté et inspiré que ce que je suis capable de retranscrire par ces mots.

Je souhaiterais enfin avoir un mot pour ma sphère privée dans ces remerciements. Tout d'abord pour mes parents et ma sœur qui m'ont toujours soutenu (Papa tu vois ta « mamouzophie » s'exporte dans les premières pages de cette thèse) et mes grands-parents qui seraient ou sont fiers de me voir arriver là. Un grand merci aussi aux copains (la diaspora Marseillaise, Bretonne) de Paris ou d'ailleurs, votre regard extérieur, votre curiosité et votre soutien tout au long de ce travail représentent pour moi une chose très importante et pour cela merci. Enfin un grand merci à toi Marine de m'avoir supporté et pour tout ce que tu as pu m'apporter et ce que tu m'apporteras dans le futur.

Encore Merci à Tous ! !

Ps : pour ceux qui se lanceront dans la lecture de ce manuscrit, le titre peut paraître compliqué mais les flux turbulents air-mer représentent un joli monde fait de paramétrisation...

Bonne Lecture,

Résumé:

Les flux turbulents à l'interface air-mer représentent le lien entre l'océan et l'atmosphère et jouent donc un rôle majeur dans le système climatique. Dans les modèles de climat, les processus turbulents sont des processus sous-maille, non résolus explicitement, et doivent donc être paramétrés. Ils sont estimés à partir des variables d'états atmosphériques et océaniques au moyen de modèles mathématiques qu'on nomme « paramétrisations bulk ». Ce travail de thèse a pour objectif de caractériser et comprendre les liens entre la représentation des flux turbulents à l'interface air-mer et le fonctionnement d'un modèle de climat à différentes échelles de temps dans les régions tropicales. Pour étudier ces liens, j'ai développé une stratégie de modélisation utilisant un modèle unicolonne atmosphérique (SCM), un modèle de circulation générale océanique (OGCM) ou atmosphérique (AGCM) et un modèle couplé (GCM). L'analyse des simulations SCM permet d'étudier la réponse directe d'un modèle à la modification de la paramétrisation des flux turbulents. On montre que cette dernière régule la quantité d'eau, d'énergie et de quantité de mouvement disponible pour le système et donc son fonctionnement. Elle représente plus de 60% des différences de flux de chaleur latente simulées entre deux modèles de climat dans les périodes convectives. L'impact spatial de la paramétrisation des flux turbulents est étudié au travers des simulations AGCM. Elles mettent en évidence le lien entre la paramétrisation, son effet sur les gradients d'humidité et de température à grande échelle, et donc son influence sur la circulation atmosphérique. L'étude des simulations OGCM souligne quant à elle le rôle principal du vent pour le fonctionnement des océans tropicaux. Si le vent pilote les variations de SST dues à son impact sur la dynamique océanique et principalement sur le sous-courant équatorial, l'humidité, la température et les flux radiatifs n'influencent quant à eux que la surface océanique et sont donc d'une moindre importance. Enfin, l'analyse des simulations GCM met en évidence les rétroactions et l'ajustement engendrés par la modification des flux turbulents. Lors du couplage des deux composantes l'océan agit comme un tampon et absorbe la modification des flux turbulents ce qui entraine une modification de la SST. L'ajustement qui se produit entraine une modification des variables atmosphériques qui amène à un nouvel état d'équilibre du système. La paramétrisation des flux turbulents de surface agit au premier ordre sur l'équilibre énergétique d'un modèle couplé et peut donc amener à des climats simulés différents. Cette étude étant centrée sur les tropiques, une perspective intéressante serait d'étendre l'étude de la représentation des flux turbulents à d'autres échelles spatio-temporelles (i.e. zones extratropicales/fréquence journalière). Cela permettrait de valider le fonctionnement systématique des paramétrisations définies dans cette thèse à l'échelle globale.

Abstract:

The turbulent fluxes at the air-sea interface represent the link between the ocean and the atmosphere and therefore play a major role in the climate system. In climate models, turbulent processes are subgrid scale processes, not explicitly resolved, and must therefore be parameterized. They are estimated from atmospheric and oceanic state variables using mathematical models called “bulk parameterizations”. This thesis aims to characterize and understand the links between the representation of turbulent fluxes at the air-sea interface and the behavior of a climate model at different time scales in tropical regions. To study these links, I developed a modeling strategy using an atmospheric 1D model (SCM), an oceanic (OGCM) or atmospheric (AGCM) general circulation model and a coupled model (GCM). The analysis of SCM simulations allows us to study the direct response of a model to modifications of the turbulent fluxes parameterization. It is shown that it regulates the amount of water, energy and momentum available to the system and therefore its behavior. It can thus represent more than 60% of simulated latent heat flux differences between two climate models in convective periods. The spatial impact of the parameterization of turbulent fluxes is studied through AGCM simulations. They highlight the link between parameterization, its effect on large-scale moisture and temperature gradients, and thus its influence on atmospheric circulation. The study of OGCM simulations underlines the main role of the wind for the behavior of the tropical oceans. If the wind drives changes in SST due to its impact on ocean dynamics and mainly on the equatorial undercurrent, humidity, temperature and radiative flux only influence the ocean surface and are therefore of lesser importance. Finally, the analysis of GCM simulations highlights the feedbacks and the adjustment generated by the modification of turbulent fluxes. When coupling the two components, the ocean acts as a buffer and absorbs the modification of the turbulent fluxes, which leads to a modification of the SST. The adjustment that occurs causes a modification of the atmospheric variables which leads to a new state of equilibrium of the system. The parameterization of surface turbulent fluxes acts at first order on the energy equilibrium of a coupled model and can therefore lead to different simulated climate state. Since this study is focused on the tropics, an interesting perspective would be to extend the study of the turbulent fluxes representation to other spatio-temporal scales (i.e. extra-tropical areas / daily frequency). This would make it possible to validate the systematic behavior of the parameterizations defined in this thesis on a global scale.

« Anticiper l'avenir améliore le présent.. »

Richard Torres

« La connaissance du réel est une lumière qui projette toujours quelque part des ombres »

Gaston Bachelard

Table des matières

Table des matières i

Liste des figures v

Liste des tableaux xv

1 Introduction générale 1

2 Les interactions océan-atmosphère, leurs importances et leurs représentations dans un modèle de climat 9

2.1 Les interactions océan-atmosphère et leurs variabilités 10

2.2 Le modèle de climat de l'IPSL 14

2.2.1 La composante atmosphérique de IPSL-CM, le modèle LMDZ 15

2.2.1.1 La partie dynamique du modèle LMDZ 15

2.2.1.2 La partie physique du modèle LMDZ 16

2.2.2 La composante océanique de IPSL-CM, le modèle Nemo-OPA 21

2.2.3 Le modèle LMDZ en version uni-colonne (1D) 24

2.3 Les flux turbulents air-mer 25

2.3.1 Importance dans le sysème climatique 25

2.3.2 La paramétrisation des flux turbulents à l'interface air-mer : La méthode bulk 29

2.3.3 La paramétrisation des flux turbulents à l'interface air-mer : de la théorie à la pratique 31

2.4 Les Paramétrisations des flux turbulents air-mer utilisées 34

2.4.1 La paramétrisation "LMDZ" 34

2.4.2 La paramétrisation Core 36

2.4.3 La paramétrisation Coare 38

2.4.4 La paramétrisation Ecume 40

2.5 Synthèse 41

3 Sensibilité d'un modèle unicolonne à la paramétrisation des flux turbulents 43

3.1 Introduction . . . 45

3.2 Les cas d'études . . . 46

3.2.1 La campagne TOGA-COARE . . . 46

3.2.2 La campagne CINDY-DYNAMO . . . 48

3.3 Test de sensibilité de LMDZ aux différents facteurs . . . 50

3.3.1 Simulation 1D . . . 50

3.3.2 Effet des seuils imposés dans LMDZ . . . 50

3.3.3 Effet de la fonction de raccord . . . 53

3.3.4 Effet du facteur de séparation des coefficients de transfert . . . 54

3.4 Sensibilité du modèle 1D aux différentes paramétrisations testées . . . 57

3.4.1 Relation entre coefficient de transfert et flux . . . 57

3.4.2 Evolution temporelle des flux et de leurs variables associées . . . 60

3.4.3 Impacts sur la colonne atmosphérique . . . 63

3.4.4 Contributions des différentes corrections et seuils dans les paramétrisations . . . 64

3.5 Importance de la paramétrisation des flux turbulents au regard des paramétrisations atmosphériques dans un modèle de circulation générale atmosphérique . . . 65

3.5.1 Introduction . . . 65

3.5.2 *Parameterization of surface turbulent fluxes versus that of atmospheric physics on surface fluxes during a Madden-Julian oscillation event.* 67

3.6 Synthèse . . . 93

4 Réponse des flux turbulents à la modification du forçage atmosphérique et impacts sur le modèle océanique 95

4.1 Introduction . . . 97

4.2 Biais des variables atmosphériques entrants dans le calcul des flux turbulents 99

4.2.1 Biais systèmatique du modèle LMDZ . . . 99

4.2.2 Expérience de sensibilité aux biais atmosphériques moyens . . . 101

4.3 réponse du modèle océanique . . . 103

4.3.1 Part respective de chaque modification de forçage dans le changement de SST . . . 103

4.3.2 Temps d'ajustement à la perturbation et réponse globale . . . 106

4.3.3 Réponse régionales des flux turbulents et de leurs coefficients associés 111

4.3.3.1 C_E et flux turbulent de chaleur latente . . . 112

4.3.3.2 C_H et flux turbulent de chaleur sensible 114
4.3.3.3 C_D et tension de vent 114
4.3.4 Réponse de l'océan 116
4.3.4.1 Temps d'ajustement à la perturbation 117
4.3.4.2 Impact sur la thermocline 117
4.3.4.3 Coupe océanique 120
4.3.4.4 Impact sur les courants en surface et en profondeur 124
4.3.4.5 Impact sur l'upwelling 126
4.4 Synthèse 127

5 Sensibilité d'un modèle de climat à la paramétrisation des flux turbulents 129
5.1 Introduction 130
5.2 *Impact of air-sea drag coefficient for latent heat flux on large scale climate in coupled and atmosphere stand-alone simulations* 132
5.3 Synthèse 153

6 Impact de la prise en compte des rafales de vent dans la paramétrisation des flux turbulents 155
6.1 Introduction 157
6.2 la paramétrisation LMDZ gustiness (LMDZg) 159
6.3 Comportement de la nouvelle version du modèle 160
6.4 Sensibilité du modèle LMDZ en mode uni-colonne à la paramétrisation LMDZg164
6.4.1 Les différentes paramétrisations testées 164
6.4.2 Réponses des flux et de leurs coefficients de transfert asscociés 165
6.4.3 Réponses spécifiques en fonction du vent au premier niveau 167
6.4.4 Impacts des paramétrisations sur les variables atmosphériques en période de convection active et inactive 170
6.5 Tests de sensibilité avec un modèle atmosphérique forcé 173
6.5.1 Comportement dans la zone CINDY-DYNAMO 174
6.5.2 Réponse globale 176
6.5.3 Comportement dans les tropiques 178
6.5.4 Impacts sur les transports de chaleur et d'eau 182
6.6 Test de sensibilité avec un modèle océan-atmosphère couplé 186
6.6.1 Ajustement du système océan-atmosphère couplé 186
6.6.2 Impacts sur le vent et la tension de vent 193
6.6.3 Impact sur la circulation océanique 195

6.6.4 Lien entre circulation océanique et atmosphérique 198
6.6.5 Impact sur les transports de chaleur et d'eau 205
6.7 Synthèse 206

7 Conclusions et perspectives **211**
7.1 Conclusions 212
7.1.1 Effet direct de la paramétrisation des flux turbulents 212
7.1.2 Effet des paramétrisations sur l'ajustement océan-atmosphère 214
7.1.3 Apprentissage pour l'étude de l'impact des flux turbulents 215
7.2 Perspectives 216

Liste des figures

1.1 Représentation schématique des radiations solaires entrant au sommet de l'atmosphère, source : https://crdp.ac-amiens.fr/enviro/air/air_maj_detail_p1_3.html. 2

1.2 Distribution annuelle zonale moyenne du rayonnement à ondes courtes entrant et du rayonnement à ondes longues sortant au sommet de l'atmosphère, source : The COMET$^{\text{ő}}$ Program. 3

1.3 Moyenne annuelle du bilan thermique de la Terre (W.m^{-2}). La largeur des flèches indique schématiquement le flux d'énergie proportionnellement à son importance. Source : Trenberth et al. [2009]. 4

1.4 Représentation schématique des échanges océan-atmosphère. 5

1.5 Exemples des processus associés aux intéractions océan-atmosphère. Figure fournie par l'US Surface Ocean Lower Atmosphere Study (SOLAS) and the Woods Hole Oceanographic Institute (WHOI). 7

2.1 Schéma des températures de l'océan Pacifique et de la circulation atmosphérique pendant un épisode La Niña et un épisode d'El Niño, source : http://www.blueplanet.nsw.edu.au. 12

2.2 Représentation schématique de la grille verticale décalée dans LMDZ, permettant la définition des variables X sur les niveaux l, l + 1 etc. et leurs flux verticaux sur les demi-niveaux l-$\frac{1}{2}$, l+$\frac{1}{2}$ 19

2.3 Représentation schématique des circulations tropicales, respectivement les cellules de circulation de Hadley et Walker. Le fond représente la moyenne des précipitations du Projet de climatologie des précipitations mondiales de 1979 à 2008. 29

3.1 Zone d'étude de la période d'observation intensive de la campagne TOGA-COARE (tiré de Webster and Lukas [1992]). L'ensemble du domaine COARE (a), le domaine à grande échelle (LSD), le réseau de sondage externe (OSA) et le réseau de flux intensif (IFA) sont décrits. 47

3.2 Zone d'étude de la campagne CINDY-DYNAMO (tiré de Johnson et al. [2015]). 49

3.3 Évolution temporelle des précipitations (mm/j, haut), du flux latent (W/m^2, milieu) et du vent au 1^{er} niveau (m/s, bas) du cas TOGA-COARE pour la période simulée (novembre 1992). 51

3.4 Haut : flux de chaleur latente simulé, Milieu : coefficient de transfert pour la chaleur (C_H), Bas : vitesse du vent à 10 m (m.s^{-1}). Avec en noir, paramétrisation initiale, en rouge, fonction de raccord désactivée et en vert, fonction de raccord désactivée et seuils désactivés. 53

3.5 Gauche : flux de chaleur latente en fonction du flux de chaleur latente (Raccord off). Milieu : C_H en fonction de C_H (Raccord off). Droite : C_D en fonction de C_D (Raccord off). Pour trois gammes de vent (Vent $\leq 0,5 m.s^{-1}$, 0,5 > Vent < 4 m.s^{-1}, Vent $\geq 4 m.s^{-1}$). 54

3.6 Droite : flux de chaleur latente pour les deux simulations (coeff = 0.7, 1) en fonction du flux de chaleur latente (coeff=0.7). Gauche : C_H pour les deux simulations (coeff = 0.7, 1) en fonction de C_H (coeff=0.7). 56

3.7 Boxplot en fonction des différentes classes de vent rencontrées pour chaque paramétrisation étudiée pour A : C_H, coefficient de transfert pour la chaleur, B : Le flux de chaleur latente, C : C_D, coefficient de transfert pour le moment et D : la tension de vent. 60

3.8 Boxplot en fonction des différentes classes de vent rencontrées pour chaque paramétrisation étudiée et des observations issues de la campagne TOGA-COARE. Pour A : La température simulée au premier niveau atmosphérique du modèle, et B : L'humidité simulée au premier niveau atmosphérique du modèle. 61

3.9 Evolution temporelle (a) du flux de chaleur latente (W.m^{-2}), (b) du vent au 1er niveau atmosphérique (m.s^{-1}), (c) de l'humidité au 1er niveau atmosphérique (g/kg), (d) de la température au 1er niveau atmosphérique (K) et (e) des précipitations (mm/j). 63

3.10 Haut : différence de température sur la colonne atmosphérique (K), Milieu : différence d'humidité sur la colonne atmosphérique (g/kg), Bas : différence de fraction nuageuse (%) entre deux simulations avec à Gauche : Coare versus LMDZ et à Droite : Core versus LMDZ. 65

4.1 Implication des différents forçages de l'atmosphère sur l'océan conditionnant l'état dynamique et thermohalin de l'océan, tiré de Brodeau [2007]. . . 98

4.2 Biais ajoutés aux forçages atmosphériques des simulations océaniques pour (a) le module du vent ($m.s^{-1}$), (b) la température (K), (c) les flux radiatifs (LW et SW, W/m^2 et (d) l'humidité spécifique (kg/kg). 100

4.3 Différence de température de surface de la mer par rapport à la référence (^oC). Les colonnes 1-4 représentent la modification de forçage en vent, température, flux radiatifs et humidité spécifique respectivement. 104

4.4 Contribution principale à la variation de SST totale (vSST) en fonction de chaque zone. 105

4.5 Pourcentage de la contribution a la variation totale de SST (vSST), pour (A) la simulation TFq10, (B) la simulation TF1, (C) La simulation TFu10 et (D) la simulation TFrad. 105

4.6 Impact de la modification des forçages sur les flux de chaleur, la SST et la quantité d'énergie transmise de l'océan à l'atmosphère moyennés dans la bande tropicale (20^oN - 20^oS). 107

4.7 Evolution temporelle de la moyenne spatiale (20^oN-20^oS) pour (A) la SST (^oC), (B) le flux de chaleur latente ($W.m^{-2}$), (C) le coefficient de transfert pour la chaleur latente C_E, (D) le flux de chaleur sensible ($W.m^{-2}$) et (E) le coefficient de transfert pour la chaleur sensible C_H. 108

4.8 (A) Histogramme du nombre de fois ou une valeur de vent est rencontrée dans les simulations avec les forçages initiaux et la simulation avec le forçage du vent modifié (par classe de vent de 1 $m.s^{-1}$). (B) Moyenne du coefficient de transfert pour le moment (C_D par classe de vent de 1 $m.s^{-1}$ pour chaque simulation réalisée et coefficient de transfert neutre C_DN de la formulation CORE (ligne noire). (C) ΔT observée pour chaque simulation en fonction des différentes classes de vent de 1 $m.s^{-1}$. 110

4.9 Rétroactions impactants le flux de chaleur sensible dans la simulation TFu10. 111

4.10 a, différence du coefficient de transfert C_E et b, différence de flux de chaleur latente par rapport à la référence. Les colonnes 1-4 représentent la modification de forçage en vent, température, flux radiatifs et humidité spécifique respectivement. 113

4.11 a, différence du coefficient de transfert C_H et b, différence de flux de chaleur sensible par rapport à la référence. Les colonnes 1-4 représentent la modification de forçage en vent, température, flux radiatifs et humidité spécifique respectivement. 115

4.12 a, différence du coefficient de transfert C_D et b, différence de flux de quantité de mouvement par rapport à la référence. Les colonnes 1-4 représentent la modification de forçage en vent, température, flux radiatifs et humidité spécifique respectivement. 116

4.13 Evolution temporelle de la moyenne tropicale (20^oS20^oN) des différences de température entre les simulations avec forçage modifié et la référence à différentes profondeurs (A : TFu10-TF0, B : TF1-TF0, C : TFrad-TF0 et D : TFq10-TF0). 118

4.14 a) différence de profondeur de thermocline et b) différence du contenu en chaleur des 300 premiers mètre de l'océan par rapport à la référence. Les colonnes 1-4 représentent la modification des forçages en vent, en température, en flux radiatifs et en humidité spécifique. 119

4.15 A : Coupe verticale moyennée entre 3^oN et 3^oS pour la simulation référence TF0. Les couleurs représentent la température et les flèches représentent les courants dans le plan (pour ce graphique la vitesse verticale est multiplié par un facteur ($|\frac{\bar{u}}{max(w)}|$) pour représenter la circulation réelle). La profondeur de thermocline (MLD) est aussi présentée. B : similaire à A mais pour les différences entre la simulation TFu10 et la référence (TF0). 122

4.16 A : Coupe verticale dans l'océan Pacifique à 170^oW pour la simulation référence TF0. Les couleurs représentent la température et les flèches représentent les courants dans le plan (pour ce graphique la vitesse verticale est multiplié par un facteur ($|\frac{\bar{v}}{max(w)}|$) pour représenter la circulation réelle). La profondeur de thermocline (MLD) est aussi présentée. B : similaire à A mais pour les différences entre la simulation TFu10 et la référence (TF0). 123

4.17 Différence de l'intensité des courants en m/s entre la simulation TFu10 et la référence pour différentes profondeurs, A : à 5m, B : à 130m, C : à 215m et D : à 730m. 125

4.18 Coupe des différences de vitesse verticale (10^{-3}cm/s) à 10 /S sur les 120 premiers mètres de l'océan dans le bassin Pacifique (145 – 290 ^{o} de longitudes) entre la simulation TFu10 et la référence TF0. La ligne noire (verte) représente la profondeur de thermocline de la simulation référence (TFu10). . . . 126

6.1 Représentation schématique des effets de la variabilité du vent à méso-échelle (ou rafales de vent) sur les flux turbulents de surface dans une couche limite atmosphérique sans convection profonde (a1, a2) et dans une couche limite atmosphérique avec convection profonde (b). Figure tirée de Redelsperger et al. [2000]. 158

6.2 (A1) SST provenant des observations du World Ocean Atlas version 2 et (B1) Précipitation provenant du GPCP. (A 2-3) Différence moyenne annuelle de SST entre les observations (A1) et la version référence du modèle IPSL-CM5A (A2) et la version référence du modèle IPSL-CM6 (REFPD) utilisée dans cette étude (A3). (B 2-3) Différence moyenne annuelle des précipitations entre les observations (B1) et la version référence du modèle IPSL-CM5A (B2) et la version référence du modèle IPSLCM6 (REFPD) utilisée dans cette étude (b3).162

6.3 Moyenne spatio-temporelle entre 20^{o}N et 20^{o}S pour (A) le flux turbulent de chaleur latente, (B) la tension de vent zonal et (C) la tension de vent méridienne. Les lignes horizontales représentent les différents jeux d'observations rassemblés au cours de la thèse d'Alina Gainusa-Bogdan et les différents points représentent les modèles participant à l'exercice CMIP5. Le modèle IPSL-CM5A est représenté par un point bleu foncé et IPSL-CM6 par un point bleu ciel. 163

6.4 (A) C_D et (B) Tension de vent pour tous les tests de sensibilité (LMDZ REF, LMDZ NGUST, LMDZ Z0 et LMDZ INI) en fonction de la référence (LMDZ REF). 167

6.5 (A) C_H et (B) Flux latent pour tous les tests de sensibilité (LMDZ REF, LMDZ NGUST, LMDZ Z0 et LMDZ INI) en fonction de la référence (LMDZ REF). . . 167

6.6 Boxplot pour (Haut) C_H et (Bas) le flux de chaleur latente pour tous les tests de sensibilité (LMDZ REF, LMDZ NGUST, LMDZ Z0 et LMDZ INI) en fonction des différentes classe de vent observées (classe de $1 m.s^{-1}$). 169

6.7 Evolution journalière du coefficient de transfert C_H (A), du flux de chaleur latente (W/m^2, B), de la température au premier niveau (K, C), de l'humidité au premier (g/kg, D), des précipittions (mm/j, E) et du vent au premier niveau (m/s, F) pour les 4 simulations réalisées. La zone grisée représente un épisode où la MJO est active. 171

6.8 Différence de profil moyen de température (A, C) et d'humidité (B, D) comparée à la référence durant une période active (B, D) et une période supprimée (A,C) de la MJO. 172

6.9 Evolution temporelle climatologique annuelle pour : (Haut) le coefficient de transfert pour la chaleur latente C_H, (Milieu) le flux de chaleur latente (W/m^2) et (Bas) le vent (m/s) pour les trois simulations étudiées. Le point de grille extrait se situe à 2.5^oN et 77.5^oE. 175

6.10 Coefficient de transfert pour la chaleur latente C_H (A) et pour la tension de vent C_D (B) en fonction du vent au premier niveau du modèle en chaque point de grille océanique. 176

6.11 Moyennes annuelles des rafales de vent, valeur rajoutée au vent pour le calcul des flux turbulents de surface (m/s). 177

6.12 Différences moyennes annuelles entre (1) NGUST et REFPD et (2) LMDZI et REFPD pour (A) le coefficient de transfert C_H, (B) le flux de chaleur latente (W/m^2), (C) l'humidité au premier niveau (g/kg), (D) les précipitations (mm / jour) et (E) le vent au premier niveau du modèle (m/s). 179

6.13 Différences moyennes annuelles sur le flux de surface net et ses différentes composantes dans deux boîtes pour NGUST et LMDZI par rapport à la référence. La boîte ouest correspond à une moyenne spatiale comprise entre $20^oN, 20^oS et 80 - 180^oE$ et la boîte Est correspond à une moyenne spatiale entre $20^oN, 20^oS et 80 - 180^oW$. 181

6.14 Différences moyennes annuelles entre (A) LMDZI et REFPD et (B) NGUST et REFPD moyennées entre 5^oN et 5^oS pour l'humidité spécifique (couleurs, g/kg), le vent (flèches, $Pa/m.s^{-1}$) et la vitesse verticale à 500 hPa où la ligne noire représente la simulation de référence (REFPD) et la ligne verte les expériences de sensibilités (Pa/s). Notez que sur ces figures, la vitesse verticale a été amplifiée par un facteur 100 et que le signe a été inversé de sorte que les flèches descendantes (montantes) indiquent les périodes de subsidences (ascendances). 182

6.15 Transport annuel moyen de MSE par l'atmosphère (flèches, W/m) et potentiel de MSE (couleurs, W) (a), transport de Lq par l'atmosphère (flèches, W/m) et potentiel de Lq (couleurs, W) (b) Transport de DSE par l'atmosphère (flèches, W/m) et potentiel de DSE (couleurs, W) (c) pour la simulation de référence REFPD. Les flèches sont tracées tous les 2 points de grille sur les axes X et Y et les continents sont masqués à cause du signal continental trop bruité. 184

6.16 Différences de transport annuel moyen de MSE, Lq et DSE par l'atmosphère (flèches, W / m) et de potentiel de MSE, Lq et DSE (couleurs, W) entre (a1, b1, c1) NGUST et REFPD et (a2, b2, c2) LMDZI et REFPD. Les flèches sont dessinées tous les 2 points sur les axes X et Y et les continents sont masqué à cause du signal continental trop bruité. 185

6.17 Coefficient de transfert pour la chaleur latente C_H (A) et pour la tension de vent C_D (B) en fonction du vent au premier niveau du modèle en chaque point de grille océanique pour les simulations couplées. 187

6.18 Différences moyennes annuelles entre (1) NGUST et REFPD, (2) LMDZI et REFPD et (3) LMDZ1 et REFPD pour (A) le flux de chaleur latente (W/m^2), (B) la SST (K), et (C) les précipitations (mm/j). 189

6.19 Evolution temporelle des moyennes spatiales (sur l'ensemble du domaine) pour (A) le flux radiatif net au sommet de l'atmosphère (W/m^2), (B) le flux de chaleur latente sur l'océan (W/m^2), (C) la température de surface de la mer (^oC) et (D) l'humidité spécifique à 2 m (g/kg) pour les simulations couplées. 190

6.20 Différences moyennes annuelles sur le flux de surface net et ses différentes composantes dans deux boîtes pour NGUST, LMDZI et LMDZ1 par rapport à la référence. La boîte ouest correspond à une moyenne spatiale comprise entre $20^oN, 20^oS et 80-180^oE$ et la boîte Est correspond à une moyenne spatiale entre $20^oN, 20^oS et 80-180^oW$. 191

6.21 Evolution temporelle climatologique annuelle pour, du haut vers le bas, le coefficient de transfert pour la chaleur latente C_H, le flux de chaleur latente (W/m^2), le vent au premier niveau atmosphérique (m/s) et la SST (^oC) pour les trois simulations couplées étudiées. 192

6.22 A : moyenne annuelle du module du vent au premier niveau du modèle entre 40^oN et 40^oS (couleurs) ainsi que sa direction (flèches) pour la simulation référence REFPD. B : Différences moyennes annuelles de module du vent (couleurs) et de direction (flèches) entre la simulation NGUST et la référence (REFPD). C : identique à B mais pour la simulation LMDZI et la référence (REFPD). 193

6.23 A : moyenne annuelle de la tension de vent (N/m^2) entre 40^oN et 40^oS (couleurs) ainsi que sa direction (flèches) pour la simulation référence REFPD. B : Différences moyennes annuelles de la tension de vent (N/m^2) (couleurs) et de direction (flèches) entre la simulation NGUST et la référence (REFPD). C : identique à B mais pour la simulation LMDZI et la référence (REFPD). . . 194

6.24 A : moyenne annuelle de l'intensité (couleurs) et de direction (flèche) des courants océaniques de surface entre 25^oN et 25^oS pour la simulation référence REFPD. B : Différences moyennes annuelles d'intensité (couleurs) et de direction (flèches) des courants de surface océanique entre la simulation NGUST et la référence (REFPD). C : identique à B mais pour la simulation LMDZI et la référence (REFPD). 196

6.25 A : moyenne annuelle de l'intensité (couleurs) et de direction (flèche) des courants océaniques à 200 mètres de profondeur entre 25^oN et 25^oS pour la simulation référence REFPD. B : Différences moyennes annuelles d'intensité (couleurs) et de direction (flèches) des courants océanique à 200 mètres de profondeurs entre la simulation NGUST et la référence (REFPD). C : identique à B mais pour la simulation LMDZI et la référence (REFPD). 198

6.26 Coupe atmosphérique moyennée entre 3^oN et 3^oS avec Haut : Humidité spécifique (couleurs) et circulation dans le plan longitude (flèche), Milieu, température (couleur) et circulation dans le plan (flèche) océanique et Bas, profondeur de thermocline ($max(\frac{dT}{dz})$, m) pour la simulation référence REFPD. 199

6.27 Coupe atmosphérique à 170^oW avec Haut : Humidité spécifique (couleurs) et circulation dans le plan latitude 20^oN et 20^oS (flèche), Milieu, température (couleur) et circulation dans le plan (flèche) océanique et Bas, profondeur de thermocline ($max(\frac{dT}{dz})$, m) pour la simulation référence REFPD. . . 200

6.28 Coupe moyennée entre 3^oN et 3^oS avec Haut : Humidité spécifique (couleurs) et circulation dans le plan longitude (flèche), Milieu, température (couleur) et circulation dans le plan (flèche) océanique et Bas, profondeur de thermocline ($max(\frac{dT}{dz})$, m) représentant les différences entre la simulation NGUST et la référence REFPD. 201
6.29 Coupe à 170^oW avec Haut : Humidité spécifique (couleurs) et circulation dans le plan longitude (flèche), Milieu, température (couleur) et circulation dans le plan (flèche) océanique et Bas, profondeur de thermocline ($max(\frac{dT}{dz})$, m) représentant les différences entre la simulation NGUST et la référence REFPD. 202
6.30 Coupe moyennée entre 3^oN et 3^oS avec Haut : Humidité spécifique (couleurs) et circulation dans le plan longitude (flèche), Milieu, température (couleur) et circulation dans le plan (flèche) océanique et Bas, profondeur de thermocline ($max(\frac{dT}{dz})$, m) représentant les différences entre la simulation LMDZI et la référence REFPD. 203
6.31 Coupe à 170^oW avec Haut : Humidité spécifique (couleurs) et circulation dans le plan longitude (flèche), Milieu, température (couleur) et circulation dans le plan (flèche) océanique et Bas, profondeur de thermocline ($max(\frac{dT}{dz})$, m) représentant les différences entre la simulation LMDZI et la référence REFPD. 204
6.32 Différences de transport annuel moyen de MSE, Lq et DSE par l'atmosphère (flèches, W / m) et de potentiel de MSE, Lq et DSE (couleurs, W) entre (a1, b1, c1) NGUST et REFPD et (a2, b2, c2) LMDZI et REFPD. Les flèches sont dessinées tous les 2 points sur les axes X et Y et les continents sont masqué à cause du signal continental trop bruité. 205
6.33 Effet de l'activation des rafales de vent sur le calcul du flux de chaleur latente. 208

Liste des tableaux

2.1 moyennes annuelles sur l'ensemble des océans des différents flux nets et leurs variations géographiques 27

3.1 Augmentation/diminution des coefficients de transfert et de leurs flux turbulents associés par rapport à la paramétrisation LMDZ initiale (en moyenne mensuelle). 52

3.2 Moyenne mensuelle des coefficients de transfert et des flux associés. Les colonnes % représentant les différences relatives par rapport à la référence LMDZ. 57

3.3 Moyenne mensuelle des variables liées à la pluie pour les 3 paramétrisations testées Les colonnes % représentant les différences relatives par rapport à la référence LMDZ. 62

4.1 Nom des simulations et modification des forçages associée. 102

6.1 Caractéristique de chacune des paramétrisations testées. 164

6.2 Moyenne temporelle des coefficients de transfert et de leurs flux associés. Les colonnes % représentant les différences relatives par rapport à la référence. 166

6.3 Moyenne spatio-temporelle dans la bande tropicale (20^oN – 20^oS) du coefficient de transfert C_H, du flux latent et des précipitations. Les colonnes % représentant les différences relatives par rapport à la référence. La dernière colonne présente la moyenne globale du flux radiatif net au sommet de l'atmosphère (TOA) qui fournit une mesure de l'équilibre global du modèle. . . 178

6.4 Moyenne spatio-temporelle dans la bande tropicale (20^oN – 20^oS) du coefficient de transfert C_H, du flux latent et des précipitations. Les colonnes % représentant les différences relatives par rapport à la référence. La dernière colonne présente la moyenne globale du flux radiatif net au sommet de l'atmosphère (TOA) qui fournit une mesure de l'équilibre global du modèle. . . 187

Chapitre 1

Introduction générale

Les flux turbulents dans le système climatique

Le climat de la Terre est alimenté par l'énergie reçue du Soleil. La Terre reçoit de l'énergie sous forme de rayonnement à ondes courtes entrant au sommet de l'atmosphère (TOA), $SW_{\searrow TOA}$. Une partie de cette énergie est directement renvoyée dans l'espace par les nuages ou par la surface de la planète. Le reste de cette énergie est absorbé par les différentes composantes du système terrestre. Cette énergie est à la base de la grande majorité des processus physiques, chimiques et biologiques qui ont lieu dans les différents milieux de la planète Terre.

En réponse à cette absorption d'énergie, la Terre se réchauffe et à son tour émet de l'énergie en direction de l'espace sous forme de rayonnement à ondes longues. Cette énergie sort du système au sommet de l'atmosphère ($LW_{\nearrow TOA}$). Dans un climat stable, en moyenne annuelle, la Terre émet autant d'énergie que ce qu'elle absorbe, afin d'atteindre un équilibre énergétique.

En raison de la sphéricité de la Terre, l'apport d'énergie solaire varie selon la latitude. Cet apport est plus important au niveau de l'équateur et plus faible au niveau des pôles (figure 1.1).

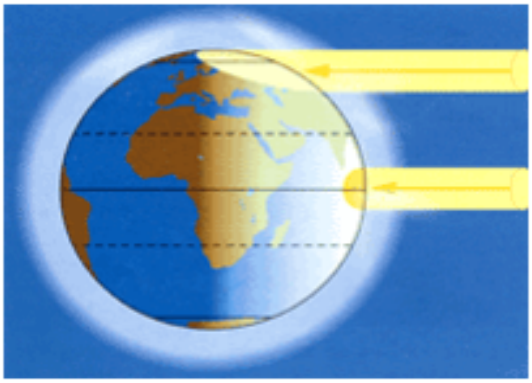

FIGURE 1.1 – Représentation schématique des radiations solaires entrant au sommet de l'atmosphère, source : https://crdp.ac-amiens.fr/enviro/air/air_maj_detail_p1_3.html.

La distribution zonale moyenne du rayonnement à ondes courtes absorbé et du rayonnement à ondes longues émis au sommet de l'atmosphère (figure 1.2) nous montre que, les basses latitudes absorbent plus d'énergie que ce qu'elles émettent tandis que les hautes latitudes émettent plus d'énergie qu'elles n'en reçoivent. Cela est dû à la redistribution d'énergie entre les sources (principalement l'équateur) et les puits (les pôles) par le transport de chaleur méridien. Cette redistribution d'énergie est cruciale pour le maintien du climat et elle est assurée par des processus atmosphériques et océaniques. Pour permettre

ce transport par l'atmosphère et l'océan, ces deux systèmes échangent de l'énergie à travers les flux air-mer.

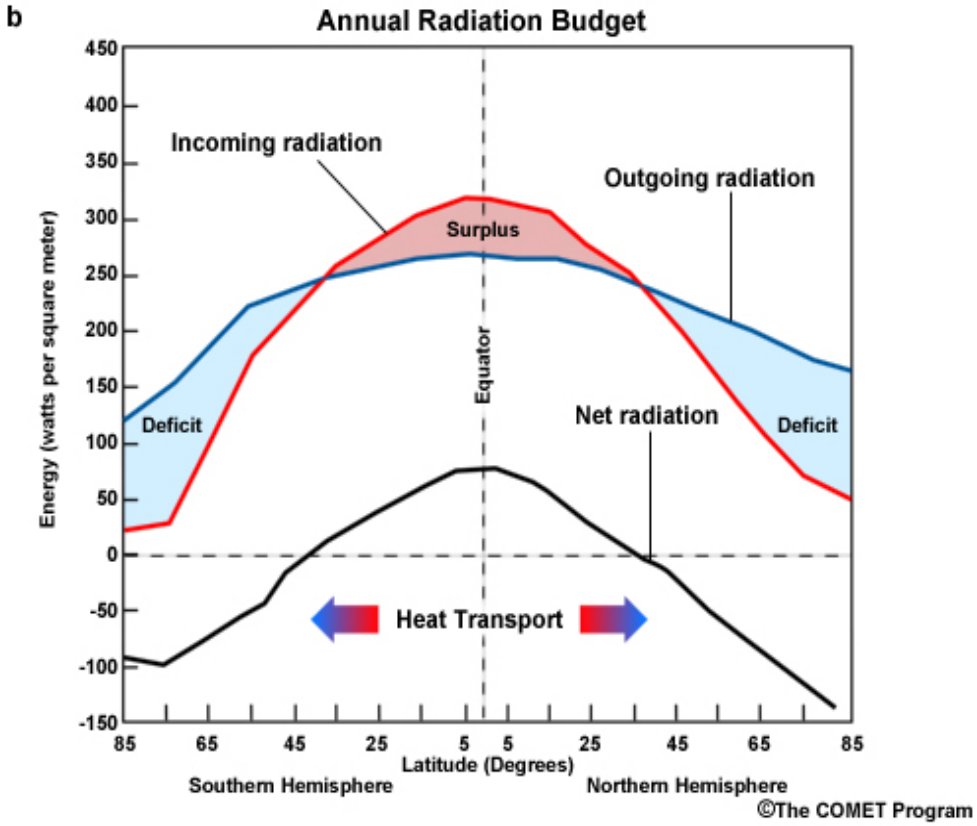

FIGURE 1.2 – Distribution annuelle zonale moyenne du rayonnement à ondes courtes entrant et du rayonnement à ondes longues sortant au sommet de l'atmosphère, source : The COMET$^{\text{ő}}$ Program.

La planète terre est recouverte d'eau à 70 %, cette eau est contenue dans les océans. Ils représentent la surface la plus importante en contact avec l'atmosphère et la surface qui absorbe le plus d'énergie provenant du soleil grâce à leur forte capacité thermique et leur faible albédo (pouvoir réfléchissant d'une surface). Ils représentent un réservoir de chaleur immense, ce qui leur donne un rôle de régulateur et de mémoire du système climatique terrestre. Les océans jouent un rôle aussi important que l'atmosphère dans la régulation du climat terrestre en transportant des eaux chaudes des tropiques vers les hautes latitudes (i.e. Gulf Stream) et des eaux froides des hautes latitudes vers les tropiques (i.e. l'eau antarctique de fond). L'océan intervient ainsi dans la plupart des phénomènes climatiques récurrents (i.e. El Niño) grâce à ses échanges permanents avec l'atmosphère.

L'échange radiatif à la surface est similaire à celui qui a lieu au sommet de l'atmosphère et décrit ci-dessus. À l'échelle globale et en moyenne annuelle, sur les 341 W/m^2 reçus au sommet de l'atmosphère, environ 30% (102 W/m^2) est renvoyé (ou réfléchi) dans

l'espace (figure 1.3). Il reste donc 239 W/m2 qui vont "chauffer" la Terre. Une partie de ce rayonnement (78 W.m^2) est directement absorbé par l'atmosphère, le reste est soit réfléchi $SW_{\nearrow SFC}$ (24 W/m^{-2}), soit absorbé (161 W.m^{-2}) par la surface (figure 1.3). La partie absorbée par la surface est soit utilisée par les différents processus biogéochimiques soit ajoutée à la chaleur de surface. Contrairement à ce qui se passe au sommet de l'atmosphère, il existe une source supplémentaire de rayonnement entrant à la surface : le rayonnement à ondes longues provenant de l'atmosphère $LW_{\searrow SFC}$ (333 W/m^2, figure 1.3). Une partie de ce rayonnement est renvoyée dans l'atmosphère, tandis que le reste est absorbé et transformé en énergie thermique. Enfin, la surface renvoie de l'énergie sous forme de rayonnement à ondes longues dans l'atmosphère en fonction de sa température. Le rayonnement à ondes longues émis et réfléchi par la surface forme le rayonnement à ondes longues sortant $LW_{\nearrow SFC}$ (396 W/m^2) [Trenberth et al., 2009].

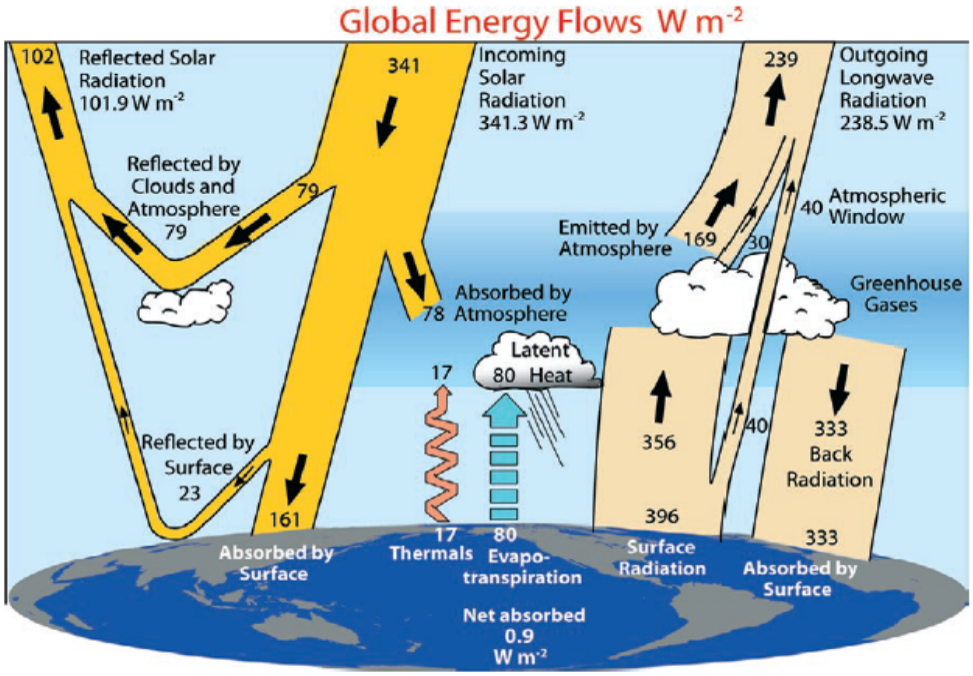

FIGURE 1.3 – Moyenne annuelle du bilan thermique de la Terre (W.m^{-2}). La largeur des flèches indique schématiquement le flux d'énergie proportionnellement à son importance. Source : Trenberth et al. [2009].

Les flux de chaleur turbulents complètent le bilan énergétique à la surface [Trenberth et al., 2009]. Nous différencions les échanges de chaleur sensible et latente (SH et LH) qui compte respectivement pour 17 et 80 W.m^{-2} (figure 1.3). Le premier est lié au contraste de température entre la surface et l'air, et peut donc transférer de l'énergie de la surface à l'atmosphère, ou vice-versa. LH représente le flux de chaleur latente de l'évaporation à la surface, et il est donc toujours responsable du transfert d'énergie de la surface vers

l'atmosphère. En définissant SH et LH positif vers le haut, le bilan énergétique à la surface en moyenne globale annuelle pour un sytème équilibré s'écrit :

$$SW_{\searrow SFC} + LW_{\searrow SFC} - SW_{\nearrow SFC} - LW_{\nearrow SFC} - SH - LH = 0 \tag{1.1}$$

En plus de la chaleur, l'atmosphère et l'océan échangent aussi de l'énergie mécanique grâce à des interactions turbulentes, ce flux est communément appelé tension de vent. L'ensemble des interactions océan-atmosphère est décrit sur la figure 1.4.

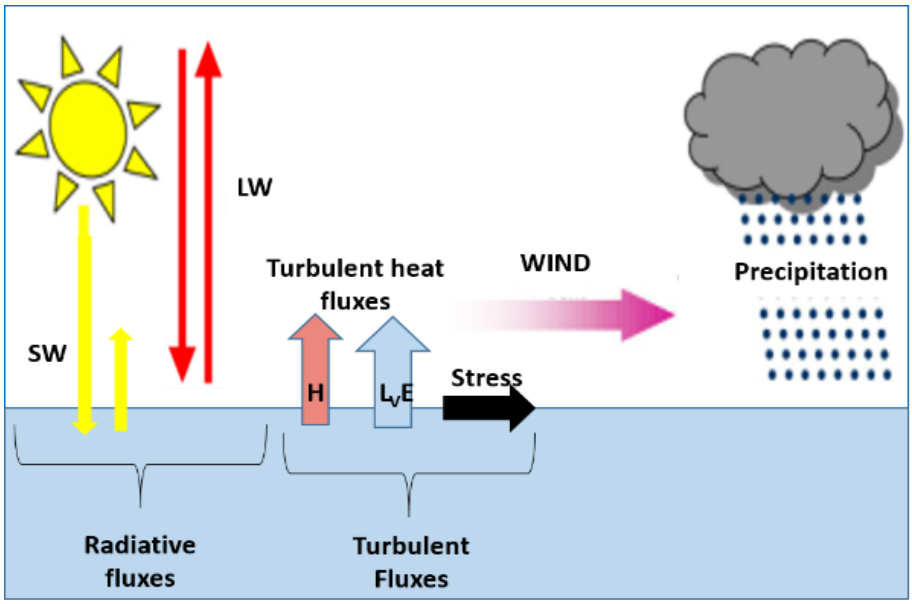

FIGURE 1.4 – Représentation schématique des échanges océan-atmosphère.

Les flux océan-atmosphère présentés ci-dessus entrent dans une grande variété de processus (figure 1.5). Leurs rôles relatifs et leurs caractéristiques diffèrent dans les différentes régions du monde. Les flux turbulents sont très importants pour le fonctionnement du système climatique. Les échanges de chaleur et de quantité de mouvement à l'interface air-mer représentent le couplage principal entre l'océan et l'atmosphère et établissent le lien entre les changements de température à la surface de l'océan et la variabilité de la circulation atmosphérique [Kubota et al., 2002]. Ils influencent aussi la circulation atmosphérique à grande échelle [Trenberth, 1995]. À l'exception de la rugosité de surface et de l'albedo, la température de surface de la mer (SST) est la seule variable océanique qui affecte directement l'atmosphère. Cette dernière est régulée par les flux de chaleur et de quantité de mouvement qui contribuent au brassage turbulent dans l'océan [Barnier, 1998]. La SST représente donc une variable clé pour la prédiction des variations climatiques futures [Seager et al., 1995] et les prédictions futures dépendent donc aussi

d'une représentation cohérente des flux turbulents à l'interface air-mer qui participent au bilan énergétique globale.

Les flux turbulents dans un modèle de climat

Les prévisions des évolutions futures du climat reposent sur la résolution de modèles numériques complexes qui intègrent dans le temps et dans l'espace les équations qui régissent la météorologie à l'aide de supercalculateurs. Ces machines ayant une capacité de calcul finie, le besoin de réaliser des simulations plus rapidement que le temps ne s'écoule réellement limite les échelles de représentation de ces modèles climatiques. Les variables d'état du modèle sont typiquement résolues sur des grandeurs moyennes appelées « mailles » couvrant l'ensemble de l'atmosphère. A l'échelle de ces mailles, on peut résoudre explicitement les équations de base. La génération actuelle de modèles représente le climat du globe à 100km de résolution horizontale en moyenne. De ce fait, on ne représente pas des processus essentiels pour la météorologie et le climat tels que les mouvements turbulents qui ont lieu à l'échelle moléculaire dans la réalité.

Dans les modèles météorologiques et de climat, les flux turbulents sont donc estimés au moyen de modèles mathématiques qu'on nomme « paramétrisations physiques » ayant pour but de rendre compte de ces processus. Les paramétrisations peuvent prendre plusieurs formes et la qualité des prévisions est dépendante de la précision de l'estimation des flux dans les modèles. Par exemple, une surestimation du coefficient de transfert et donc du flux de quantité de mouvement (stress, figure 1.4) qui rend compte du frottement du vent sur la surface, peut entrainer la minimisation de l'impact d'un cyclone [Coronel et al., 2016].

Ces « paramétrisations physiques » représentent la relation qui relie les flux turbulents à des variables environnementales (vent, humidité, température proche de la surface). Cette relation est un modèle physique basé sur des théories [Kolmogorov, 1941; Monin and Obukhov, 1954b] qui font intervenir des relations empiriques dont la détermination implique d'effectuer des mesures en milieu réel. L'estimation expérimentale de ces relations reste un enjeu en raison de la difficulté d'obtenir des mesures fiables de flux air-mer par tous types de conditions. Pour ces raisons la validation des paramétrisations restent un champ de recherche à part entière. En fonction des conditions environnementales, les résultats obtenus expérimentalement ne sont pas toujours cohérents ni applicables à tout type de conditions.

Ainsi, il existe un large choix possible de paramétrisation ayant chacune leurs spéci-

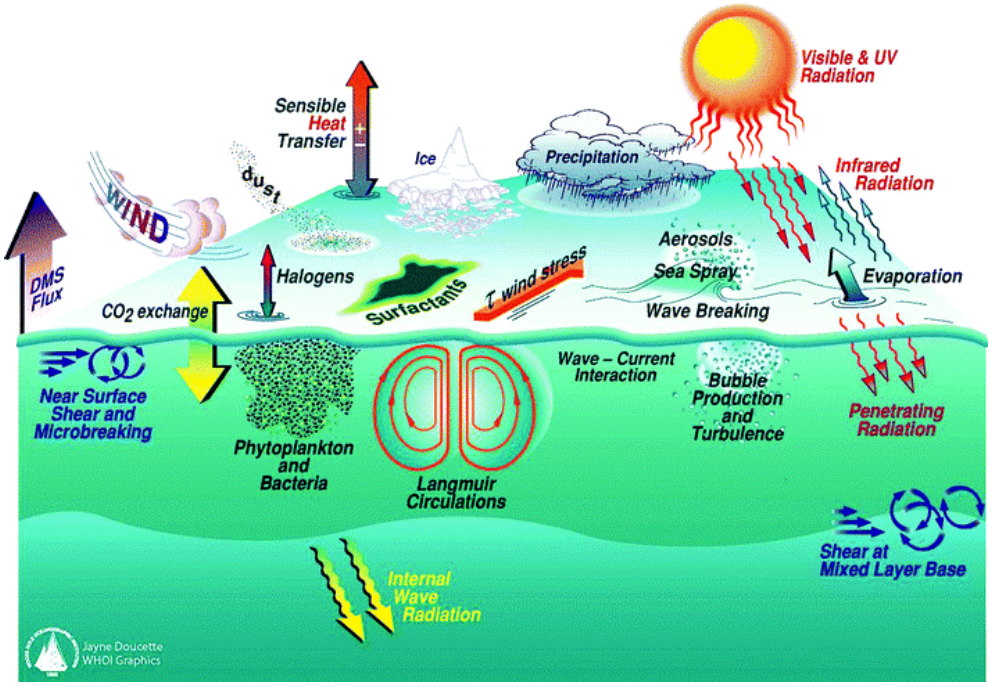

FIGURE 1.5 – Exemples des processus associés aux intéractions océan-atmosphère. Figure fournie par l' US Surface Ocean Lower Atmosphere Study (SOLAS) and the Woods Hole Oceanographic Institute (WHOI).

ficités et prenant en compte ou non certains processus physiques. Pour cette raison, la compréhension des paramétrisations, de leur fonctionnement et leur impact sur le système climatique revêt donc une importance particulière pour le fonctionnement d'un modèle de climat. De récentes études ont montré que les biais d'évaporation de surface, en particulier les biais de flux de chaleur latente, jouent un rôle aussi important que l'effet radiatif des nuages dans le contrôle du biais chaud de température de surface de la mer (SST) des océans tropicaux Atlantique et Pacifique oriental dans les simulations CMIP5 [Hourdin et al., 2015]. L'étude de Găinuşă-Bogdan et al. [2018] met en évidence quant à elle la relation entre le biais de flux de chaleur latente présent dans les simulations forcées et les biais de SST présents dans les simulations couplées. Ces différentes études montrent qu'il est nécessaire de poursuivre l'étude des flux turbulents et de leurs représentations dans les modèles de climat afin de déterminer comment ces flux affectent le fonctionnement du système climatique.

Objectifs de la thèse

De par leur importance sur le cycle hydrologique, la dynamique océanique et atmosphérique ainsi que sur l'énergétique globale du système Terre et donc le couplage océan-atmosphère, les flux turbulents à l'interface air-mer et leurs paramétrisations ont été très étudiés. Cependant, il existe encore un manque de compréhension du rôle joué par ces derniers dans l'ajustement entre l'océan et l'atmosphère. Au vue de l'importance grandissante des modèles climatiques comme outils de recherche en climatologie ou pour les études sur le réchauffement climatique, étudier comment la représentation des flux turbulents air-mer dans les modèles climatiques impacte leur fonctionnement revêt une importance particulière. Mon travail de thèse s'inclut donc dans cette thématique et a pour objectifs :

— D'évaluer l'influence des échanges d'énergie à l'interface air-mer et leur représentation sur les différents processus atmosphérique et océanique.

— D'évaluer l'impact d'un changement de paramétrisation sur un modèle et de comprendre comment une modification globale ou régionale modifie les interactions de grande échelle, le bilan énergétique planétaire et l'ajustement qui a lieu entre l'océan et l'atmosphère.

— D'évaluer l'importance relative de la paramétrisation des flux turbulents comparées aux autres différences entre deux modèles de climat.

— D'examiner l'influence de la prise en compte de processus (rafales de vent) dans la paramétrisation des flux turbulents sur un modèle de climat.

Chapitre 2

Les interactions océan-atmosphère, leurs importances et leurs représentations dans un modèle de climat

Sommaire

2.1 Les interactions océan-atmosphère et leurs variabilités 10

2.2 Le modèle de climat de l'IPSL 14

2.2.1 La composante atmosphérique de IPSL-CM, le modèle LMDZ . . . 15

2.2.1.1 La partie dynamique du modèle LMDZ 15

2.2.1.2 La partie physique du modèle LMDZ 16

2.2.2 La composante océanique de IPSL-CM, le modèle Nemo-OPA . . . 21

2.2.3 Le modèle LMDZ en version uni-colonne (1D) 24

2.3 Les flux turbulents air-mer 25

2.3.1 Importance dans le sysème climatique 25

2.3.2 La paramétrisation des flux turbulents à l'interface air-mer : La méthode bulk 29

2.3.3 La paramétrisation des flux turbulents à l'interface air-mer : de la théorie à la pratique 31

2.4 Les Paramétrisations des flux turbulents air-mer utilisées 34

2.4.1 La paramétrisation "LMDZ" 34

2.4.2 La paramétrisation Core 36

2.4.3 La paramétrisation Coare 38

2.4.4 La paramétrisation Ecume 40

2.5 Synthèse 41

Avant de présenter le travail de thèse à proprement parler, une présentation générale des connaissances sur les interactions océan-atmosphère, leurs impacts et leurs représentations dans les modèles de climat est faite. Dans un premier temps, les différents types d'interactions entre l'océan et l'atmosphère et leurs échelles spatiale et temporelle sont décrits. Dans un deuxième temps, ce travail de thèse étant basé sur la modélisation et des simulations numériques, le modèle de climat utilisé et ses différentes composantes sera décrit. Dans un troisième temps, un focus sur les flux turbulents air-mer, la théorie sur lesquels ils sont basés et leurs prises en compte dans les modèles de climat sera réalisée. Pour finir les différentes paramétrisations des flux turbulents air-mer utilisées au cours de ce travail de thèse seront décrites.

2.1 Les interactions océan-atmosphère et leurs variabilités

La connaissance des interactions entre l'océan et l'atmosphère est nécessaire à la compréhension et à la prévision de la variabilité climatique. Depuis maintenant quelques décennies, les échanges entre l'océan et l'atmosphère ont fait l'objet d'un grand nombre d'études aussi bien dans les régions de moyenne latitude [Frankignoul, 1985; Kravtsov and Robertson, 2002; Ma et al., 2016; Wu and Kinter, 2010] que dans les régions tropicales et en particulier sur le phénomène ENSO (El Niño Southern Oscillation) [Fedorov et al., 2015; Fedorov and Philander, 2001; Guilyardi et al., 2009] ou dans l'océan Atlantique pour étudier le Gulf-Stream [Chang et al., 1997; Frankignoul et al., 2001; Kwon et al., 2010]. Ces études ont ainsi permis d'améliorer la compréhension et la représentation des échanges entre l'océan et l'atmosphère et donc ont servi à améliorer les prévisions climatiques.

Les échanges entre l'océan et l'atmosphère se déroulent à diverses échelles spatiales et temporelles pouvant aller de l'échelle journalière à l'ère climatique et des processus côtiers jusqu'à l'échelle du globe [Lebeaupin Brossier, 2007]. La variabilité temporelle de ces échanges est un élément déterminant de la variabilité climatique. De par sa grande inertie thermique, l'océan représente la composante lente du système alors qu'avec sa forte variabilité, l'atmosphère est considérée comme la composante rapide [Bigg et al., 2003]. L'interface entre ces deux milieux est le lieu de transmission d'énergie et de matière. Les échanges d'énergie mécanique vers l'océan proviennent principalement des effets du vent, qui par frottement à la surface, provoque vagues, houles et courants de surface [Donelan et al., 2004]. En plus de cette énergie mécanique, l'océan échange en permanence de l'eau avec l'atmosphère par des phénomènes de précipitation et d'évaporation et enfin de la chaleur.

Les flux radiatifs solaires sont la principale source d'énergie pour le système océan-atmosphère. Une partie des flux reçus est directement réfléchie (environ 30%) [Deshayes, 2006], le reste est absorbé par l'océan et l'atmosphère et réémis sous forme de rayonnement infrarouge [Gill, 1982]. Le bilan net de chaleur à la surface air-mer est très variable d'un point à l'autre de l'océan mondial, la somme des flux émis est inférieure à la somme reçue dans les tropiques, l'inverse est observé pour les hautes latitudes (figure 1.2). L'océan est donc un puits de chaleur dans les tropiques et une source dans les hautes latitudes [Gill, 1980]. L'excédent de rayonnement solaire que reçoivent les régions équatoriales engendre des vents qui à leur tour engendre des courants océaniques de surface et de profondeur afin de redistribuer l'énergie entre l'équateur et les pôles et ainsi équilibrer le système océan-atmosphère. Cet équilibrage donne naissance à la circulation thermohaline qui est le mode de variabilité le plus lent concernant les échanges océan-atmosphère. Lorsque les eaux de surface arrivent dans les hautes latitudes, elles se refroidissent et s'enrichissent en sel sous l'influence de l'air polaire froid et sec. Ce forçage par les échanges de chaleur et d'eau douce à la surface de l'océan provoque un changement de densité qui permet une plongée des eaux par gravité qui vont se répandre dans les abysses de l'océan mondial [de Lavergne, 2018]. Ce processus de convection entraine une circulation océanique qui se déroule sur des échelles de temps centenaires et impacte tout le globe.

A l'échelle interannuelle, un des principaux modes de variabilité du climat tropical consiste en une perturbation zonale de la cellule de Walker appelée El Niño. En période normale, la branche ascendante de la cellule de Walker se situe dans l'océan Pacifique ouest et est associée au maximum de température de surface de la mer qui se situe généralement dans la « warm pool » (zone d'eau chaude à proximité du continent maritime). Lors des phénomènes El Niño, une augmentation des températures dans l'océan Pacifique central entraine une diminution du gradient Est-Ouest de température de surface de la mer. Les vents d'alizés et les vents de surface diminuent donc eux aussi, ce qui diminue le forçage atmosphérique sur l'océan et entraîne une diminution de l'intensité de la cellule de Walker. En réponse, la thermocline (gradient de température abrupte séparant la couche océanique mélangée des eaux profondes) devient moins profonde et l'océan de surface se réchauffe dans l'océan Pacifique central ce qui conduit à un renforcement du réchauffement et a une boucle de rétroaction positive [Bjerknes, 1969]. Les événements El Niño sont accompagnés d'un décalage de l'activité convective vers l'est du bassin Pacifique (figure 2.1). La perturbation inverse conduisant à un déplacement de la branche ascendante de la cellule de Walker au-dessus de l'Océan Indien est appelée La Niña [Phi-

lander S. G., 1989] (figure 2.1).

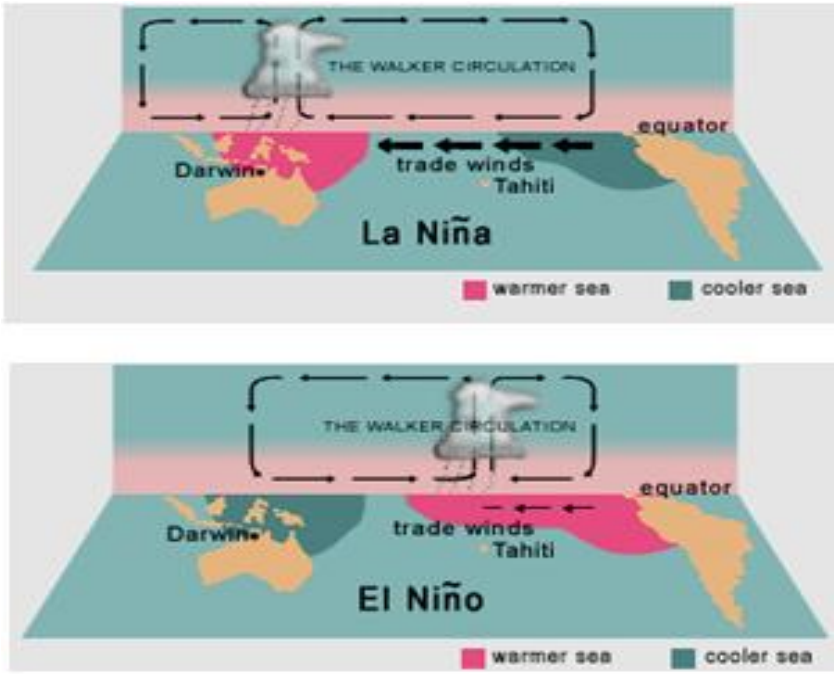

FIGURE 2.1 – Schéma des températures de l'océan Pacifique et de la circulation atmosphérique pendant un épisode La Niña et un épisode d'El Niño, source : http://www.blueplanet.nsw.edu.au.

A l'échelle de la saison, un des impacts les plus remarquables du couplage océan atmosphère est la mousson. Ce phénomène résulte de l'interaction complexe entre des processus atmosphériques, océaniques et continentaux. La mousson s'établit grâce à un contraste méridien entre les surfaces continentales qui se réchauffe plus rapidement que les surfaces océaniques (due à la capacité calorifique de l'eau). Ce gradient de température entre l'océan et le continent entraîne une différence de pression. Une pression de surface plus élevée sur l'eau que sur la terre induit un vent fort et constant de l'océan vers le continent ainsi qu'un mouvement ascendant sur le continent. Cette modification de la circulation due aux couplages entre les composantes entraine de fort taux d'évaporation au-dessus de l'océan et donc un réchauffement des températures de surface ainsi que de fortes précipitations sur le continent [Gill, 1980].

A l'échelle intra-saisonnière, le couplage entre l'océan et l'atmosphère est responsable de phénomènes ayant un rôle sur le climat tels que les oscillations de Madden-Julian (OMJ). L'OMJ est un phénomène atmosphérique tropical sous forme d'ondes qui s'observe surtout dans les océans Indien et Pacifique avec une période de 30 à 60 jours [Anyamba and Weare, 1995]. L'onde OMJ est une zone de convection renforcée qui se propage vers l'Est et à des conséquences importantes sur les précipitations dans les zones

tropicales et équatoriales. Cette oscillation comporte deux phases, une phase dite « humide » ou active qui favorise le développement nuageux et donc les précipitations et une phase dite « sèche » ou inactive qui empêche tout développement nuageux important. Découverte par Madden and Julian [1972], cette onde a pour origine une rétroaction positive entre convection profonde et circulation de grande échelle [Risi and Duvel, 2014]. L'ascendance associée à la convergence d'air à grande échelle permet de déstabiliser l'atmosphère et favorise la convection. Il faut ajouter à cela le rôle de l'humidification de la troposphère libre avant la phase active et le maintien de cette forte humidité pour alimenter la convection profonde. Cette instabilité convective est maintenue par les échanges océan-atmosphère et l'amplitude, la vitesse des phases et la saisonnalité plus ou moins fortes dépendent de ce couplage.

A des échelles temporelles et spatiales plus courtes, le couplage océan atmosphère est aussi responsable de phénomènes pouvant influencer le climat à des échelles plus longues. C'est le cas des cyclones tropicaux. Les cyclones sont d'extraordinaires machines thermiques qui puisent leur énergie à la surface de la mer [Holland, 1997]. A l'origine, un amas de convection intense s'organise en spirale sous l'effet de la force de Coriolis. Cette organisation représente des zones d'ascendance de l'air humide, qui se condense en altitude et libère ainsi de la chaleur latente [Trenberth and Stepaniak, 2004]. Cette chaleur libérée contribue à entretenir le mécanisme de pompage. Les échanges entre l'océan et l'atmosphère dans ces phénomènes sont extrêmement importants et s'effectuent de la thermocline à la tropopause. La dimension typique d'un cyclone est de plusieurs centaines de km. Tant que le cyclone se déplace sur mer en présence d'une couche de mélange océanique suffisamment chargée en énergie avec une température assez élevée (> 26°C) alors il continue à s'alimenter et peut ainsi s'amplifier. Le mélange océanique induit par les cyclones tropicaux peut avoir un rôle important sur la circulation océanique et par conséquent il peut influencer le climat [Emanuel, 2001].

Enfin, les interactions océan-atmosphère peuvent avoir un fort impact à des échelles de temps de la journée, c'est que ce l'on appelle le cycle diurne. Elles sont principalement responsables de la variation de la température de surface de la mer (SST). La variation diurne de SST est causée par le rayonnement solaire, la rotation de la Terre et l'énergie échangée entre l'océan et l'atmosphère et l'existence de ce cycle diurne est connue [Caruthers, 1944]. L'amplitude diurne du cycle de SST est en moyenne faible (0,1 K), mais il atteint souvent quelques degrés et peut dépasser 5 °C dans des cas extrêmes [Flament et al., 1994; Yokoyama et al., 1995]. Il a été montré que le cycle diurne de SST peut avoir un impact sur l'atmosphère au-dessus de la warm-pool du Pacifique occidental [Clayson and

Chen, 2002; Li et al., 2001] mais aussi sur l'oscillation de Madden-Julian, le phénomène El Niño et enfin sur le climat [Dai and Trenberth, 2004; Slingo et al., 2003]. La température de surface de la mer est le facteur le plus important pour les interactions océan-atmosphère. En effet la SST est la limite inférieure de l'atmosphère, elle influence donc le temps et le climat [Kawai and Wada, 2007].

Afin d'étudier les interactions décrites précédemment, au cours de ce travail de thèse, différentes simulations numériques réalisées avec le modèle de climat de l'Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL) et ses différentes composantes ont été réalisées.

2.2 Le modèle de climat de l'IPSL

Le modèle de climat de l'ISPL, principalement développé à l'Institut Pierre Simon Laplace, est un modèle de circulation générale intégrant plusieurs sous-modèles permettant de représenter les différentes composantes du système climatique Terrestre (l'océan, l'atmosphère, la glace de mer, et les surfaces continentales). Généralement appelé IPSL-CM, Il permet une large gamme de configurations. Ces configurations diffèrent en fonction de la résolution (verticale, horizontale, temporelle), de l'activation ou la désactivation des différentes composantes (atmosphère-surface continentale seulement, océan et glace de mer seulement ou atmosphère-océan et glace de mer seulement) et leur remplacement par des conditions de forçages aux limites et enfin des paramétrisations physiques ou du nombre de processus pris en compte. Ce modèle simule les phénomènes de l'échelle de la journée au siècle et au-delà et peut être utilisé aussi bien pour étudier les paléoclimats [Braconnot et al., 2006, 2007], les climats récents et actuels [Boysen et al., 2014], les scénarios de changement climatique [Dufresne et al., 2013; Marti et al., 2005, 2010], ainsi que des cas de test permettant de répondre à tous types de questions scientifiques [Adam et al., 2009; Davin et al., 2007].

Tout au long de son histoire et de son développement, le modèle IPSL-CM a subi de nombreux changements, résultant en plusieurs versions "standard" à travers le temps. Au cours de ce travail, nous avons utilisé plusieurs versions de modèles ayant participé aux projets d'intercomparaison de modèles couplés internationaux CMIP [Meehl et al., 2005], à savoir IPSL-CM4 [Marti et al., 2005], IPSL-CM5A [Marti et al., 2010], IPSL-CM5B [Dufresne et al., 2013] ainsi que la version du modèle participant à CMIP6.

Dans une des versions les plus récentes IPSL-CM5B [Dufresne et al., 2013], ce modèle couple le modèle de circulation générale atmosphérique LMDZ [Hourdin et al., 2013] développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique avec le modèle de circulation gé-

nérale océanique nemo-OPA [Madec et al., 1998]. Sur les continents, le modèle de surface ORCHIDEE [Krinner, 2005] est couplé au modèle d'atmosphère. Un modèle de dynamique et de thermodynamique de glace de mer, LIM [Fichefet and Morales Maqueda, 1999] est inclus dans le modèle océanique. Les modèles d'océan et d'atmosphère échangent la température de surface, l'albédo de la surface océanique, le moment cinétique, les courants de surface ainsi que les flux d'énergie et d'eau douce une fois par jour par l'intermédiaire du coupleur OASIS [Terray and Thual, 1995; Valcke, 2013]. En fonction des versions du modèle couplé, certaines de ces quantités ne sont pas transmises par l'océan à l'atmosphère. Par exemple dans la version basse résolution, les courants de surface ne sont pas échangés entre les deux modèles. Vu que cette étude s'intéresse aux interactions entre l'océan et l'atmosphère dans les tropiques, uniquement les composantes atmosphérique et océanique seront présentées dans la suite.

2.2.1 La composante atmosphérique de IPSL-CM, le modèle LMDZ

Le modèle LMDZ (Z pour zoom) est un modèle de circulation générale (GCM) atmosphérique développé depuis les années 1970 au Laboratoire de Météorologie Dynamique (`http://lmdz.lmd.jussieu.fr/`). Il résout les équations primitives de Navier-Stokes en tenant compte de lois physiques telles que la conservation de la masse, du moment et des lois de la thermodynamique. Ces systèmes d'équations permettent de calculer l'évolution des variables qui décrivent la dynamique atmosphérique à grande échelle. Les termes non résolus dans les équations de Navier-Stokes car sous mailles sont représentés par des paramétrisations. Le modèle LMDZ a connu depuis ces dernières années plusieurs évolutions, notamment au niveau des paramétrisations physiques [Couvreux et al., 2010; Hourdin et al., 2013, 2006].

2.2.1.1 La partie dynamique du modèle LMDZ

La partie dynamique du code permet de résoudre les équations primitives de l'atmosphère d'après Sadourny [1984]. Cette résolution est basée sur une formulation par différence finie des équations primitives de la météorologie et sur certaines simplifications des lois de la physique telles que, l'approximation des gaz parfaits (l'air est considéré comme un gaz parfait), l'approximation hydrostatique et l'approximation des couches minces. La discrétisation horizontale utilisée correspond à une grille de type Arakawa-C pour laquelle les grandeurs scalaires (température potentielle, géopotentiel, pression de surface) sont calculées au centre de la maille alors que les vents zonaux et méridiens sont calculés aux frontières de la maille. Pour des raisons d'isotropie, le nombre de points en longitude

est différent du nombre de points en latitude. Pour la discrétisation verticale, le système de coordonnée hybrides σ-p est utilisée. Il donne des surfaces qui suivent le relief à proximité de la surface et des surfaces strictement horizontales dans la haute l'atmosphère. Une fois ces approximations réalisées, les équations primitives discrétisées sur la sphère sont, pour l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho div\vec{U} = 0 \tag{2.1}$$

Pour la conservation de la température potentielle :

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{Q}{C_p}(\frac{p_0}{p})^{\kappa} \quad \text{avec } \kappa = \frac{R}{C_p} \tag{2.2}$$

Pour la conservation de la quantité de mouvement horizontale :

$$\frac{d\vec{U}}{dt} + \frac{1}{\rho}\overrightarrow{\nabla_h} p - \vec{g} + 2\vec{\Omega} \wedge \overrightarrow{U_h} = \vec{F} \tag{2.3}$$

et enfin pour la conservation des composants secondaires :

$$\frac{dq}{dt} = S_q \tag{2.4}$$

Ou les termes Q, $\vec{F}$ et S_q sont les termes "sources" (additionnels dans les équations) et sont fournis par des paramétrisations physiques qui permettent de rendre compte des processus non résolus explicitement.

2.2.1.2 La partie physique du modèle LMDZ

Certains processus thermodynamiques de fines échelles (turbulence, convection) ne peuvent pas être explicitement résolus par le modèle et doivent donc être paramétrés. Ces processus non résolus à l'échelle de la maille, sont pris en compte et calculés sur une colonne d'air en une dimension. Par la suite nous decrivons les paramétrisations utilisées dans les versions postérieures à IPSL-CM4.

Pour le modèle de transfert radiatif, le schéma utilisé est inspiré de celui du Centre Européen des Prévisions Météorologiques à Moyen Termes (ECMWF en anglais) et basé sur RRTM Mlawer et al. [1997] pour le rayonnement à ondes longues et le code de Morcrette [1991] est utilisé pour le transfert radiatif. L'effet radiatif tient compte de l'énergie aux courtes longueurs d'onde transmise à travers l'atmosphère (jusqu'à 6 bandes d'absorption pour les ondes courtes) et de l'énergie aux grandes longueurs d'onde émise par l'atmosphère en tenant compte de la température, de l'humidité spécifique, du contenu en eau liquide des nuages et de la fraction nuageuse (16 bandes d'absorption pour les ondes longues). L'énergie solaire est atténuée en traversant l'atmosphère par les différents

gaz qui la compose et plus particulièrement par la vapeur d'eau, la diffusion moléculaire est aussi prise en compte. Le calcul du transfert radiatif est effectué toutes les 1 à 2 heures suivant les configurations car il est très couteux numériquement parlant.

Le paramétrage de la couche limite repose sur la combinaison d'une diffusion classique par turbulence [Yamada, 1983] avec une représentation en flux de masse des structures thermiques organisées de la couche limite convective, dite «modèle du panache thermique» [Hourdin et al., 2002; Rio and Hourdin, 2008]. Il permet de représenter le transport convectif ascendant dans la couche mixte bien que cette couche soit généralement marginalement stable, résolvant une limitation reconnue depuis longtemps de la diffusion turbulente [Deardorff, 1966]. Les schémas en flux de masse représentent raisonnablement bien les structures (panaches thermiques, ou rouleaux) de la couche limite convective. Leurs propriétés sont aussi utilisées pour le couplage avec la convection profonde et pour mieux paramétrer les nuages de la couche limite [Jam et al., 2013].

Le schéma d'Emanuel [1991] est la base de la représentation de la convection profonde dans LMDZ, mais avec une modification de sa méthodologie de fermeture basée sur les processus sous-nuageux. Le couplage de la paramétrisation convective avec les processus sous-nuageux se fait à travers les notions d'énergie disponible pour le soulèvement (ALE), qui doit surmonter l'inhibition convective, ou CIN, pour le déclenchement et la puissance disponible pour le soulèvement (ALP) qui contrôle la fermeture par convection. Les deux grandeurs sont calculées à partir des variables internes du «modèle du panache thermique» et d'une nouvelle paramétrisation des poches froides créée par la ré-évaporation des précipitations convectives dans la couche sous-nuageuse [Grandpeix et al., 2010].

Le schéma de nuages suit l'approche de Bony and Emanuel [2001]. Il est couplé au schéma de convection et au schéma de la couche limite en supposant que la distribution d'échelle sous-maille de l'eau totale peut être représentée par une distribution log-normale généralisée dans le premier cas, et par une distribution bi-gaussienne dans le second cas. Dans les deux cas, les moments statistiques de la distribution totale de l'eau sont diagnostiqués en fonction à la fois des variables environnementales à grande échelle et des variables d'échelle sous-maille prédites par les paramétrisations de convection ou de turbulence.

Après cette courte présentation des paramétrisations physiques clés pour la dynamique de la couche limite atmosphérique, il est important d'expliquer brièvement comment ces dernières sont implémentées numériquement dans le modèle, et en particulier la partie exprimant la diffusion turbulente. Dans le modèle LMDZ, tous les processus

physiques (par exemple le rayonnement, le mélange turbulent, la convection, les flux de surface) sont traités colonne par colonne. Chaque maille de la grille est aussi divisée en 4 sous-mailles correspondant à quatre types de sous-surfaces :

— le type «terrestre», qui représente les surfaces continentales

— le type «océanique», qui représente les surfaces océaniques

— le type «glace de mer», qui représente les surfaces océaniques englacées

— le type «glace terrestre», qui représente les calottes glaciaires et les glaciers continentaux.

À une maille donnée, une fraction de chaque type de sous-surface est attribuée en fonction des propriétés de la surface à l'emplacement correspondant. Les mailles au-dessus de l'océan sont bien sûr représentées à 100% par le type « océanique ». Les principales étapes de résolution de la couche limite atmosphérique peuvent être décrites comme suit :

- Pour chaque sous-surface S_X, on réalise un inventaire de tous les points de grille du modèle pour lesquels la surface contient une fraction non nulle de S_X
- Pour chaque sous-surface S_X, début de la boucle sur tous les points de la grille atmosphérique contenant une fraction non nulle de S_X

L'évolution temporelle d'une quantité X associée au transport turbulent est :

$$\Phi = -\rho k_z \frac{\partial X}{\partial z} \tag{2.5}$$

Φ est le flux turbulent vertical de X (positif vers le haut), k_z est le coefficient de diffusion ($m^2 s^{-1}$), $\frac{\partial X}{\partial z}$ est le gradient vertical de X et X est la variable transportée :

$$X = \begin{cases} q \\ u \\ v \\ c_p \theta \end{cases} \tag{2.6}$$

L'équation (2.5) est une équation diagnostic reliant Φ et X pour un pas de temps de simulation. Mais les paires (Φ, X) sont également liées par une équation pronostique, faisant la transition entre deux pas de temps consécutifs :

$$\frac{\partial X}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \Phi}{\partial z} = -\frac{\delta \Phi}{m_l} \tag{2.7}$$

ou m_l représente la masse de la couche d'indice l par unité de surface (kg/m^2). LMDZ utilise une grille décalée, de sorte que les variables scalaires telles que la température ou

l'humidité sont définies au milieu des cellules de la grille, tandis que les flux (diffusifs par transport) sont définis sur les bords des cellules de la grille. Cela conduit à une discrétisation verticale pour X et Φ comme présenté sur la figure (figure 2.2).

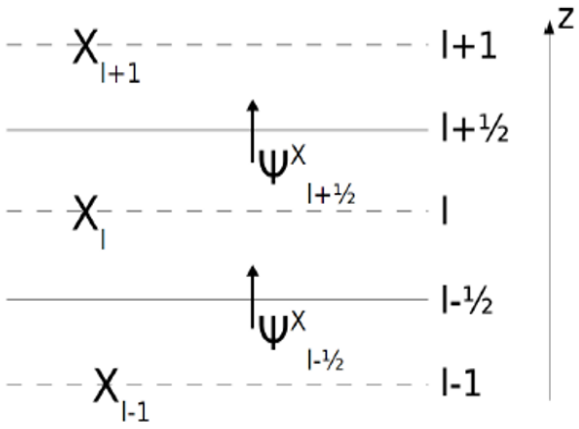

FIGURE 2.2 – Représentation schématique de la grille verticale décalée dans LMDZ, permettant la définition des variables X sur les niveaux l, l + 1 etc. et leurs flux verticaux sur les demi-niveaux l-$\frac{1}{2}$, l+$\frac{1}{2}$, source : Dufresne and Ghattas [2009]

Cette discrétisation verticale amène :

$$\Phi^l = -K_l(X_l - X_{l-1}) \tag{2.8}$$

avec :

$$K_l = \frac{k_z \rho^2 g}{P_{l-1} - P_l} \quad \text{et} \quad \delta P = (P_{l-1} - P_l) = m_l g \tag{2.9}$$

Après discrétisation temporelle implicite, c'est à dire en développant $\frac{X^{t+1}-X^t}{\delta t} = M(X^{t+1})$, on obtient une matrice tridiagonale que l'on doit résoudre pour un vecteur X :

$$(\frac{m_l}{\delta t} + K_{l+1} + K_l)X_l = \frac{m_l}{\delta t}X_l^0 + K_{l+1}X_{l+1} + K_l X_{l-1} \tag{2.10}$$

où X_l^0 représente les valeurs du vecteur X au pas de temps précédent avec :

$$X_l = X_l(t + \delta t) \quad \text{et} \quad X_l^0 = X_l(t) \tag{2.11}$$

l'équation (2.10) peut être ré-ecrite comme :

$$(\delta P_l + R_{l+1}^X + R_l^X)X_l = \delta P_l X_l^0 + R_{l+1}^X X_{l+1} + R_l^X X_{l-1} \quad (2 \leq l < n) \tag{2.12}$$

avec :

$$R_l^X = g\delta t K_l \tag{2.13}$$

- Afin de résoudre cette matrice tridiagonale, on réalise un calcul descendant (du haut de l'atmosphère vers le bas) des coefficients de diffusion pour chaque niveau vertical dans la colonne atmosphérique. Cela est fait pour la température, l'humidité, u et v. En démarrant au sommet de l'atmosphère et en assumant qu'il n'y a pas de flux turbulent au sommet (l=n, Φ_n=0), on peut en déduire :

$$(\delta P_n + R_n^X)X_n = \delta P_n X_n^0 + R_n^X X_{n-1} \tag{2.14}$$

cette équation peut se re-écrire :

$$X_n = C_n^X + D_n^X X_{n-1} \tag{2.15}$$

avec :

$$C_n^X = \frac{X_n^0 \delta P_n}{\delta P_n + R_n^X} \quad \text{et} \quad D_n^X = \frac{R_n^X}{\delta P_n + R_n^X} \tag{2.16}$$

par récurrence, on obtient :

$$X_l = C_l^X + D_l^X X_{l-1} \quad (2 \leq l \leq n) \tag{2.17}$$

et pour $(2 \leq l < n)$:

$$C_l^X = \frac{X_l^0 \delta P_l + R_{l+1}^X C_{l+1}^X}{\delta P_l + R_l^X + R_{l+1}^X (1 - D_{l+1}^X)} \quad \text{et} \quad D_l^X = \frac{R_l^X}{\delta P_l + R_l^X + R_{l+1}^X (1 - D_{l+1}^X)} \tag{2.18}$$

Chaque coefficient de diffusion dépend de celui calculé au niveau vertical supérieur, des propriétés de la couche supérieure et des variables du pas de temps précédent. A la surface l'équation suivante apparait :

$$X_1 = A_1^X + B_1^X . F_1^X . \delta t \tag{2.19}$$

ou F_1^X est le flux de la quantité X positif vers le bas, et :

$$A_1^X = \frac{X_1^0 \delta P_1 + R_2^X C_2^X}{\delta P_1 + R_2^X (1 - D_2^X)} \quad \text{et} \quad B_1^X = \frac{-g}{\delta P_1 + R_2^X (1 - D_2^X)} \tag{2.20}$$

F_1^X est calculé pour chaque sous-surface grâce a des formulations "bulk" ou préscrit. Une fois F_1^X connu :

- Calcul de la nouvelle température du sol pour la sous-surface S_X (hormis pour l'océan)
- Mise à jour de la température de surface et calcul de la modification de température à la surface pour la sous-surface S_X
- Mise à jour des paramètres pour S_X (albédo, rugosité) lorsqu'ils sont des variables pronostiques

- Calcul de tous les X_l en remontant de la première couche au sommet de la couche limite en utilisant le niveau vertical en-dessous.
- Calculs des diagnostics (comme la température de 2 m pour chaque S_X)
- Fin de la boucle sur les points de grille contenant la sous-surface S_X
- calcul des moyennes pondérées (sur toutes les sous-surfaces) à chaque point de grille des tendances du vent, de la température et de l'humidité dues aux processus de la couche limite atmosphérique et des diagnostics moyennés (température à 2 et 10m, flux de surface, paramètres de surface , Hauteur de couche limite etc.)

Il est important de noter que ce processus de «descente-montée» permet un traitement numérique cohérent de la mise à jour de la température du sol et de l'atmosphère, empêchant toute discontinuité dans le temps à la surface. Cette méthode «descente - montée» est liée à la discrétisation implicite dans le temps des équations de diffusion turbulente. Il convient de noter que pour k = 1 c'est-à-dire pour le calcul dans la couche de surface, les formules sont légèrement différentes puisque les flux de surface sont calculés avec des équations « bulk » qui diffèrent des expressions utilisées pour cette méthode. Ainsi les flux turbulents sont calculés avec les valeurs de température et d'humidité non mises à jour et correspondant donc au pas de temps précédent.

2.2.2 La composante océanique de IPSL-CM, le modèle Nemo-OPA

NEMO « Nucleus for European Modelling of the Ocean » (https://www.nemo-ocean.eu/) est un modèle de circulation générale océanique développé pour l'océan global. Il est composé de plusieurs modules, OPA (Ocean Parallel) pour la dynamique de l'océan, LIM pour la glace de mer, PISCES pour la biogéochimie.

Le modèle NEMO-OPA simule l'évolution temporelle et tridimensionnelle de la circulation océanique régionale et globale. La version NEMO-OPA utilisée dans cette étude a pour origine la version du modèle NEMO-OPA Madec et al. [1998]. Ce modèle résout les équations primitives issues des équations de Navier-Stokes qui décrivent la dynamique des fluides newtoniens dans un milieu continu, avec une équation d'état non-linéaire qui relie deux traceurs actifs (température et salinité) aux vitesses horizontales ($\overrightarrow{V_h}$=(u,v)) et verticale (w) du fluide. Afin de réduire les équations de Navier-Stokes à un système d'équations primitives qui résout les variables pronostiques suivantes : la température potentielle θ, la salinité S et le champ de vitesse. Des simplifications sont appliquées aux équations de Navier-Stokes compte-tenu des échelles caractéristiques de l'océan :

approximation sphérique, les surfaces géopotentielles sont supposés sphériques

donc le vecteur local de l'accélération gravitationnelle est parallèle au rayon terrestre

approximation de couche mince, on considère que l'épaisseur de l'océan est négligeable par rapport au rayon de la Terre, les effets de courbure de la Terre sont donc négligés.

approximation hydrostatique, on considère que les échelles verticales dans l'océan sont très inférieures aux échelles horizontales, l'expression de la composante verticale du champ de vitesse est donc réduite à un équilibre entre la force de flottabilité et le gradient vertical de pression

hypothèse d'incompressibilité, approximation de Boussinesq, on néglige les faibles variations de densité de l'eau de mer, la divergence tridimensionnelle du champ de vitesse est donc considérée nulle et la variabilité de la densité de l'eau mer n'est considérée que dans la force de flottabilité

hypothèse de fermeture turbulente on considère que les flux turbulents (processus sous mailles non résolus) dépendent des propriétés de la grande échelle

Ces différentes approximations permettent d'aboutir au système d'équations suivant. L'équation de Navier-Stokes qui décrit la conservation de quantité de mouvement horizontale :

$$\frac{d\overrightarrow{\mathrm{V}_h}}{dt} = -\frac{\overrightarrow{\nabla_h} p}{\rho} + \overrightarrow{g} - 2\overrightarrow{\Omega}\overrightarrow{\mathrm{V}_h} + \overrightarrow{\mathrm{D}}_{\overrightarrow{\mathrm{V}_h}} \tag{2.21}$$

avec $\frac{d\overrightarrow{\mathrm{V}_h}}{dt}$ la derivée particulaire, $\overrightarrow{\nabla_h}$ l'opérateur désignant les derivées vectorielles suivant les 2 dimensions horizontales, t le temps, p la pression, $\overrightarrow{g}$ l'accélération gravitationelle terrestre, $\overrightarrow{\Omega}$ le vecteur vitesse de la rotation terrestre et $\overrightarrow{\mathrm{D}}_{\overrightarrow{\mathrm{V}_h}}$ lié à la paramétrisation des processus sous-maille non résolus.

L'équilibre hydrostatique :

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \tag{2.22}$$

Du fait de l'hypothèse d'incompressibilité, l'équation de continuité qui décrit la conservation de la masse se résume à :

$$\overrightarrow{\nabla}.\overrightarrow{\mathrm{V}} = 0 \tag{2.23}$$

Les équations de conservation du sel et de la chaleur :

$$\frac{\partial \mathrm{S}}{\partial t} = -\overrightarrow{\nabla}.(\mathrm{S}\overrightarrow{\mathrm{V}}) + \mathrm{D_S} \tag{2.24}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\overrightarrow{\nabla}.(\theta\overrightarrow{\mathrm{V}}) + \mathrm{D}_\theta \tag{2.25}$$

ou S représente la salinité, θ la température potentielle, D_S et D_θ les termes sous-maille de la salinité et de la température potentielle.
L'équation d'état de l'eau de mer dépendant de la température (θ), de la salinité (S) et de la pression (p) :

$$\rho = \rho(\theta, S, p) \tag{2.26}$$

La méthode des différences finies est utilisée pour la résolution des équations primitives du modèle. Cette méthode nécessite une discrétisation horizontale selon un maillage, cette dernière est réalisée en utilisant la grille ORCA. Au sud de 40 ° N, la grille est isotrope avec une résolution nominale de 2 °. Un raffinement de grille latitudinal de 0,5 ° est utilisé sous les tropiques. Au nord de 40 ° N, la grille est quasi-isotrope, la singularité du pôle Nord étant projetée sur une ligne entre des points au Canada et en Sibérie. L'arrangement des variables sur les grilles ORCA est similaire à celui de la grille Arakawa de type C.

Les grandeurs scalaires (Température, Salinité, Densité, Pression) sont calculées au centre de la maille alors que les grandeurs vectorielles sont calculées aux frontières de la maille. Au niveau de la discrétisation verticale, en surface l'élévation de la surface de la mer est variable et dépend de la dynamique océanique (modèle de surface libre) ; sur la verticale un système de coordonnées z est utilisé ; il impose une représentation discontinue des pentes bathymétriques, sous forme de marches d'escalier. Pour la bathymétrie, une formulation dite « partial step » [Bernard et al., 2006], qui assure une meilleure représentation de la bathymétrie du fond et donc de l'écoulement du courant et de la friction au fond de l'océan est utilisée. Enfin la discrétisation temporelle suit un schéma centré leap-frog associé à un filtre d'Asselin afin de réduire le bruit numérique créé par le schéma leap-frog.

La discrétisation des équations primitives ne permet de résoudre que la physique d'échelle supérieure à la taille de la maille et donc des paramétrisations sont utilisées pour représenter les processus "sous mailles". L'estimation de la température et de la salinité est calculée à l'aide d'un schéma de dissipation de la variance totale [Cravatte et al., 2007]. Un schéma de conservation de l'énergie et de l'enstrophie est utilisé dans l'équation du moment [Le Sommer et al., 2009]. La diffusion turbulente verticale est paramétrisée à l'aide du schéma de fermeture TKE (Turbulent Kinetic Energy) basé sur les travaux de Blanke and Delecluse [1993] et modifié pour prendre en compte un processus de double diffusion [Merryfield et al., 1999], les cellules de Langmuir [Axell, 2002] et la contribution du déferlement des ondes de surface [Burchard and Rennau, 2008]. Pour la diffusion horizontale un terme de Gent and Mcwilliams [1990] est utilisé. Son coefficient est calculé à partir du taux de croissance local de l'instabilité barocline. Une paramétrisation

du mélange induit par la marée, intensifié par le fond, similaire à Simmons et al. [2004] est utilisée en combinaison avec une paramétrisation spécifique du mélange des marées dans la région indonésienne [Koch-Larrouy et al., 2010]. Une représentation de l'interaction entre le rayonnement d'ondes courtes entrant dans l'océan et le phytoplancton [Lengaigne et al., 2007] est également incluse. Enfin, le modèle a un schéma de couche limite de fond diffusif [Beckmann and Döscher, 1997] et un flux géothermique variant dans l'espace est appliqué au fond de l'océan [Emile-Geay and Madec, 2009].

2.2.3 Le modèle LMDZ en version uni-colonne (1D)

Pour développer et évaluer les paramétrisations physiques dans les modèles de circulation générale (GCM), les versions uni-colonne (SCM) ou 1D des modèles sont des outils très utiles. En effet, un modèle uni-colonne est généralement construit avec la même physique que le GCM mais, en raison de l'étendue limitée du domaine, il permet de réaliser des simulations avec une ou plusieurs paramétrisations sur une colonne d'atmosphère en imposant les conditions aux limites, faisant ainsi abstraction de la dynamique. Les effets de l'advection à grande échelle sont généralement prescrits par un ensemble de données d'observation ce qui permet d'évaluer les paramétrisations sans interaction compliquée avec les processus dynamiques [Randall et al., 1996]. Cela permet d'inhiber les rétroactions avec la dynamique du modèle et d'observer seulement le fonctionnement de la colonne atmosphérique et des paramétrisations dans des conditions réalistes forcées à partir de données expérimentales.

Cette approche permet de tester les paramétrisations sur des cas très contraints, et de comparer les résultats non seulement aux observations mais aussi à des sorties de modèles plus haute résolution type LES (Large Eddy Simulation) ou CRM (Cloud Resolving Model). Ces simulations fournissent entre autres, les profils de température, de vapeur d'eau et d'eau liquide et leur évolution dans le temps ce qui permet une validation du comportement des paramétrisations et leur réalisme physique. Cette stratégie permet de décortiquer et de comprendre les processus à l'œuvre, d'en créer une image idéalisée afin de servir de base aux développements futurs ou à l'amélioration des paramétrisations. Un des autres avantages des simulations uni-colonne est que l'on peut faire varier les forçages afin de voir comment la paramétrisation utilisée répond à cette modification ce qui représente un élément essentiel pour le couplage des paramétrisations avec la dynamique de grande échelle présente dans les modèles globaux. Les SCM ont été largement utilisées pour l'évaluation des paramétrisations et l'intercomparaison de certains schémas physiques (convection, rayonnement) [Abdel-Lathif et al., 2018; Bechtold et al., 2000;

Davies et al., 2013; Rio et al., 2009] en raison de l'avantage en temps de calcul qu'ils représentent pour effectuer des tests de sensibilités. La principale limite de cette approche est le nombre limité de cas définis disponibles, et la difficulté de généraliser les performances d'une paramétrisation sur un cas précis à n'importe quelle situation.

Pour nous, ces outils représentent un cadre intéressant pour évaluer l'impact de la paramétrisation des flux turbulents sur le modèle et le lien entre ces phénomènes et les autres paramétrisations physiques en s'affranchissant des rétroactions avec la dynamique des modèles. Le modèle uni-colonne utilisé au cours de cette étude contient la même physique que le modèle LMDZ décrit en section 2.1.1. Pour la version uni-colonne, le pas de temps physique utilisé est égal au pas de temps pour la dynamique et correspond à 10 minutes. Pour les forçages, les tendances liées aux advections horizontales d'humidité et de température sont imposées, tout comme la vitesse verticale et la température de surface. Au niveau de la discrétisation verticale, la version LMDZ avec 79 niveaux verticaux a été utilisée (premier niveau du modèle à 10 mètre). Enfin, les vents sont rappelés vers les observations à l'aide de la technique de relaxation afin de bien contraindre la dynamique du système. Dans le modèle LMDZ, ce temps de rappel est fixé à 3 heures.

Au cours de ce travail de thèse, la physique du modèle LMDZ a évolué et les derniers tests réalisés avec le modèle uni-colonne, présentés dans le dernier chapitre de ce manuscrit, ont été réalisés avec la physique utilisée dans le modèle couplée IPSL-CM6.

2.3 Les flux turbulents air-mer

2.3.1 Importance dans le sysème climatique

À l'interface, on quantifie les échanges entre l'océan et l'atmosphère sous la forme de flux de chaleur, d'énergie mécanique et de matière :

— Le flux d'énergie mécanique aussi appelé flux turbulent de quantité de mouvement ou tension de vent. Il représente l'action du vent qui par frottement prélève de l'énergie à l'atmosphère.

— Les flux de matière qui représentent les flux d'eau de l'océan vers l'atmosphère (évaporation) ou de l'atmosphère vers l'océan (précipitation) et d'autres échanges (CO_2, etc..).

— Les flux de chaleur qui peuvent se décomposer en deux parties, deux flux radiatifs, respectivement dans le visible et l'infrarouge, caractérisant les rayonnements du soleil, de l'atmosphère, des nuages et de l'océan. Et deux flux turbulents liés, d'une

part, aux échanges de température entre l'air et l'eau (flux de chaleur sensible) et, d'autre part, aux échanges d'humidité (flux de chaleur latente d'évaporation ou de condensation)

Ces flux représentent le couplage principal entre l'océan et l'atmosphère et établissent le lien entre les changements de température à la surface de l'océan et la variabilité de la circulation atmosphérique [Kubota et al., 2002].

Pour l'océan, si on isole une masse d'eau, on peut considérer les flux de chaleur entrants (positifs) ou sortants (négatifs) et ainsi en faire un bilan (tableau 2.1). La surface océanique reçoit en moyenne globale 150 W/m^2 sous la forme de flux radiatif dans les longueurs d'ondes visibles. Les océans restituent 90 W/m^2 à l'atmosphère par évaporation (flux de chaleur latente), 50 W/m^2 par rayonnement dans l'infrarouge et 10 W/m^2 sous la forme d'échanges de température (flux de chaleur sensible) (tableau 2.1). Ces valeurs globales sont très variables spatialement. Dans les tropiques, le flux radiatif dans les longueurs d'ondes visibles est plus important (200 W/m^2) et donc les flux de chaleur sensible et latent sont eux aussi plus importants (40 et 160 W/m^2 respectivement), seul le flux par rayonnement dans l'infrarouge n'a pas une grande variabilité spatiale (tableau 2.1). L'énergie solaire chauffe donc par rayonnement les eaux superficielles de l'océan et en réponse, l'océan chauffe l'atmosphère. Les variations du flux net de chaleur à l'interface air-mer sont principalement attribuées aux variations des flux turbulents de chaleur. Le flux de chaleur sensible en surface est l'énergie immédiatement disponible à l'atmosphère. Il contribue au réchauffement et/ou à l'extension de la couche limite planétaire. Le flux de chaleur latente à l'interface air-mer provoque quant à lui le refroidissement de la couche superficielle de la mer et, de par la perte de vapeur d'eau, augmente la salinité dans la couche de mélange océanique et augmente l'humidité atmosphérique [Singh et al., 2001]. Le flux de chaleur latente et donc l'évaporation est le phénomène le plus important dans les tropiques et cela créé une dynamique atmosphérique particulière dans cette zone.

Comme la région équatoriale reçoit, en moyenne, la plus grande quantité de rayonnement solaire par unité de surface (figure 1.1, tableau 2.1), la surface océanique équatoriale absorbe une grande quantité de chaleur. Cela conduit à une évaporation intense et à des températures élevées à la surface de la mer et proche de la surface. L'air chaud et humide étant plus léger que l'air plus froid et sec, cette évaporation intense augmente la flottabilité de l'air au-dessus de la surface de l'eau et entraine un mouvement ascendant qui peut se propager à des kilomètres de haut dans l'atmosphère et conduire à la formation de nuages et donc de précipitations intenses et régulières.

TABLEAU 2.1 – moyennes annuelles sur l'ensemble des océans des différents flux nets et leurs variations géographiques, source : https://www.futura-sciences.com/sciences/dossiers/physique-milieu-marin-proprietes-physiques-416/page/9/

Flux	**Moyenne W/m^2**	**Variations W/m^2**
Q_s : flux de chaleur par rayonnement solaire	+150	80 à 200
Q_b : flux de chaleur radiatif de grande longueur d'onde	-50	Faibles
Q_h : flux de chaleur sensible (par conduction)	-10	0 à -40
Q_e : flux de chaleur latente (évaporation/condensation)	-90	-50 à -160

A grande échelle, le phénomène décrit ci-dessus est appelé convection atmosphérique profonde et représente la branche ascendante de la cellule de Hadley (figure 2.3). La cellule de Hadley est l'un des principaux systèmes de circulation méridionale à grande échelle sur Terre. Lors de son ascendance, l'air perd son humidité par précipitation, une fois arrivé au sommet de la troposphère, il est entrainé vers les régions polaires. En raison de l'effet de Coriolis, il est progressivement dévié vers l'est jusqu'à ce que le mouvement méridien soit entièrement transformé en un mouvement zonal se déplaçant vers l'est (aux environ 30° de latitude dans les deux hémisphères). A ces latitudes, l'air sec redescend vers la surface. La convection profonde autour de l'équateur crée de faibles pressions de surface alors que les phénomènes de subsidence autour de 30°N ou 30°S entrainent des pressions de surface élevées. Ce gradient de pression méridional entraîne une circulation de surface connue sous le nom d'alizés. Au fur et à mesure que cette circulation se dirige vers l'équateur, l'effet Coriolis modifie leur direction, les redirigeant progressivement vers l'ouest. Les cellules de Hadley nord et sud convergent à la surface près de l'équateur, où les vents de surface ont une direction prédominante vers l'ouest. La convergence méridionale alimente la convection profonde dans ce qu'on appelle la zone de convergence intertropicale, fermant ainsi la circulation de Hadley (figure 2.3).

A l'équateur, le paramètre de Coriolis est nul. Au nord de l'équateur, où la force de Coriolis, bien que faible, n'est pas nulle, la composante zonale du stress du vent entraîne un transport d'Ekman vers le nord. Du côté sud, le même effet conduit à un transport d'Ekman vers le sud. Cela provoque une divergence des eaux proches de la surface le long de l'équateur, et entraine la formation de l'upwelling équatorial et donc le remplacement des eaux de surface par des eaux plus profondes et plus froides. En l'absence de la force de Coriolis, le long de l'équateur, la composante zonale du stress du vent entraine aussi

un transport de l'eau de surface vers l'ouest par frottement, et donc la formation d'upwelling sur les côtes Est du bassin. À l'approche de la limite ouest du bassin du Pacifique, le stress zonal du vent perd de sa force, cela entraine une accumulation des eaux de surface chaudes formant ainsi la warm-pool du Pacifique occidental. L'accumulation d'eau crée une pression élevée, créant un approfondissement de la thermocline (gradient de température abrupte qui sépare la couche océanique mélangée des eaux profondes). Les eaux de surface chaudes entraînent des taux élevés d'évaporation, de convection profonde et de précipitations. Cela entraine donc des phénomènes d'ascendance et, en arrivant à la tropopause, l'air se déplace latéralement vers l'est, où, sans humidité, il s'abaisse au-dessus des eaux plus froides de la région d'upwelling. Enfin, le gradient de température le long du Pacifique équatorial agit pour renforcer les alizés, et donc le stress du vent vers l'est. Une cellule de circulation zonale atmosphérique est ainsi créée. Cette cellule de circulation est appelée circulation de Walker (figure 2.3).

Les études sur les interactions océan-atmosphère se sont principalement focalisées sur les liens entre les anomalies de SST et l'atmosphère [Ferreira and Frankignoul, 2008; Fontaine et al., 2010; Wang et al., 2004], alors que peu d'études se sont intéressées à la réponse atmosphérique aux variations de flux à l'interface océan-atmosphère. Cependant, bien que la SST soit une des seules variables océaniques impactant l'atmosphère, cette dernière est régulée par les flux turbulents de chaleur et de quantité de mouvements qui contribuent au brassage turbulent dans l'océan [Barnier, 1998] et c'est donc grâce à l'échange de chaleur d'énergie et de matière que l'atmosphère interagit avec l'océan. C'est grâce à ces échanges et donc grâce aux flux turbulents que la circulation atmosphérique se met en place.

La SST représente une variable clé pour la prédiction des variations climatiques futures [Seager et al., 1995] et les prédictions futures dépendent donc aussi d'une représentation cohérente des flux turbulents a l'interface air-mer. En effet, ces derniers peuvent modifier la circulation atmosphérique à différentes échelles spatiales et temporelles, et donc influencer le climat.
Les modèles de circulation général (GCM) sont aujourd'hui basés sur des modèles dont la résolution horizontale (et donc l'échelle spatiale des interactions air-mer) est de l'ordre de 200 kilomètres avec un pas de temps de couplage horaire à journalier entre l'océan et l'atmosphère. Sachant que dans la réalité, les échanges entre l'océan et l'atmosphère se réalisent à l'échelle moléculaire et sur des temps très courts (de l'ordre de la minute), ces échelles de temps et d'espace sont bien trop importantes pour résoudre explicitement les échanges entre l'océan et l'atmosphère. C'est pourquoi afin de les prendre en compte, des

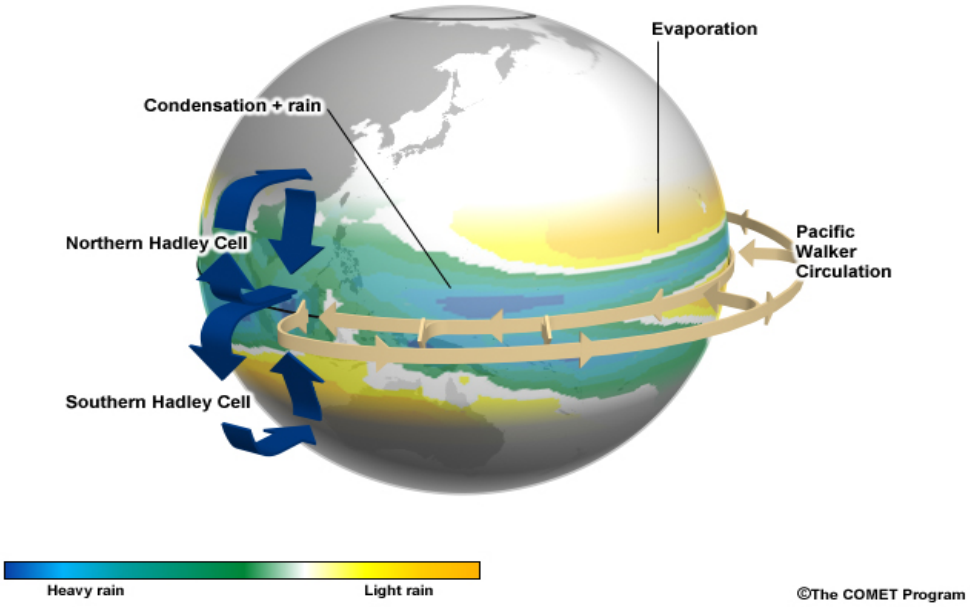

FIGURE 2.3 – Représentation schématique des circulations tropicales, respectivement les cellules de circulation de Hadley et Walker. Le fond représente la moyenne des précipitations du Projet de climatologie des précipitations mondiales de 1979 à 2008, source : © The Comet Program

paramétrisations ont été développées.

2.3.2 La paramétrisation des flux turbulents à l'interface air-mer : La méthode bulk

Les paramétrisations dites aérodynamiques globales ou "bulk" sont basées sur la théorie de la similarité de Monin-Obukhov [Monin and Obukhov, 1954a]. Cette théorie montre que le flux vertical d'un scalaire est proportionnel au gradient vertical du scalaire et permet de représenter les effets de la turbulence sous-maille sur l'écoulement. L'hypothèse de base de la théorie de Monin-Obukhov suppose une couche à flux constant. A savoir, l'ensemble des composantes turbulentes sont considérés constantes au sein de la couche limite de surface. Son épaisseur est généralement de l'ordre de 50-100 m. Sur une telle hauteur on peut négliger les variations de direction du vecteur vent avec l'altitude et donc les effets de transport par le vent. Ces formulations permettent d'estimer, en utilisant les gradients de paramètre météorologique moyen, les flux air-mer générés par des processus turbulents complexes dans la couche limite [DeCosmo et al., 1996; Large and Pond, 1981]. Elles sont basées sur la détermination de constantes appelées coefficients d'échanges (ou drag en anglais) qui établissent une relation explicite entre les flux de surface et les gra-

dients de paramètre météorologique [Liu et al., 1979]. Elles permettent donc de modéliser les flux air-mer, les intrants requis étant calculé dans les modèles atmosphériques. Ils comprennent généralement le contraste de température, d'humidité et de vent entre la surface et le premier niveau du modèle. Ces formulations sont établies à partir de la décomposition de Reynolds qui consiste à décomposer chaque inconnue physique scalaire X (et chaque composant des grandeurs vectorielles) en deux composantes :

$$X = \overline{X} + X' \tag{2.27}$$

— une composante moyenne $\overline{X}$, qui correspond aux évolutions à grande échelle spatio-temporelles du système.

— une composante turbulente X', qui correspond à des tendances à plus courtes échelles de temps.

En utilisant cette décomposition, les flux turbulents sont calculés comme suit :

$$\begin{cases} |\tau| &= \rho_a \overline{\omega' u'} &= -\rho_a u_*^2 \\ H &= \rho_a c_{p_a} \overline{\omega' \theta'} &= -\rho_a c_{p_a} u_* \theta_* \\ LH &= \rho_a L_v \overline{\omega' q'} &= -\rho_a L_v u_* q_* \end{cases} \tag{2.28}$$

Où u', θ' et q' représentent les variations par rapport à l'état moyen (suivant le principe de décomposition de Reynolds, eq 2.27) du vent, de la température et de l'humidité spécifique. u_*, θ_* et q_* représentent quant à eux les paramètres d'échelle caractéristiques de Monin-Obukhov. Enfin, ρ_a représente la masse volumique de l'air, c_{p_a} la capacité thermique de l'air à pression constante et L_v la chaleur latente de vaporisation de l'eau. Afin d'exprimer les flux en fonction des contrastes verticaux de vent, de température et d'humidité, la formulation aérodynamique globale (appellée bulk dans la suite) introduit donc ce que l'on appelle des coefficients d'échange :

$$\begin{cases} |\tau| &= -\rho_a C_D (U_a - U_s)^2 \\ H &= -\rho_a c_{p_a} C_H (U_a - U_s)(\theta_a - \theta_s) \\ LH &= -\rho_a L_v C_E (U_a - U_s)(q_a - q_s) \end{cases} \tag{2.29}$$

Dans l'équation 2.29, l'indice « s » représente les paramètres à la surface de la mer et l'indice « a » les paramètres atmosphériques à une altitude de référence. Avec cette convention de signe, les flux sont définis positifs lors d'un gain d'énergie par l'atmosphère. U est la vitesse du vent relatif, θ la température, q l'humidité et chaque flux a un coefficient de transfert associés C_D, C_H et C_E respectivement.

En reformulant les équations 2.29 et 2.28, l'équation suivante apparait :

$$\begin{cases} C_D &= (\frac{u_*}{U})^2 \\ C_H &= \frac{u_*\theta_*}{U\Delta\theta} \\ C_E &= \frac{u_* q_*}{U\Delta q} \end{cases} \tag{2.30}$$

D'après l'équation 2.30 on peut donc écrire une formulation générique pour les coefficients de transfert :

$$C_X = \frac{\overline{\omega' x'}}{U\Delta X} \tag{2.31}$$

Ou X est remplacé par D pour le coefficient d'échange pour le moment, par H pour le coefficient d'échange pour la chaleur et par E pour le coefficient d'échange pour l'évaporation. Dans l'équation 2.31, ΔX représente la différence de x entre la surface et une altitude de référence. On peut donc aussi séparer chaque coefficient de transfert en deux parties comme suit :

$$C_X = C_x^{\frac{1}{2}} C_D^{\frac{1}{2}} \tag{2.32}$$

Ces coefficients sont calculés à partir de la théorie de similitude de Monin-Obukhov, ils dépendent d'une altitude de référence (z), de la longueur de rugosité (z_{0x}), de la constante de Von Karman (κ) et de la stabilité de l'atmosphère déterminée grâce a des fonctions et qui s'exprime grâce au paramètre (z). Dans un premier temps, on calcule un coefficient de transfert neutre (pour z=0) :

$$C_{xN}^{\frac{1}{2}} = \frac{\kappa}{ln(\frac{z}{z_{0x}})} \tag{2.33}$$

Puis on détermine le coefficient d'échange en fonction de la stabilité et du coefficient neutre :

$$C_X^{\frac{1}{2}}(\zeta) = C_{xN}^{\frac{1}{2}} F_X(\zeta) \tag{2.34}$$

Où $F_X(\zeta)$ représente une fonction de stabilité de l'atmosphère. Dans un modèle de climat, l'altitude de référence est généralement prise au premier niveau atmosphérique du modèle.

2.3.3 La paramétrisation des flux turbulents à l'interface air-mer : de la théorie à la pratique

La formulation « bulk » est la plus utilisée pour le calcul de flux dans les modèles du fait de son application rapide à partir de champs météorologiques de grande échelle fa-

cilement mesurables [Lebeaupin Brossier, 2007]. Elle est néanmoins soumise aux hypothèses de bases (couche à flux constant, détermination de constante appelée coefficient de transfert, dépendance de l'expression des flux avec la stabilité verticale de l'atmosphère) et ne permet pas de représenter correctement l'ensemble des cas rencontrés. En particulier, les flux air-mer ne sont pas bien représentés dans les régimes de vents faibles ($< 3 m.s^{-1}$) et forts ($> 18 m.s^{-1}$) en raison des effets de flottabilité sur les transports turbulents [Birol Kara et al., 2000]. Pour ces raisons des seuils sont souvent imposés dans ces paramétrisations. Ces dernières représentent donc une source d'incertitude considérable quant à la fiabilité des simulations et des prévisions des modèles [Seager et al., 1995].

Malgré de nombreuses campagnes qui ont abouti à des paramétrisations basées sur des observations, ces formulations sont très difficiles à valider. De plus, il existe une multitude de paramétrisations utilisant différentes formulations et prenant en compte différents processus [Fairall et al., 2003; Large and Yeager, 2004]. Bien qu'elles soient presque toutes basées sur la théorie qui vient d'être exposée, chacune des paramétrisations utilise une hypothèse de fermeture propre, en déterminant théoriquement ou à partir d'expériences, les coefficients d'échanges à partir des coefficients d'échanges neutres à 10m C_{D10N}, C_{H10N} et C_{E10N}, d'une fonction de stabilité F_x et des longueurs de rugosité.

Il existe deux principales méthodes pour résoudre les algorithmes bulk, la « méthode directe » et la « méthode itérative ». La méthode dite directe, permet d'obtenir les coefficients de transfert à l'interface océan-atmosphère à partir de formulations dépendant directement des paramètres atmosphériques. Cette méthode a beaucoup été utilisée au début de l'utilisation des algorithmes bulk [Large and Pond, 1981; Large et al., 1982]. La paramétrisation utilisée dans le modèle LMDZ est basée sur les travaux de Louis [1979] aussi bien pour la détermination des coefficients de transfert que pour la détermination des fonctions de stabilité qui utilise initialement cette méthode. Cette paramétrisation sera décrite plus en détails dans la suite du manuscrit. La méthode dite itérative est quant à elle basée sur la résolution par itération du paramètre de stabilité et des paramètres d'échelles caractéristiques de Monin-Obukhov (u_*, q_* et θ_*). Pour les différentes paramétrisations utilisant cette méthode, les critères de convergence ne sont pas identiques. L'algorithme COARE [Fairall et al., 2003] utilise cette méthode et il a aussi servis de base pour le développement de nouvelles paramétrisations [Mondon and Redelsperger, 1998] mais aussi pour des paramétrisations basées sur des campagnes de mesures [Belamari, 2005; Weill et al., 2003].

En plus des différentes techniques utilisées pour résoudre les algorithmes bulk, les paramétrisations peuvent aussi se différencier par des approximations réalisées dans les

paramétrisations. Sans être exhaustif en voici quelques exemples. Pour le calcul des longueurs de rugosité, dans la plupart des paramétrisations elles sont calculées en prenant en compte la rugosité aérodynamique de surface et la longueur de rugosité pour une surface lisse d'après les travaux de Smith [1988] qui suivent les travaux de Charnock [1955]. Le coefficient de Charnock est constant pour la majeure partie des paramétrisations mais pour la paramétrisation COARE qui suit les travaux de Hare JE, Persson POG, Fairall CW [1999], ce coefficient n'est plus constant mais dépend de la vitesse du vent. De plus, dans la plupart des paramétrisations, les longueurs de rugosité pour la chaleur et l'humidité ne sont pas calculées directement mais dépendent de la longueur de rugosité pour le moment [Fairall et al., 2003; Liu et al., 1979; Louis, 1979]. Cependant, les travaux de Beljaars [1995] ont montré qu'il était important d'effectuer une différence dans le calcul de ces longueurs de rugosité et des paramétrisations ont pris en compte ce changement. Pour le calcul des coefficients neutre, la majeure partie des paramétrisations les déterminent de façon théorique [Large et al., 1982; Liu et al., 1979; Louis, 1979] mais certaines paramétrisations les déterminent à partir d'expérimentations ou de campagnes de mesures [Large and Yeager, 2004; Weill et al., 2003]. Enfin chaque paramétrisation contient une hypothèse de fermeture propre et donc des calculs des fonctions de stabilités différentes. Ces fonctions de stabilités dépendent de l'état de l'atmosphère et sont généralement basées sur les travaux de Dyer [1974].

Les paramétrisations différent aussi dans la prise en compte ou non de différents processus physiques [Brunke et al., 2003]. Par exemple, Grachev and Fairall [1997] ont montré que la prise en compte des rafales de vent dans les paramétrisation avait des conséquences très importantes pour les vents inférieurs à $4 m.s^{-1}$. Depuis, ce processus a été intégré dans beaucoup de paramétrisation mais il existe différentes manières de le prendre en compte [Drennan, 2006; Fairall et al., 2003; Redelsperger et al., 2000]. D'autres processus importants pris en compte uniquement par certaines paramétrisations sont les effets de l'état de la mer et la prise en compte des vagues. Clayson et al. [1996] et Bourassa et al. [1999] ont développé des paramétrisations combinant la formulation de l'âge de la mer de Smith et al. [1992] avec un terme représentant les ondes capillaires pour les vents faibles afin de prendre en compte les effets de ces processus sur les flux turbulents. Les rafales de vent et les ondes capillaires ont pour effets d'augmenter le coefficient de transfert dans les périodes de vent faible [Drennan, 2006]. Cependant, les travaux de Makova [1975] ont aussi montré que durant les périodes de vent faible, le flux de moment observé était plus faible qu'attendu. Ce phénomène a été compris et introduit dans les paramétrisations comme l'effet de la houle sur les flux turbulents [Grachev et al., 2003; Kudryavtsev

and Makin, 2002]. Les effets de la salinité de l'eau de mer peuvent aussi être importants pour les flux turbulents. D'après les travaux de Kraus [1972], la majeure partie des paramétrisations effectue une réduction de 2% de l'humidité spécifique à saturation afin de prendre en compte la réduction de pression de vapeur saturante due à la salinité de l'eau de mer. L'effet des embruns est quant à lui un peu moins admis dans la communauté. En effet, les embruns pourraient amener à une augmentation du taux d'évaporation durant des épisodes de vents forts [Andreas et al., 1995]. Cependant, cela fait encore débat dans la communauté et uniquement quelques paramétrisations ont essayé de représenter cet effet [Andreas and Decosmo, 2002]. Enfin, quelques paramétrisations prennent en compte des effets connus mais basés sur des processus had-oc. Miller et al. [1992] ont développé une paramétrisation censée représenter la transition vers des régimes de convection libre. Cette paramétrisation permet d'augmenter les flux turbulents de chaleur dans les périodes de vent faible, période au cours de laquelle un manque était observé dans les paramétrisations précédentes.

2.4 Les Paramétrisations des flux turbulents air-mer utilisées

Dans ce travail de thèse, plusieurs paramétrisations ont été utilisées afin d'étudier l'impact d'un changement de paramétrisation sur un modèle atmosphérique. Ces différentes paramétrisations ont été implémentées dans le modèle LMDZ et sont présentées dans la suite. Dans ce travail, l'accent a été mis sur la paramétrisation des flux de surface entre l'océan et l'atmosphère, pour les échanges surface continental-atmosphère ou glace-atmosphère, les paramétrisations présentées ne sont pas forcément utilisées de la même manière.

2.4.1 La paramétrisation "LMDZ"

La formulation implémentée à l'origine dans le modèle LMDZ est basée sur la théorie de Monin-Obhukov exposée précédemment et découle des travaux de Louis [1979] en intégrant les travaux de Charnock [1955] et Smith [1988] pour le calcul de la longueur de rugosité et du coefficient de transfert. Elle permet de calculer les coefficients de transfert pour le moment, la chaleur et l'humidité qui servent ensuite aux calculs des flux turbulents. Cette formulation est basée sur la modélisation des longueurs de rugosité et contient certaines spécificités. Dans un premier temps on calcule une longueur de rugo-

sité pour le moment comme suit :

$$z_0 = \frac{\alpha * \nu}{u_*} + \frac{\beta * u_*^2}{g} \tag{2.35}$$

Ou z_0 est la longueur de rugosité basée sur Smith [1988] qui reprend les travaux de Charnock [1955] en y ajoutant une expression prenant en compte la hauteur de rugosité aérodynamique représentant la mer du vent. α et β (= 0.011 et 0.018) sont des constantes, ν représente la viscosité dynamique de l'air (14.10-6 $m.s^{-1}$), u_* représente la vitesse de friction et g représente l'accélération gravitationnelle. En accord avec la théorie de Monin-Obukhov, on définit ensuite un (et un seul) coefficient de transfert neutre qui dépend de la longueur de rugosité pour le moment (z_0) :

$$C_{DN} = \frac{\kappa^2}{[ln(1+\frac{z}{z_0})]^2} \tag{2.36}$$

Ou κ représente la constante de Von Karman (= 0.4) et z représente la hauteur du premier niveau du modèle. Il faut noter que contrairement à la théorie pure de Monin-Obukhov, le calcul du logarithme s'effectue avec $1+\frac{z}{z_0}$ au lieu de simplement $\frac{z}{z_0}$. Cela résulte de l'implémentation originale dans les premières versions du modèle LMDZ, ce qui permet d'éviter une division par 0. Le critère de stabilité est donné par le nombre de Richardson R_i :

$$R_i = \frac{gz\Delta\theta}{|u|^2 T_1} \tag{2.37}$$

Qui dépend de g, z et où u représente le vent au premier niveau du modèle, $\Delta\theta$ la différence de température entre la surface et le premier niveau et T_1 la température au premier niveau. Les coefficients de transfert en régime stable et instable dépendent du coefficient neutre et d'une fonction de stabilité dépendant du nombre de Richardson :

$$C_D(R_i, z_0) = \begin{cases} C_{DN}[1+\frac{10R_i}{\sqrt{1+5R_i}}]^{-1} & \text{si } R_i \geq 0 \\ C_{DN}[1-\frac{10R_i}{1+75C_{DN}\sqrt{|R_i|(1+\frac{z}{z_0})}}] & \text{si } R_i < 0 \end{cases} \tag{2.38}$$

$$C_H(R_i, z_0), C_E(R_i, z_0) = \begin{cases} 0.7C_{DN}[1+15R_i\sqrt{1+5R_i}]^{-1} & \text{si } R_i \geq 0 \\ 0.7C_{DN}[1+[\frac{0.0016}{\sqrt{C_{DN}|U_1|}}\Delta\theta]^{\frac{5}{4}}]^{\frac{4}{5}} & \text{si } R_i < 0 \end{cases} \tag{2.39}$$

Cet algorithme comporte quelques spécificités :

$$C_{EN} = C_{HN} = 0.7 * C_{DN} \quad \text{en régime stable} \tag{2.40}$$

$$C_{EN} = C_{HN} = 0.7 * C_{DN} \quad \text{en régime instable} \tag{2.41}$$

C'est cette formulation qui permet de calculer uniquement la longueur de rugosité pour le moment. Dans les versions IPSL-CM5A et IPSL-CM4, le facteur $\frac{C_{EN}}{C_{DN}}$ était fixé à 0.8 [Marti

et al., 2010]. Cette relation entre les différents coefficients neutres avait été établie empiriquement et correspond à l'ordre de grandeur moyen du rapport de ces coefficients neutres dans la littérature. Dans la version ISPL-CM5B, ce facteur a été fixé à 0.7 afin de compenser la tendance du modèle à trop évaporer lors de l'implémentation des nouveaux schémas de couche limite et de convection représentant la nouvelle physique du modèle LMDZ [Hourdin et al., 2013]. De plus, pour les coefficients de transfert pour la chaleur, en régime instable, une fonction de raccord vers les régimes de convection libre pour les vents faibles est utilisée [Miller et al., 1992] :

$$C_E = C_{DN} * (1 + C_R^{\gamma})^{\frac{1}{\gamma}} \tag{2.42}$$

avec :

$$\gamma = 1.25 \quad \text{et} \quad C_R = \frac{0.0016}{C_{DN}|U_1|}(\theta_{vs} - \theta_{vl})^{\frac{1}{3}} \quad \text{sachant que} \quad C_E = C_H \tag{2.43}$$

En plus de ces spécificités propres à cet algorithme, des seuils ajustables directement imposés sur les coefficients de transfert à la fin de l'algorithme sont utilisés :

$$C_D = \min(0.0025, C_D) \quad \text{et} \quad C_E, C_H = \min(0.002, C_H) \tag{2.44}$$

2.4.2 La paramétrisation Core

La formulation Core Large and Yeager [2004] découle elle aussi de la théorie de Monin-Obhukov exposée précédemment. Cependant, elle est basée sur deux hypothèses supplémentaires :

— Les coefficients de transfert neutres C_{DN}, C_{HN}, C_{QN} sont modélisés par deux fonctions connues $(\tilde{u_N}, \zeta)$ construites à partir des observations où ζ est un paramètre de stabilité défini par la suite et où $(\tilde{u_N}) = u(z^N) - u_s$.

— L'état neutre correspond à une altitude $z^N = 10m$

Le paramètre ζ de stabilité est défini comme suit, d'après la théorie de Monin-Obukhov :

$$\zeta = \frac{\kappa g z}{u_*^2} \frac{\theta^*}{\theta(z)} \tag{2.45}$$

Le fonctionnement de l'algorithme Core est le suivant. Si l'on suppose que z^N définit l'état neutre alors, par définition, $\theta(z^N) = \theta_s$. Par analogie avec l'équation (1.3) de Monin-Obukhov :

$$|\tilde{u_N}| = \frac{|u_*|}{\sqrt{C_{DN}}} \tag{2.46}$$

En supposant que $u^N, u^* \geq 0$, on peut s'affranchir des valeurs absolues. Avec $u_* = \sqrt{C_{DN}}\tilde{u}$, on peut définir $\tilde{u_N}$ à partir de $\tilde{u}$:

$$|\tilde{u_N}| = \sqrt{\frac{C_D(\tilde{u_N}, \zeta)}{C_{DN}(\tilde{u_N})}}\tilde{u} \tag{2.47}$$

Lorsque le paramètre de stabilité ζ et la vitesse de vent neutre $\tilde{u_N}$ sont définis, les coefficients de transfert sont calculés comme suit :

$$C_{DN}(\tilde{u_N}) = \frac{\alpha}{\tilde{u_N}} + \beta + \gamma\tilde{u_N} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \alpha &= 2.7 * 10^{-3} m.s^{-1} \\ \beta &= 1.42 * 10^{-4} \\ \gamma &= 7.64 * 10^{-5} m^{-1}.s \end{cases} \tag{2.48}$$

$$C_{HN}(\tilde{u_N}, \zeta) = \chi(\zeta)\sqrt{C_{DN}(\tilde{u_N})} \quad \text{avec} \quad \chi(\zeta) = \begin{cases} 0.018 & \text{en régime stable } \zeta \geq 0 \\ 0.0327 & \text{en régime instable } \zeta < 0 \end{cases} \tag{2.49}$$

Ces deux fonctions proviennent d'un calibrage des coefficients de transfert neutre à partir de données de campagnes en mer. Une fois les coefficients de transfert neutre obtenus, on peut donc calculer les coefficients de transfert :

$$C_D(\tilde{u_N}, \zeta) = (\frac{u_*}{\tilde{u}})^2 = (\frac{u_*}{\tilde{u_N}})^2 * (\frac{\tilde{u_N}}{\tilde{u}})^2 = C_{DN}(\tilde{u_N}, \zeta) * \Phi_D(\tilde{u_N}, \zeta)^{-2} \tag{2.50}$$

$$C_H(\tilde{u_N}, \zeta) = u_*\theta_*(\tilde{u}\Delta\theta)^{-1} = \frac{u_*\theta_*}{\tilde{u_N}\theta_s} * \frac{\tilde{u_N}\theta_s}{\tilde{u}\theta_s} = C_{HN}(\tilde{u_N}, \zeta)[\Phi_D(\tilde{u_N}, \zeta)\Phi_H(\tilde{u_N}, \zeta)]^{-1} \tag{2.51}$$

Où Φ_D et Φ_H sont définis par :

$$\Phi_D(\tilde{u_N}, \zeta) = 1 + \frac{\sqrt{C_{DN}(\tilde{u_N})}}{\kappa}[ln\frac{z}{z^N} - \Psi_m(\zeta)] \tag{2.52}$$

$$\Phi_H(\tilde{u_N}, \zeta) = 1 + \frac{C_{HN}(\tilde{u_N})}{\kappa\sqrt{C_{DN}(\tilde{u_N})}}[ln\frac{z}{z^N} - \Psi_h(\zeta)] \tag{2.53}$$

et les fonctions de stabilités Ψ_m et Ψ_h par :

$$\text{si} \quad \zeta \geq 0 \begin{cases} \Psi_m(\zeta) &= -5\zeta \\ \Psi_h(\zeta) &= -5\zeta \end{cases} \tag{2.54}$$

$$\text{si} \quad \zeta < 0 \begin{cases} \Psi_m(\zeta) &= \frac{\pi}{2} + 2ln(\frac{1+X}{2}) + ln(\frac{1+X^2}{2}) - 2arctan(X) \\ \Psi_h(\zeta) &= 2ln(\frac{1+X^2}{2}) \end{cases} \tag{2.55}$$

Avec $X = (1 - 16\zeta)^{\frac{1}{4}}$.

Cet algorithme comporte aussi quelques spécificités. Tout d'abord pour différentes classes de vent, un coefficient neutre est fixé à partir de données de mesure. De plus un seuil sur le vent est appliqué, $\tilde{u_N}$ ne peut pas être inférieur à $0.5 m.s^{-1}$.

2.4.3 La paramétrisation Coare

L'algorithme Coare est basée sur les travaux de Liu (Liu et al. [1979], LKB) et a été développé à partir de la campagne de mesures TOGA-COARE réalisée dans la zone de la warm-pool dans le Pacifique ouest. Depuis la première version, beaucoup d'améliorations ont été apportées. Par exemple, la paramétrisation COARE3.0 décrite ici, utilise la longueur de rugosité sur le vent de Smith [1988], les fonctions profils ($\Phi_m, \Phi_h et \Phi_q$) en situation fortement convective et les rafales de vent en régime de vent faible de Godfrey and Beljaars [1991]. Toute les modifications apportées depuis la première version de la paramétrisation sont décrites dans Fairall et al. [2003], Fairall et al. [1996b], Fairall et al. [1996a] et Grachev and Fairall [1997]. Cet algorithme a pour objectif de résoudre un système non-linéaire permettant d'obtenir ($u_*, \theta_* et q_*$) à partir d'un algorithme itératif. Cet algorithme peut être schématisé de la manière suivante :

— Etape 1 : on réalise une première approximation de (u_*, θ_* et q_*), pour cela on impose un seuil sur le vent ($U \geq 0.5 m.s^{-1}$) et on calcule le ΔU correspondant

— Etape 2 : on entre dans une boucle itérative, pour cela on dispose d'entrée (u^*_{in}, θ^*_{in} et q^*_{in}) et d'un ΔU_{in} à partir desquels on détermine les longueurs de rugosité

Dans la boucle itérative, on détermine les longueurs de rugosité suivant Smith [1988] :

$$z_0 = \frac{\alpha * \nu}{u_*} + \frac{\beta * u_*^2}{g} \quad \text{avec} \quad \alpha = \begin{cases} 0.011 & \text{si } \Delta U \leq 10 m.s^{-1} \\ 0.011 + \frac{u_t - 10}{18-10} * (0.018 - 0.011) & \text{si } 18 \geq \Delta U > 10 m.s^{-1} \\ 0.018 & \text{si } \Delta U \geq 18 m.s^{-1} \end{cases} \tag{2.56}$$

$$z_{0q} = z_{0h} = min(1.15 * 10^{-4}, \frac{5.5 * 10^{-5}}{R_r^{-0.6}}) \quad \text{avec } R_r = \frac{u_* z_{0m}}{\nu} \tag{2.57}$$

On détermine ensuite le paramètre de stabilité ζ à partir des entrées (u^*_{in}, θ^*_{in} et q^*_{in}) :

$$\zeta = \frac{\kappa g z}{u^{*2}_{in}} [\frac{\theta_i n^*}{\theta(z)} + \frac{q^*_{in}}{q_0 + q(z)}] \tag{2.58}$$

Ensuite, à partir des longueurs de rugosité $(z_{0x})_{x=(m,h,q)}$ et du paramètre de stabilité ζ on détermine les coefficients d'échanges $(C_x)_{x=(D,H,Q)}$ comme suit :

$$\sqrt{C_X} = \frac{\kappa}{ln(\frac{z}{z_{0X}}) - \Psi_X(\zeta)} \tag{2.59}$$

Avec les fonctions de stabilités suivantes :

$$\Psi_D(\zeta) = \begin{cases} (1-f)\Phi^k_u(X_u) + f\Phi^c(X_u) & \text{si } \zeta < 0 \\ -[(1+\zeta) + \frac{2}{3}(\zeta - 14.28) exp(-c) + 8.525] & \text{si } \zeta \geq 0 \end{cases} \tag{2.60}$$

$$\Psi_H(\zeta) = \begin{cases} (1-f)\Phi^k_h(X_h) + f\Phi^c_h(X_h) & \text{si } \zeta < 0 \\ -[(1+\frac{2}{3}\zeta)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3}(\zeta - 14.28) exp(-c) + 8.525] & \text{si } \zeta \geq 0 \end{cases} \tag{2.61}$$

$$\Psi_Q(\zeta) = \Psi_H(\zeta) \tag{2.62}$$

Avec :

$$c = min(50, 0.35\zeta) \tag{2.63}$$

$$f = \frac{\zeta^2}{1+\zeta^2} \tag{2.64}$$

$$X_u = (1-15\zeta)^{\frac{1}{4}} \tag{2.65}$$

$$X_h = \sqrt{1-15\zeta} \tag{2.66}$$

$$\Phi^c(X) = \frac{3}{2}(\frac{1+X+X^2}{3}) - \sqrt{3}arctan(\frac{1+2X}{\sqrt{3}}) + \frac{\pi}{3} \tag{2.67}$$

$$\Phi^k_u(X) = 2ln(\frac{1+X}{2}) + ln(\frac{1+X^2}{2} - 2arctan(X) + \frac{\pi}{2} \tag{2.68}$$

$$\Phi^k_h(X) = 2ln(\frac{1+X}{2}) \tag{2.69}$$

Par la suite on peut calculer $u^*_{out}, \theta^*_{out}$ et q^*_{out} à partir des coefficients de transfert :

$$x^*_{out} = \sqrt{C_X}\Delta X \tag{2.70}$$

Puis on peut calculer une nouvelle valeur pour u_g et donc un nouveau vent pour l'itération suivante qui représente une vitesse de rafales de vent dépendant de (u^*, θ^* et q^*), pour cela on introduit la valeur B_f :

$$B_f = -\frac{g}{\theta(z)} u^*[\theta^* + \theta(z)\frac{q^*}{q_0}] \tag{2.71}$$

On calcule alors u_g (le vent provenant des rafales) :

$$u_{g,out} = \begin{cases} \beta(B_f * z_i)^{\frac{1}{3}} & \text{si } B_f > 0 \\ 0.2 & \text{si } B_f \leq 0 \end{cases} \tag{2.72}$$

Ou z_i représente la hauteur de la couche limite convective et $\beta = 1.2$ est une constante. Une fois u_g défini, on calcule donc un nouveau vent pour l'itération suivante :

$$\Delta U_{out} = \sqrt{(\Delta U)^2 + u^2_{g,out}} \tag{2.73}$$

Après cette étape on repart pour une nouvelle itération, lorsque de part et d'autre d'une itération (u^*_{in}, θ^*_{in} et q^*_{in}) et ($u^*_{out}, \theta^*_{out}$ et q^*_{out}) sont suffisamment proche alors on suppose le système non linéaire résolu.

L'algorithme Coare comporte donc deux spécificités majeures, premièrement, le calcul des longueurs de rugosité est dépendant du vent. Deuxièmement, l'algorithme utilise une vitesse de rafales provenant du vent u_g pour représenter l'effet des rafales de vent. En plus de ces spécificités, cet algorithme contient aussi un seuil sur le vent fixé à $1 m.s^{-1}$.

2.4.4 La paramétrisation Ecume

La paramétrisation d'Ecume a été développée pour obtenir une paramétrisation unifiée couvrant autant que possible les conditions atmosphériques et océaniques (Weill et al. 2003). Il s'agit d'un paramétrage itératif dit «en bloc» basé initialement sur les algorithmes Coare2.5b. La paramétrisation ECUME a été développée pour obtenir une paramétrisation unifiée couvrant la plus large gamme possible de conditions atmosphériques et océaniques [Weill et al., 2003]. Il s'agit d'une paramétrisation itérative basé initialement sur l'algorithme Coare2.5b [Fairall et al., 2003]. Ecume fournit une formulation des échelles turbulentes du vent, de la température potentielle et de l'humidité spécifique (u_*, θ_* et q_*), qui se rapportent au coefficient de transfert habituel comme suit :

$$\begin{cases} u_* = \sqrt{\mathrm{C_{D10}}_m} * \Delta u_{10m} \\ \theta_* = \left(\frac{\sqrt{\mathrm{C_{D10}}_m}}{\sqrt{\mathrm{C_{H10}}_m}}\right) * \Delta\theta_{10m} \\ q_* = \left(\frac{\sqrt{\mathrm{C_{D10}}_m}}{\sqrt{\mathrm{C_{E10}}_m}}\right) * \Delta q_{10m} \end{cases} \tag{2.74}$$

Les échelles turbulentes sont estimées de manière itérative en fonction de Δu, $\Delta\theta$ et Δq, étalonnées avec les données de plusieurs campagnes (FETCH [Hauser, 2003], EQUALANT [Gouriou et al., 2001], POMME [Mémery et al., 2005] et EGEE/AMMA [Bourras et al., 2009]). Un post-traitement similaire a été appliqué aux données des quatre campagnes. Cette calibration permet d'avoir une paramétrisation optimisée et adaptée aux conditions de moyennes latitudes contrairement à l'algorithme COARE2.5 qui a été développé pour les régions tropicales mais utilisé sur toute la surface du globe [Belamari, 2005].
On obtient ensuite les coefficients d'échanges (à partir de l'équation 2.29) et les paramètres étoilées finaux (u_*,θ_* et q_*) en utilisant les fonctions de stabilité, tout comme pour la paramétrisation COARE. Cependant, les coefficients sont différents et ces fonctions dépendent de la longueur de Monin-Obukhov $\zeta = \frac{z}{\mathrm{L}}$. Pour le vent on pose :

$$\mathrm{ZL} = \frac{\kappa g z(\mathrm{T}_*(1+r_0 q) + r_0 \mathrm{T} q_*)}{\mathrm{T}(1+r_0 q) * [\mathrm{MAX}(u_*, 1.10^{-9})] r} \quad \text{avec } r_0 = \frac{\mathrm{R_v}}{\mathrm{R}_a - 1} \tag{2.75}$$

$$\text{si ZL} \geq 0 \text{ alors} \quad \frac{z}{\mathrm{L}} = \mathrm{MIN}(\mathrm{ZL}, 0.25) \tag{2.76}$$

$$\text{si ZL} < 0 \text{ alors} \quad \frac{z}{\mathrm{L}} = \mathrm{MAX}(\mathrm{ZL}, -200) \tag{2.77}$$

Pour la température et l'humidité on a $z_q = z_t$:

$$(\frac{z}{\mathrm{L}})_t = \frac{z}{\mathrm{L}}\frac{z_t}{z} \tag{2.78}$$

Finalement, les fonctions de stabilité sont :

$$\Psi_{\mathrm{D}}(\zeta) = \begin{cases} (1-f)\Phi_m^k + f\Phi_m^c & \text{si } \zeta < 0 \\ -7\zeta & \text{si } \zeta \geq 0 \end{cases} \tag{2.79}$$

$$\Psi_H(\zeta) = \begin{cases} (1-f)\Phi_m^k + f\Phi_h^c & \text{si } \zeta < 0 \\ -7\zeta & \text{si } \zeta \geq 0 \end{cases} \tag{2.80}$$

$$\Psi_Q(\zeta) = \Psi_H(\zeta) \tag{2.81}$$

Avec :

$$f = \frac{\zeta^2}{1+\zeta^2} \tag{2.82}$$

$$\Phi_m^k = 2ln(\frac{1+X}{2}) + ln(\frac{1+X^2}{2}) - 2arctan(X) + \frac{\pi}{2} \quad \text{avec } X = (1-16\zeta)^{\frac{1}{4}} \tag{2.83}$$

$$\Phi_m^c = \frac{3}{2}(\frac{1+Y+Y^2}{3}) - \sqrt{3}arctan(\frac{1+2Y}{\sqrt{3}}) + \frac{\pi}{3} \quad \text{avec } Y = (1-12.87\zeta)^{\frac{1}{3}} \tag{2.84}$$

$$\Phi_h^c = \frac{3}{2}(\frac{1+Y+Y^2}{3}) - \sqrt{3}arctan(\frac{1+2Y}{\sqrt{3}}) + \frac{\pi}{3} \quad \text{avec } Y = (1-12.87\zeta)^{\frac{1}{3}} \tag{2.85}$$

$$\Phi_h^k = 2ln(\frac{1+X}{2}) \quad \text{avec } X = (1-16\zeta)^{\frac{1}{2}} \quad \text{avec } X = (1-16\zeta)^{\frac{1}{2}} \tag{2.86}$$

L'algorithme Ecume est aussi un algorithme itératif, le même critère de convergence, la correction du vent liée aux rafales de vent et les mêmes seuils que pour l'algorithme COARE sont utilisés. Pour plus de details sur cette paramétrisation voir : http://www.umr-cnrm.fr/surfex/IMG/pdf/surfex_scidoc_v8.1.pdf.

2.5 Synthèse

Les flux turbulents de surface impactent le bilan d'énergie à la surface, les processus de redistribution d'énergie entre l'équateur et les pôles, la température de surface de la mer et pilotent en partie le cycle de l'eau et la circulation océanique et atmosphérique. Un flux caractérise un transport, un échange et résulte donc de la présence de gradients d'une quantité entre les deux milieux qui s'échangent de l'énergie.

Ces flux sont des phénomènes non résolus explicitement dans les modèles du fait de leur échelle caractéristique (de l'ordre du centimètre) dans la réalité. Afin de les prendre en compte on utilise des paramétrisations. Ce sont des formulations mathématiques qui permettent de rendre compte de l'effet collectif des processus non résolus sur les variables d'état explicites (U, V, q, θ) du modèle et permettent une description physique approchée du comportement collectif des processus dont elles rendent compte. Ces paramétrisations font intervenir des variables qui leurs sont propre. Dans le cas des flux turbulents on peut par exemple citer le coefficient neutre, la fonction de stabilité ou la longueur de rugosité comme variable propre à la paramétrisation des flux turbulents de surface.

Il existe une multitude de paramétrisations pour les flux turbulents de surface entre l'océan et l'atmosphère et beaucoup d'études se sont intéressées à l'effet de différents processus physiques sur les paramétrisations des flux turbulents et donc sur les flux eux-mêmes. Cependant, peu d'entre elles se sont penchées sur l'impact que pouvait avoir l'utilisation d'une paramétrisation incluant certains processus comparée à une autre. Comme vu aux cours de ce chapitre, les échanges océan-atmosphère représentés par les flux turbulents sont un mécanisme très important pour le système couplé et donc pour la prévision de ce système.

La modélisation numérique est donc utilisée dans ce travail de thèse comme laboratoire d'essais pour étudier l'impact de la représentation des flux turbulents air-mer, les différents processus dans lesquels ils sont impliqués et leurs impacts sur le système global. Afin de réaliser des tests de sensibilité, les paramétrisations décrites précédemment ont été codées dans un modèle de climat. La méthodologie appliquée ici consiste en une étude allant de modèle 1D atmosphérique très contraint à un système océan atmosphère entièrement couplé en passant par des simulations forcées océanique et atmosphérique. Cela permet d'étudier à la fois la réponse d'un modèle à la paramétrisation des flux turbulents dans des cadres très contraints, mais aussi d'étudier l'ajustement entre l'océan et l'atmosphère due à cette modification et l'effet des flux turbulents sur les phénomènes à grande échelle telle que la circulation océanique, atmosphérique et les échanges de chaleur et d'eau entre les tropiques et les pôles. Pour essayer de comprendre le rôle des flux turbulents dans un modèle de climat, nous étudierons successivement les questions suivantes :

— Quelle est l'influence de la paramétrisation des flux de surface sur le fonctionnement d'un modèle ? Quelle est l'importance de cette paramétrisation comparée aux différences entre deux modèles ? Quelle est la sensibilité d'un modèle aux différents processus représenté dans une paramétrisation ?

— Quelle est l'influence de la représentation des flux turbulents à l'interface air-mer sur le système couplé océan atmosphère ?

— Quels mécanismes sont impactés par la modification de la paramétrisation des flux turbulents aussi bien dans l'atmosphère que dans l'océan ?

— Quelle est la réponse du système couplé océan atmosphère à une modification des flux turbulents ? Est-elle similaire à la réponse du mode forcé de l'océan et de l'atmosphère ?

Chapitre 3

Sensibilité d'un modèle unicolonne à la paramétrisation des flux turbulents

Sommaire

3.1 Introduction 45

3.2 Les cas d'études 46

3.2.1 La campagne TOGA-COARE 46

3.2.2 La campagne CINDY-DYNAMO 48

3.3 Test de sensibilité de LMDZ aux différents facteurs 50

3.3.1 Simulation 1D 50

3.3.2 Effet des seuils imposés dans LMDZ 50

3.3.3 Effet de la fonction de raccord 53

3.3.4 Effet du facteur de séparation des coefficients de transfert 54

3.4 Sensibilité du modèle 1D aux différentes paramétrisations testées 57

3.4.1 Relation entre coefficient de transfert et flux 57

3.4.2 Evolution temporelle des flux et de leurs variables associées 60

3.4.3 Impacts sur la colonne atmosphérique 63

3.4.4 Contributions des différentes corrections et seuils dans les paramétrisations 64

3.5 Importance de la paramétrisation des flux turbulents au regard des paramétrisations atmosphériques dans un modèle de circulation générale atmosphérique 65

3.5.1 Introduction 65

3.5.2 *Parameterization of surface turbulent fluxes versus that of atmospheric physics on surface fluxes during a Madden-Julian oscillation event.* 67

3.6 Synthèse 93

3.1 Introduction

Comme évoqué dans le chapitre 2, il existe une multitude de paramétrisations utilisées pour représenter les flux turbulents de surface entre l'océan et l'atmosphère. Ces paramétrisations comportent chacune leurs particularités et intègrent la représentation de phénomènes physiques différents. Un des objectifs de ma thèse étant de comprendre le fonctionnement de ces dernières et leurs impacts sur un modèle, dans ce chapitre nous nous intéressons aussi bien au fonctionnement et aux spécificités d'une paramétrisation, qu'aux effets que l'utilisation de différentes paramétrisations peut provoquer sur un modèle.

Pour répondre à ces différentes questions, dans un premier temps nous nous intéresserons aux spécificités de la paramétrisation LMDZ développée avec le modèle atmosphérique du même nom. Lorsqu'une paramétrisation est implémentée dans un modèle, des choix sur les différents processus qu'elle cherche à représenter ou sur les limitations imposées sont faits. Cette première étape permettra de déterminer les ordres de grandeurs et les impacts de ces différents choix sur les résultats simulés par un modèle.

Dans un deuxième temps, différentes paramétrisations sont testées. Cela permettra d'étudier l'impact d'un changement de paramétrisation sur les flux simulés et le fonctionnement d'un modèle au regard des effets provoqués par les spécificités d'une paramétrisation.
Enfin, si le rôle de la paramétrisation des flux turbulents de surface n'est plus à démontrer, c'est autant cette dernière que les paramétrisations de la physique atmosphérique d'un modèle qui impacte la valeur des flux de surface simulée et donc le couplage océan-atmosphère. Pour étudier leurs rôles respectifs, une étude entre deux modèles utilisant leurs propres paramétrisations ainsi qu'une paramétrisation commune a été réalisée.

Afin de tester les différentes paramétrisations, le cadre d'un modèle uni-colonne (SCM) atmosphérique a été choisi. C'est un outil très utile, il est généralement construit avec la même physique que les modèles de circulation générale (GCM) mais il permet de s'affranchir des interactions compliquées avec les processus dynamiques [Randall et al., 1996]. En effet, en raison de l'étendue limitée du domaine, l'effet de l'advection à grande échelle est prescrit par un ensemble de données d'observations. Cet outil représente donc un cadre intéressant pour évaluer l'impact de la paramétrisation des flux turbulents sur le modèle et le lien entre les flux turbulents et les phénomènes de convection atmosphérique sans considérer les rétroactions de cette dernière avec les phénomènes de circulation océanique et atmosphérique.

Ce travail de thèse s'intéresse particulièrement aux impacts des flux turbulents sur le

fonctionnement des tropiques. Pour cette raison, deux cas tests situés en zone tropicale et décrits par la suite sont utilisés pour réaliser des tests de sensibilité. Ils font partie d'un ensemble de cas développé dans le cadre du projet DEPHY. Les cas disponibles dans cette bibliothèque sont basés sur des campagnes de mesures et ont été construits de manière coordonnée entre l'IPSL et météo-France dans le but de développer et de tester les paramétrisations physiques des modèles de climat.

Afin de réaliser les différents tests de sensibilité, les paramétrisations décrites en section 2.4 ont été implémentées dans le modèle LMDZ.

3.2 Les cas d'études

3.2.1 La campagne TOGA-COARE

La prise de conscience dans les années 1990 de l'importance fondamentale des océans tropicaux dans des phénomènes climatiques ayant une répercussion globale et la nécessité de comprendre et si possible de prévoir les causes de ces phénomènes ont conduit à la mise en place du Programme TOGA (Tropical Ocean and Global Atmosphere), avec les principaux objectifs suivants :

— déterminer la prévisibilité du système couplé océan tropicaux-atmosphère globale en essayant de comprendre les processus et mécanismes physiques liés à cette prévisibilité

— modéliser ce système couplé et prévoir ses fluctuations

— fournir des connaissances scientifiques de base afin d'améliorer les réseaux d'observations

Dès les premiers résultats du programme TOGA et du fait de la mise en évidence de l'importance du phénomène ENSO (El Nino Southern Oscillation), les efforts se sont concentrés sur le Pacifique et plus particulièrement sur la « warm pool ». Cette zone représente un réservoir d'eau chaude qui s'accumule à l'ouest du bassin Pacifique et où les températures de surface de la mer sont supérieures à 27°C en permanence. Les difficultés pour comprendre et modéliser le couplage océan-atmosphère très fort dans cette région (principalement la mauvaise connaissance des flux à l'interface et des systèmes précipitants) ont amené à la mise en place de l'expérience internationale COARE pour "Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment". Cette dernière a rassemblé plus de 700 personnes de vingt nationalités différentes [Redelsperger, 1993] et s'est déroulée dans le Pacifique Ouest au cœur de la « warm pool » entre novembre 1992 et février 1993 (figure

3.1, Webster and Lukas [1992]).

La campagne COARE a permis de réunir dans cette région des moyens d'observations à la fois de l'atmosphère, de l'océan et des échanges entre les deux compartiments. Les instruments de mesure ont été déployés à l'intérieur d'un réseau de trois domaines imbriqués d'échelles spatio-temporelles décroissantes (figure 3.1). Au sein de la zone d'étude la plus petite de 500 km de coté (IFA, figure 3.1), un grand nombre de moyens de mesure de flux de surface ont été réunis. Ce fort déploiement dans cette zone avait pour objectifs :

— de fournir des mesures de haute qualité des flux de chaleur, d'humidité et de quantité de mouvement pour la région COARE

— de comprendre les processus physiques mis en jeu dans les échanges océan-atmosphère

— d'utiliser les données collectées pour améliorer les formules empiriques utilisées pour estimer les flux de chaleur

— de déterminer l'amplitude de la variabilité des flux aux petites échelles de temps

— de comprendre le rôle joué par les différentes conditions de vents rencontrées dans cette zone

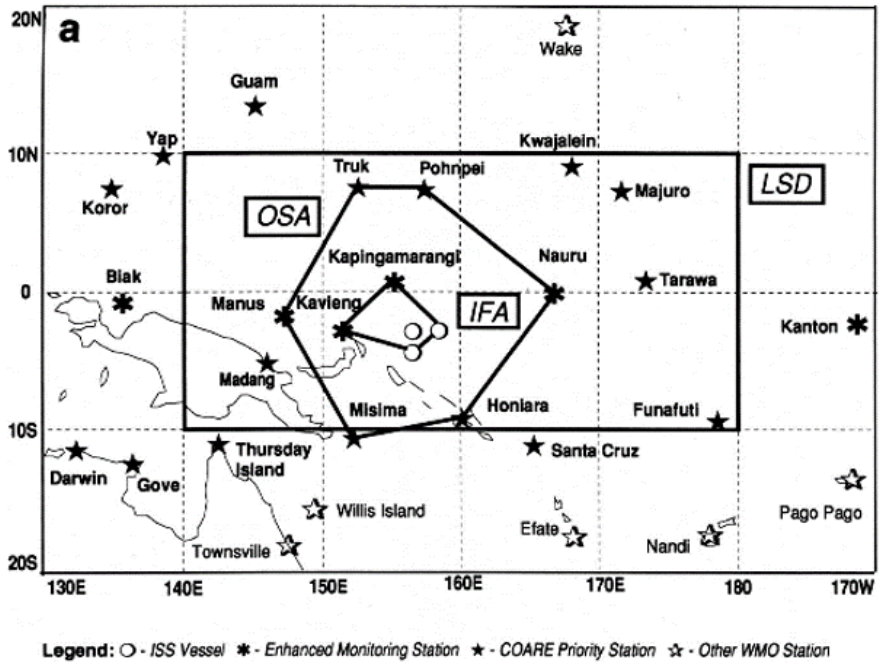

FIGURE 3.1 – Zone d'étude de la période d'observation intensive de la campagne TOGA-COARE (tiré de Webster and Lukas [1992]). L'ensemble du domaine COARE (a), le domaine à grande échelle (LSD), le réseau de sondage externe (OSA) et le réseau de flux intensif (IFA) sont décrits.

En parallèle avec l'échantillonnage de l'interface et de l'atmosphère, les 500 premiers mètres de l'océan ont aussi été l'objet de mesures intensives grâce aux moyens océano-

graphiques mesurant essentiellement les courants, la salinité et la température afin de réaliser des bilans de chaleur et d'eau sur la région.

Lin and Johnson [1996] ont produit les profils verticaux de température et d'humidité, les champs des vitesses verticales et horizontales et les profils d'advection d'humidité et de température à partir des données du réseau d'observation de flux intensif (IFA, figure 3.1). Le polygone qui compose cette zone IFA est défini par quatre sites du système de sondage intégré (ISS) : Kapingamarangi, Manus, R/V Shiyan 3 et le R/V Kexue 1. Pour cela, ils ont réalisé une analyse objective sur une grille 1° * 1° * 25 hPa (longitude * latitude * niveaux verticaux) avec une résolution temporelle de 6 heures [Lin and Johnson, 1996] avant de moyenner ces données sur tout le polygone de la zone IFA. Ce fichier est utilisé afin de forcer le modèle unicolonne.

3.2.2 La campagne CINDY-DYNAMO

Les grands programmes internationaux tels que CLIVAR (`http://www.clivar.org/`) et THORPEX (`http://thorpex.cptec.inpe.br/`) [Gottschalck et al., 2010] ont reconnus l'importance des perturbations intra-saisonnières dans les conditions météorologiques et climatiques mondiales. Les perturbations intra-saisonnières sont des perturbations convectives et dynamiques à grande échelle dans les tropiques. Elles affectent le climat tropical moyen et sa variabilité à des échelles de temps saisonnières et interannuelles. Ces perturbations ont un impact important sur la variabilité tropicale, en particulier pour la fréquence et l'intensité des cyclones, l'initiation et la modulation des moussons asiatiques, australiennes et africaines et le début et l'évolution d'El Niño [Zhang, 2013]. Dans un effort de compréhension et de représentation des sources physiques des perturbations intra-saisonnières et plus particulièrement la représentation des Oscillations de Madden Julian (OMJ) dans les modèles de climat globaux [Zhang et al., 2013], 16 pays ont contribués à la campagne DYNAMO (Dynamics of the Madden Julian Oscillation). Elle s'est déroulée entre le 1er octobre 2011 et le 15 janvier 2012 sous l'égide du programme « cooperative Indian ocean experiment on intra-seasonal variability » (CINDY2011) [Gottschalck et al., 2013].

Cette campagne de mesure a permis de fournir des observations détaillées sur l'OMJ durant plusieurs mois en considérant à la fois les processus atmosphériques et océaniques qui en sont responsables dans l'Océan central indien. Durant la période d'observation intensive DYNAMO (IOP), les chercheurs ont établi un nombre impressionnant d'installations de collecte de données dans l'océan Indien, notamment deux navires, trois bouées ancrées, trois stations insulaires et un avion. L'objectif principal de cette cam-

pagne étant d'observer l'initiation d'un épisode d'OMJ dans les régions ouest et centrale de l'océan Indien, elle s'est principalement concentrée sur deux zones d'études faisant respectivement 800 km par 800 km et localisées au nord (Northern Sounding array (NSA)) et au sud (Southern sounding array (SSA)) de l'équateur [Wang et al., 2015] (figure 3.2). Durant la campagne CINDY/DYNAMO, des régimes convectifs distincts ont été observés sur les zones d'étude nord et sud. Pour la zone sud (SSA), ils correspondent à des phénomènes convectifs mal organisés et modulés principalement par la zone de convergence intertropicale (ITCZ) [Johnson and Ciesielski, 2013; Johnson et al., 2015]. Au contraire, pour la zone nord (NSA), trois régimes de convection organisée et de précipitations intenses ont été mesurés. Le premier et le second (du 16 octobre au 3 novembre et du 18 novembre au 1er décembre) ont été classés comme des épisodes d'OMJ actifs [Achutha-varier et al., 2017; Sobel et al., 2014].

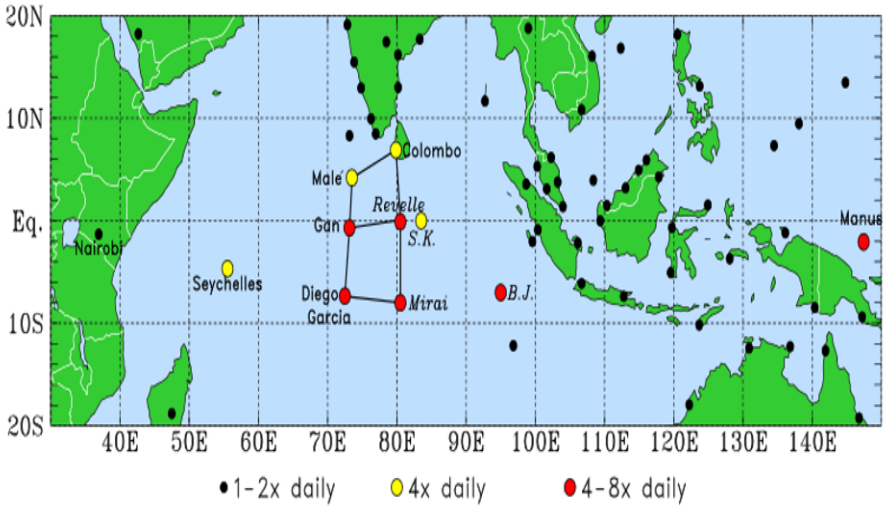

FIGURE 3.2 – Zone d'étude de la campagne CINDY-DYNAMO (tiré de Johnson et al. [2015].

Les données issues de cette campagne ont été utilisées afin de créer des fichiers de forçage et ainsi réaliser des simulations basées sur des phénomènes observés à l'aide de modèles unicolonne (SCM). Ciesielski et al. [2014] ont construit des champs météorologiques dérivés (vent, température, humidité) ainsi que les divers termes des bilans de masse, d'énergie et d'eau (vitesse verticale, advection horizontale) à partir des données de la campagne. Pour cela, ils ont réalisé une analyse objective sur une grille 1° * 1° * 25 hPa (longitude * latitude * niveau verticale) avec une résolution temporelle de 3 heures à l'aide d'une interpolation multi-quadratique [Ciesielski et al., 2014]. Ils ont ensuite moyenné ces données sur les deux zones (NSA et SSA) afin de produire les fichiers de forçage. La version 3a utilisée au cours de ma thèse a été construite uniquement à partir

des observations de la campagne CINDY2011/DYNAMO. Contrairement à la version 3b, elle n'utilise pas les analyses opérationnelles du centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme (CEPMMT) pour compléter les régions ou les observations sont moins denses [Ciesielski et al., 2014].

3.3 Test de sensibilité de LMDZ aux différents facteurs

Dans cette section, le cadre contraint que représente un modèle unicolonne est utilisé afin de tester la sensibilité du modèle LMDZ à la paramétrisation des flux turbulents de surface et ses différentes spécificités (seuils imposées (équation 2.44), fonction de raccord (équation 2.42), facteur de séparation utilisé pour le calcul des coefficients de transfert (équation 2.41)).

3.3.1 Simulation 1D

Le cas d'étude utilisé afin de réaliser les tests de sensibilité est basé sur l'expérience TOGA-COARE décrite en section 3.2.1. Dans LMDZ, ce cas test unidimensionnel simule une colonne d'air à 79 niveaux verticaux avec un pas de temps de 600 secondes. L'advection des valeurs physiques (température, vent, humidité) est forcée latéralement à partir de données grandes échelles et la SST, la vitesse verticale et la pression sont imposées dans le cas. De plus, pour le vent une technique de relaxation vers les valeurs observées est utilisée. A chaque pas de temps, le vent est rappelé vers les observations avec une constante de rappelle de 3 heures afin de s'affranchir d'un biais potentiel sur ces valeurs. Les données de forçages représentent une donnée toutes les 6 heures sur 41 niveaux verticaux et sur toute la période de la campagne. Afin de respecter la définition temporelle et verticale du modèle LMDZ une double interpolation est réalisée afin d'obtenir des données de forçages à chaque pas de temps et sur les bons niveaux. Pour effectuer les tests de sensibilité, une période d'un mois (Novembre 1992) a été simulée. Lors de cette période, dans les observations, des vents allant de 0.16 à 7.2 m.s, un flux latent allant de 40 à 214 W.m² et en moyenne journalière une intensité des pluies variant de 0.34 à 24.24 mm/j ont été observés (figure 3.3).

3.3.2 Effet des seuils imposés dans LMDZ

Afin de tester uniquement l'influence des seuils sur les coefficients de transfert, le code a été modifié et trois simulations ont été réalisées et comparées. La première utilise

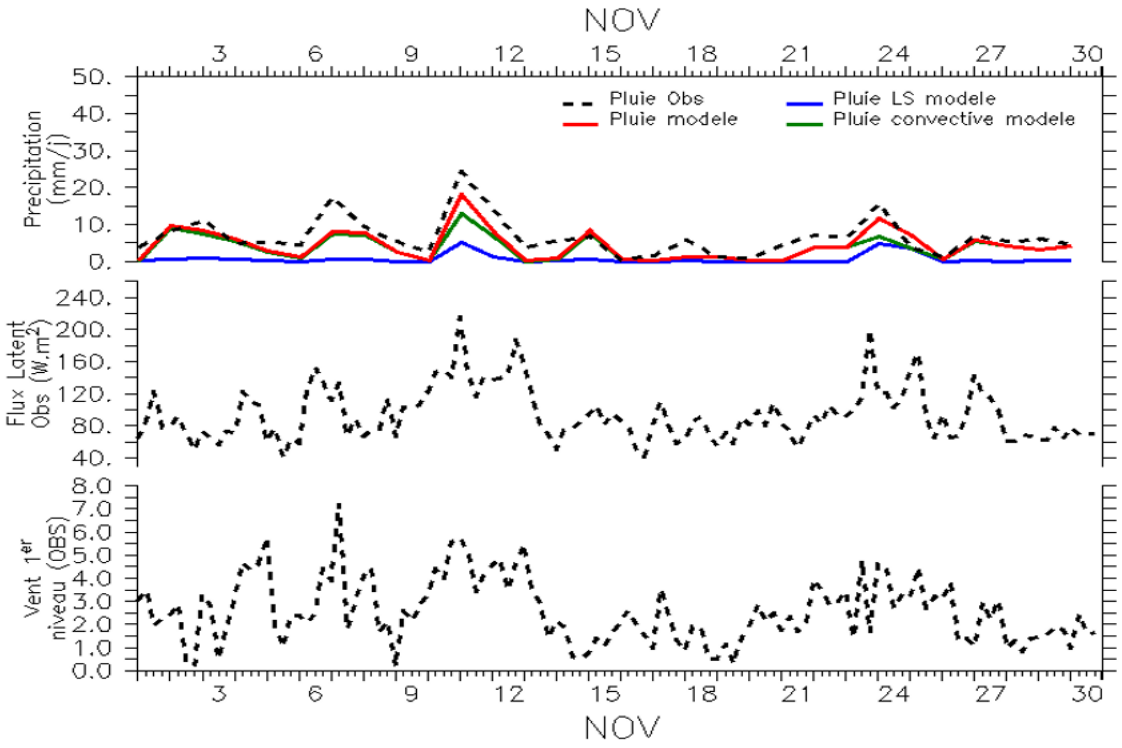

FIGURE 3.3 – Évolution temporelle des précipitations (mm/j, haut), du flux latent (W/m^2, milieu) et du vent au 1er niveau (m/s, bas) du cas TOGA-COARE pour la période simulée (novembre 1992).

la paramétrisation LMDZ telle que décrite en section 2.4.1. Dans la deuxième, les seuils sur les coefficients de transfert ont été supprimés. Enfin, pour la troisième simulation, les seuils ainsi que la fonction de raccord vers les régimes de convection libre pour les vents faibles de Miller et al. [1992] ont été supprimés (figure 3.4). Pour cette dernière, la fonction de stabilité utilisée au-dessus des surfaces continentales dans les cas instables remplace la fonction de raccord.

Ces simulations ont été réalisées en sachant que la fonction de raccord est mal définie pour des valeurs de vent proches de 0. Par conséquent, les flux simulés ne sont pas forcément réalistes. De plus, pour les analyses, il est important de rappeler que dans la paramétrisation LMDZ, C_H et C_E sont identiques (i.e. section 2.4.1). C_H désignera donc par la suite le coefficient de transfert pour les flux turbulents de chaleur latente et sensible.

En moyenne, l'activation des seuils n'a pas beaucoup d'effet sur C_D (diminution de 0,7 %). En revanche, cela provoque une diminution de 14% de C_H (tableau 3.1). Les coefficients de transfert sont plus impactés par l'ajout des seuils que les flux eux-mêmes. En effet, sur le flux latent, bien que l'on observe une forte augmentation du coefficient de transfert, en moyenne, le flux augmente uniquement de 2.8 % (tableau 3.1). Les valeurs du coefficient de transfert les plus fortes sont observées lorsque le vent est faible, à l'inverse

les valeurs du flux latent les plus fortes sont observées lorsque le vent est fort (ligne rouge, verte, figure 3.4). Les périodes où le seuil est actif sont très courtes, uniquement lorsque le vent atteint des valeurs $\leq 0.5 m.s^{-1}$ (8 novembre, 18 novembre, figure 3.4). Dans ces périodes, les valeurs du coefficient de transfert peuvent atteindre 5.5 10^{-3} (figure 3.4), ce qui représente les valeurs maximales simulées et augmente la moyenne mensuelle. Pour le flux latent, dans ces périodes, les valeurs simulées atteignent des valeurs similaires à celles des périodes de vent $\geq 5 m.s^{-1}$ (10 novembre, 13 novembre, figure 3.4). Cela ne modifie donc pas beaucoup la moyenne mensuelle du flux et explique pourquoi les seuils impactent plus le coefficient de transfert que le flux lui-même.

TABLEAU 3.1 – Augmentation/diminution des coefficients de transfert et de leurs flux turbulents associés par rapport à la paramétrisation LMDZ initiale (en moyenne mensuelle).

	C_D(*10^{-3})	%	C_H(*10^{-3})	%	Flux Latent (W/m^2)	%	Flux Sensible (W/m^2)	%	Tau (Pa)(*10^{-3})	%
LMDZ ref	1.22	0	1.47	0	100.8	0	10.38	0	9.22	0
LMDZ (Racoord off)	1.25	2.2	0.95	-35.4	77.64	-23	9.52	-8.3	9.45	2.5
LMDZ (Seuil off)	1.19	0.7	1.66	14	102.8	2.8	10.29	-0.6	9.19	-0.4
LMDZ (Racoord off/seuil off)	1.27	3.8	0.97	-33.7	78.03	-22.6	9.49	-8.6	9.45	2.4

Cependant, retirer les seuils dans la simulation modifie le comportement du flux latent lorsque l'on passe en période de vent très faible ($\leq 0.5 m.s^{-1}$). Dans ces conditions, le coefficient de transfert augmente très fortement provoquant une augmentation du flux latent de 60 à plus de 160 W.m² (figure 3.4, évènements du 8 novembre). De plus, une diminution (au lieu d'une augmentation) du flux est simulée (figure 3.4, évènements du 8, 14 et 18 novembre).

Dans les zones de vent faible ($\leq 0.5 m.s^{-1}$), une fois le seuil atteint, la valeur du coefficient de transfert ne varie plus. Le flux suit la trajectoire dictée par le vent, une diminution jusqu'à un minimum puis une augmentation. Cette diminution du vent diminue le flux latent qui n'est plus compensé par une augmentation du C_H. De plus, un coefficient de transfert plus grand augmente l'évaporation et donc l'humidité au premier niveau du modèle, ce qui réduit le contraste d'humidité entre le premier niveau du modèle et la surface et de là, le flux latent.

En moyenne, une augmentation de 2.8 % du flux latent est observée lorsqu'on désactive les seuils sur les coefficients de transfert. Cependant, avec cette analyse, on regarde principalement des moyennes mensuelles (tableau 3.1). En regardant des données journalières, les variations engendrées par la désactivation des seuils conduisent à une augmentation de plus de 100 % du flux de chaleur latente (figure 3.4, évènements du 8 et du 18 Novembre).

L'activation des seuils impacte aussi C_D et par conséquent la tension de vent (tableau

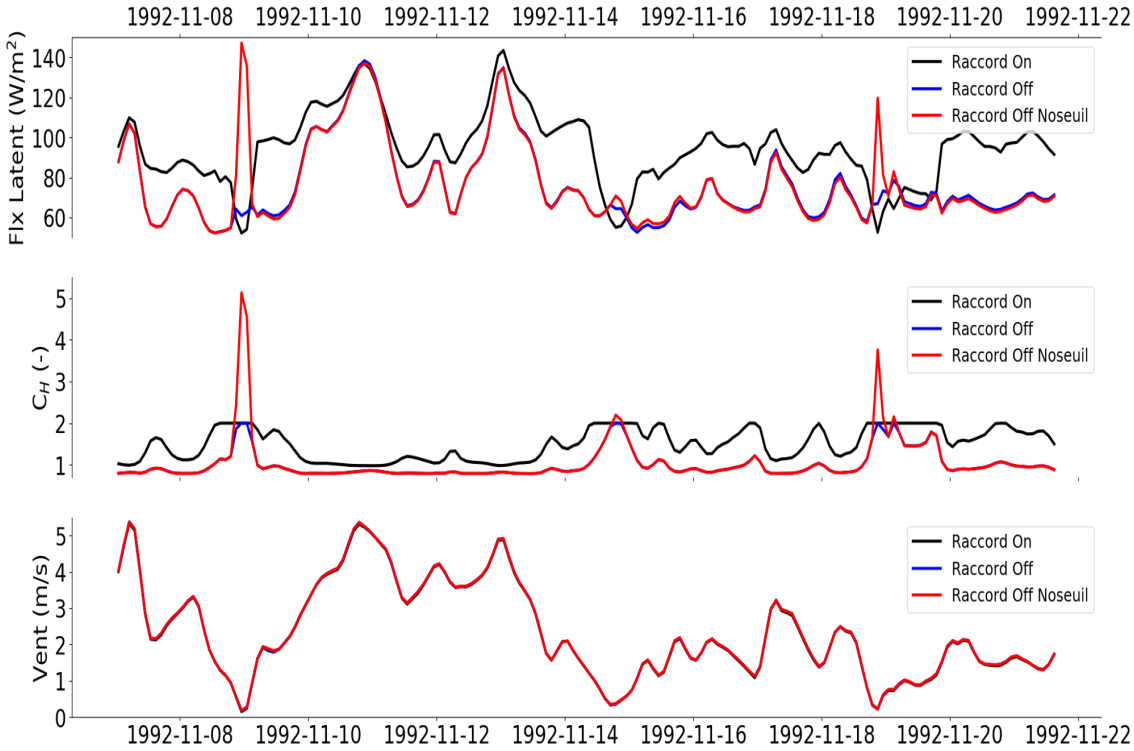

FIGURE 3.4 – Haut : flux de chaleur latente simulé, Milieu : coefficient de transfert pour la chaleur (C_H), Bas : vitesse du vent à 10 m ($m.s^{-1}$). Avec en noir, paramétrisation initiale, en rouge, fonction de raccord désactivée et en vert, fonction de raccord désactivée et seuils désactivés.

3.1). Ceci est dû aux rétroactions engendrées par leurs activations. Cependant, le vent étant contraint par un terme de rappel vers les observations avec une constante de temps de 3 heures, dans ce cas l'influence sur la tension de vent est négligeable. Dans un cas 3D cette rétroaction pourrait être plus importante.

3.3.3 Effet de la fonction de raccord

Afin de tester uniquement l'influence de la fonction de raccord vers les régimes de convection libre de Miller et al. [1992], deux simulations ont été réalisées et sont comparées. La première utilise la paramétrisation LMDZ telle que décrite en section 2.4.1. Pour la deuxième, la fonction de raccord vers les régimes de convection libre (équation 2.42) a été supprimée.

En moyenne mensuelle, l'activation de cette fonction conduit à une augmentation du flux latent (+23%) et du flux sensible (+8.3 %) grâce à une augmentation de la valeur du coefficient de transfert C_H (+35,4 %) (tableau 3.1). Cette fonction produit l'effet escompté et impacte principalement le coefficient de transfert pour les flux turbulents de chaleur C_H. Cependant, par rétroaction, la modification des flux turbulents de chaleur agit sur la sta-

bilité atmosphérique et entraine tout de même des variations faibles de C_D (figure 3.5) et donc de la tension de vent.

Lorsque le vent dépasse 4 m.s^{-1}, bien que les valeurs de flux latent simulées se rapprochent entre les deux simulations, des différences persistent (figure 3.5). Cela indique que cette fonction n'impacte pas uniquement les périodes de vent faible. De plus, lorsque le vent est $\leq 0.5 m.s^{-1}$, l'activation de la fonction de raccord produit l'effet inverse de ce à quoi elle est destinée. Pour ces gammes de vent, comparé à la référence, le flux latent simulé diminue au lieu d'augmenter (figure 3.5). Comme expliqué précédemment, cela est dû à la présence de seuil sur les coefficients de transfert dans les simulations.

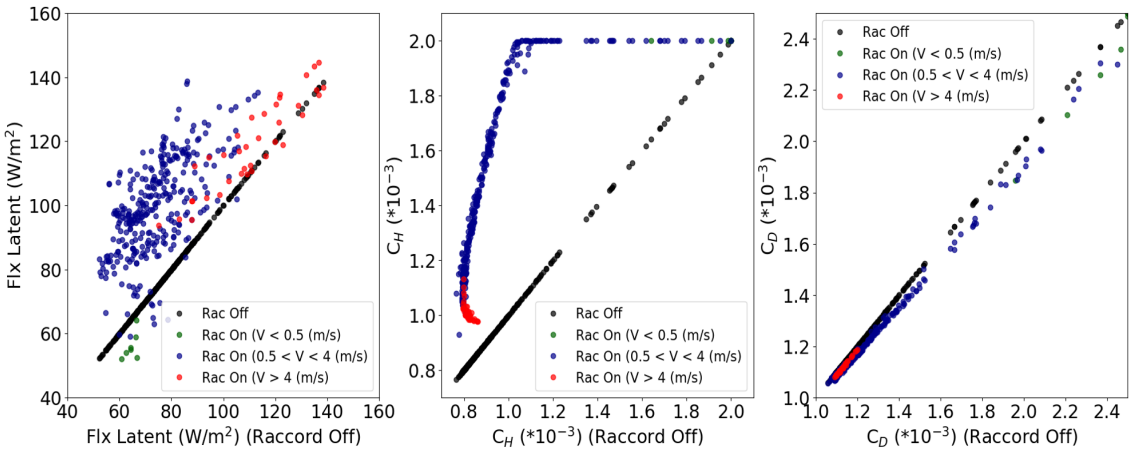

FIGURE 3.5 – Gauche : flux de chaleur latente en fonction du flux de chaleur latente (Raccord off). Milieu : C_H en fonction de C_H (Raccord off). Droite : C_D en fonction de C_D (Raccord off). Pour trois gammes de vent (Vent $\leq 0,5 m.s^{-1}$, 0,5 > Vent < 4 m.s^{-1}, Vent $\geq 4 m.s^{-1}$).

La fonction de raccord étant mal définie dans les régimes de vent faible, les seuils testés précédemment ont été imposés sur les coefficients de transfert. Ils jouent un rôle prépondérant car ils permettent d'obtenir des coefficients de transfert et des flux réalistes. Avec l'activation de la fonction de raccord, le seuil imposé sur C_H (≤ 0.002) est atteint beaucoup plus souvent, et systématiquement pour des vents inférieurs à 2 m.s^{-1} (figure 3.4, milieu, ligne noire). Hormis pour ces valeurs de vent, le modèle réagi comme attendu et la fonction de raccord pilote le flux latent en provoquant une augmentation du coefficient de transfert C_H (figure 3.5).

3.3.4 Effet du facteur de séparation des coefficients de transfert

Comme décrit dans la paramétrisation LDMZ (i.e. section 2.4.1), un coefficient (0.7) est utilisé pour séparer les coefficients de transfert pour le moment et la chaleur (équa-

tion 2.41). Afin d'étudier son influence sur le modèle, deux simulations ont été réalisées et sont comparées. Pour la première, la paramétrisation est utilisée telle que décrite en section 2.4.1. Pour la deuxième, le coefficient utilisé pour séparer les coefficients de transfert est fixé à 1. Fixer cette valeur à 1 permet de revenir à la configuration initiale (CH = CQ = CD) tirée de Louis [1979]. Cette modification impacte uniquement le coefficient de transfert pour la chaleur (C_H) et provoque son augmentation. Le seuil imposé (0,002) sur cette valeur dans la paramétrisation LDMZ est donc atteint plus souvent (figure 3.6).

L'augmentation du coefficient de transfert ne produit pas l'effet attendu sur le flux de chaleur latente. En effet, lorsque le vent est $\leq 1.3 m.s^{-1}$ le flux latent diminue (figure 3.6). Lorsque les valeurs de C_H atteignent la valeur seuil, quasi systématiquement quand le vent est inférieur à 1.3 $m.s^{-1}$, le coefficient de transfert garde la même valeur et le flux simulé suit l'évolution du vent comme expliqué précédemment.

Pour les autres gammes de vent, le modèle réagit comme attendu. Une augmentation du coefficient de transfert provoque une augmentation du flux de chaleur latente. On peut cependant remarquer que pour des vents entre 1.3 et 4 $m.s^{-1}$, la figure 3.6 nous montre des cas de diminution du flux simulé malgré une augmentation du coefficient de transfert. Le seuil qui agit quand le vent est $\leq 2 m.s^{-1}$ lorsque la fonction de raccord est active permet d'expliquer ce phénomène.

Augmenter le coefficient de transfert et donc le flux latent provoque une augmentation de l'humidité au premier niveau du modèle. Cela diminue le contraste d'humidité entre la surface et le premier niveau atmosphérique. Ce phénomène et le fait de suivre l'évolution du vent (identique dans les deux simulations) permettent d'expliquer qu'avec un coefficient de transfert plus fort ou équivalent, on peut simuler un flux latent plus faible lorsque le coefficient de séparation est fixé à 1 (figure 3.6).

L'utilisation d'un coefficient de séparation entre les coefficients de transfert modifie donc le comportement du modèle. Sans ce dernier, les coefficients de transfert pour la chaleur et l'humidité sont équivalents au coefficient de transfert pour le moment, provoquant un flux latent plus important (hors période de vent faible). Cela génère également des impacts et des rétroactions sur toutes les variables simulées en rapport avec le cycle de l'eau (hauteur des nuages, température, humidité, précipitations). Ce coefficient a donc été fixé afin de mieux représenter ce qu'il se passe dans la réalité. Lors de sa première introduction dans le code sa valeur était fixée à 0.8 pour représenter les différences moyennes des coefficients de frottement neutres entre les flux de chaleur et le flux de quantité de mouvement [Smith, 1988, 1989]. Avec l'apparition de la nouvelle physique du modèle LMDZ, il a été diminué à 0.7 afin de contrer un effet indésirable dû à la nou-

velle physique qui provoque une évaporation trop importante dans le modèle. Comme on

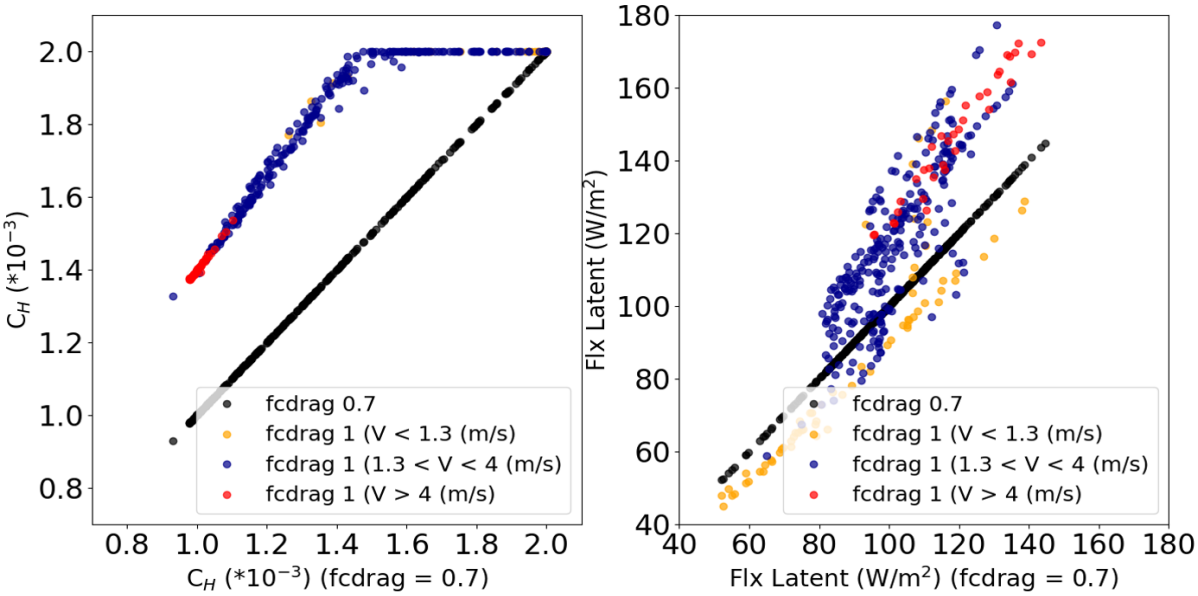

FIGURE 3.6 – Droite : flux de chaleur latente pour les deux simulations (coeff = 0.7, 1) en fonction du flux de chaleur latente (coeff=0.7). Gauche : C_H pour les deux simulations (coeff = 0.7, 1) en fonction de C_H (coeff=0.7).

vient de le voir, la paramétrisation des coefficients de transfert (C_D, C_H) LMDZ comporte quelques spécificités (seuils, facteur de séparation, fonction de raccord). Pour synthétiser, les seuils utilisés dans cette paramétrisation sont très importants pour contenir les valeurs de flux latent simulées dans les périodes où le vent est faible. La fonction de raccord et le facteur de séparation ont quant à eux des effets opposés. La fonction de raccord permet une augmentation des flux de chaleur simulés (principalement dans les périodes de vent faible) alors que le facteur de séparation permet de limiter ces flux pour des vents supérieurs à 1.3 m/s (figure 3.6). L'effet de la fonction de raccord reste cependant dominant pour le calcul des flux turbulents dans les périodes de vent faible.

Le modèle LMDZ a été développé avec cette paramétrisation et il est donc calibré avec cette dernière. Cependant, comme on l'a vu dans l'introduction, il existe une multitude de paramétrisations des flux turbulents à l'interface air-mer. La suite de ce chapitre présente donc une étude de l'impact sur le modèle LMDZ de l'utilisation d'autres paramétrisations.

3.4 Sensibilité du modèle 1D aux différentes paramétrisations testées

Tout comme pour la partie 3.3, le cas test basé sur l'expérience TOGA-COARE est utilisé afin de réaliser des tests de sensibilité du modèle LMDZ à la paramétrisation des flux turbulent à l'interface océan-atmosphère. Trois paramétrisations sont testées, LMDZ décrite en section 2.4.1, Coare qui est la paramétrisation développée à partir de la campagne TOGA-COARE et Core qui est la paramétrisation utilisée par le programme de comparaison des modèles d'océan (OMIP, Griffies et al. [2016]). Ces paramétrisations sont décrites en section 2.4. Afin d'étudier leur comportement dans toutes les gammes de vent, les seuils imposés sur les coefficients de transfert dans le modèle LMDZ ont été désactivés.

3.4.1 Relation entre coefficient de transfert et flux

Les formulations bulk testées simulent des résultats très différents pour les coefficients de transfert et leurs flux turbulents associés (tableau 3.2). Hormis pour le flux de chaleur sensible, la paramétrisation simulant les coefficients de transfert les plus faibles (LMDZ) produit les flux turbulents les moins élevés.

Pour le flux de chaleur sensible, LMDZ simule un flux de 2 à 4% plus important en moyenne (tableau 3.2). Cette paramétrisation provoque une diminution de la température au premier niveau du modèle. Cela entraîne une augmentation du contraste de température entre la surface et le premier niveau (la SST étant imposée) d'environ 0.4^{o}C comparée aux autres paramétrisations (figure 3.9). Le flux étant dépendant de ce contraste, comparé à la paramétrisation Coare, la paramétrisation LMDZ simule une augmentation de 0.49 W/m^2 du flux de chaleur sensible en moyenne malgré une diminution du coefficient de transfert (tableau 3.2).

TABLEAU 3.2 – Moyenne mensuelle des coefficients de transfert et des flux associés. Les colonnes % représentant les différences relatives par rapport à la référence LMDZ.

	C_H ($*10^{-3}$)	%	Flux Latent (W/m^2)	%	Flux Sensible (W/m^2)	%	C_D ($*10^{-3}$)	%	Wind stress ($*10^{-3}$ N.m^{-2})	%
LMDZ current	1.66	0	102.80	0	10.29	0	1.19	0	9.67	0
Coare	2.14	28.67	118.00	14.79	9.80	-4.72	2.42	103.45	13.96	44.35
Core	1.93	15.96	113.20	10.12	10.09	-1.94	2.55	114.55	15.57	61.00

Les différences les plus significatives entre les formulations sont obtenues pour C_D et donc pour la tension de vent. Les formulations Core et Coare simulent des coefficients

de transfert pour le moment plus de deux fois supérieures comparée à la référence. Une augmentation de 103 % (Coare) et de 115 % (Core) est simulée en changeant de paramétrisation. Cela aboutit à une hausse des flux simulés pour la tension de vent de l'ordre de 47 % et 66 % respectivement pour Coare et Core (tableau 3.2). La prise en compte d'un terme de gustiness dans la formulation Coare permet d'augmenter u^* et donc une intensification de la tension de vent grâce à une augmentation du C_D (ce terme de gustiness agit comme un seuil sur le vent car ce dernier ne peut jamais être inférieur à 0.2 $m.s^{-1}$). La formulation Core simule les valeurs les plus élevées de tension de vent par construction. Avec cette paramétrisation, pour chaque valeur de vent U_N la valeur du coefficient neutre C_{DN} est fixée.

Concernant le flux latent, bien que le flux simulé par la paramétrisation LMDZ soit plus faible, les différences entre les paramétrisations sont réduites comparées au flux de quantité de mouvement. Elles correspondent à une diminution de 14.8 et 10.1 % comparé à Coare et Core respectivement (tableau 3.2). Cela est attendu du fait de l'utilisation de la fonction de raccord vers les régimes de convection libre. Dans les régimes de vent faible, elle produit une augmentation de C_H et donc du flux ce qui permet de compenser en partie l'effet du terme de gustiness utilisée dans Coare et de réduire l'écart entre les paramétrisations.

Le calcul du C_H étant dépendant du calcul du C_D dans LMDZ, les valeurs inférieures retrouvées sur le coefficient de transfert et donc sur le flux de chaleur latente sont dues au calcul du C_D mais aussi au coefficient de séparation utilisée (0.7) qui est peut-être un peu trop faibles. La fonction de raccord permet de contrebalancer un peu ce phénomène mais pas complétement.

Comparé au flux de chaleur latente, le flux de chaleur sensible est moins affecté par le coefficient de transfert dans la paramétrisation LMDZ. En effet, pour LMDZ et Coare, $C_Q = C_H$. Le flux latent et le flux sensible ayant le même coefficient de transfert, des différences du même ordre de grandeur devraient être retrouvés entre les paramétrisations. La paramétrisation LMDZ simulant un contraste de température et d'humidité plus important entre la surface et le premier niveau du modèle (due à une SST imposée dans toutes les simulations), cela indique que le flux sensible est plus impacté par le contraste de température que le flux latent par le contraste d'humidité.

Avec un C_D plus fort et un C_H plus faible que Coare, la paramétrisation Core diminue plus fortement les coefficients de transfert pour la chaleur et l'humidité. Le calcul du coefficient de transfert pour la chaleur étant dépendant du C_{DN} (Core) ou du Z_{0m} (Coare), la paramétrisation Core, basé sur des observations diminue plus fortement les coefficients

de transfert pour la chaleur et donc les flux turbulents de chaleur latente et sensible qui servent à équilibrer les flux radiatifs selon le fonctionnement de la colonne atmosphérique.

La paramétrisation LMDZ simule en moyenne mensuelle, un coefficient de transfert pour la chaleur et donc un flux latent plus faible (tableau 3.2). Les conclusions doivent cependant être modulées suivant les classes de vent étudiées. En effet, dans les périodes de vent faibles (< 4 m.$^{-1}$), les paramétrisations LMDZ, Core et Coare simulent un flux latent similaire (figure 3.7). Cela est dû à un coefficient de transfert similaire entre les paramétrisations (figure 3.7). On voit apparaitre l'effet de la fonction de raccord utilisée dans LMDZ dans ces gammes de vent qui permet d'augmenter le flux et donc un fonctionnement similaire entre les paramétrisations. Pour des valeurs de vent plus importantes, la fonction de raccord n'a presque plus d'impact. Cela a pour effet de diminuer le C_H pour la paramétrisation LMDZ et donc le flux latent (figure 3.7), augmentant ainsi les différences entre les paramétrisations.

Concernant le flux de quantité de mouvement, la paramétrisation LMDZ simule un coefficient de transfert et donc une tension de vent plus faible quel que soit la gamme de vent étudiée (figure 3.7). La fonction de raccord étant uniquement utilisée pour C_H, aucune paramétrisation ne compense les effets du vent sous-mailles pris en compte dans les paramétrisations Coare ou Core.

Les observations de flux turbulents étant très rarement disponibles et souvent entachés de fortes incertitudes, nous comparons les variables impactées par les flux (température et humidité au premier niveau) et simulées avec les trois paramétrisations aux observations de la campagne TOGA-COARE. Pour ces comparaisons, les fortes barres d'erreurs des observations sont à prendre en compte.

Au niveau de la température (figure 3.8, A), les trois paramétrisations produisent des valeurs similaires aux observations pour des vents inférieurs à 4 m.s^{-1}. Pour les régimes de vent supérieur, la paramétrisation LMDZ semble simuler des températures trop faibles comparées aux observations. La paramétrisation LMDZ introduit donc un biais froid dans les simulations. Cela est dû à une diminution du coefficient de transfert C_H pour ces gammes de vents qui entraîne un flux et donc un échange de chaleur entre l'océan et l'atmosphère trop faibles. Ce refroidissement se propage tout au long de la simulation. Les paramétrisations Core et Coare simulent des températures au premier niveau plus en accord avec les observations dans ces gammes de vent (figure 3.8, A).

Concernant l'humidité (figure 3.8, B), la paramétrisation LMDZ qui simule les valeurs de flux de chaleur latente les plus faibles représente la paramétrisation le plus en accord

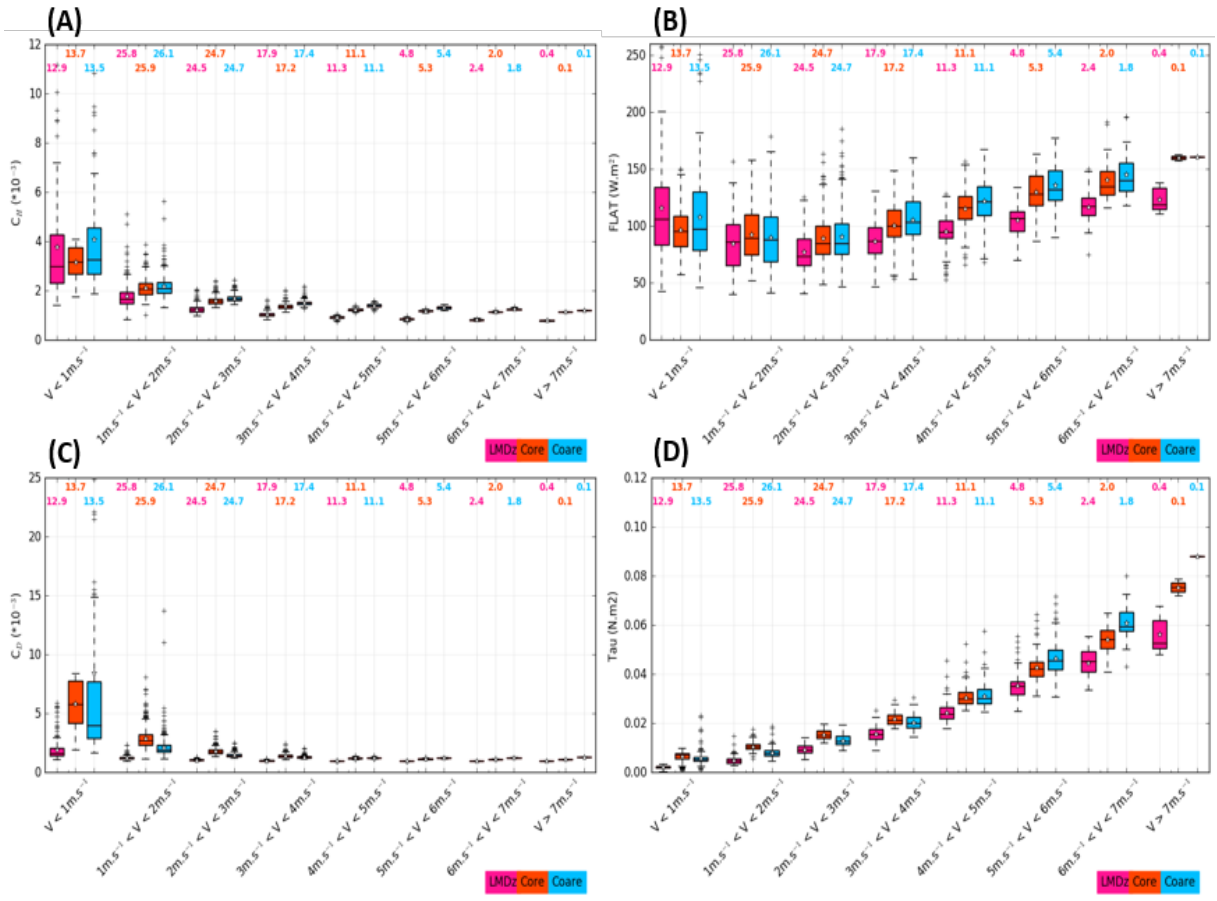

FIGURE 3.7 – Boxplot en fonction des différentes classes de vent rencontrées pour chaque paramétrisation étudiée pour A : C_H, coefficient de transfert pour la chaleur, B : Le flux de chaleur latente, C : C_D, coefficient de transfert pour le moment et D : la tension de vent.

avec les observations pour les périodes où le vent est $\leq$ 4 m.s^{-1}. Les paramétrisations Coare et Core provoquent quant à elles un biais humide dans ces gammes de vent. Pour des vents supérieurs à 4 m.s^{-1} on remarque l'apparition d'un biais sec avec l'utilisation de la paramétrisation LMDZ. La diminution de l'impact de la fonction de raccord dans ces gammes de vent provoque une diminution du flux latent. Cela aboutit à une évaporation moins importante et donc à un biais sec avec la paramétrisation LMDZ. Les paramétrisations Coare et Core sont donc plus en accord avec les observations pour des vents $\geq 4 m.s^{-1}$ (figure 3.8, B).

3.4.2 Evolution temporelle des flux et de leurs variables associées

La paramétrisation LMDZ simule les flux turbulents les plus faibles en moyenne. De ce fait, l'évaporation, la quantité d'eau précipitable dans l'atmosphère et les précipitations simulées sont aussi inférieurs en moyenne mensuelle comparées aux autres paramétri-

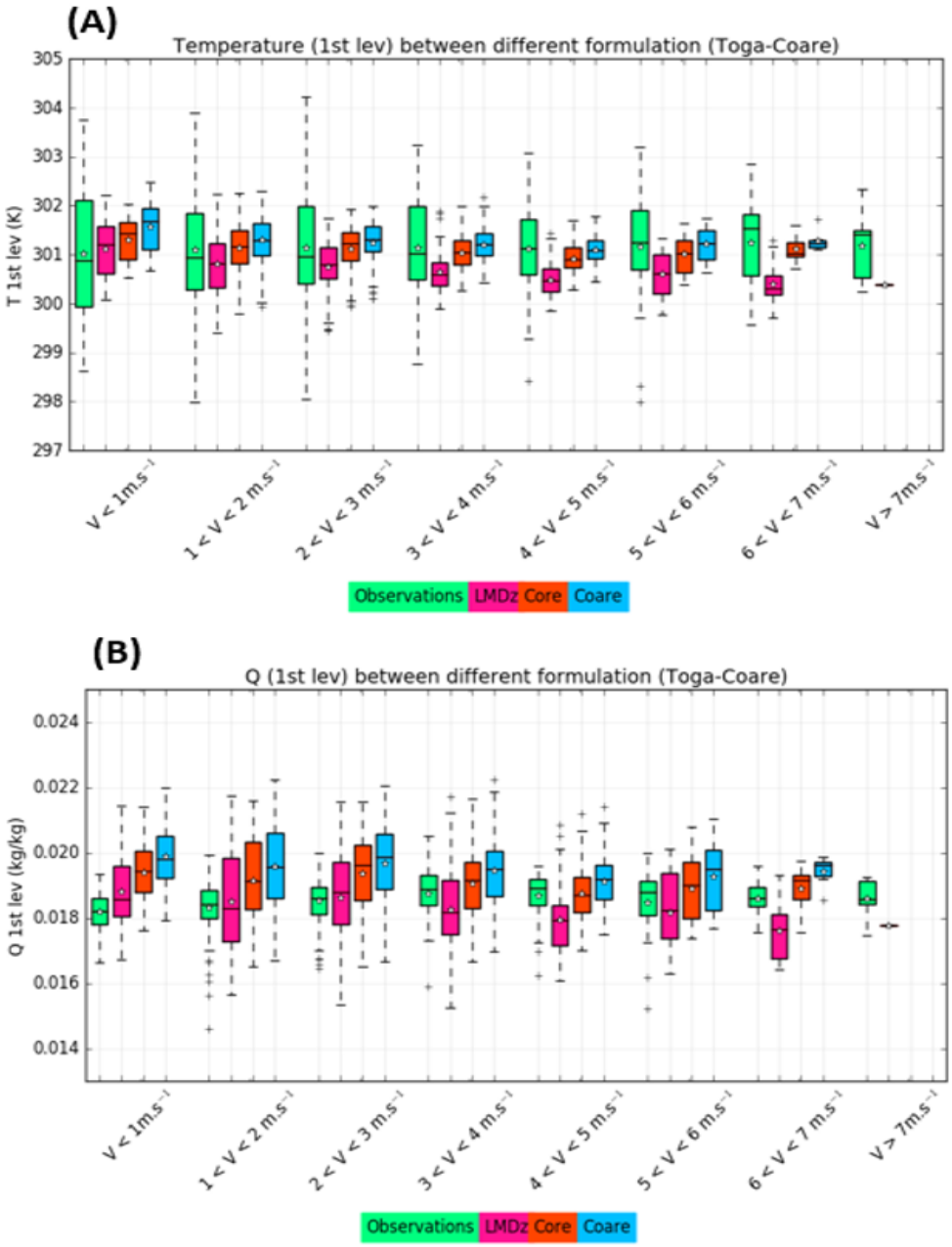

FIGURE 3.8 – Boxplot en fonction des différentes classes de vent rencontrées pour chaque paramétrisation étudiée et des observations issues de la campagne TOGA-COARE. Pour A : La température simulée au premier niveau atmosphérique du modèle, et B : L'humidité simulée au premier niveau atmosphérique du modèle.

sations (tableau 3.3). Les précipitations étant associées à des ascendances et la vitesse verticale étant imposée dans le cas étudié, entre les 3 paramétrisations testées, les précipitations sont bien corrélées temporellement (figure 3.9). Le type de pluie le plus impacté par le changement de paramétrisation est représenté par les pluies convectives (augmen-

tation de 9.2 et 6.03 % respectivement pour Coare et Core, tableau 3.3).

TABLEAU 3.3 – Moyenne mensuelle des variables liées à la pluie pour les 3 paramétrisations testées Les colonnes % représentant les différences relatives par rapport à la référence LMDZ.

	Evaporation ($kg/(s.m^2)(*10^{-3})$)	%	Eau précipitable (kg/m^2)	%	Pluies convectives (mm/j)	%	Pluie Large-scale (mm/j)	%	Pluies (mm/j)	%
LMDZ current	0.04	0	51.18	0	3.75	0	0.66	0	4.41	0
Coare	0.05	14.82	54.94	7.35	4.10	9.2	0.66	-0.67	4.75	7.73
Core	0.05	10.12	53.96	5.43	3.98	6.03	0.67	1.23	4.65	5.33

Dû au forçage à grande échelle imposé dans le cas, en moyenne, le changement de paramétrisation n'a pas une grande influence sur les pluies grande échelle. Modifier la paramétrisation des flux turbulents à l'interface air/mer provoque dans ce cas la modification de l'intensité des phénomènes de convection. Augmenter la température ou l'humidité au premier niveau du modèle renforce les ascendances convectives d'humidité, elles-mêmes responsables des épisodes de pluie convective.

Une augmentation du flux latent simulé provoque une augmentation de la température et de l'humidité au premier niveau du modèle (figure 3.9). En moyenne par rapport à la paramétrisation actuelle de LMDZ, les paramétrisations Coare et Core simulent un premier niveau atmosphérique respectivement plus chaud de 0.56 et 0.38 K et plus humide de 1.14 et 0.8 g/kg. La technique de relaxation utilisée pour le vent dans le modèle unicolonne, permet une bonne représentation du vent au premier niveau du modèle dans les simulations comparées aux observations. De plus, le vent n'est presque pas impacté par le changement de paramétrisation (figure 3.9, b).

Lors de la comparaison aux observations, on s'attend à une meilleure représentation du cas avec la paramétrisation LMDZ car le modèle a été développé avec cette dernière. C'est effectivement ce qui est simulé pour l'humidité spécifique au premier niveau du modèle (figure 3.9, c). Concernant la température, la paramétrisation LMDZ simule un biais froid tout au long de la simulation alors que les paramétrisations Coare et Core semblent plutôt bien corrélées et en meilleur accord avec les observations (figure 3.9, d). Comme indiqué précédemment, temporellement les différentes paramétrisations sont bien corrélées aux observations pour les précipitations. Cependant, pour certains épisodes de précipitations, l'intensité simulée est trop faible peu importe la paramétrisation utilisée (figure 3.9, e, 11 novembre, 7 novembre).

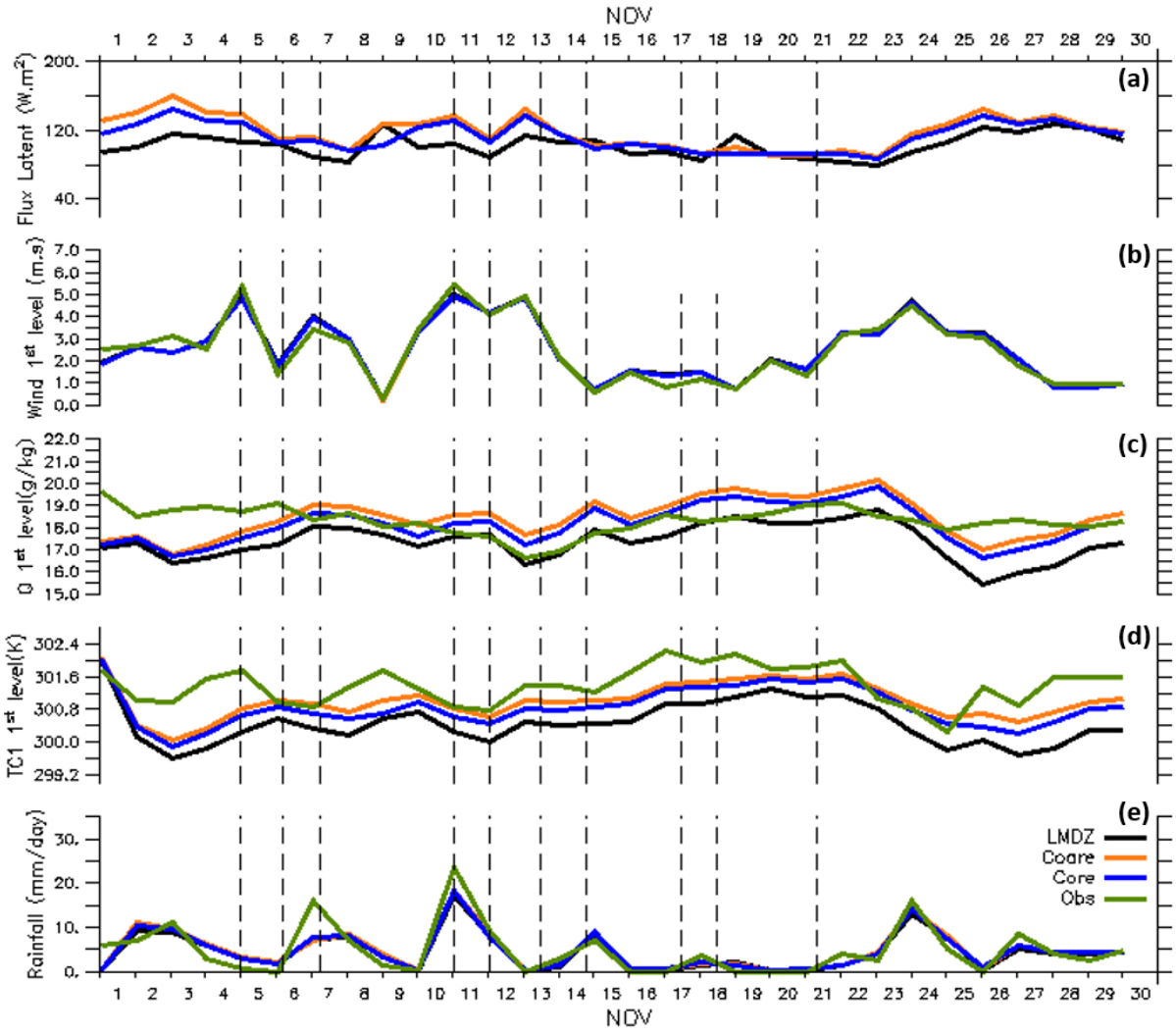

FIGURE 3.9 – Evolution temporelle (a) du flux de chaleur latente ($W.m^{-2}$), (b) du vent au 1er niveau atmosphérique ($m.s^{-1}$), (c) de l'humidité au 1er niveau atmosphérique (g/kg), (d) de la température au 1er niveau atmosphérique (K) et (e) des précipitations (mm/j).

3.4.3 Impacts sur la colonne atmosphérique

Les différences sur les pluies peuvent être en partie expliquées par les variations de la colonne atmosphérique engendrées par le changement de paramétrisation. La modification des flux turbulents à l'interface air/mer entraine un changement de la fraction des nuages, de la température, de l'humidité spécifique et de l'eau condensée présente sur toute la colonne atmosphérique. L'augmentation du flux latent simulée avec la paramétrisation Coare comparé à LMDZ est associée à une colonne atmosphérique plus chaude et plus humide (figure 3.10). L'humidité spécifique est augmentée et stockée dans les basses couches atmosphériques jusqu'à ce qu'un épisode de précipitation intense et donc de convection se produise (épisode du 6 Novembre, figure 3.10, figure 3.9, e). Lors

de ces épisodes, l'humidité contenue dans les basses couches atmosphériques est transportée dans la haute atmosphère (figure 3.10). Cette humidité transportée par des phénomènes de convection explique les différences observées sur les pluies convectives (en intensité). Associée à cette augmentation de l'humidité atmosphérique, une modification des propriétés des nuages (principalement le recouvrement) est simulée. Cela a pour effet de retenir plus d'énergie dans l'atmosphère et entraine une augmentation de la température atmosphérique (figure 3.10). Le réchauffement maximal est simulé dans les hautes couches atmosphérique.

Comparé à la paramétrisation LMDZ, l'utilisation de Coare ou Core provoque un réchauffement de 1K (sur presque toute la colonne atmosphérique), et une augmentation de l'humidité de 0.5 g/kg (sur la moitié de la colonne atmosphérique) en fin de simulation (figure 3.10). La couche limite du modèle LMDZ joue un rôle de brasseur, humidifier la surface en augmentant le flux latent permet au modèle d'exporter plus d'humidité vers la troposphère libre ce qui modifie la formation des nuages et donc par rétroaction modifie la température. Le modèle et les forçages utilisés étant les mêmes pour chaque test de sensibilité, la réaction est attendue et dépend de la quantité d'eau que l'on met dans l'atmosphère.

3.4.4 Contributions des différentes corrections et seuils dans les paramétrisations

Dans la paramétrisation Core, un seuil est appliqué sur le vent pour le calcul des coefficients de transfert ($U_N \geq 0.5 m.s^{-1}$). Seuiller le vent provoque une limitation des valeurs du coefficient de transfert et donc une limitation des flux. En effet, sur la figure 3.7, comparée aux paramétrisations LMDZ et Coare, pour la paramétrisation Core aucun point extrême n'est observé pour des vents inférieurs à 1 $m.s^{-1}$. Imposer un vent minimum pour le calcul des coefficients de transfert limite leurs valeurs (C_D max $\approx$ 0.008 et C_H max $\approx$ 0.004). Ce seuil étant actif en période de vent très faible, lors de ces événements, la paramétrisation Core n'a pas le même comportement que les deux autres. Elle provoque une diminution du flux alors que les autres paramétrisations atteignent leurs valeurs maximum (pour le flux latent). La valeur seuil imposée sur le vent dans Core est cependant moins contraignante que les seuils imposés sur les coefficients de transfert dans LMDZ. Pour ces tests, ces derniers ont été désactivés mais en configuration initiale, C_D et C_H sont seuillés respectivement avec des valeurs maximum de 0.0025 et 0.002 et sont actifs pour des valeurs de vent $\leq 2 m.s^{-1}$ comme vu précédemment.

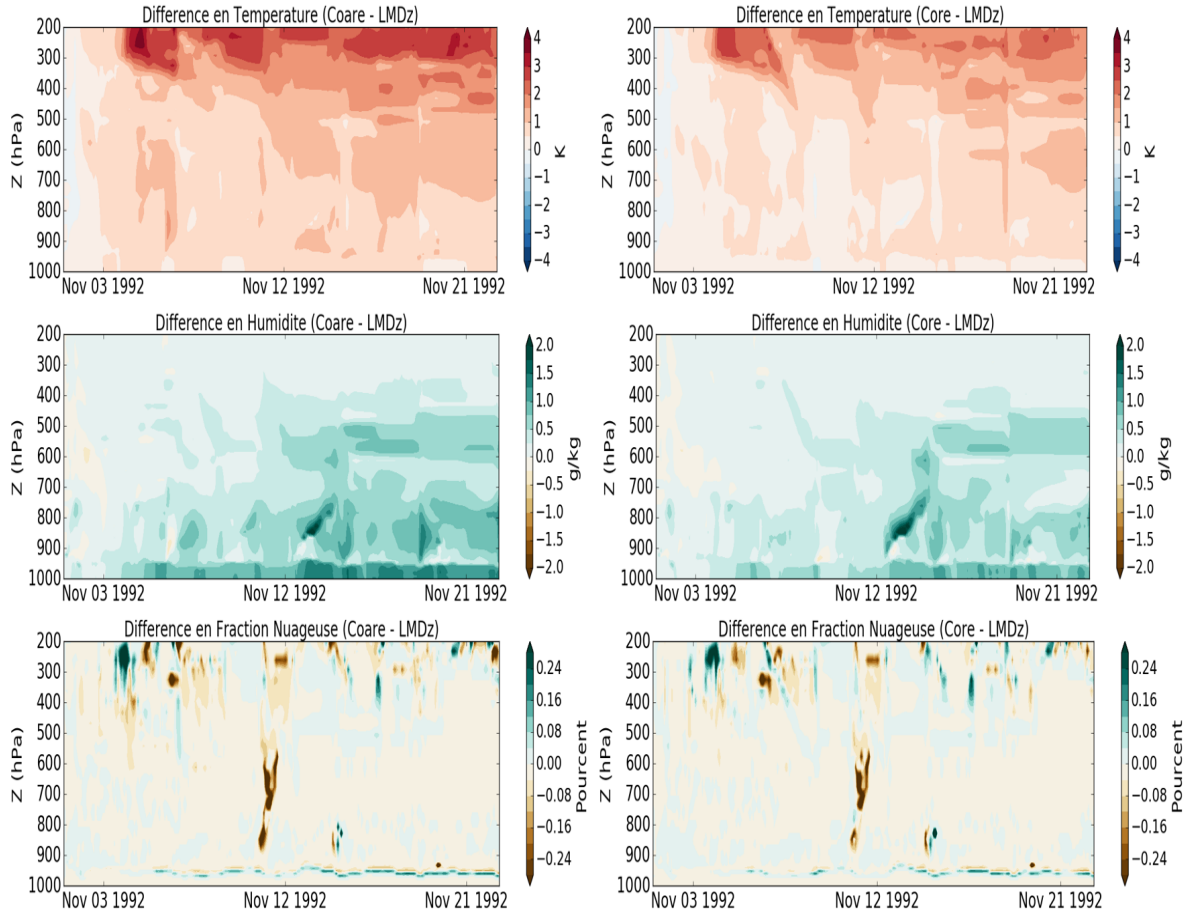

FIGURE 3.10 – Haut : différence de température sur la colonne atmosphérique (K), Milieu : différence d'humidité sur la colonne atmosphérique (g/kg), Bas : différence de fraction nuageuse (%) entre deux simulations avec à Gauche : Coare versus LMDZ et à Droite : Core versus LMDZ.

3.5 Importance de la paramétrisation des flux turbulents au regard des paramétrisations atmosphériques dans un modèle de circulation générale atmosphérique

3.5.1 Introduction

Les modèles de circulation globale utilisés pour réaliser des simulations climatiques et des prévisions météorologiques nécessitent des paramétrisations pour représenter les échanges air-mer.

L'introduction de ce travail de thèse a montré qu'une grande variété de paramétrisations était actuellement utilisée [Birol Kara et al., 2000; Fairall et al., 2003; Large and Yeager, 2004]. Chacune d'entre elles ayant ses propres hypothèses simplificatrices et son

propre niveau de complexité. Par exemple, dans certaines paramétrisations, la transition vers des régimes de convection libres [Miller et al., 1992] ou divers processus à des échelles sous mailles tels que les rafales de vent [Redelsperger et al., 2000] ou les vagues provoquées par le vent [Fairall et al., 2003] sont pris en compte.

Les tests de sensibilité précédents, aussi bien sur l'effet d'une paramétrisation ou de l'utilisation de différentes paramétrisations ont montré que la paramétrisation des flux turbulents océan-atmosphère peut modifier fortement le fonctionnement d'un modèle.

Bien que la principale source de divergence dans les estimations de la sensibilité climatique des modèles ait été liée aux rétroactions des nuages [Held and Soden, 2006], qui impliquent plus directement les schémas de convection et de couche limite, l'impact de la paramétrisation des flux turbulents sur la couche limite et les nuages ne doit pas être négligé. Hourdin et al. [2015] et Găinuşă-Bogdan et al. [2018] ont établi que le biais grande échelle de flux de chaleur latente contribue fortement au biais de température de surface de la mer (SST) dans les régions tropicales et subtropicales.

Des études se sont intéressées à la comparaison de certaines paramétrisations [Brodeau et al., 2017; Kara et al., 2008; Zeng et al., 1998], mais très peu se sont intéressées à l'impact de ces dernières sur les modèles au regard des autres paramétrisations atmosphériques utilisées (par exemple, diffusion turbulente, convection ou rayonnement).

Dans ce but, un ensemble de paramétrisations des flux turbulents océan-atmosphère a été implémenté dans deux modèles de circulation générale atmosphérique, LMDZ [Hourdin et al., 2013] et ARPEGE-Climat [Voldoire et al., 2013]. Une approche de modèle à colonne unique (SCM) est utilisée pour évaluer l'importance relative des paramétrisations des flux turbulents de surface et de la physique atmosphérique pour expliquer les différences entre deux modèles de circulation générale atmosphérique. Les deux SCM sont pilotés par le même forçage, issu de la campagne CINDY2011/DYNAMO décrite en section 3.2.2. Construite à partir de la campagne de terrain CINDY2011/DYNAMO [Ciesielski et al., 2014], cette campagne a échantillonné plusieurs épisodes de l'Oscillation de Madden-Julian (OMJ). Ce cadre représente donc un bon laboratoire numérique afin de tester les différentes paramétrisations et leurs impacts au regard de l'impact des paramétrisations de la physique atmosphérique car il présente l'avantage d'alterner des phases de convections actives et supprimées.

De manière contre intuitive, les principales différences entre les modèles ne sont pas observées pendant les périodes de convection active, mais pendant les phases supprimées de la MJO et dépendent principalement du schéma de couche limite utilisé dans les modèles. Cependant, la paramétrisation des flux turbulents peut aussi contribuer de

manière significative à réduire les différences entre les modèles, en particulier pendant la phase convective de l'OMJ.

Les résultats de cette étude ont fait l'objet d'un article, soumis dans le journal GRL (Geophysical Research Letters) et présenté dans la section suivante.

3.5.2 *Parameterization of surface turbulent fluxes versus that of atmospheric physics on surface fluxes during a Madden-Julian oscillation event.*

Control of latent heat flux by turbulent flux parameterization versus atmospheric physics during a Madden-Julian oscillation event

Olivier Torres[1], Pascale Braconnot[1], Frédéric Hourdin[2], Romain Roehrig[3], Olivier Marti[1], Sophie Belamari[3], Marie-Pierre Lefebvre[3,2]

[1] Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, LSCE/IPSL, CEA-CNRS-UVSQ, Université Paris-Saclay, Ormes des merisiers, bât 714, F-91191 Gif-sur-Yvette, France.

[2] Laboratoire de Météorologie Dynamique, IPSL/UPMC, Univ Paris 06/Sorbonne Université/CNRS, Paris, France.

[3] Centre National de Recherches Météorologiques, Météo-France/CNRS, Toulouse, France.

Corresponding author: Torres Olivier (olivier.torres@lsce.ipsl.fr)

Key Points:

- A single-column model (SCM) approach is used in the context of the CINDY2011/DYNAMO field campaign.
- Turbulent air-sea flux parameterizations reduces the differences between two atmospheric models by more than 60% during convective phase of the MJO.
- Differences between models are mostly driven by the near-surface relative humidity.

Abstract:

Global circulation models require parameterizations to represent the air-sea exchanges. A single-column model (SCM) approach is used to assess the relative importance of surface turbulent air-sea fluxes parameterizations and atmospheric physics using two atmospheric models. SCMs are driven by the same forcing derived from the CINDY2011/DYNAMO campaign. The major differences in surface latent heat flux between models are found during the suppressed phases of the Madden-Julian oscillation (MJO). It is attributed to differences in the mass flux scheme for boundary-layer convection. We show that these differences are largely driven by the near-surface relative humidity, which appears sensitive to turbulent fluxes parameterization, boundary layer mixing and convective vertical transport. We also show that using different turbulent air-sea fluxes parameterizations reduces latent heat flux differences between models by more than 60% during MJO convective phase but also can improve model agreement of turbulent air-sea fluxes/atmospheric state variables while deteriorating atmospheric state variable/turbulent air-sea fluxes.

1 - Introduction:

Surface turbulent air-sea fluxes represent the main coupling between ocean and atmosphere circulation (Kubota et al. 2002) and are calculated using so-called bulk formulae (Zeng et al. 1998). These empirical equations use large-scale (i.e. resolved by the model) variables to represent the air-sea exchanges that occur at a quasi-molecular scale and involve multi-scale turbulent transport in the surface boundary layer (Large & Pond 1981; DeCosmo et al. 1996). Hourdin et al. (2015) and Găinuşă-Bogdan et al. (2018) established that, large-scale bias pattern in the atmospheric representation of the latent heat flux drives sea surface temperature (SST) biases in the tropics and subtropics. The uncertainty comes both from observations (Găinuşă-Bogdan et al. 2015) and from the difficulty of disentangling the interplay between large-scale dynamics, atmospheric parameterization and bulk parameterization.

The very uncertain representation of surface latent heat flux is therefore strongly involved in the large scale biases of sea surface temperature that persists along decades. Despite considerable efforts, bulk formulae still have difficulties in representing air-sea fluxes especially for weak-wind stably-stratified conditions (Mahrt 2008). In general circulation models, many schemes is currently used (Beljaars, 1995;

Fairall et al., 2003; Large & Yeager, 2004). Each of them has its own set of simplifying assumptions which have been shown to involved a large variety of computed turbulent air-sea fluxes (Brodeau et al. 2017) and represent a source of uncertainty in model simulations and forecasts (Seager et al. 1995).

In global circulation models, turbulent air-sea fluxes parameterizations interact with atmospheric physics parameterization and in particular with turbulent diffusion, convection or radiation parameterizations. Torres et al. (2018) show that differences in drag coefficient patterns lead to differences in ocean adjustment and heat transport in coupled simulations. They also show that part of the results depends on the coupling between the ocean and atmospheric boundary layer and on the way turbulent and convective processes dry and cool the low-level atmosphere. The behavior of a model is governed by the way all the parameterizations interact between them.

In order to go one step further in improving our understanding of this interplay, we propose an original methodology in which we cross compare parameterizations of atmospheric convection and surface bulk formula in the constrained framework of the single-column experiments, driven by observations. For this purpose, we implemented the same set of bulk formulations in two atmospheric models, LMDZ (Hourdin et al. 2013) and ARPEGE-Climat (Voldoire et al. 2013). Models are compared in a Single Column Model (SCM) framework, based on a well-documented test case built from the CINDY2011/DYNAMO field campaign (Ciesielski et al. 2014). This SCM framework is widely used to evaluate and compare physical parameterizations without complex interaction with dynamic processes (e.g., Randall et al. 1996; Bechtold et al. 2000; Davies et al. 2013; Abdel-Lathif et al. 2018).

Here we study the relative weight of the turbulent air-sea surface fluxes parameterization compared to new atmospheric physical packages on key atmospheric processes like the drying and cooling of the atmospheric column. We highlights the role of these different factors on turbulent air-sea fluxes. We introduce in section 2 the atmospheric models and the bulk formulae implemented. Section 3 presents the CINDY2011/DYNAMO campaign and the SCM setup used to perform sensitivity experiments. Section 4 analyses the impact of the different atmospheric physics on the surface latent heat flux. Section 5 discusses the role of the surface turbulent air-sea flux parameterization and the main conclusions are summarized in section 6.

2 - Model and bulk formula used:

Two atmospheric models are considered in this study. The LMDZ atmospheric general circulation model is the atmospheric component of the IPSL Coupled Model (Dufresne et al. 2013). The physical package used here is an updated version of the set of parameterizations described in Hourdin et al. (2013). The moist convection parameterization is based on the work of Emanuel (1991), which was modified to improve the convection sensitivity to tropospheric relative humidity (Grandpeix et al. 2004). This new physical package also includes a mass flux representation of boundary layer thermals (Rio et al. 2010; Rio and Hourdin 2008), combined with the diffusive scheme of Mellor and Yamada (1974). Cold pools fed by convective unsaturated downdrafts are explicitly represented by the parameterization of Grandpeix et al. (2010). The ARPEGE-Climat atmospheric general circulation model is the atmospheric component of the CNRM coupled model (Voldoire et al. 2013). The version used here (Version 6.3) consists of several significant updates of the physical package (convection, microphyiscs and turbulence). In particular, a new mass-flux scheme has been implemented (Abdel-Lathif et al. 2018). It represents in a continuous way, dry, shallow and deep convection.

Three surface turbulent air-sea flux parameterizations are considered in the present study: COARE 3.0 (Fairall et al. 2003) named C3 afterwards, ECUME (Weill et al. 2003; Belamari 2005) named EC afterwards and LMDZI used in IPSLCM5B (Dufresne et al. 2013) based on Louis (1979) and named LI afterwards. They are described in detail in appendix A. Care was taken to ensure a similar implementation of the parameterization in the two models. C3 and LI parameterizations are based on the modelling of the roughness length and Monin-Obukhov characteristic scale parameter. In C3, a wind correction related to gusts is applied. The Charnock parameter α (Charnock 1955) depends on wind speed, and, a roughness length and a neutral coefficient are defined for heat. In LI, α is fixed, the transfer coefficient for heat (C_E) depends on C_D, and a low wind speed parameterization which mimics the transition to free convection regimes is used for C_E (Miller et al. 1992). The EC parameterization iteratively computes wind, temperature and humidity turbulent scales using analytical functions that have been calibrated with multi-campaign data. The roughness length and the transfer coefficient are thus purely diagnostic in this parameterization.

3 - 1D case from the CINDY2011/DYNAMO field campaign and SCM setup used for sensitivity experiments:

In an effort to advance understanding and representation of the Madden Julian Oscillation (MJO) in global climate models, 16 countries contributed to the Dynamics of the Madden Julian Oscillation (DYNAMO) field campaign from 1 October 2011 to 15 January 2012, under the program of the cooperative Indian ocean experiment on intra-seasonal variability (CINDY2011) (Gottschalck et al. 2013). It provides detailed observations of the MJO over two arrays in the Indian ocean (Wang et al. 2015). We consider here, the case study constructed by Ciesielski et al. (2014) from the four NSA (Northern Sounding array, approximately 800 * 800 km) observation sites. From the observational records, Ciesielski et al. (2014) derives different meteorological fields (wind, temperature, humidity) and various terms of the mass, energy and water budgets (vertical velocity, horizontal advections) at a 3-hour time resolution on a 1° * 1° * 25 hPa (longitude * latitude * vertical level) grid using a multiquadratic interpolation. We use version 3a of this dataset which was not supplemented by any atmospheric model analysis data (Johnson et al. 2015, https://data.eol.ucar.edu/master_list/?project=DYNAMO).

Contrasting convective regimes are sampled over the CINDY2011/DYNAMO field campaign (figure 1). The first and the second active periods (16 October to 3 November and 18 November to 1 December) were classified as MJO events (Achuthavarier et al. 2017; Sobel et al. 2014). In this study, we focus on the period from 4 November to 1 December. It is characterized by strong winds and horizontal moisture advections (figure 1), and includes a suppressed MJO phase before the MJO event. Sea-surface temperatures is high, with a significant diurnal cycle (figure 1D). This is associated with a moistening of the atmospheric column and weak atmospheric subsidence (-2 cm/s, figure 1A). During the MJO active phase, SSTs are about 1 °C colder, while strong ascending motions moisten the mid troposphere (figure 1).

We impose the large-scale horizontal advections of moisture (figure 1B) and temperature (not shown), the large-scale vertical velocity (figure 1A) and sea surface temperature (figure 1D) provide by Ciesielski et al. (2014) as boundary conditions to force the SCM versions of LMDz and ARPEGE-

Climat models. The SCMs use the same physical packages as their global 3D counterparts but the effect of the large-scale dynamics (e.g., advection) is prescribed. Each SCM are runs on their respective vertical grid. The initial profiles (zonal and meridional wind, specific humidity and temperature) and the forcing's are thus linearly interpolated on each model vertical levels. The wind profile is however relaxed to NSA observed values using a relaxation time scale of 3 hours for both models. This allows us to study the response of the latent heat flux without considering the feedback generated by the impact of the modification of the momentum flux on the wind. Note that for the analyzes, models outputs are vertically interpolated onto the NSA dataset vertical grid (25 hPa vertical resolution). With such a forcing, surface fluxes and precipitation events are well synchronized in all simulations and comparison of parameterizations is thus done in a well-constrained framework (figure 2, A2 A6). Due to differences in model physics, wind speed differences between the two models reaching 0.5 m/s appear at the end of the simulation in the surface layer. We consider that these differences still allow us to properly compare the simulations from the two models and that the results will only be slightly impacted.

In the following, we analyze the link between the latent heat flux, flux parameterizations, atmospheric physics and low-level temperature and humidity. For this, we rewrite the bulk formulae to introduce relative humidity in the formula (see Hourdin et al. (2015) and Appendix B for more details). The latent heat flux differences between two simulations (ΔLE) can be reconstruct at each time by a sum of different contributors:

$$\Delta LE = \Delta LE_{dyn} + \Delta LE_{sat} + \Delta LE_{RH} + \Delta LE_{\delta T} + \Delta LE_{Ce} \quad (1)$$

Where ΔLE_{dyn}, ΔLE_{sat}, ΔLE_{RH}, $\Delta LE_{\delta T}$ and ΔLE_{Ce} represent respectively the dynamical impact, the saturation impact, the relative humidity impact, the temperature impact and the transfer coefficient impact on latent heat flux differences.

4. Different atmospheric physics with same surface flux parameterization:

We first characterize the impact of atmospheric physics on the representation of turbulent heat fluxes by considering the simulations run with the COARE3.0 parameterization for the 2 SCMs (AC3 and LC3 in figure 2). LC3 consistently simulates larger latent heat flux than AC3 (figure 2 B2). On average the differences reach + 45.0 W/m² during the suppressed phase and +38.0 W/m² during the active phase of

the MJO. This is associated with a colder lower atmosphere during the suppressed phase (-0.96 K) and a slightly warmer one during the active phase (+0.22 K) (figure 2 B3). The largest specific humidity differences between LC3 and AC3 (2.9 $g.kg^{-1}$ on average) are found during the suppressed phase (figure 2 B4). These differences in latent heat flux, surface specific humidity and temperature are consistently related to higher precipitation for LC3 compared to AC3 (+1.07 and +2.80 mm/d for the suppressed and active phases, respectively, figure 2 B6).

As expected from the experimental setup, the differences in C_E between LC3 and AC3 is almost negligible (figure 2). During the suppressed phase of the MJO, the most important contributions to the latent heat flux differences (ΔLE) between LC3 and AC3 come from the relative humidity (ΔLE_{RH}) and the air-sea temperature contrast δT ($\Delta LE_{\delta T}$). On average, they contribute for 21.8 W/m² and 11.9 W/m², respectively (figure 3, A, orange and red line). The dynamical part (ΔLE_{dyn}) accounts for 4.4 W/m² of the difference and is balanced by the impact of the saturation humidity (ΔLE_{sat}, -5.5 W/m²). The atmospheric physics in LMDZ maintains a colder and dryer boundary layer than in ARPEGE-Climat (figure 4), which allows stronger surface latent heat flux. On average over the suppressed phase, LC3 simulates a dryer atmospheric column below 900 hPa (-10 %) and above 850 hPa with a maximum in the upper atmosphere reaching -35 %. Between 900 and 850 hPa LC3 simulates higher relative humidity (+4 %) (figure 4, E). The lower troposphere is cooler (-2 K at 900 hPa), and the atmosphere above 600 hPa is warmer (figure 4, B). This is a footprint of a more efficient subgrid-scale vertical transport in the LMDZ model.

Figure 4 (A) further shows that the upper atmosphere is warmer in LC3 which might indicate stronger convective activity during these periods in LMDZ than in ARPEGE-Climat. We attribute these differences to the LMDz thermal plume model which efficiently dries and cools the boundary layer and humidifies the atmospheric column between 900 and 800 hPa (figure 4 A, D). It represents 95 % of the mass flux (0.08 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ for LMDZ) on average between 900 hPa and the surface (not shown). Cooling and drying the lower atmosphere increases the air-sea temperature and specific humidity differences (δTand δq) which explains the strong positive impact of ΔLE_{RH} and $\Delta LE_{\delta T}$ (eq 2) on the latent heat flux. The LMDZ thermal plume model also increases humidity at the top of the boundary layer, where

low clouds form (around 900 hPa). If we look at the total specific humidity tendency (due to turbulence, convection (shallow and deep), and large scale advection) averaged between 900 hPa and the surface (not shown), the values reaches -0.06 and 0.005 g/kg/h for LC3 and AC3 respectively.

During the active MJO phase, when deep convection occurs, the differences between LC3 and AC3 are smaller (figure 2) and the models appear to work in a more consistent way (figure 4). However, the upper atmosphere is also warmer in LC3 than in AC3 (figure 4 A). On average, the relative humidity (ΔLE_{RH}, 28.4 W/m²) and the dynamical contributions (ΔLE_{dyn}, 13.8 W/m²) account for most of the latent heat flux differences between LC3 and AC3 (figure 3A). Their relative weight is slightly different from what occurs during the suppressed phase. In particular, during the episode of very active convection around 26 November (figure 3A, 4). For this period, although the impact of relative humidity (ΔLE_{RH}) remains dominant, the impacts of δT ($\Delta LE_{\delta T}$) and saturation humidity (ΔLE_{sat}) reverse. This is caused by strong ascending motions that moisten and warm the first atmospheric model level more in LC3 than in AC3 (figure 2, 4). It decreases δT and δq and thereby the transfer coefficient which leads to a decrease of the latent heat flux. At the same time, the saturation humidity increase which leads to an increase of the latent heat flux. On average, the lower troposphere is still drier in LC3 than in AC3 (-10 %) but the differences in the upper troposphere are reduced by a factor of 2 compare to active phase (figure 4, F). The troposphere is warmer just above the surface (+0.2 K) and above 400 hPa (+2 K), while it is slightly colder around 800 hPa (-0.4 K) (figure 4, C). The LMDZ column-integrated water vapor is weaker in both phases (-9.9 and -2.3 kg/m^2 for suppressed and active phases respectively). This means that although the LMDZ model has a larger latent heat flux, it stores less humidity in the atmosphere during the suppressed phases of the MJO.

Compared to observations, figure 2 (A3, A4, A5, A6) indicates that AC3 simulates closer values for specific humidity during both phases of the MJO. For both models, simulated temperatures are lower than those from the observations, regardless of the MJO phase. This systematic temperature bias was highlighted in the entire tropical band for LMDZ by Găinuşă-Bogdan et al. (2015). As shown by Abdel-Lathif et al. (2018) for ARPEGE-climat, this dry and cold bias is also observed over the entire atmospheric column with the setup used in this study. The cold bias reaches up to -8 K near 200 hPa

while the dry bias is confined in the low troposphere with a maximum value of -1.75 g kg^{-1} near 850 hPa. For LMDz model the same order of magnitude is observed (not shown).

However, if we consider relative humidity instead of temperature and specific humidity, conclusion on the model/data agreement are different. In this case, near the surface, LC3 is closer to the observations (about 80%), while AC3 overestimate it by about 10% on average during both phases of the MJO (figure 2 A5). Getting both the state variables (T, q) and relative humidity in agreement with the observations is therefore difficult. The relative humidity representing the main driver for the turbulent latent heat flux, it is therefore difficult to correctly simulate both turbulent fluxes and atmospheric state variables.

5 Role of the surface flux parameterizations:

We now focus on the impact of different surface flux parameterization considering first the impact of replacing C3 by EC in the two SCMs. C3 and EC parameterizations produce very similar transfer coefficients (C_E, figure 2, A1, B1). The average relative differences between them is 1.9 % and -1.4 % during the suppressed phase and 0.7 % and 1 % during the active phase, when implemented in LMDZ or ARPEGE-Climat, respectively. This results in small differences in the latent heat flux for the two models (figure 2, A2, C2), reaching on average +2.05 and -3.52 W/m² during the suppressed phase and -0.50 and +3.49 W/m² during the active phase for LMDZ and ARPEGE-Climat, respectively. This results is expected since the EC parameterization was initially based on the Coare2.5b algorithm (Lebeaupin Brossier 2007).

The results are very similar for the two models although ARPEGE-Climat is slightly more sensitive to changes in the surface parameterization (figure 2, C1-6, blue line). It is also due to the fact that here, the parameterizations have exactly the same implementation in the 2 models. In most cases the implementation of a given parameterization differ from one model to the other. Lower bounds on wind speed or transfer coefficient are often artificially introduced to keep significant turbulent air-sea fluxes in weak wind regimes. To assess the impact of such implementations, two simulations were performed with LMDZ model using LI parameterization (not shown): the first one with a threshold on wind speed at 1 $m.s^{-1}$ as in ARPEGE-Climat (it is 0.1 $m.s^{-1}$ in LMDZ) and the second one with a threshold on the

transfer coefficient (0.002) as done in the LMDZ model. These threshold induces differences in surface latent heat fluxes up to ≈55 W/m² for very weak wind conditions, confirming that the parameterization implementation needs thus to be considered to avoid erroneous conclusions when comparing models results.

The largest impact of turbulent air-sea flux parameterization is obtain when comparing LC3 and LLI (figure 2, C1, red line). The LI parameterization always produces a lower exchange coefficient than C3 (on average -0.43 and -0.41 for the suppressed and active phases, respectively), which results in lower latent and sensible heat fluxes for both phases (figure 2 C2, red line). Using eq (1) we show that, as expected, the differences in latent heat flux between LC3 and LLI are dominated by the changes in the transfer coefficient (ΔLE_{Ce}, figure 3, B). On average, for the suppressed phase, the lower LLI C_E causes a decrease of the latent heat flux of -23.7 W/m². This ΔLE_{Ce} contribution is partly balanced by an increase in $\Delta LE_{\delta T}$ of +7.3 W/m² (figure 3, B). The lower C_E also reduced the sensible heat flux, which cools the first model level thereby increasing the air-sea temperature difference (δT). The other factors play a minor role in the latent heat flux differences (<5 W/m²). Without any possible feedback on SST because SST is prescribed, the air-sea temperature difference is directly driven by the 1st model level temperature. As the decrease in the transfer coefficient is similar during the suppressed and active phases, similar mechanisms are found for the active phase. The dominant factor is ΔLE_{Ce} that decreases latent heat flux by -40.3 W/m². It is compensated by a $\Delta LE_{\delta T}$ increase of +17.8 W/m². The net effect of this transfer coefficient (C_E) is a decrease of temperature and specific humidity at 1st model level (-0.55 and -0.84 (K) and -0.85 and -0.95 ($g.kg^{-1}$) at 1000 hPa for the suppressed and active phases, respectively, figure 2, C3, C4 red line).

In this case, the turbulent heat flux differences impact the entire atmospheric column: it is drier (in terms of specific humidity) at the surface (figure 2, A4, C4), and up to 2 K colder at 200 hPa (figure 4, B, C). However, the atmospheric relative humidity remains similar in the two simulations (figure 2 A5, C5 and 4 E, F). Atmospheric physics and the way moist atmospheric processes are parameterized have strong constrains on relative humidity. Changes in the surface flux parameterization thus leads to an adjustment of the model mean atmospheric thermodynamical profiles so that relative humidity remains unchanged,

both in the boundary layer and in the free troposphere. The relative humidity has thus negligible impact on the latent heat flux differences (figure 3, B).

Interestingly, replacing C3 by LI parameterization in the LMDZ model reduces the differences in latent heat flux between the LMDZ and ARPEGE-Climat SCM simulations (figure 2, B2, red line). It decreases the latent heat flux differences by 36 and 67 % for suppressed and active phases respectively but the differences between models for low-level humidity and temperature further increases (figure 2 B4, B3, red line). Similar turbulent latent heat flux is therefore obtain at the cost of an increase of the differences between the models surface state variables (T, q).

6 - Conclusion:

A constrained single-column framework based on a well-documented test case built from the CINDY2011/DYNAMO field campaign is used to disentangle the interplay of surface turbulent air-sea flux and atmospheric parameterizations. Based on the analysis of a set of SCM simulations realized with two atmospheric models that share the same surface turbulent air-sea flux parameterization, we show that the models do not represent the different phases of the MJO in the same way. Compared to observations, the ARPEGE-Climat model captures well the specific humidity near the surface despite some difficulties to accurately simulate the active phase. Conversely, the LMDZ model has significant biases in both phases but represents well the relative humidity. Knowing that both models are too cold, the results suggest that near-surface relative humidity, which is shown to be most likely driven by boundary layer mixing and convective vertical transport, strongly characterizes atmospheric physics and plays a major role in the control of latent heat flux by atmospheric physics.

The largest model differences are found during the suppressed phases, and especially concern the near-surface relative humidity. In this phase, the thermal plume model in LMDZ tends to decrease the near surface humidity and in turn increases the surface humidity vertical contrast. This increase explains the strong differences in latent heat flux observed between the two models. Although differences in the boundary-layer convection scheme explain the different models behavior, it is impacted by the amount of water provided by the turbulent latent heat flux to the atmosphere at the air-sea interface.

The use of the LI parameterization in the LMDZ model reduces the latent heat flux differences with ARPEGE-Climat by more than 60% on average during the active MJO phase. This reflects that general model behavior results from turbulent flux parameterizations as well as model physics and that the link between the two cannot be easily distinguished. LMDZ and ARPEGE-Climat were developed and calibrated with their own parameterization (EC and LI respectively), which probably explains why the LLI and AEC simulations have more similar results for latent heat flux. However, due to the impact of the parameterization, this improvement is done at the cost of a deterioration in models agreement for the surface state variables. Changing parameterizations without considering linkages with individual processes and model physics can therefore lead to better agreement with observations but with a potential degradation of the representation of some processes and vice versa. 1D cases should then be designed to provide both an evaluation with state variables and direct flux measurement to avoid any artificial constrains of a particular bulk formula.

Acknowledgments

This manuscript is a contribution to the ANR COCOA project (ANR-16-CE01-0007). The lead author is supported by a CFR PhD grant of the CEA (Commissariat à l'Enérgie Atomique et aux énergies alternatives). Computing and analysis tools are developed by the IPSL IGCM group. We acknowledge the work performed by the CNRM and IPSL climate model development teams, who developed the physical packages used in the present study. Finally, we want to thank Lester Kwiatkowski for his help on the English revision of the manuscript.

References

Abdel-Lathif, A.Y. et al., 2018. Single-Column Modeling of Convection During the CINDY2011/DYNAMO Field Campaign With the CNRM Climate Model Version 6. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*.

Achuthavarier, D. et al., 2017. Impact of DYNAMO observations on NASA GEOS-5 reanalyses and the representation of MJO initiation. *Journal of Geophysical Research*, 122(1), pp.179–201.

Bechtold, P. et al., 2000. A GCSS model intercomparison for a tropical squall line observed during TOGA-COARE. II: Intercomparison of single-column models and a cloud-resolving model. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(564), pp.865–888.

Belamari, S., 2005. *Report on uncertainty estimates of an optimal bulk formulation for surface turbulent fluxes* MERSEA IP.,

Beljaars, A.C.M. & Beljaars, B.A.C.M., 1995. The parametrization of surface fluxes in large-scale models under free convection. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 121(522), pp.255–270. Available at: http://doi.wiley.com/10.1002/qj.49712152203%5Cnhttp://dx.doi.org/10.1002/qj.49712152203.

Brodeau, L. et al., 2017. Climatologically Significant Effects of Some Approximations in the Bulk Parameterizations of Turbulent Air–Sea Fluxes. *Journal of Physical Oceanography*, 47(1), pp.5–28. Available at: http://journals.ametsoc.org/doi/10.1175/JPO-D-16-0169.1.

Charnock, H., 1955. Wind stress on a water surface. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 81, pp.639–640. Available at: http://dx.doi.org/10.1029/2004JC002585.

Ciesielski, P.E. et al., 2014. Quality-controlled upper-air sounding dataset for DYNAMO/CINDY/AMIE: Development and corrections. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 31(4), pp.741–764.

Davies, L. et al., 2013. A single-column model ensemble approach applied to the TWP-ICE experiment. *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, 118(12), pp.6544–6563.

DeCosmo, J. et al., 1996. Air-sea exchange of water vapor and sensible heat: The Humidity Exchange Over the Sea (HEXOS) results. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 101(C5), pp.12001–12016. Available at: http://dx.doi.org/10.1029/95JC03796.

Dufresne, J.L. et al., 2013. Climate change projections using the IPSL-CM5 Earth System Model: From CMIP3 to CMIP5. *Climate Dynamics*, 40(9–10), pp.2123–2165.

Emanuel, K.A., 1991. A Scheme for Representing Cumulus Convection in Large-Scale Models. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 48(21), pp.2313–2329. Available at: http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0469%281991%29048%3C2313%3AASFRCC%3E2.0.CO%3B2.

Fairall, C.W. et al., 2003. Bulk parameterization of air-sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm. *Journal of Climate*, 16(4), pp.571–591.

Fu, X. et al., 2015. Distinctive Roles of Air–Sea Coupling on Different MJO Events: A New Perspective Revealed from the DYNAMO/CINDY Field Campaign. *Monthly Weather Review*, 143(3), pp.794–812. Available at: http://journals.ametsoc.org/doi/10.1175/MWR-D-14-00221.1.

Găinuşă-Bogdan, A. et al., 2018. Omens of coupled model biases in the CMIP5 AMIP simulations. *Climate Dynamics*, pp.1–15.

Găinuşă-Bogdan, A., Braconnot, P. & Servonnat, J., 2015. Using an ensemble data set of turbulent air-sea fluxes to evaluate the IPSL climate model in tropical regions. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 120(10), pp.4483–4505. Available at: http://doi.wiley.com/10.1002/2014JD022985.

Gottschalck, J. et al., 2013. Large-Scale Atmospheric and Oceanic Conditions during the 2011–12 DYNAMO Field Campaign. *Monthly Weather Review*, 141(12), pp.4173–4196. Available at: http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/MWR-D-13-00022.1.

Grandpeix, J.-Y., Lafore, J.-P. & Cheruy, F., 2010. A Density Current Parameterization Coupled with Emanuel's Convection Scheme. Part II: 1D Simulations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 67(4), pp.898–922. Available at: http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2009JAS3045.1.

Grandpeix, J.Y., Phillips, V. & Tailleux, R., 2004. Improved mixing representation in Emanuel's convection scheme. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 130 C(604), pp.3207–3222.

Hourdin, F. et al., 2015. Air moisture control on ocean surface temperature, hidden key to the warm bias enigma. *Geophysical Research Letters*, 42(24), pp.10885–10893.

Hourdin, F. et al., 2013. LMDZ5B: The atmospheric component of the IPSL climate model with revisited parameterizations for clouds and convection. *Climate Dynamics*, 40(9–10), pp.2193–2222.

Johnson, R.H. et al., 2015. Sounding-Based Thermodynamic Budgets for DYNAMO. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 72(2), pp.598–622. Available at: http://journals.ametsoc.org/doi/10.1175/JAS-D-14-0202.1.

Kubota, M. et al., 2002. Japanese Ocean Flux data sets with use of remote sensing observations (J-OFURO). *Journal of Oceanography*, 58(1), pp.213–225.

Large, W.G. & Pond, S., 1981. Open Ocean Momentum Flux Measurements in Moderate to Strong Winds. *Journal of Physical Oceanography*, 11(3), pp.324–336.

Large, W.G. & Yeager, S.G., 2004. Diurnal to decadal global forcing for ocean and sea--ice models: {The} data sets and flux climatologies. *NCAR Tech. Note*, TN--460+ST(May), p.105pp.

Lebeaupin Brossier, C., 2007. Etude du couplage océan-atmosphère associé aux épisodes de pluie intense en région méditerranéenne. Available at: https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00248618 [Accessed May 25, 2018].

Louis, J.F., 1979. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. *Boundary-Layer Meteorology*, 17(2), pp.187–202.

Mahrt, L., 2008. Bulk formulation of surface fluxes extended to weak-wind stable conditions. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 134(630), pp.1–10.

Mellor, G.L. & Yamada, T., 1974. A Hierarchy of Turbulence Closure Models for Planetary Boundary Layers. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31(7), pp.1791–1806. Available at: http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0469%281974%29031%3C1791%3AAHOTCM%3E2.0.CO%3B2.

Miller, M.J., Beljaars, A.C.M. & Palmer, T.N., 1992. The sensitivity of the ECMWI? Model to the parameterization of evaporation from the tropical oceans. *Journal of Climate*, 5(5), pp.418–434.

Randall, D.A. et al., 1996. Single-column models and cloud ensemble models as links between observations and climate models. *Journal of Climate*, 9(8), pp.1683–1697.

Rio, C. et al., 2010. Resolved versus parametrized boundary-layer plumes. Part II: Continuous formulations of mixing rates for mass-flux schemes. *Boundary-Layer Meteorology*, 135(3), pp.469–483.

Rio, C. & Hourdin, F., 2008. A Thermal Plume Model for the Convective Boundary Layer: Representation of Cumulus Clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65(2), pp.407–425. Available at: http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2007JAS2256.1.

Seager, R., Blumenthal, M.B. & Kushnir, Y., 1995. An advective atmospheric mixed layer model for ocean modeling purposes: global simulation of surface heat fluxes. *Journal of Climate*, 8(8), pp.1951–1964.

Sobel, A., Wang, S. & Kim, D., 2014. Moist Static Energy Budget of the MJO during DYNAMO. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71(11), pp.4276–4291. Available at: http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JAS-D-14-0052.1.

Torres, O. et al., 2018. Impact of air-sea drag coefficient for latent heat flux on large scale climate in coupled and atmosphere stand-alone simulations. *Climate Dynamics*, pp.1–20.

Voldoire, A. et al., 2013. The CNRM-CM5.1 global climate model: Description and basic evaluation. *Climate Dynamics*, 40(9–10), pp.2091–2121.

Wang, S. et al., 2015. Simulations of cloud-radiation interaction using large-scale forcing derived from the CINDY/DYNAMO northern sounding array. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 7(3), pp.1472–1498.

Weill, A. et al., 2003. Toward a better determination of turbulent air-sea fluxes from several experiments. *Journal of Climate*, 16(4), pp.600–618.

Zeng, X., Zhao, M. & Dickinson, R.E., 1998. Intercomparison of bulk aerodynamic algorithms for the computation of sea surface fluxes using TOGA COARE and TAO data. *Journal of Climate*, 11(10), pp.2628–2644.

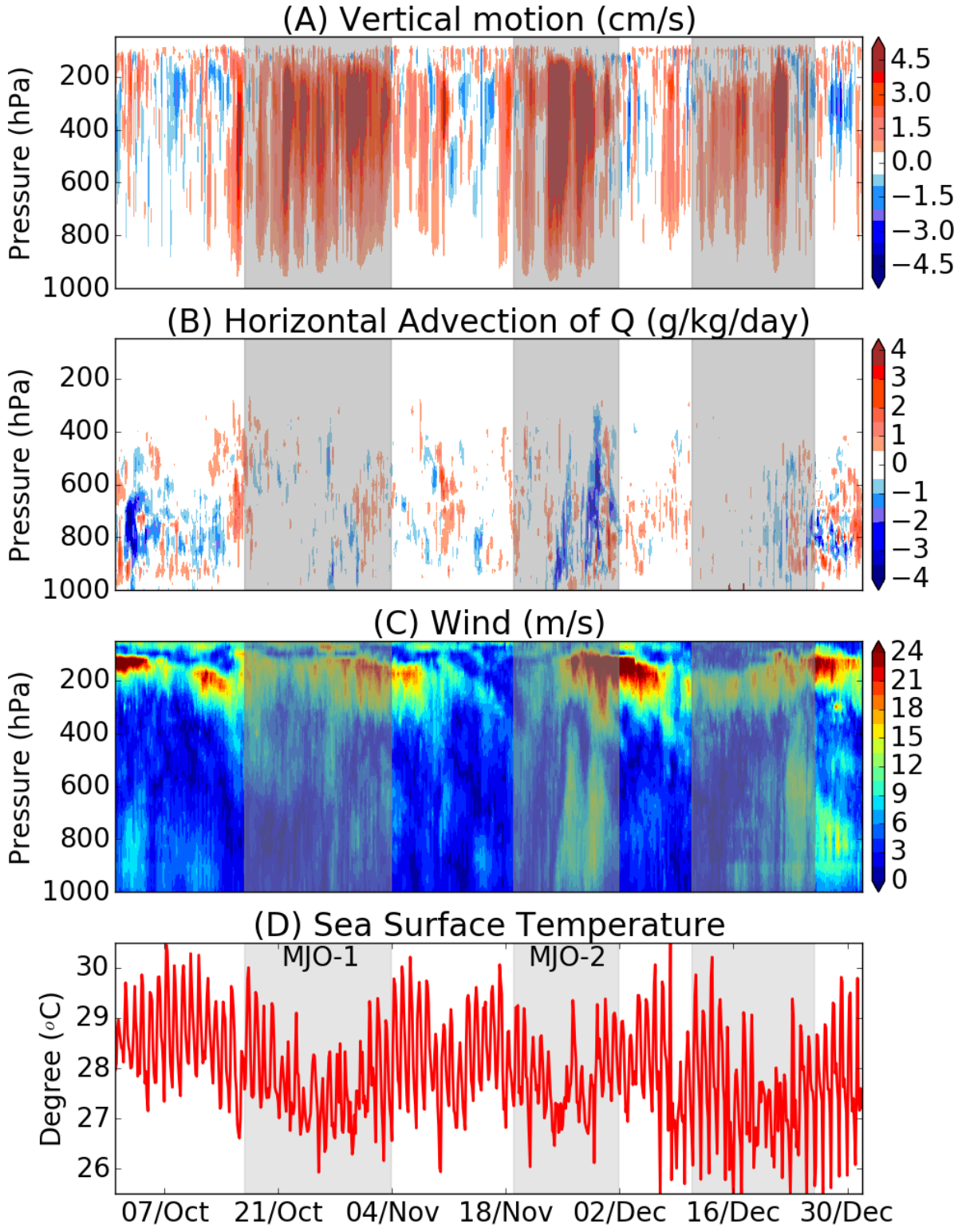

Figure 1: Imposed atmospheric and surface variables for the simulations. (A) Vertical velocity (cm/s). (B) Horizontal advection of humidity (g/kg/day). (C) Zonal wind (m/s). (D) Sea Surface Temperature (°C). The shading parts represent the active phases of the MJO.

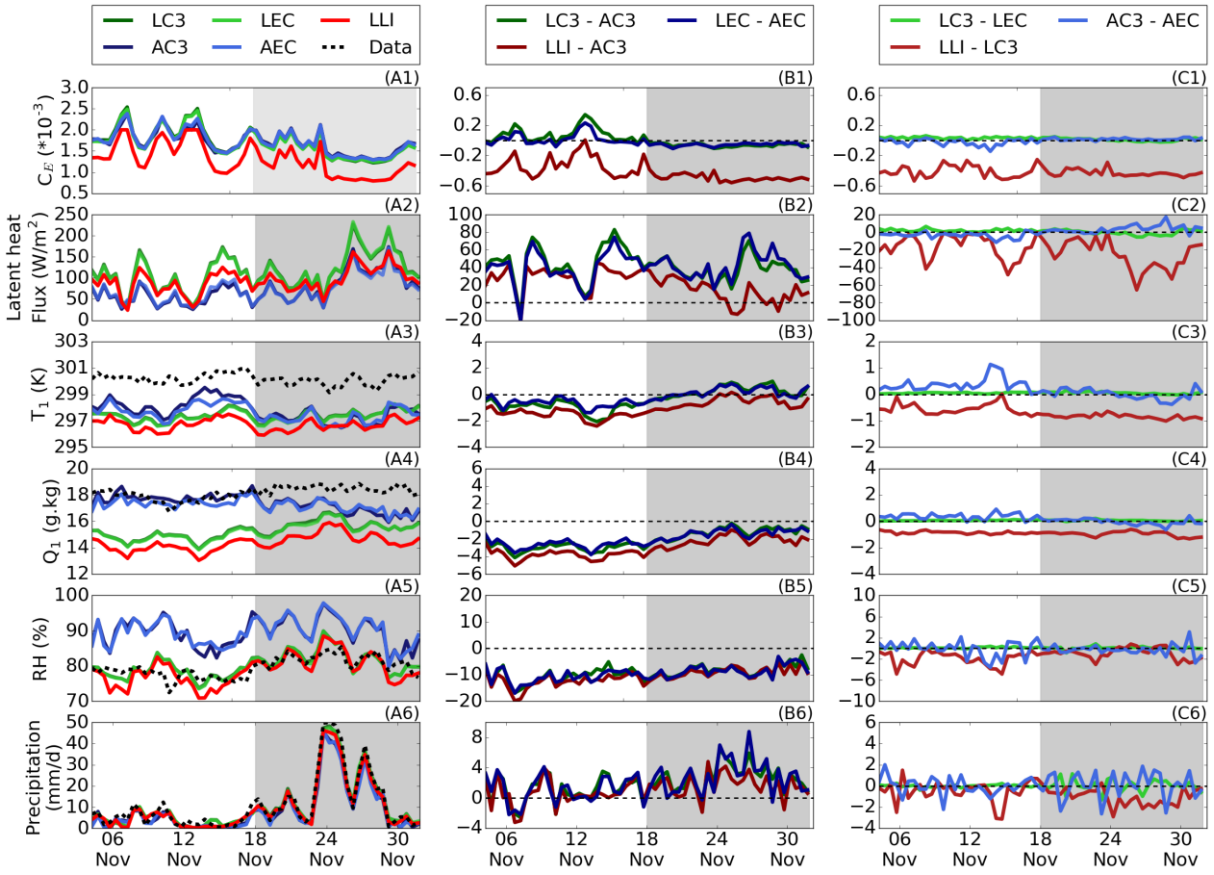

Figure 2: Daily averaged values of (1) transfer coefficient C_E, (2) latent heat flux (W/m²), (3) temperature at 1000 hPa (K), (4) specific humidity at 1000 hPa (g/kg), (5) relative humidity at 1000 hPa (%) and (6) precipitation (mm/d) for (A) all the simulations, (B) differences between models and (C) differences between parameterizations. The shading part represent the active phase of the MJO. For simulations names, first letter refer to model, L for LMDz and A for ARPEGE-Climat and the last two letters refer to parameterization, LI for LMDZI, C3 for Coare3.0 and EC for Ecume.

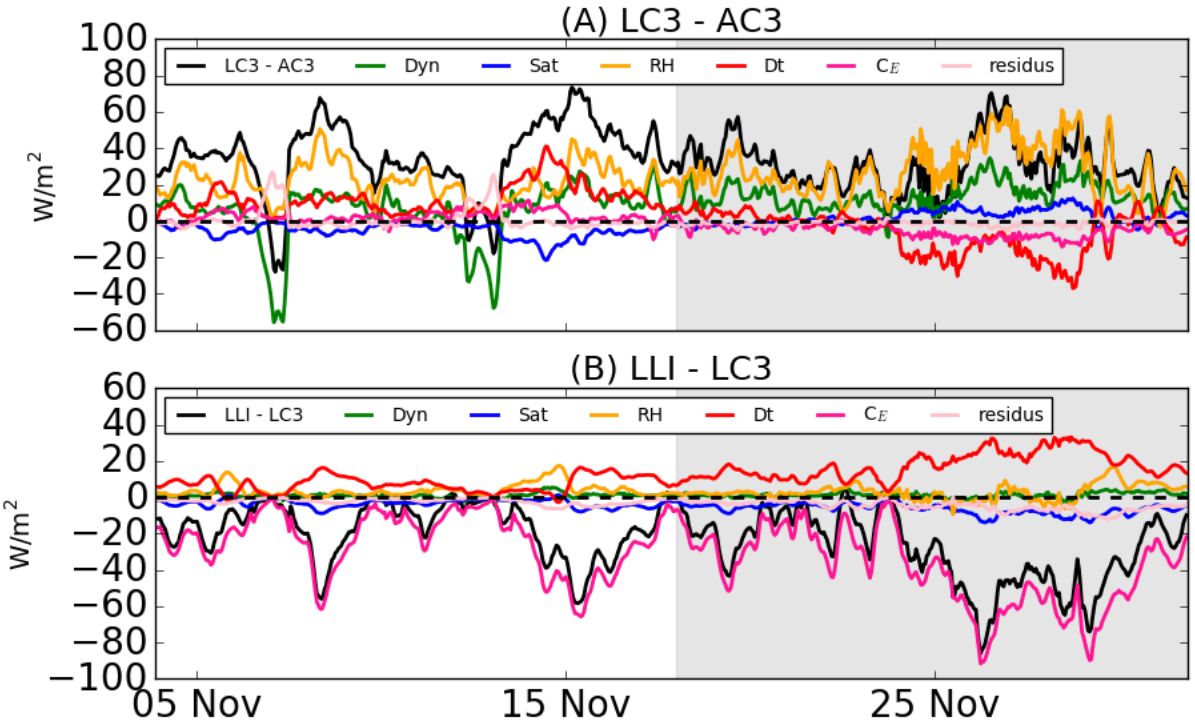

Figure 3: (A) Latent heat flux contribution differences between LC3 and AC3, (B) Latent heat flux contribution differences between LLI and LC3, (see text and Appendix B for the decomposition details). The shading part represent the active phase of the MJO.

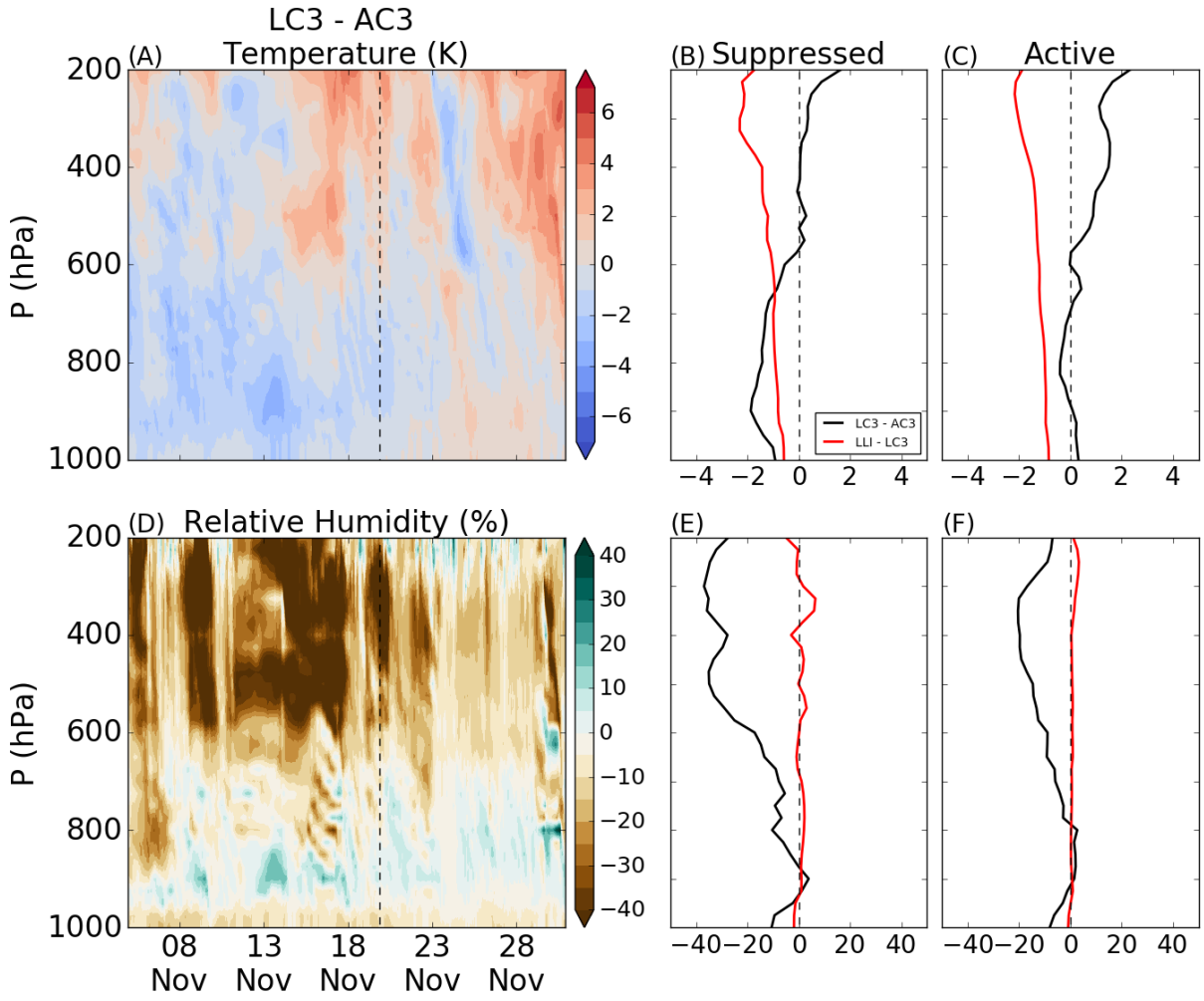

Figure 4: Differences between LC3 and AC3 simulations for the second MJO event and the suppressed phase that precedes it for (A) Temperature (K) and (D) relative humidity (%). The two columns on the right represent the differences between LC3 and AC3 simulations (black) and between LLI and LC3 (red), averaged over suppressed (B, D) and active (C, F) phases of the MJO.

Appendix A: Surface exchange coefficient parameterization

A.1 LI parameterization

LMDz parameterization is derived from Louis (1979) and Smith (1988). It is based on the modelling of the roughness length and Monin-Obukhov characteristic scale parameter. In this parameterization, a roughness length for momentum is estimated with the equation below:

$$z_{0m} = \frac{0.11*\upsilon}{u} + \frac{\alpha*u^2}{g} \quad \text{(A.1)}$$

Where Z_{0m} is the roughness length (3) which takes into account the aerodynamic roughness height of the surface ($\frac{\alpha*u^2}{g}$) following Charnock (1955) and the roughness length for a smooth surface ($\frac{0.11*\upsilon}{u}$, u* is the friction velocity, υ is the kinematic viscosity, g is the gravitational acceleration and α (0.018) is the Charnock coefficient. The neutral drag coefficient is then:

$$C_{DN} = \frac{\kappa^2}{log\left(1+\frac{z}{z_{0m}}\right)*log\left(1+\frac{z}{z_{0m}}\right)} \quad \text{(A.2)}$$

where κ is the von Kármán constant (= 0.4), z is the height of the first model layer and z_{0m} is the roughness length. Over the ocean, the transfer coefficient for momentum is expressed as follows:

$$C_D = C_{DN} * f(R_i) \quad \text{(A.3)}$$

with:

$$R_i = \frac{f\Delta z\Delta\Theta_v}{\Theta_v|\Delta u|^2} \quad \text{(A.4)}$$

Where *f(Ri)* is a stability function derived from the stability of the atmosphere determined by the Richardson number (4). In the original version of the model, neutral drag coefficient for heat and water was the same as for momentum. In order to take into account of the differences between drag coefficient and the fact that evaporation was too high, in the model a 0.7 coefficient has been introduced to take into account the differences between C_D and C_H (Marti et al. 2010).

In the model, the stability function *f(Ri)* is different in stable and unstable cases. Over the ocean a low wind speed parameterization is used for the heat transfer coefficient in unstable cases. It mimics the transition to free convection regimes over low wind speed unstable regimes (Miller et al. 1992):

$$\text{Unstable case: } C_H = C_Q = 0.7 * C_D * \quad \text{(A.5)}$$

With $C_R = \frac{0.0016}{C_{QN}|U_1|}$ = 1.25 (Miller et al. 1992).

A.2 C3 parameterization:

The COARE3.0 algorithms was developed based on the TOGA-COARE campaign (Webster & Lukas 1992). The first version of the algorithms was specifically developed to represent the air-sea exchanges in tropical regions and for wind ranges from 0 to 12 m.s^{-1}. This algorithms was then improved (Weller et al. 2004; Fairall et al. 1996; Bradley et al. 1996) to be used all over the globe and for higher wind ranges, this led to the COARE3.0 parameterization (Fairall et al. 2003). This parameterization is based on the modelling of the roughness length. The transfer coefficients are estimated from Monin-Obukhov characteristic scale parameters (u_*, q_*, θ_*) and gradients of atmospheric variable. The scale parameters and the roughness lengths are estimated iteratively. The stability is calculated as follow:

$$\xi = \frac{z}{L} \quad \text{with} \quad L^{-1} = \frac{\frac{kg}{T}(T \quad +0.61TQ \quad)}{u^2} \quad \text{(A.6)}$$

In the z_{0m} expression (1) the value of the charnock parameter α is no longer a constant but depends on the wind speed (Hare et al. 1999):

$$\begin{cases} \alpha = 0.011 & \text{if U} \leq 10 \text{ m.s}^{-1} \\ \alpha = 0.011 + (0.018 - 0.011)(U - 10) & \text{if 10 m.s}^{-1} \geq \text{U} \leq 18 \text{ m.s}^{-1} \\ \alpha = 0.018 & \text{if U} > 18 \text{ m.s}^{-1} \end{cases} \quad \text{(A.7)}$$

Unlike the LMDz parameterization, Coare algorithms also calculate rugosity length and neutral coefficient for heat:

$$z_{0q} = min\left(1.15e^{-4}, \frac{5.5e^{-5}}{R_r^{0.6}}\right) with R_r = \frac{u \quad z_0}{v} et z_{0q} = z_{0h} \quad \text{(A.8)}$$

$$C_{DN} = \frac{\kappa^2}{log\left(1+\frac{z}{z_{0m}}\right) * log\left(1+\frac{z}{z_{0m}}\right)} \qquad C_{EN}, C_{HN} = \frac{\kappa^2}{log\left(1+\frac{z}{z_{0m}}\right) * log\left(1+\frac{z}{z_{0h}}\right)} \quad \text{(A.9)}$$

Transfer coefficients are obtained by multiplying neutral coefficient by a stability function:

$$C_X = C_{XN} * F_X(\xi) \qquad \text{(A.10)}$$

It also contains a correction of wind related to gusts w_g as follow:

$$u_t = \sqrt{u^2 + W_g^2} \qquad \text{(A.11)}$$

With $w_g = \beta W$ and $W = \frac{g}{T}(u + 0.61 * T * Q)z_i(if unstable) \vee W = 0.2(if stable)$

Where zi is the height of the atmospheric boundary layer, and β is a constant equal to 1.2. It mimics wind instabilities due to gusts that reinforced momentum or heat turbulence and increase exchanges between ocean and atmosphere at the surface.

A.3 EC parameterization:

The Ecume parameterization has been developed to achieve a unified parameterization that covers as much atmospheric and oceanic conditions as possible (Weill et al. 2003). This is a so-called "bulk" iterative parameterization based initially on the Coare2.5b algorithms. Ecume provides formulations of wind, potential temperature and specific humidity turbulent scales (u*, theta* and q*), which relates to the usual transfer coefficient as follows:

$$\begin{cases} u = \sqrt{C_{D10m}} * \Delta u_{10m} \\ \theta = \left(\frac{C_{H10m}}{\sqrt{C_{D10m}}}\right) * \Delta\theta_{10m} \\ q = \left(\frac{C_{E10m}}{\sqrt{C_{D10m}}}\right) * \Delta q_{10m} \end{cases}$$

The turbulent scales are iteratively estimated as functions of Δu, Δθ and Δq, calibrated with data from several campaign (FETCH (Hauser 2003), EQUALANT (Gouriou et al. 2001), POMME (Mémery et al. 2005) and EGEE/AMMA (Bourras et al. 2009)). A similar postprocessing was applied to the data from the four campaigns. In the parameterization, the stability functions are taken from Liu et al. 1979 and depends on the Monin-Obukhov length ($\xi = \frac{z}{L}$). L is calculated as follows:

$$L = \frac{(T_v u)^2}{g\kappa T_{v*}}$$

L is limited to the range [-200,0.25].

The roughness length and transfer coefficient are provided as diagnostics. See the SURFEX documentation (http://www.umr-cnrm.fr/surfex/IMG/pdf/surfex_scidoc_v8.1.pdf) for further details.

Appendix B: Latent heat flux decomposition

By considering $q_a = RH_{qsat}(T_a)$ and linearizing $q_{sat}(T_s) - qsat(T_a)$ as a function of $\delta T = T_s - T_a$ equation (2) for the latent heat flux reads as follow:

$$= \rho L C_E |V_a| \left[\alpha \frac{\partial q_{sat}}{\partial T_{(T=T_a)}} \delta T + (\alpha - RH) q_{sat}(T_a) \right] \quad \text{(B.1)}$$

Which leads to equation (2) when using Clausius-Clapeyron equation:

$$\frac{\partial q_{sat}}{\partial T_{(T=T_a)}} \approx \frac{L q_{sat}(T_a)}{R_v T_a^2} = \beta q_{sat}(T_a) \quad \text{(B.2)}$$

Where R_v is the gas constant for water vapor, L is the latent heat of vaporization and ρ is the air density. To correctly apply this formula to the model variables T_a and RH_a should correspond to the first model layer and be computed at the model time step. This formulation work for each model, both for the computation of the flux itself and for the adjustment of latent heat between model ΔLE (Δ refers to the differences) when using $\Delta LE = \Delta LE_{dyn} + \Delta LE_{sat} + \Delta LE_{RH} + \Delta LE_{\delta T} + \Delta LE_{Ce}$ with:

$$\Delta LE_{dyn} = \rho L C_E \Delta |V_a| q_{sat}(T_a) [\alpha \beta \delta T + \alpha - RH] \quad \text{(B.3)}$$

$$\Delta LE_{sat} = \rho L C_E |V_a| \left[\alpha \frac{\partial^2 q_{sat}}{\partial T^2{}_{(T=T_a)}} \delta T + \frac{\partial q_{sat}}{\partial T_{(T=T_a)}} * (\alpha - RH) \right] \Delta T_a \quad \text{(B.4)}$$

$$\approx \rho L C_E |V_a| \beta q_{sat}(T_a) [\alpha \beta \delta T + \alpha - RH] \Delta T_a \quad \text{(B.5)}$$

$$\Delta LE_{RH} = -\rho L C_E |V_a| q_{sat}(T_a) \Delta RH \quad \text{(B.6)}$$

$$\Delta LE_{\delta T} = \rho L C_E |V_a| * \alpha \beta q_{sat}(T_a) \Delta \delta T \quad \text{(B.7)}$$

$$\Delta LE_{C_E} = \rho L |V_a| q_{sat}(T_a) \left[\alpha \frac{L}{R_v T_a^2} \delta T + \alpha - RH_a \right] \Delta C_E \quad \text{(B.8)}$$

Where Δ account for the differences between LLI and LC3 when we study the effect of parameterization and between LC3 and AC3 when we study the differences between models.

3.6 Synthèse

Les différentes études présentées au cours de ce chapitre montrent que la paramétrisation des flux turbulents à l'interface océan-atmosphère régule la quantité d'énergie, d'eau et de moment échangée entre ces deux systèmes et donc le fonctionnement du modèle atmosphérique même dans un cas très contraint.

Une paramétrisation est généralement développée avec un modèle donné et s'adapte donc aux particularités de ce dernier en incluant certaines spécificités (seuil, processus physiques représentés). Ces spécificités provoquent des différences pouvant atteindre plus de 80 W/m^2 sur le flux latent et sont donc cruciales pour simuler des flux turbulents réalistes. Changer la paramétrisation des flux turbulents modifie le fonctionnement du modèle et peut entrainer une différence de température de plus de 2^{o}C ou d'humidité de plus de 1 g/kg sur la colonne atmosphérique. Ces différences sont provoquées par la modification des coefficients de transfert dont la valeur peut augmenter de plus de 20% en moyenne pour C_H à cause des spécificités des paramétrisations (par exemple utilisation d'un terme de gustiness pour Coare). Le changement de paramétrisation peut donc améliorer ou détériorer la représentation des variables d'état (T, q) au premier niveau du modèle comparé aux observations (figure 3.8). Lors de l'étude de l'impact d'une paramétrisation, chaque particularité doit donc être décortiquée afin de comprendre le fonctionnement global de la paramétrisation.

Comparé aux différences dans la représentation de la physique atmosphérique, bien que non négligeable, la paramétrisation des flux turbulents est moins importante pour expliquer les différences de flux de chaleur latente entre deux modèles atmosphériques. Contre intuitivement, entre deux modèles atmosphériques, les différences maximums au niveau de ce flux se retrouvent dans des périodes de convection faible et sont pilotées par la paramétrisation de la convection. Dans ces périodes, l'effet d'un changement de paramétrisation est assez peu important en comparaison. Cependant, modifier la paramétrisation des flux turbulents de surface peut réduire les différences entre les deux modèles d'environ 60% dans les périodes actives de la convection. Le fonctionnement général d'un modèle dépend donc des connexions entre les différentes paramétrisations et leurs effets sur le modèle ne peuvent pas être clairement distingués.

Lors de ces tests de sensibilité réalisés avec un modèle 1D, deux effets principaux du changement de paramétrisation ne sont pas visibles. Premièrement, dans un modèle unicolonne, la température de surface de la mer est imposée. Elle représente le couplage principal entre l'océan et l'atmosphère et elle est régulée par les flux turbulents à l'interface. Simuler l'évolution de la SST et ses rétroactions avec les flux turbulents pourrait pro-

duire l'inverse de ce à quoi on s'attend avec un changement de paramétrisation lors d'une simulation couplée. Deuxièmement, dans ces cas 1D très contraints, l'effet de la tension de vent sur le modèle n'est pas remarquable. La circulation de surface étant imposée par un terme de rappel aux observations, les vents sont identiques dans les différentes simulations. Or, les différences principales entre les paramétrisations testées se retrouvent sur le flux turbulent de quantité de mouvement et son coefficient d'échange associé. Etudier l'impact d'un changement de paramétrisation dans un modèle sans contrainte imposée sur le vent pourrait mener à des résultats bien différents.

Les tests de sensibilité réalisés dans ce chapitre nous ont permis de déterminer le fonctionnement des échanges turbulents entre l'océan et l'atmosphère ainsi que les différents mécanismes actifs à l'interface air-mer. Cela nous a aussi permis d'étudier plus en profondeur les différentes spécificités de chaque paramétrisation testée et leurs impacts sur le modèle. Afin d'améliorer encore notre compréhension des flux turbulents à l'interface air-mer et leurs impacts sur un modèle de climat des simulations en 3 dimensions sont dorénavant nécessaires.

Chapitre 4

Réponse des flux turbulents à la modification du forçage atmosphérique et impacts sur le modèle océanique

Sommaire

4.1 Introduction 97

4.2 Biais des variables atmosphériques entrants dans le calcul des flux turbulents 99

4.2.1 Biais systèmatique du modèle LMDZ 99

4.2.2 Expérience de sensibilité aux biais atmosphériques moyens 101

4.3 réponse du modèle océanique 103

4.3.1 Part respective de chaque modification de forçage dans le changement de SST 103

4.3.2 Temps d'ajustement à la perturbation et réponse globale 106

4.3.3 Réponse régionales des flux turbulents et de leurs coefficients associés 111

4.3.3.1 C_E et flux turbulent de chaleur latente 112

4.3.3.2 C_H et flux turbulent de chaleur sensible 114

4.3.3.3 C_D et tension de vent 114

4.3.4 Réponse de l'océan 116

4.3.4.1 Temps d'ajustement à la perturbation 117

4.3.4.2 Impact sur la thermocline 117

4.3.4.3 Coupe océanique 120

4.3.4.4 Impact sur les courants en surface et en profondeur 124

4.3.4.5 Impact sur l'upwelling 126

4.4 Synthèse 127

4.1 Introduction

Le comportement dynamique et thermique de l'océan est presque entièrement dicté par la surface, autrement dit par l'interface océan/atmosphère ou océan/glace. Hormis à la surface, les frontières de l'océan sont fermées et composées de roche ou de glace. Pratiquement la totalité de l'énergie reçue par l'océan est donc transférée par la surface sous forme d'énergie cinétique par l'action du vent et sous forme de chaleur, d'eau et d'énergie potentielle par les différents processus d'échange avec l'atmosphère (figure 1.3). Cette énergie régule la mise en mouvement des masses d'eau ainsi que la température et la salinité de l'océan.

Le terme « forçage de l'océan » désigne l'ensemble des phénomènes physiques extérieurs à l'océan, qui par leur action sur sa surface, conduisent à modifier son état dynamique, thermique et sa salinité [Brodeau, 2007]. Ces phénomènes physiques entraînent la formation de sources et de puits de certaines quantités (eau, énergie, chaleur) dans l'océan par l'intermédiaire des flux de surface. Les différents flux contribuant au forçage dynamique et thermodynamique de l'océan en surface sont résumés sur la figure 4.1 et représentés par :

— le flux net solaire Q_{sw}

— le flux infrarouge net Q_{lw}

— la tension de vent ($\overrightarrow{\tau}$)

— le flux de chaleur latente Q_{lat}

— le flux de chaleur sensible Q_{sens}

— les précipitations P

— les apports d'eau douce par le ruisselement continental R (provenant des cours d'eau ou de la fonte des glaciers ou des icebergs)

Il est possible de regrouper ces forçages de l'atmosphère sur l'océan en trois familles, les flux turbulents, les flux radiatifs et les flux d'eau comme le montre la figure 4.1.

Les flux turbulents à l'interface air-mer sont impliqués dans le forçage mécanique, thermique et halin de l'atmosphère sur l'océan (figure 4.1). En effet, la tension de vent ($\overrightarrow{\tau}$) représente le forçage mécanique. Les flux turbulents de chaleur sensible et latente sont quant à eux additionnés aux flux radiatifs pour former le bilan de chaleur net et donc le forçage thermique à la surface de l'océan. Enfin le flux turbulent de chaleur latente est associé à l'évaporation (E) qui s'additionne aux flux de précipitations (P) et aux apports d'eau douce (R) pour former le bilan d'eau de l'océan et donc le forçage halin (figure 4.1).

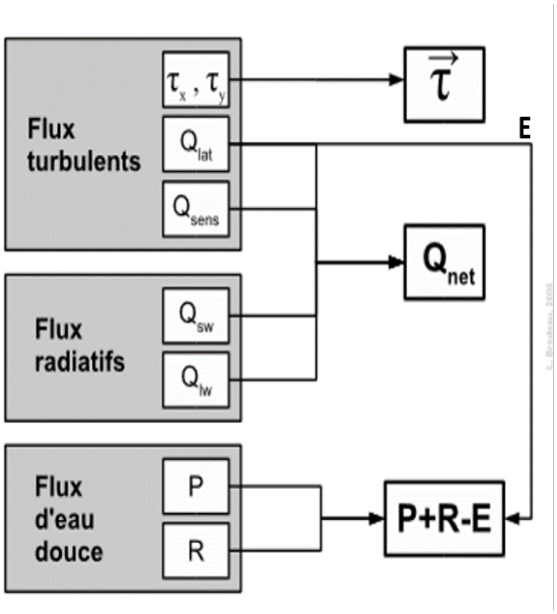

FIGURE 4.1 – Implication des différents forçages de l'atmosphère sur l'océan conditionnant l'état dynamique et thermohalin de l'océan, tiré de Brodeau [2007].

Dans les modèles, ils sont calculés à partir de formulation "bulk" (i.e. section 2.3). Ces formulations utilisent les variables d'état atmosphérique que sont la température de l'air, l'humidité spécifique (à 2m) et le vent (à 10m) afin de déterminer les flux turbulents.

Les variables d'état atmosphérique utilisées pour calculer les flux turbulents air-mer sont fournies par le modèle d'atmosphère dans le système couplé. En effet, les flux sont calculés sur la grille atmosphérique et sont ensuite interpolés afin d'être transmis à l'océan. Cependant, ces variables sont souvent entachées de biais forts qui peuvent modifier le fonctionnement de l'océan par l'intermédiaire des biais qu'elles introduisent dans le calcul des flux à l'interface. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à la réponse du modèle d'océan à ces biais atmosphériques en considérant les biais de température, d'humidité, de flux radiatifs et de vent du modèle LMDZ lorsqu'il est forcé par des SST issues d'observations. Dans un système couplé, les rétroactions entre les systèmes peuvent induire des biais différents. Par exemple, l'étude de Găinuşă-Bogdan et al. [2018] a montré que les biais de flux de chaleur latente observés avec un modèle forcé contraignaient la structure des biais du champ de SST simulé avec un modèle couplé. En revanche, les biais de flux de chaleur latente diffèrent entre un modèle forcé et un modèle couplé, ce qui ne permet pas d'établir ce lien en ne considérant que des simulations couplées. Une décomposition de chaque compartiment du système est donc nécessaire afin de comprendre l'origine des biais d'un modèle couplé. Étudier la réponse du modèle d'océan au biais du modèle d'atmosphère représente donc une étape afin d'isoler les rétroactions au premier

ordre de l'océan. Les rétroactions et les biais engendrés par la modification des forçages permettent d'anticiper et d'étudier les biais d'un système couplé et les différents types d'ajustement induits. Cependant, des simulations forcées ne permettent pas d'étudier la rétroaction complète entre l'océan et l'atmosphère.

Pour réaliser cette étude, le modèle d'océan NEMO-OPA décrit en section 2.2 est utilisé en mode "forcé". Pour les forçages atmosphériques, les champs des variables d'état atmosphérique transmis à l'océan sont corrigés des biais du modèle d'atmosphère. Nous nous intéressons uniquement au biais atmosphérique sur la température, l'humidité, le vent et les flux radiatifs. Les biais de précipitations et d'apport d'eau douce ne sont pas étudiés.

4.2 Biais des variables atmosphériques entrants dans le calcul des flux turbulents

4.2.1 Biais systèmatique du modèle LMDZ

Au cours du travail de thèse d'Alina Gainusa-Bogdan [Gainusa-Bogdan, 2013], un large ensemble d'observations a été rassemblé puis utilisé pour évaluer le modèle de l'IPSL. Cette compilation a servi à analyser les flux turbulents à l'interface air-mer mais aussi les différentes variables météorologiques utilisées pour les calculer dans la zone tropicale (30^oN-30^oS). Ce travail a permis de mettre en évidence les principaux biais de la composante atmosphérique du modèle de climat IPSL-CM5A lorsque les températures de surface de la mer observées sont imposées comme conditions aux limites.

Pour le calcul des biais des variables atmosphériques entrants dans le calcul des flux turbulents, les biais ont été calculés en comparant les sorties du modèle d'atmosphère à un produit d'observation fusionné. Pour le vent, 11 jeux d'observations ont été utilisés pour créer la base de données de comparaison alors que pour l'humidité et la température à 2 mètres, respectivement 3 et 2 jeux de données ont été utilisés [Găinuşă-Bogdan et al., 2015]. De plus, les biais de flux radiatifs provenant du modèle d'atmosphère ont aussi été calculés en comparant les sorties du modèle LMDZ5A à des observations satellites provenant du NCAR [Gainusa-Bogdan, 2013]. Au-delà du code radiatif lui-même, ces derniers représentent les biais provoqués par l'albédo, la vapeur d'eau et surtout les nuages. L'ensemble de ces facteurs rentrent dans le calcul du flux radiatif net à la surface océanique utilisé pour forcer le modèle d'océan.

Lorsqu'elles sont forcées par les températures de surface de la mer observées, les si-

mulations LMDZ5A développent deux biais principaux liés aux échanges turbulents océan-atmosphère dans la région intertropicale [Găinuşă-Bogdan et al., 2015]. Premièrement, le vent à 10m est systématiquement sous-estimé d'en moyenne 1.3 m.s^{-1}. Le second biais principal est l'exagération systématique du contraste de température air-mer dans la région intertropicale dû à une sous-estimation de la température à 2 mètres. Pour l'humidité, due à un flux latent un peu trop important, le modèle produit une surestimation de l'humidité spécifique à 2m [Găinuşă-Bogdan et al., 2015].

La figure 4.2 présente les différents biais systématiques du modèle atmosphérique LMDZ5A en moyenne annuelle pour (a) le module du vent (à 10 mètres), (b) la température à 2 mètres, (c) les flux radiatifs (SW et LW) et (d) l'humidité spécifique à 2 mètres.

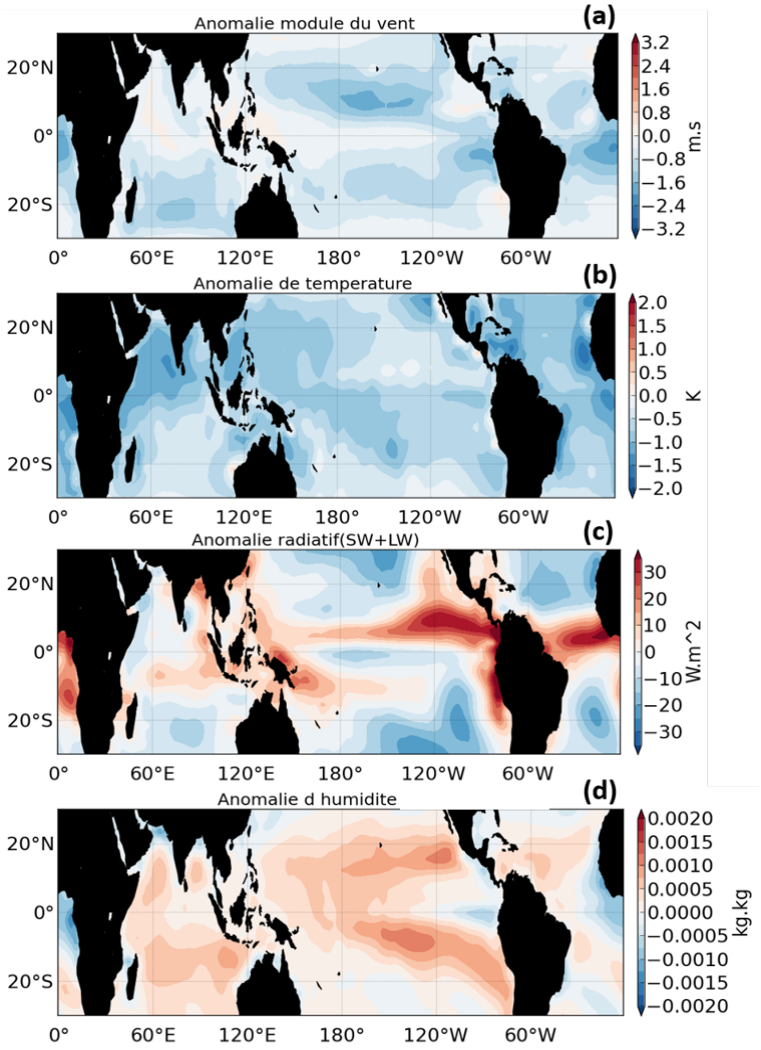

FIGURE 4.2 – Biais ajoutés aux forçages atmosphériques des simulations océaniques pour (a) le module du vent (m.s^{-1}), (b) la température (K), (c) les flux radiatifs (LW et SW, W/m^2 et (d) l'humidité spécifique (kg/kg).

Les biais de module du vent sont principalement concentrés sur les bords est des

océans Pacifique et Atlantique, au nord et au sud de l'équateur dans l'océan Pacifique central et enfin autour de 20^{o}S dans l'océan Indien (figure 4.2, a). Des valeurs positives sont aussi remarquées autour du continent maritime. La valeur maximale de ce biais atteint 3 $m.s^{-1}$. Au niveau de la température, le biais est toujours de même signe. Les valeurs les plus fortes (jusqu'à 2K) sont concentrées proche des continents et principalement dans l'océan Indien et l'océan Atlantique (figure 4.2, b). Pour les flux radiatifs, les biais peuvent dépasser 30 W/m^2. Ils sont beaucoup plus régionaux et suivent le contraste entre la zone de convergence intertropicale et les bords Est des bassins océaniques qui représentent les zones d'upwelling (figure 4.2, c). Ces zones représentent les lieux qui sont reliés à la représentation des nuages dans les modèles d'atmosphère [Hourdin et al., 2015]. Les biais d'humidité spécifique du modèle LMDZ5A sont quant à eux assez bien corrélés au biais de vent et peuvent atteindre plus de 1 g/kg. La quantité d'eau dans l'atmosphère dépendant du flux latent, lui-même dépendant des vents, les zones où les biais d'humidités sont les plus forts correspondent donc aux zones de biais maximum de vent (figure 4.2, a, d). Il faut cependant noter que dans l'océan Atlantique une anti-corrélation est remarquée entre ces deux biais indiquant un fonctionnement différent entre le bassin Pacifique et le bassin Atlantique dans le modèle LMDZ5A.

4.2.2 Expérience de sensibilité aux biais atmosphériques moyens

Dans le but de tester la réponse du modèle océanique aux biais du modèle atmosphérique, des simulations océaniques avec le modèle NEMO-OPA en mode forcé ont été réalisées. Les biais moyens annuels discutés dans la section précédente ont été utilisés afin de modifier les forçages atmosphériques imposés lors des simulations.

La simulation de référence utilise les forçages CORE. Ils ont été développés par le groupe de travail de CLIVAR sur le développement de modèles océaniques (WGOMD) afin de pouvoir utiliser et comparer les résultats de différents modèles globaux océan-glace [Griffies et al., 2012]. Ces forçages CORE représentent une référence internationale et sont utilisés dans le projet d'intercomparaison de modèle d'océan (OMIP, Griffies et al. [2016]). Ils sont basés sur un mélange des ré-analyses NCEP et d'observations satellitaires et utilisent des champs estimés à une altitude de 10 mètres [Griffies et al., 2012]. Afin d'utiliser les biais d'humidité et de température du modèle atmosphérique calculés à 2 mètres, l'hypothèse que l'anomalie calculée à partir des champs à 2m est équivalente à des anomalies à 10m est faite. Ces biais atmosphériques sont uniquement calculés dans la bande tropicale (30^{o}N-30^{o}S). Afin de les utiliser pour forcer l'océan, les points de terre sont masqués dans un premier temps. Dans un deuxième temps, une extrapolation est réalisée afin

de remplir les champs atmosphériques avec des valeurs océaniques uniquement. De plus une interpolation entre les valeurs à 30^oN et 30^oS et 0 à 40^oN et 40^oS est réalisée. Cette dernière est utilisée comme raccord afin de ne pas imposer une rupture dans les champs de forçages dans ces latitudes. Enfin, une interpolation des biais atmosphérique est réalisée en suivant les recommandations du groupe NEMO (http://forge.ipsl.jussieu.fr/nemo/wiki/Users/SetupNewConfiguration/cdo-interpolation) afin d'adapter les champs atmosphériques à la grille curviligne du modèle NEMO-OPA. Pour finir, les biais interpolés sur la grille NEMO-OPA sont rajoutés aux variables utilisées dans les forçages CORE. On rajoute donc un biais annuel moyen à chaque pas de temps. Ces tests de sensibilité ont pour objectifs de regarder au premier ordre la réponse du modèle d'océan aux biais du modèle atmosphérique LMDZ.

Quatre tests de sensibilité ont été réalisés afin de tester les variables atmosphériques entrant dans le calcul des flux turbulents (Vent, température, humidité) et l'importance des flux radiatifs (SW et LW). Il est important de noter que pour la simulation de sensibilité au biais de vent, uniquement le module du vent a été modifié, pas sa direction. De plus, pour le test de sensibilité aux flux radiatifs, les composantes longwave et shortwave (LW, SW) ont été modifiées simultanément.

Chaque test de sensibilité diffère par la modification du forçage et chaque simulation océanique réalisée a une durée de 100 ans (Tableau 4.1). De plus, toutes les simulations réalisées sont forcées par un cycle annuel moyen et démarrent du même état initial que la simulation de référence. Dans la suite de cette étude, la simulation TF0 référera à la simulation de référence avec les forçages CORE initiaux, TFu10 à la simulation réalisée avec le biais de vent, TF1 à la simulation avec le biais de température, TFrad à celle avec le biais de flux radiatifs et enfin TFq10 référera à la simulation avec le biais d'humidité imposé (Tableau 4.1). Une simulation TFutq10 non montrée ici a permis de vérifier que

TABLEAU 4.1 – Nom des simulations et modification des forçages associée.

Nom	Modification des forçages
TF0	Aucun
TF1	Modification de la température
TFrad	Modification des flux radiatifs (LW et SW)
TFq10	Modification de l'humidité
TFu10	Modification du module du vent

les résultats des simulations TFq10, TFu10 et TF1 sont additifs et représentent le signal complet.

4.3 réponse du modèle océanique

4.3.1 Part respective de chaque modification de forçage dans le changement de SST

Pour les analyses présentées dans cette section, uniquement les 10 dernières années de chaque simulation ont été analysées.

La SST représente le couplage principal entre l'océan et l'atmosphère. À l'exception de la rugosité de surface et de l'albédo (calculé dans l'atmosphère pour le modèle couplé), elle est la seule variable océanique qui affecte directement l'atmosphère. La Figure 4.3 présente les différences entre les simulations avec forçages modifiés (TFu10, TF1, TFrad, TFq10) et la référence (TF0). Chaque test de sensibilité réalisé a un effet différent sur la SST.

L'impact le plus visible est observé lorsque le vent est modifié dans les forçages. Par rapport à la référence (TF0), des différences pouvant atteindre plus de 2^oC sur les bords est des océans sont simulés pour TFu10 (Figure 4.3, a1). Il est important de noter que lors des analyses, lorsque nous parlons de modification du vent, nous parlons de la modification de sa vitesse et non de sa direction comme précisé précédemment. Pour les trois autres simulations, les impacts de la modification des forçages sur la SST sont plus faibles. Par rapport à la référence, les différences simulées n'excèdent pas 1^oC (Figure 4.3, a2, a3, a4).

Comme le montre la Figure 4.3, les différentes modifications des forçages impactent différentes zones. Afin de déterminer quel biais atmosphérique pilote les variations de SST dans chaques zones, on calcule la variation totale de SST en fonction de la modification des forçages. Elle est égale à :

$$\delta\text{SST} = |\text{TF}u10 - \text{TF0}| + |\text{TF}rad - \text{TF0}| + |\text{TF}q10 - \text{TF0}| + |\text{TF1} - \text{TF0}| \tag{4.1}$$

où |TFu10-TF0|, |TFrad-TF0|, |TFq10-TF0| et |TF1-TF0| représentent respectivement la variation de SST simulée due à la modification des forçages du vent, des flux radiatifs, de l'humidité spécifique et de la température. On peut aussi estimer quelle modification des forçages représente la plus forte contribution à la modification totale de SST simulée en chaque point de grille océanique. Par exemple pour l'effet du biais de vent, cela est donné par :

$$\frac{|\text{TF}u10 - \text{TF0}|}{\delta\text{SST}} \tag{4.2}$$

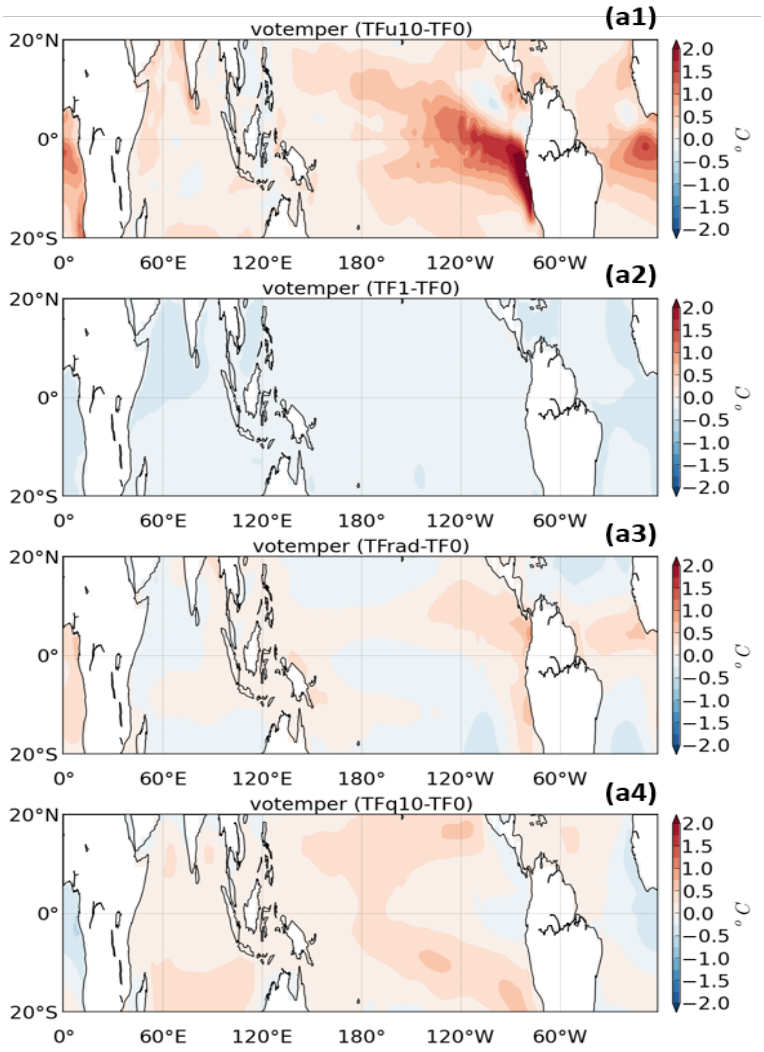

FIGURE 4.3 – Différence de température de surface de la mer par rapport à la référence. Les colonnes 1-4 représentent la modification de forçage en vent, température, flux radiatifs et humidité spécifique respectivement.

La figure 4.4 présente les résultats de cette comparaison. Le vent domine les variations de SST simulées principalement autour de l'équateur et dans les bords est des bassins Pacifique et Atlantique. L'océan Indien fonctionne différemment. En raison des faibles valeurs de vent dans cette zone en moyenne annuelle, les anomalies de vent rajoutées aux forçages CORE sont très faibles (figure 4.2, a).

Il représente le seul bassin océanique tropical où la modification du vent dans les forçages ne domine pas les variations de SST simulées (figure 4.4). Dans cette zone, au nord et au sud de l'équateur elles sont respectivement pilotées par la modification de la température atmosphérique et la modification de l'humidité spécifique dans les forçages.
La modification de température pilote la variation de SST simulée dans les zones de vents faibles (autour du continent maritime, figure 4.4). La modification de l'humidité spéci-

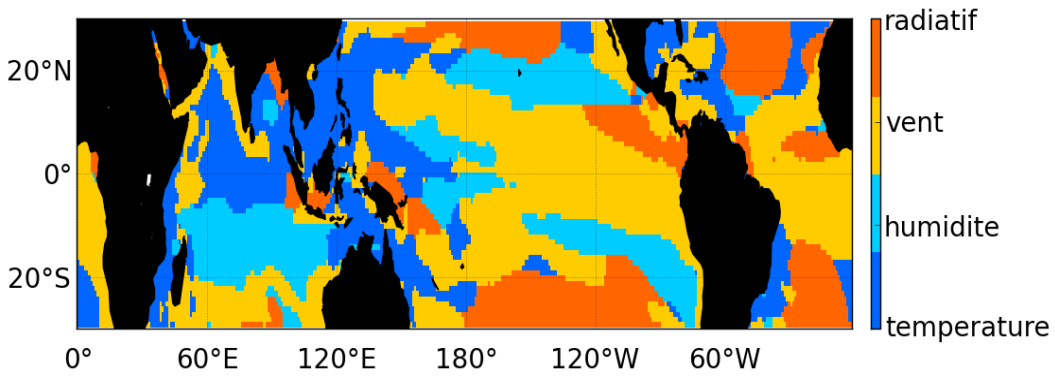

FIGURE 4.4 – Contribution principale à la variation de SST totale en fonction de chaque zone.

fique dans les forçages est quant à elle responsable des plus grosses variations de SST dans les zones de vents forts provoquant une forte évaporation (sud du bassin Indien, sud-est et nord-est du bassin Atlantique). Enfin le flux radiatif pilote la variation de SST simulée principalement dans les latitudes au-dessus de 20^oN et 20^oS dans les bassins Pacifique et Atlantique où les variations de SST sont faibles. Son impact est aussi remarquable dans les bords Est des océans autour de 5^oN.

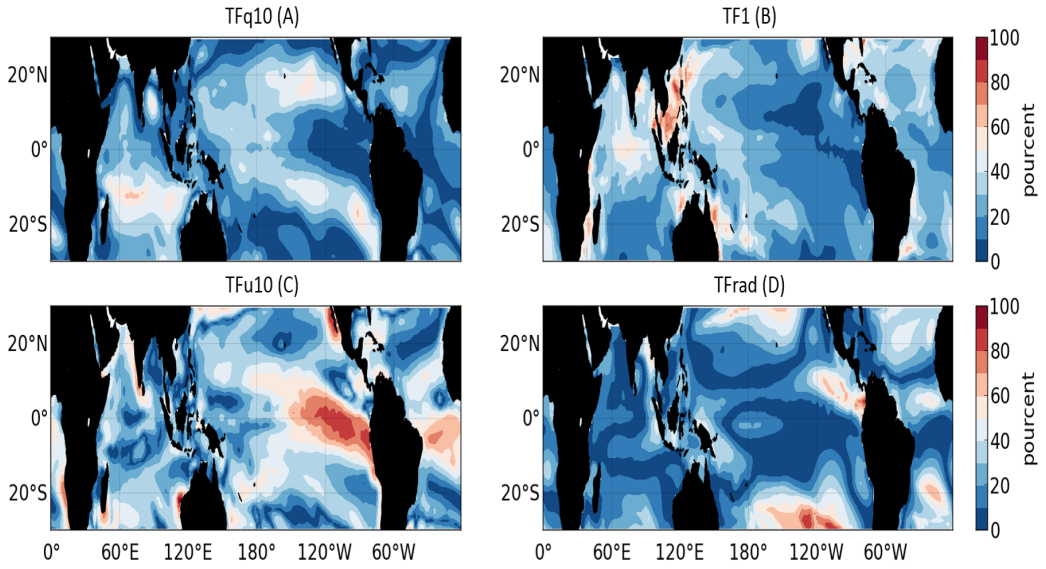

FIGURE 4.5 – Pourcentage de la contribution a la variation totale de SST (vSST), pour (A) la simulation TFq10, (B) la simulation TF1, (C) La simulation TFu10 et (D) la simulation TFrad.

La Figure 4.5 présente la contribution de chaque modification de forçage (en %) dans la variation totale de température de surface de la mer.

Hormis dans les zones où elle domine, la modification de l'humidité spécifique dans les forçages ne contribue jamais pour plus de 20 % dans la modification de SST sur le

reste du domaine étudié (Figure 4.5, A). A l'inverse, la modification du vent dans les forçages compte rarement pour moins de 20% dans la variation totale de SST (Figure 4.5, C). Hormis proche du bord Est du bassin Pacifique, la modification des flux radiatifs dans les forçages est celle qui compte le moins pour la variation totale de la SST dans l'océan Indien et l'océan Pacifique entre 20^oN et 20^oS. Cependant, hormis autour de 10^oN et 10^oS elle représente plus de 20% des variations de SST dans l'océan Atlantique (Figure 4.5, D). Enfin la modification de la température dans les forçages atteint environ 40% dans la partie Ouest du bassin Pacifique et dans les latitudes au-dela de 10^oN et 10^oS dans l'océan Atlantique (Figure 4.5, B).

Comme attendu, le forçage le plus important pour le fonctionnement global de l'océan est représenté par le vent. Cette modification joue sur les flux de chaleurs (de par leur calcul avec les formulations bulk, i.e. équation 2.28) et sur la quantité de mouvement qui représente le premier forçage de l'océan. Cependant, en fonction de la zone de l'océan étudiée, la température de surface de la mer est pilotée conjointement par plusieurs effets. Par exemple, bien que le vent soit aussi important, la modification de la SST dans la zone sur le bord sud-est de l'océan Pacifique est principalement pilotée par le forçage en humidité autour de 20^oS. Ce résultat est en accord avec l'étude de [Hourdin et al., 2015] qui montre que l'évaporation de surface et donc le biais d'humidité contribue autant que les nuages à la formation du biais chaud observé dans cette zone (Figure 4.5).

4.3.2 Temps d'ajustement à la perturbation et réponse globale

La Figure 4.7 présente l'évolution temporelle de la moyenne annuelle entre 20^oN et 20^oS de la SST, des flux de chaleur latente et sensible et des coefficients de transfert pour les flux turbulents de chaleur (C_E et C_H) pour toutes les simulations réalisées.

La simulation de référence (TF0) est équilibrée et ne présente donc aucune variation au cours du temps de cette moyenne spatio-temporelle. Le modèle étant forcé avec un cycle annuel moyen, chaque année, des forçages identiques sont appliqués et aucune variation interannuelle n'est observée (Figure 4.7, ligne noire).

Pour les autres simulations, la perturbation du flux engendrée par le biais des variables atmosphériques a un impact sur l'équilibre du modèle dans la bande tropicale. Cette perturbation entraîne un rééquilibrage pouvant se traduire par une dérive. La modification des variables entrant dans le bilan de chaleur à la surface est décrite dans la figure 4.6.

La simulation où les flux radiatifs (LW et SW) sont modifiés dans les forçages (TFrad) est celle qui entraîne le plus faible ajustement de l'océan. Hormis sur le flux latent ou une augmentation d'1 W.m^{-2} est remarquable (4.6, A), toutes les autres variables étudiées

présentent des variations négligeables comparées à la référence TF0 (Figure 4.7, ligne violette). Cette augmentation du flux latent provient de l'ajustement de la SST. La diminution en moyenne des flux radiatifs entraine une modification du bilan de chaleur net à la surface de l'océan. Pour s'équilibrer, l'océan rend plus d'énergie à l'atmosphère par l'intermédiaire du flux de chaleur latente ce qui entraine une faible augmentation de la SST de + 0.03 ^{o}C (4.6, A).

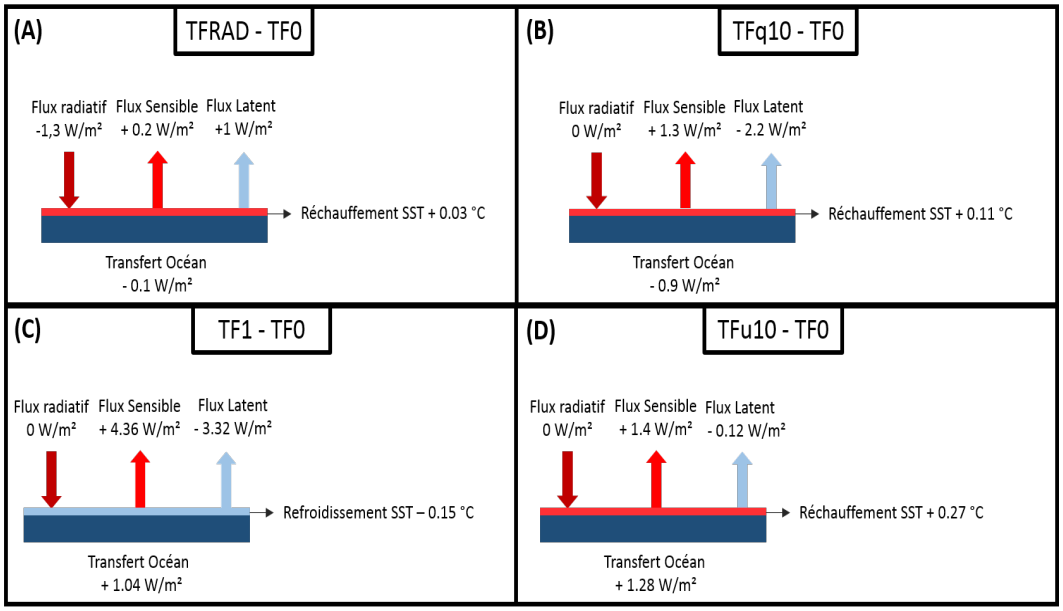

FIGURE 4.6 – Impact de la modification des forçages sur les flux de chaleur, la SST et la quantité d'énergie transmise de l'océan à l'atmosphère moyennés dans la bande tropicale (20^{o}N - 20^{o}S).

La simulation où l'humidité spécifique est modifiée dans les forçages (TFq10) entraîne quant à elle une augmentation de 0.11 ^{o}C de la SST. Cela s'accompagne d'une diminution du flux de chaleur latente de 2.2 W.m^{-2} et d'une augmentation du flux de chaleur sensible de 1.3 W.m^{-2} par rapport à la référence TF0 (figure 4.6, B). La modification des forçages en humidité n'entraîne pas de modification des coefficients de transfert C_E et C_H (figure 4.7, ligne bleu). La diminution du flux latent est due à l'augmentation de l'humidité de l'air dans les forçages qui entraine une diminution du gradient d'humidité entre la surface océanique et l'atmosphère. Le flux de chaleur latente étant sensible à ce gradient, cela provoque sa diminution. Cette diminution du flux de chaleur latente entraîne un réchauffement des eaux de surface de 0.11 ^{o}C car l'océan transfert moins d'énergie à l'atmosphère (figure 4.6, B). Ce réchauffement de la SST entraîne à son tour l'augmentation du flux de chaleur sensible dû à l'augmentation du gradient de température air-mer.

La simulation TF1 où la température est modifiée dans les forçages entraîne une diminution de 0.15 ^{o}C de la SST. Cela s'accompagne d'une augmentation du flux sensible

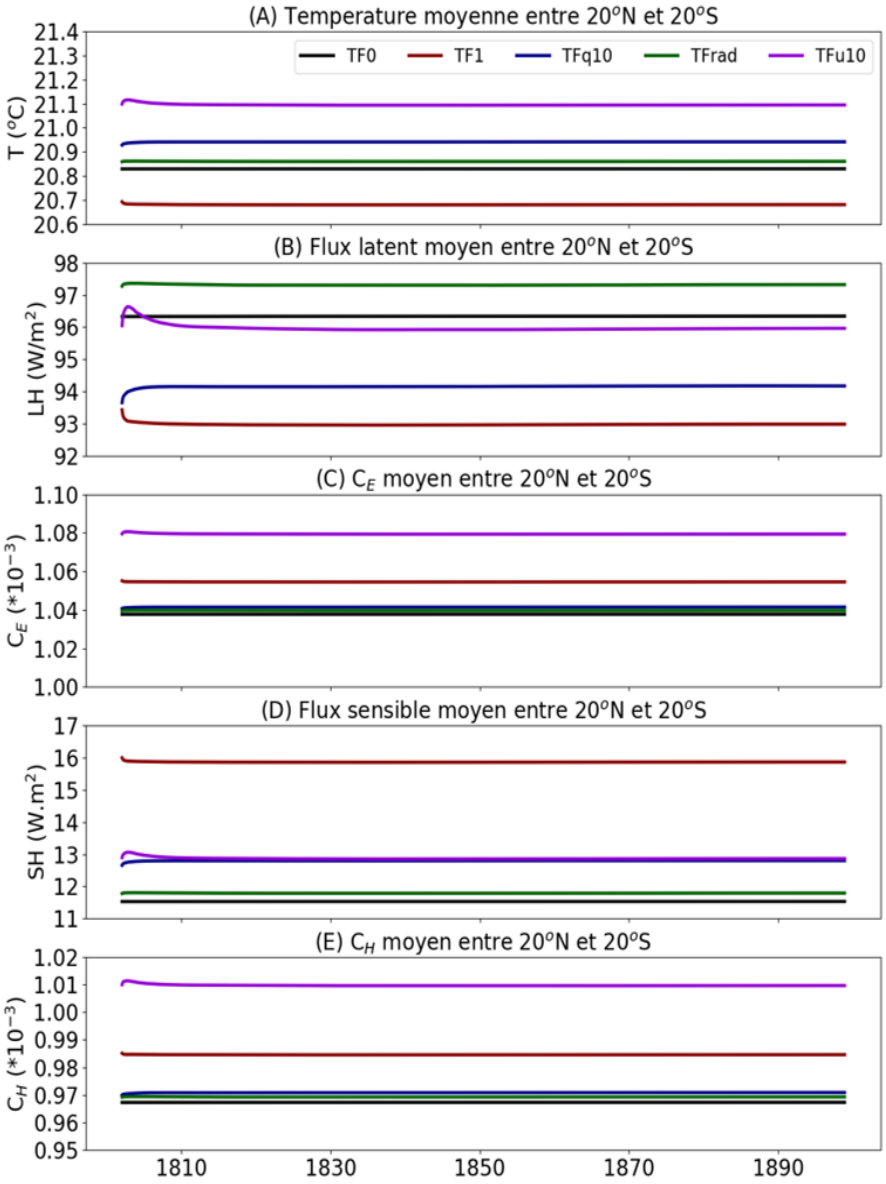

FIGURE 4.7 – Evolution temporelle de la moyenne spatiale (20°N-20°S) pour (A) la SST (°C), (B) le flux de chaleur latente (W.m^{-2}), (C) le coefficient de transfert pour la chaleur latente C_E, (D) le flux de chaleur sensible (W.m^{-2}) et (E) le coefficient de transfert pour la chaleur sensible C_H.

de 4.35 W.m^{-2}, d'une diminution du flux latent de 3.32 W.m^{-2} (4.6, C) ainsi que d'une augmentation de C_E et C_H de 1.7*10^{-5} par rapport à la référence TF0 (figure 4.7, ligne rouge). Diminuer la température de l'air dans les forçages augmente le gradient de température entre la surface océanique et l'atmosphère. De plus, modifier la température entraîne une modification de la stabilité atmosphérique qui provoque une augmentation du coefficient de transfert C_H. Le flux de chaleur sensible étant dépendant de ces deux quantités, une augmentation est simulée pour TF1. Augmenter le flux de chaleur sensible provoque un transfert plus important d'énergie de l'océan vers l'atmosphère ce qui refroi-

dit la SST. Ce refroidissement entraîne à son tour la réduction du flux de chaleur latente simulé (figure 4.7, ligne rouge, figure 4.6, C).

Enfin la simulation impactant le plus la température des eaux de surface est celle où le vent est modifié dans les forçages (TFu10). Comparée à la référence (TF0) une augmentation de 0.27 ^{o}C est simulée. Elle est accompagné d'une augmentation des coefficients de transfert C_E et C_H de 4.2*10^{-5}, d'une augmentation du flux sensible de 1.4 W.m^{-2} ainsi que d'une faible diminution du flux latent de 0.12 W.m^{-2} comparé à la référence (figure 4.7, ligne verte). Le bilan des flux étant positif, l'océan transfert plus d'énergie à l'atmosphère ce qui n'est pas compatible avec l'augmentation de SST simulée (figure 4.6, D). Pour la simulation TFu10, le vent est diminué ce qui complexifie les rétroactions. En effet, il est important pour le calcul des coefficients de transfert. Modifier sa valeur entraine une modification du coefficient de transfert neutre C_{DN} et donc du forçage mécanique de l'atmosphère sur l'océan. Cela provoque une augmentation de la SST par effet dynamique qui a son tour provoque une augmentation du ΔT entre l'océan et l'atmosphère ce qui a un impact sur le flux sensible. Cependant, diminuer le vent impacte aussi le calcul du flux directement.

La figure 4.8 (A) présente un histogramme du nombre de fois où une valeur de vent est rencontrée dans la simulation (par classe de vent de 1 m.s^{-1}). Les barres noires représentent les forçages CORE initiaux et les barres vertes les forçages de la simulation TFu10. Beaucoup plus de cas de vent faible (V $\leq 4 m.s^{-1}$) et moins de cas de vent « fort » (V $\geq 6 m.s^{-1}$) sont rencontrés dans la simulation TFu10 par rapport à la référence TF0 (Figure 4.8, (A)).

La figure 4.8 (B) présente la moyenne pour chaque valeur de vent simulée (par classe de vent de 1 m.s^{-1}) du coefficient de transfert C_D pour chaque simulation ainsi que le coefficient neutre C_{DN} utilisé dans la formulation CORE (ce coefficient étant fixé pour chaque valeur de vent). Due à la construction de la formulation CORE, dans les zones de vent faible (V$\leq 4 m.s^{-1}$) , une diminution du vent entraîne une augmentation du coefficient neutre et donc du coefficient de transfert pour le moment C_D (Figure 4.8, B). De ce fait, contre intuitivement, due à l'augmentation du nombre de cas de vent faible dans la simulation TFu10, une augmentation du coefficient de transfert C_D est simulée pour cette dernière comparée à la référence (Figure 4.8, B). De plus, les coefficients de transfert pour la chaleur dépendant de C_{DN}, ils sont aussi augmentés pour la simulation TFu10 par rapport à la référence (Figure 4.7).

Un autre phénomène explique aussi les différences sur les coefficients de transfert simulées par TF0 et TFu10. La figure 4.8 (C) présente la moyenne de ΔT (différence entre

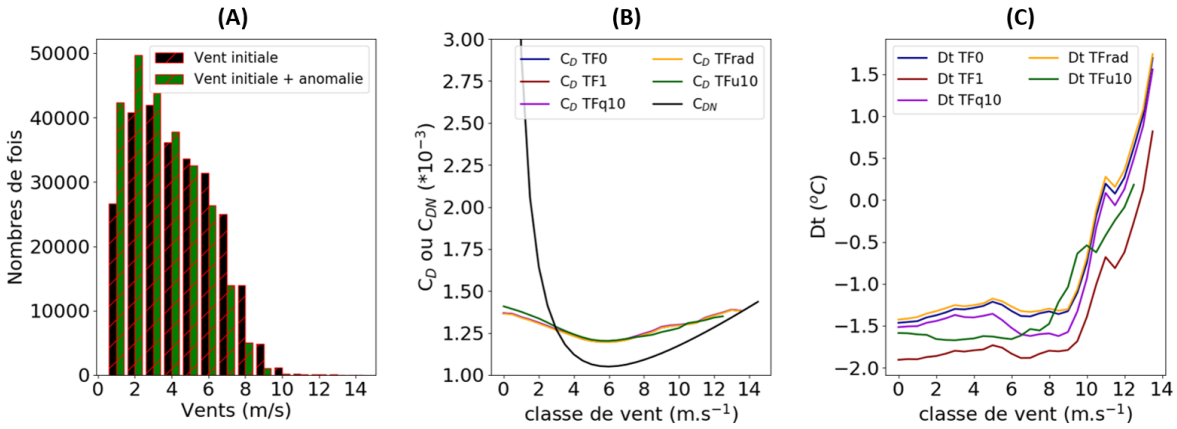

FIGURE 4.8 – (A) Histogramme du nombre de fois ou une valeur de vent est rencontrée dans les simulations avec les forçages initiaux et la simulation avec le forçage du vent modifié (par classe de vent de 1 m.s^{-1}). (B) Moyenne du coefficient de transfert pour le moment (C_D par classe de vent de 1 m.s^{-1} pour chaque simulation réalisée et coefficient de transfert neutre C_DN de la formulation CORE (ligne noire). (C) ΔT observée pour chaque simulation en fonction des différentes classes de vent de 1 m.s^{-1}.

la température de surface océanique et la température atmosphérique), qui apporte une information sur la stabilité atmosphérique. Un ΔT négatif/positif représente des situations instables/stables. Modifier le vent dans les forçages provoque une modification de la température de surface de la mer. Cela entraîne une différence de ΔT et donc une modification de la stabilité entre les simulations, ce qui a des répercussions sur le coefficient de transfert.

Les différentes rétroactions sur le flux de chaleur sensible et le coefficient de transfert pour la simulation TFu10 sont résumées sur la figure 4.9. Pour cette simulation, la diminution du vent dans les forçages entraine une diminution du flux de chaleur sensible simulé. Cet effet est contrebalancé par les rétroactions misent en place lors de la modification des forçages. En effet, dû à la construction de la formulation Core, diminuer le vent entraine une augmentation du coefficient de transfert. La diminution du vent entraine aussi la mise en place de la rétroaction de Bjerknes [Bjerknes, 1969] qui par effet dynamique (modification de l'upwelling) entraine une augmentation de la SST et donc du ΔT. L'augmentation du ΔT a un effet direct sur le flux sensible mais renforce aussi l'augmentation du coefficient de transfert par effet de stabilité. Les augmentations du ΔT et du coefficient de transfert ont un impact positif sur le flux de chaleur sensible. Elles permettent de compenser l'effet direct de la diminution du vent dans les forçages et d'aboutir à un flux de chaleur sensible simulé plus important pour la simulation TFu10 comparée à la

référence.

Pour le flux latent, les rétroactions sont moins nombreuses. En effet, le contraste d'humidité n'est pas modifié dans la simulation TFu10. L'augmentation du coefficient de transfert due à la diminution du vent (effet de la formulation CORE) et à l'augmentation du ΔT (effet de la stabilité) contrebalance presque entièrement l'effet direct de la diminution du vent sur le flux de chaleur latente. Ces différentes rétroactions aboutissent à une faible diminution de ce flux de 0.12 W/m^2 (figure 4.6, C).

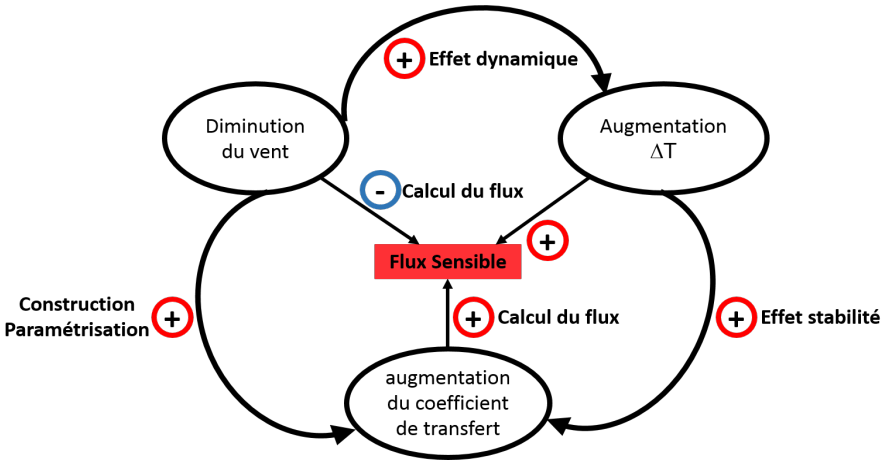

FIGURE 4.9 – Rétroactions impactants le flux de chaleur sensible dans la simulation TFu10.

Bien que les différentes modifications des forçages n'aient pas le même impact sur le modèle, le temps d'ajustement des variables en surface est très court et quasiment similaire pour toutes les simulations. Le temps d'ajustement maximum observé en surface est de trois ans pour la simulation TFu10 où le vent est modifié dans les forçages (Figure 4.7). Cet ajustement rapide de la surface est dû au fait d'imposer les variables au premier niveau, ce qui revient à imposer un terme de rappel au modèle dans nos simulations.

4.3.3 Réponse régionales des flux turbulents et de leurs coefficients associés

Nous nous intéressons maintenant à la réponse régionale des coefficients de transfert et des flux turbulents associés. Au vu du temps d'ajustement du modèle en surface, uniquement les dix dernières années de simulation sont étudiées. Il est important de noter que notre référentiel dans cette partie étant l'océan, un flux positif ou négatif entraîne respectivement un gain où une perte de la quantité concernée. La convention de signe est donc opposée à celle utilisée pour les analyses atmosphériques, qui elles, ont l'atmosphère comme référentiel.

4.3.3.1 C_E et flux turbulent de chaleur latente

Pour le coefficient de transfert C_E et le flux de chaleur latente, l'impact le plus fort est simulé avec la modification du vent dans les forçages. Pour la simulation TFu10 par rapport à la référence, des différences atteignant plus de 30 W/m^2 sur le bord est du bassin Pacifique sont simulées (Figure 4.10, b1).

Ces différences s'expliquent par l'impact direct de la diminution du vent sur le calcul des flux turbulents et par les différentes rétroactions que cette modification entraîne. Diminuer le vent augmente le coefficient de transfert C_E presque partout comme expliquée précédemment (figure 4.2, a1). Cependant, cette augmentation du coefficient de transfert n'entraîne pas une augmentation du flux latent (figure 4.2, a2). En effet, le flux de chaleur latente est plus sensible à la modification du vent qu'à la modification du coefficient de transfert. Les différences de flux simulées correspondent donc principalement aux différences de vent dans les forçages entre les deux simulations (Figure 4.10, b1, Figure 4.2, a). Seules les zones de bord est ne suivent pas les modifications du vent. Elles ont un fonctionnement particulier. Dans ces zones, une diminution du vent entraîne, par rétroaction dynamique, une diminution de l'upwelling et donc une augmentation de la température de surface de la mer (figure 4.3, a1). Ce réchauffement de la SST entraîne par rétroaction une augmentation de l'évaporation. De plus, dans ces zones, les vents sont généralement faibles, le coefficient de transfert C_E est donc fortement augmenté ce qui augmente encore plus le flux de chaleur latente. Ces différentes rétroactions permettent d'expliquer que malgré une diminution du vent, une augmentation du flux latent est simulée. Cet effet du biais de vent sur le flux de chaleur latente est une des raisons pour lesquels le fait que les biais de bord est soient initiés par les biais de flux latent des modèles d'atmosphères comme montré par Hourdin et al. [2015] n'avait pas été détecté précédemment.

Pour la simulation TFrad, le vent n'étant pas modifié dans les forçages, les résultats sont plus directs car aucune rétroaction dynamique ne rentre en jeu (figure 4.10, a3, b3). Une augmentation du flux radiatif provoque une augmentation de la SST (figure 4.3, a3), cela modifie le ΔT et donc la stabilité, ce qui augmente le coefficient de transfert et donc le flux de chaleur latente (figure 4.10, a3, b3).

Pour la simulation TFq10, le coefficient de transfert C_E et le flux de chaleur latente sont anti-corrélés (figure 4.10, a4, b4). Augmenter l'humidité proche de la surface grâce à la modification des forçages atmosphériques a pour effet de diminuer le contraste air-mer d'humidité, ce qui entraine une diminution du flux de chaleur latente. Cela provoque un réchauffement de la SST car moins d'énergie est transférée à l'atmosphère. Ce réchauffement impacte le coefficient de transfert via la stabilité de l'atmosphère qui dépend du

contraste de température océan-atmosphère. Le coefficient de transfert suit donc le biais d'humidité imposé (Figure 4.2, d, Figure 4.10, a4) en raison de la modification de la SST.

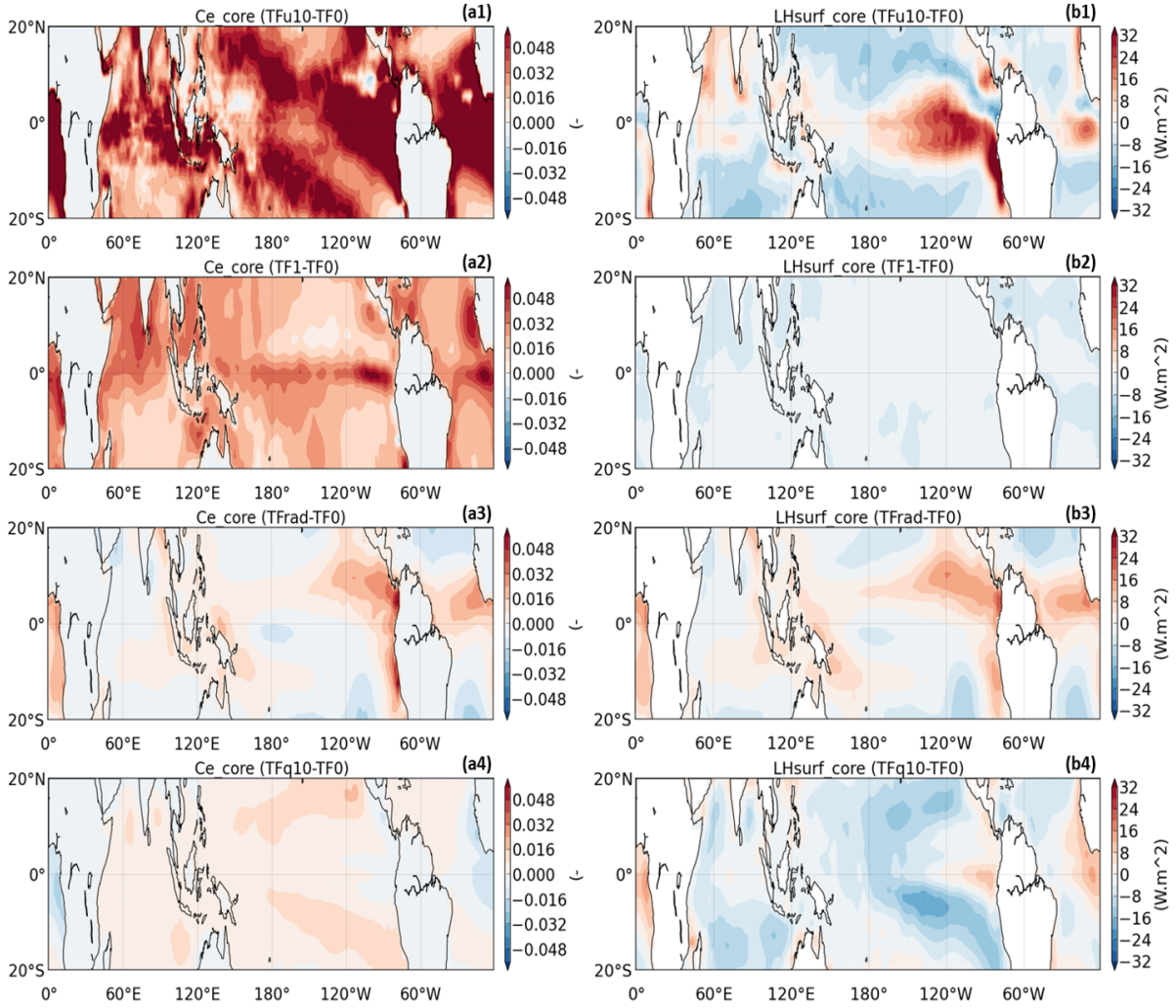

FIGURE 4.10 – a, différence du coefficient de transfert C_E et b, différence de flux de chaleur latente par rapport à la référence. Les colonnes 1-4 représentent la modification de forçage en vent, température, flux radiatifs et humidité spécifique respectivement.

Enfin pour la simulation TF1, les variations simulées sur le flux de chaleur latente sont quasiment négligeables ($\leq 3 W/m^2$) malgré une forte augmentation du coefficient de transfert dans certaines zones (Figure 4.10, a2, b2). Cela est dû à une compensation entre l'impact du coefficient de transfert qui est censé augmenter le flux et l'impact de la SST qui elle se refroidit au contact d'une atmosphère plus froide (Figure 4.10, a2, b2, Figure 4.3, b) et diminue donc le flux latent via une diminution de q_s.

4.3.3.2 C_H et flux turbulent de chaleur sensible

Pour les variations du flux de chaleur sensible, les résultats simulés sont plus impactés par la variation de température de surface de la mer et du coefficient de transfert pour les simulations TFq10 et TFrad (figure 4.11, a 3-4, b 3-4, figure 4.3, a 3-4). En effet, un réchauffement de la SST entraîne une augmentation du coefficient de transfert et du gradient de température air-mer. Une diminution de la SST entraîne le phénomène inverse sur le flux de chaleur sensible par les mêmes mécanismes. La variation du flux de chaleur sensible suit donc la modification des forçages pour ces deux simulations.

Pour la simulation TF1, les mêmes mécanismes régulent l'augmentation simulée du flux de chaleur sensible. Cependant, le biais de température imposé n'est pas équivalent partout. Les zones où le refroidissement atmosphérique est le plus important correspondent aux zones où le flux de chaleur sensible est le plus fortement impacté (figure 4.2, b). Le refroidissement atmosphérique étant plus important que le refroidissement océanique, cela entraîne une augmentation du ΔT et donc une augmentation du flux de chaleur sensible dont l'amplitude dépend de l'amplitude du biais de température imposé (figure 4.2, figure 4.3, b).

Pour la simulation TFu10, les mécanismes qui entrent en jeu sont un peu différents. La SST et donc le gradient de température restent dominants dans le calcul du flux de chaleur sensible (figure 4.11, a1, b1, figure 4.3, a). Cependant, le vent entrant en jeu dans le calcul du flux et du coefficient de transfert C_H, la diminution du vent dans les forçages (figure 4.2, a) explique pourquoi les différences de flux sensible simulées entre TFu10 et TF0 prennent aussi des valeurs négatives (figure 4.11, b1). L'augmentation du coefficient de transfert et de la SST sur quasiment tout le domaine étudié ne compense pas l'impact de la diminution du vent sur le flux dans certaines zones.

4.3.3.3 C_D et tension de vent

Pour tous les tests de sensibilité, les mêmes modifications du coefficient de transfert pour le moment C_D que celles observées sur les coefficients de transferts pour les flux de chaleur sensible et latente C_H et C_E sont simulées (Figure 4.10, Figure 4.11, Figure 4.12, a1-a4). Cela peut s'expliquer par le fait que ces coefficients de transfert sont dépendants les uns des autres dans la paramétrisation CORE utilisée pour les calculer dans le modèle NEMO-OPA. De plus les biais des variables atmosphériques imposés provoquent la même perturbation des fonctions de stabilité pour les trois coefficients de transfert.

Cependant seul le biais de vent impact réellement la tension de vent (Figure 4.12, a1). Les modifications engendrées par les simulations TFrad, TF1 et TFq10 sont négligeables

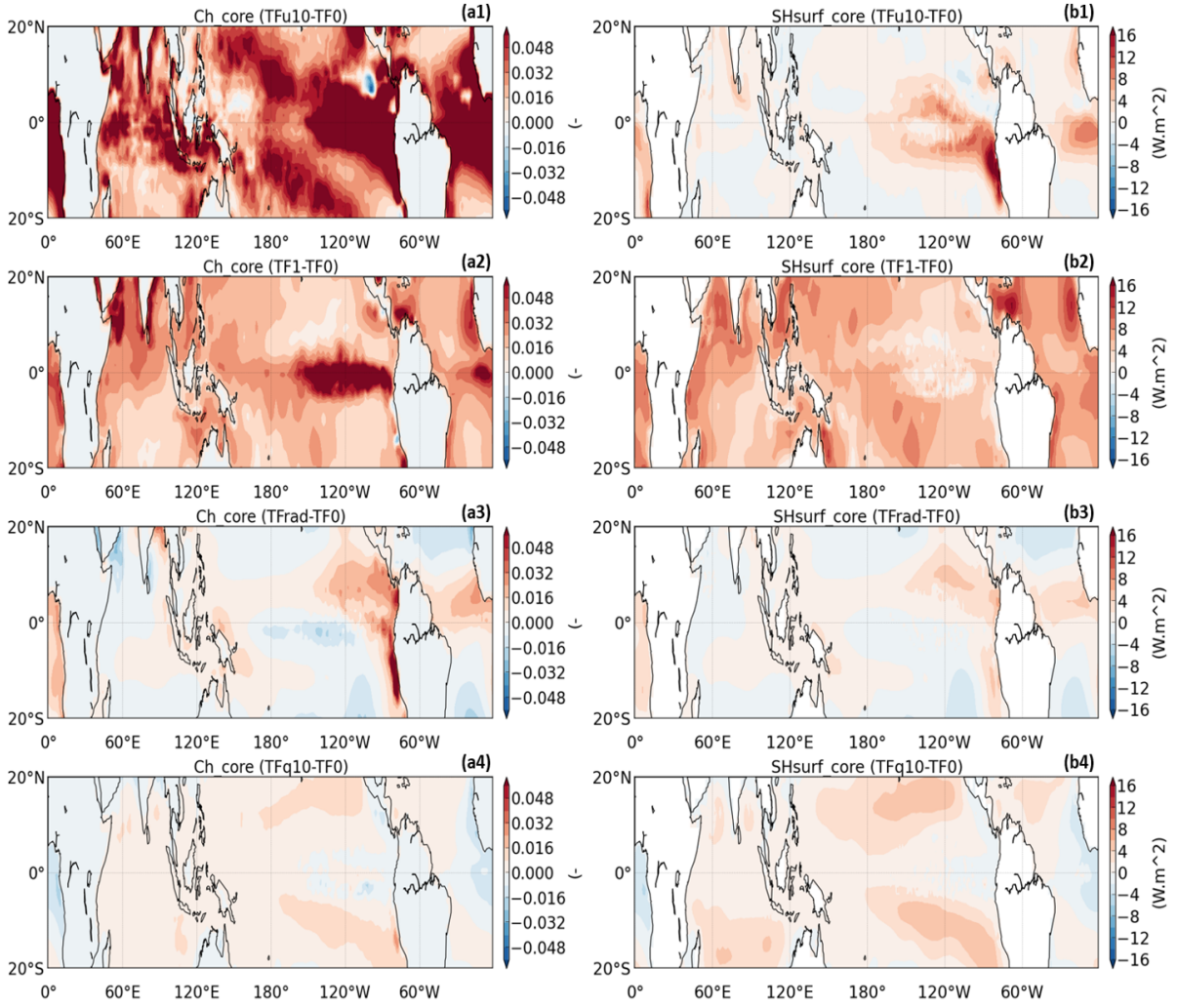

FIGURE 4.11 – a, différence du coefficient de transfert C_H et b, différence de flux de chaleur sensible par rapport à la référence. Les colonnes 1-4 représentent la modification de forçage en vent, température, flux radiatifs et humidité spécifique respectivement.

(Figure 4.12, a2-a4). Pour la simulation TFu10, la diminution observée de la tension de vent est entièrement corrélée à la diminution du vent. L'augmentation du coefficient de transfert est due à la diminution du vent et à la construction de la formulation CORE comme expliquée précédemment. Elle n'est cependant pas assez forte pour contrecarrer la diminution du flux de moment (Figure 4.12, a1, b1, Figure 4.2, a). Cela indique que ce flux est principalement piloté par l'effet du vent sur la surface et que le coefficient de transfert n'est que du second ordre pour son calcul même si son importance peut ne pas être négligeable.

Le flux de moment représentant le forçage mécanique de l'atmosphère sur l'océan, sa modification indique une variation de la dynamique océanique dans les simulations. Pour les tests de sensibilité réalisés dans cette étude, les courants et la circulation océa-

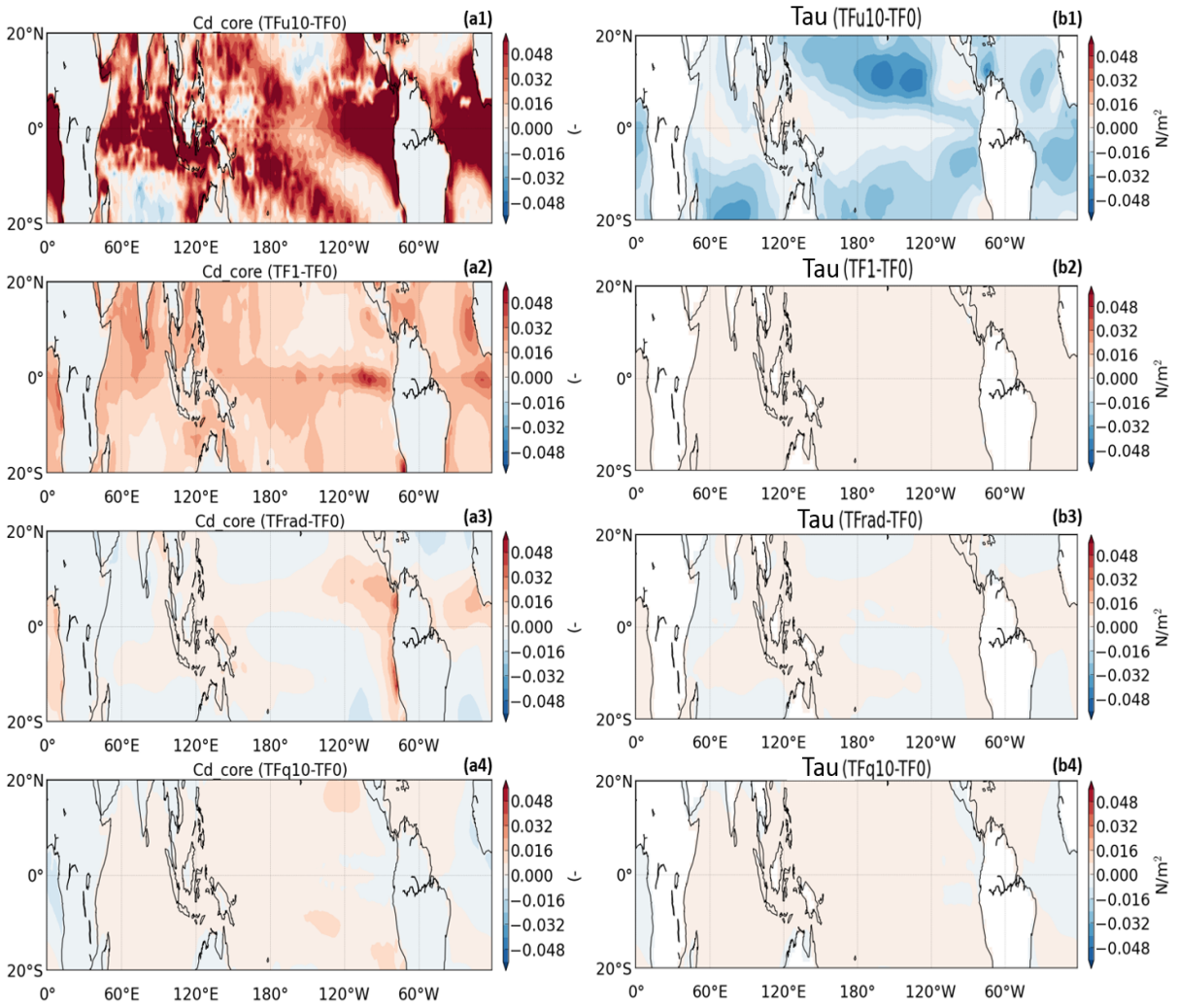

FIGURE 4.12 – a, différence du coefficient de transfert C_D et b, différence de flux de quantité de mouvement par rapport à la référence. Les colonnes 1-4 représentent la modification de forçage en vent, température, flux radiatifs et humidité spécifique respectivement.

nique semblent être impactés uniquement dans la simulation TFu10. Vu que le modèle est forcé et que le vent à la surface est donc imposé, les modifications de SST engendrées par les simulations TFq10, TF1 et TFrad ne sont pas assez importantes pour modifier la circulation océanique. Dans un modèle couplé, cela pourrait avoir un effet différent via les différentes rétroactions entre l'océan et l'atmosphère.

4.3.4 Réponse de l'océan

Nous nous intéressons maintenant à la réponse de l'océan à la modification des forçages en surface. Pour cela nous nous intéressons aux variations observées sur toute la colonne océanique.

4.3.4.1 Temps d'ajustement à la perturbation

La figure 4.13 présente l'évolution temporelle de la moyenne tropicale ($20^oS - 20^oN$) des différences de températures entre les simulations avec les forçages modifiés et la référence en fonction de la profondeur. Le forçage étant climatologique, c'est-à-dire répété chaque année, à la surface (figure 4.13, A, B, C, D), toutes les simulations ont le même comportement. Comme expliqué précédemment, l'ajustement de l'océan en surface est très rapide et la simulation TFu10 provoque la plus grosse variation de SST avec un réchauffement de la bande tropicale de 0.26 ^oC (figure 4.13, A). De plus, cette simulation est la seule à présenter des variations saisonnières remarquables en surface (hachure).

Lorsque l'on regarde l'évolution temporelle de la moyenne tropicale mais à des profondeurs plus élevées, deux groupes de simulations apparaissent. Les simulations TF1, TFrad et TFq10 gardent un temps d'ajustement similaire à la surface et la température de l'océan n'est pas impactée au-delà de la couche limite océanique (figure 4.13, B, C, D). En dessous de 130 m la variation de température est quasi nulle pour ces trois simulations comparée à la référence (TF0) (figure 4.13, B, C, D). A une profondeur de 130m, la simulation TFq10 simule un réchauffement de la température (+0.05 ^oC), les simulations TFrad et TF1 simulent quant à elles un refroidissement (-0.05 et -0.03 ^oC) (figure 4.13, B, C, D).

La simulation TFu10 a elle un temps d'ajustement plus long. A 130 m les variations de température deviennent stables en 20 ans environ (figure 4.13, A), à 200m en 60 ans (figure 4.13, A) et au-delà elles ne sont pas encore totalement stabilisées (figure 4.13, A). Bien qu'en surface la simulation TFu10 provoque un réchauffement, plus en profondeur c'est un refroidissement qui est simulé en moyenne sur la bande tropicale (hormis au début de la simulation et pour les 10 premières années au-delà de 400 mètres de profondeurs). De plus, la variation saisonnière simulée en surface diminue au fur et à mesure que la profondeur augmente (figure 4.13, A). Cette différence entre la surface et les profondeurs est le signe d'une remontée de la thermocline et donc d'une stratification de l'océan. Cette simulation est la seule qui provoque des changements de la partie dynamique de l'océan et donc de sa circulation.

4.3.4.2 Impact sur la thermocline

La Figure 4.14 (A 1-4) présente la variation de profondeur de thermocline entre les simulations avec forçage modifié et la référence. La profondeur de thermocline est estimée à partir des profils de densité et correspond à une augmentation de densité par rapport à la densité à 10 mètres de profondeur. Les simulations TFrad, TF1 et TFq10 où la différence de température n'est pas très importantes hormis en surface, présentent de faibles varia-

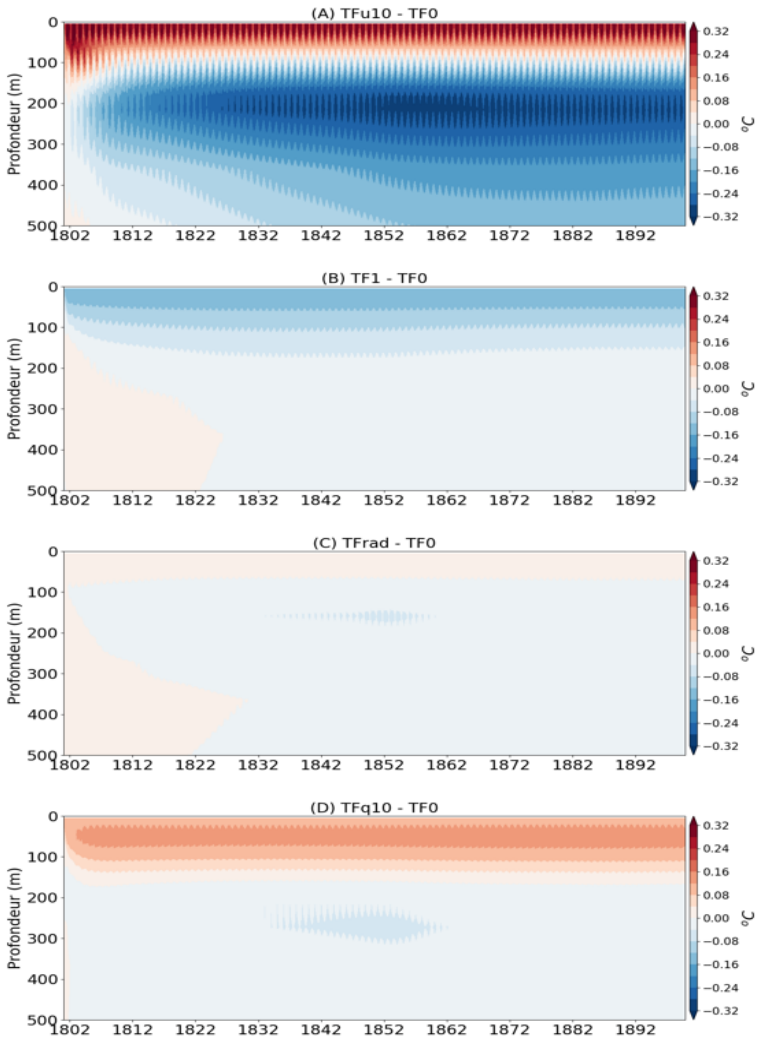

FIGURE 4.13 – Evolution temporelle de la moyenne tropicale (20^oS20^oN) des différences de température entre les simulations avec forçage modifié et la référence à différentes profondeurs (A : TFu10-TF0, B : TF1-TF0, C : TFrad-TF0 et D : TFq10-TF0).

tions de la profondeur de thermocline (Figure 4.14, A 2-4). La simulation TFq10 présente la plus forte variation de thermocline (8m) entre ces 3 simulations comparées à la référence. Cette modification n'est cependant pas assez importante pour modifier le contenu de chaleur de l'océan (Figure 4.14, B4). Cela indique que les modifications des forçages ont uniquement un impact sur les premiers mètres de l'océan dans ces simulations. Cette modification de la thermocline est liée au flux latent, son augmentation dans cette zone dans cette simulation provoque un réchauffement local qui entraine une remontée de la thermocline et donc une stratification de l'océan.

La simulation TFu10 quant à elle provoque une variation de la thermocline beaucoup plus importante comparée à la référence (Figure 4.14, A1). Un approfondissement de la thermocline est simulé dans les zones d'upwelling sur les bords Est des bassins Pacifique

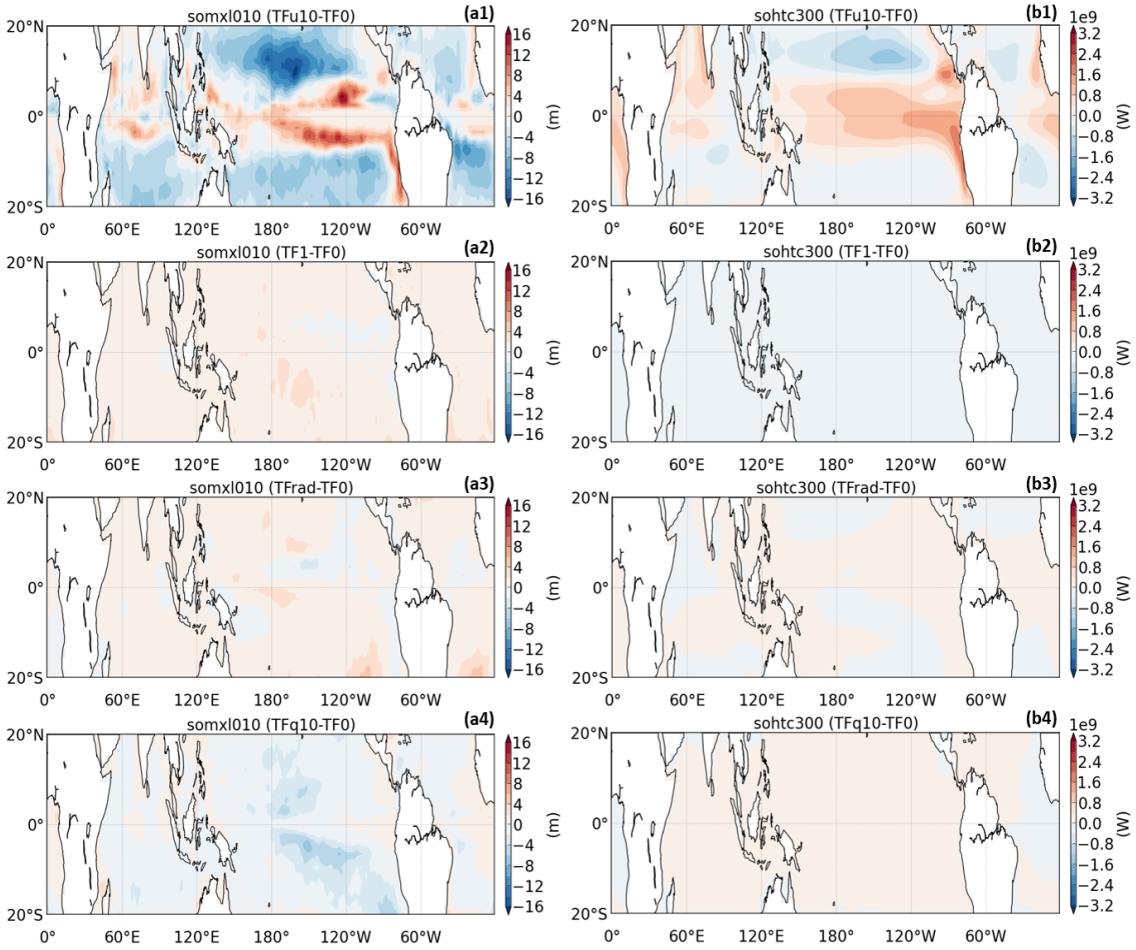

FIGURE 4.14 – a, différence de profondeur de thermocline et b, différence du contenue en chaleur des 300 premiers mètre de l'océan par rapport à la référence. Les colonnes 1-4 représentent la modification des forçages en vent, en température, en flux radiatifs et en humidité spécifique.

et Atlantique. L'approfondissement maximum observé est de 16 mètres et se situe dans l'est du bassin Pacifique au sud de l'équateur. Dans l'est du bassin Pacifique, un approfondissement de la thermocline est simulé de part et d'autre de l'équateur. Dans l'ouest du bassin, cet approfondissement est plus centré sur l'équateur. Au-delà de 8^oN et 8^oS, pour la simulation TFu10, comparée à la référence une remonté de la thermocline est remarquable (Figure 4.14, A1). La diminution de la profondeur de thermocline maximum est de l'ordre de -16 mètres dans l'océan Pacifique central autour de 10^oN. Ces impacts observés sur la thermocline sont provoqués par une modification de la circulation océanique et sont aussi remarquables sur le contenu en chaleur des 300 premiers mètres de l'océan. Lorsque la profondeur de thermocline augmente, une augmentation du contenu en chaleur dans les 300 premiers mètres de l'océan est simulée alors qu'une diminution de cette valeur provoque l'effet inverse (Figure 4.14, B1).

4.3.4.3 Coupe océanique

Comparée à la référence, la simulation TFu10 est la seule à provoquer une variation forte du contenu de chaleur de l'océan (figure 4.14, b1). Cela indique que la modification du vent n'impacte pas de la même manière les régions situées proche de l'équateur et les régions au-delà de 8^oN et 8^oS et suggère une modification de la circulation océanique. Par la suite, uniquement la simulation TFu10 sera donc étudiée.

La Figure 4.15 (A) présente une coupe océanique centrée sur l'équateur (moyennée entre 3^oN et 3^oS) pour la simulation de référence, de la température, les flèches représentent les courants dans le plan et la profondeur de thermocline est aussi présentée. La figure 4.15 (B) présente la même coupe mais pour les différences entre la simulation TFu10 et la référence.

Pour la simulation de référence, dans la bande tropicale, les températures simulées sont plus chaudes à l'ouest du bassin Pacifique qu'à l'est. Cela représente une circulation normale avec des eaux chaudes en surface et des eaux froides en profondeur (figure 4.15, A). En surface, à l'équateur les vents soufflent d'est en ouest. Cela provoque l'apparition des courants de surface qui entrainent les eaux chaudes de l'est vers l'ouest du bassin Pacifique. Cela provoque une accumulation des eaux sur le bord ouest de l'océan Pacifique. Ce phénomène génère une force de pression qui est dirigée vers l'ouest du bassin car proche de l'équateur la force de Coriolis est quasi-nulle. Cette force donne à son tour naissance au sous-courant équatoriale (SCE) qui se situe proche de la surface (entre 100 et 200 mètres de profondeurs). Le SCE se situe au-dessus de la thermocline à l'ouest du bassin Pacifique, la traverse au milieu du bassin, et finit en dessous de la thermocline à l'est du bassin Pacifique [Izumo, 2003]. Il permet un transport des eaux chaudes de l'ouest vers l'est du bassin Pacifique et entraîne leurs remontées vers la surface dans l'est. Cette remontée est provoquée par la rencontre des eaux chaudes entrainées par le SCE dans l'est du bassin et les eaux plus froides présentes dans cette zone et dépend de la circulation entrainée par la thermocline. Le SCE est dépendant de deux phénomènes, l'équilibre dynamique du gradient de pression zonal établi par les alizés et la conservation de la vorticité potentielle (PV) [Izumo, 2003].

Dans la simulation TFu10, les vents dans les zones d'alizés sont ralentis. Cela provoque donc une déstabilisation des gradients de pression zonaux établis et aboutit à un ralentissement du SCE. Cette diminution provoque un approfondissement de la thermocline dans l'est du bassin Pacifique et donc une destratification de l'océan. Cette destratification entraine un réchauffement des eaux de la colonne océanique. Au final, dans la bande tropicale (3^oS - 3^oN), un réchauffement est simulé sur tout le bassin Pacifique et sur toute

la colonne océanique (hormis dans le bord ouest du bassin autour du continent maritime) (Figure 4.15, B). Cependant, comme le montre la figure 4.15 (B), le réchauffement des eaux de surface est plus important dans l'est du bassin Pacifique. En effet, modifier le vent entraine aussi une modification de l'upwelling équatorial très important pour la partie ouest du bassin Pacifique.

La Figure 4.16 (A) présente une coupe océanique à 170 ^{o}W pour la simulation référence de la température, les flèches représentent les courants dans le plan méridien, les contours montrent les valeurs des courants zonaux et la profondeur de thermocline est aussi présentée. La figure 4.16 (B) présente la même coupe mais pour les différences entre la simulation TFu10 et la référence.

Pour la simulation référence (figure 4.16, A), la circulation représente la divergence équatoriale et les effets du transport d'Ekman sont remarquables. Le déplacement des masses d'eau est perpendiculaire à la direction du vent (vers la droite/gauche pour l'hémisphère Nord/Sud. Les alizées soufflant d'Est en Ouest, cela déplace les masses d'eau vers le Nord et vers le Sud ce qui créé une divergence à l'équateur et entraine l'upwelling équatoriale observé (4.16, A). Les courants zonaux (représentés par les contours) sont positifs dans la bande équatoriale et représentent donc un déplacement des masses d'eau de l'ouest vers l'est du bassin Pacifique comme observé sur la figure 4.15 (A).

Réduire le vent dans les zones d'alizés entraine une diminution de la divergence et donc de l'upwelling équatoriale dans la simulation TFu10 comparée à la référence (figure 4.16, B). Par rétroaction, cela entraine un approfondissement de la thermocline dans la bande tropicale (figure 4.16, B). Le ralentissement de l'upwelling équatorial entraine une diminution de l'apport d'eau froide provenant du fond et entraine donc un réchauffement des eaux dans la bande tropicale (5^{o}S - 5^{o}N, figure 4.16, B). Cependant, diminuer le vent dans les zones d'alizés a aussi pour effet de diminuer le pompage d'Ekman en surface (autour de 15^{o}N et 15^{o}S). Par rétroaction, la profondeur de thermocline est diminuée ce qui provoque une stratification de l'océan (figure 4.16, B). Cette stratification provoque un réchauffement des eaux de surface et un refroidissement des eaux situées en dessous de la couche de mélange océanique. Ce phénomène est observable au sud et au nord de l'équateur (figure 4.16, B) ce qui ralentit encore l'upwelling tropical. La vitesse des courants zonaux (contours, figure 4.16, B) est aussi diminué en accord avec le ralentissement du SCE comme observé sur la figure 4.15 (B).

Malgré sa topographie et son fonctionnement très complexe, l'océan Indien (entre 48 et 100 ^{o} de longitudes) présente des variations similaires à celles du bassin Atlantique entre 3^{o}S et 3^{o}N (figure 4.15).

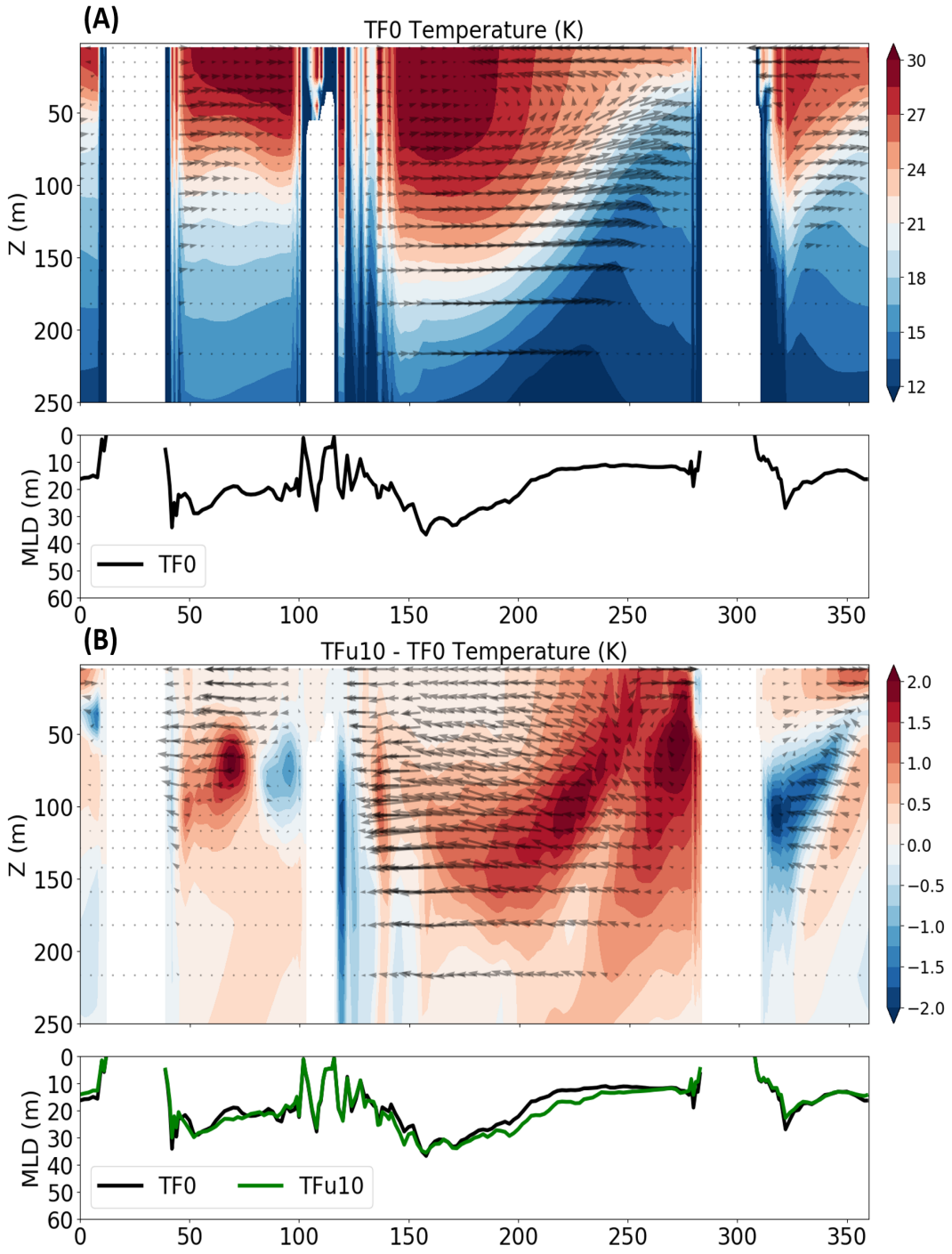

FIGURE 4.15 – A : Coupe verticale moyennée entre 3^oN et 3^oS pour la simulation référence TF0. Les couleurs représentent la température et les flèches représentent les courants dans le plan (Pour ce graphique la vitesse verticale est multiplié par un facteur ($|\frac{\bar{u}}{max(w)}|$) pour représenter la circulation réelle). La profondeur de thermocline (MLD) est aussi présentée. B : similaire à A mais pour les différences entre la simulation TFu10 et la référence (TF0).

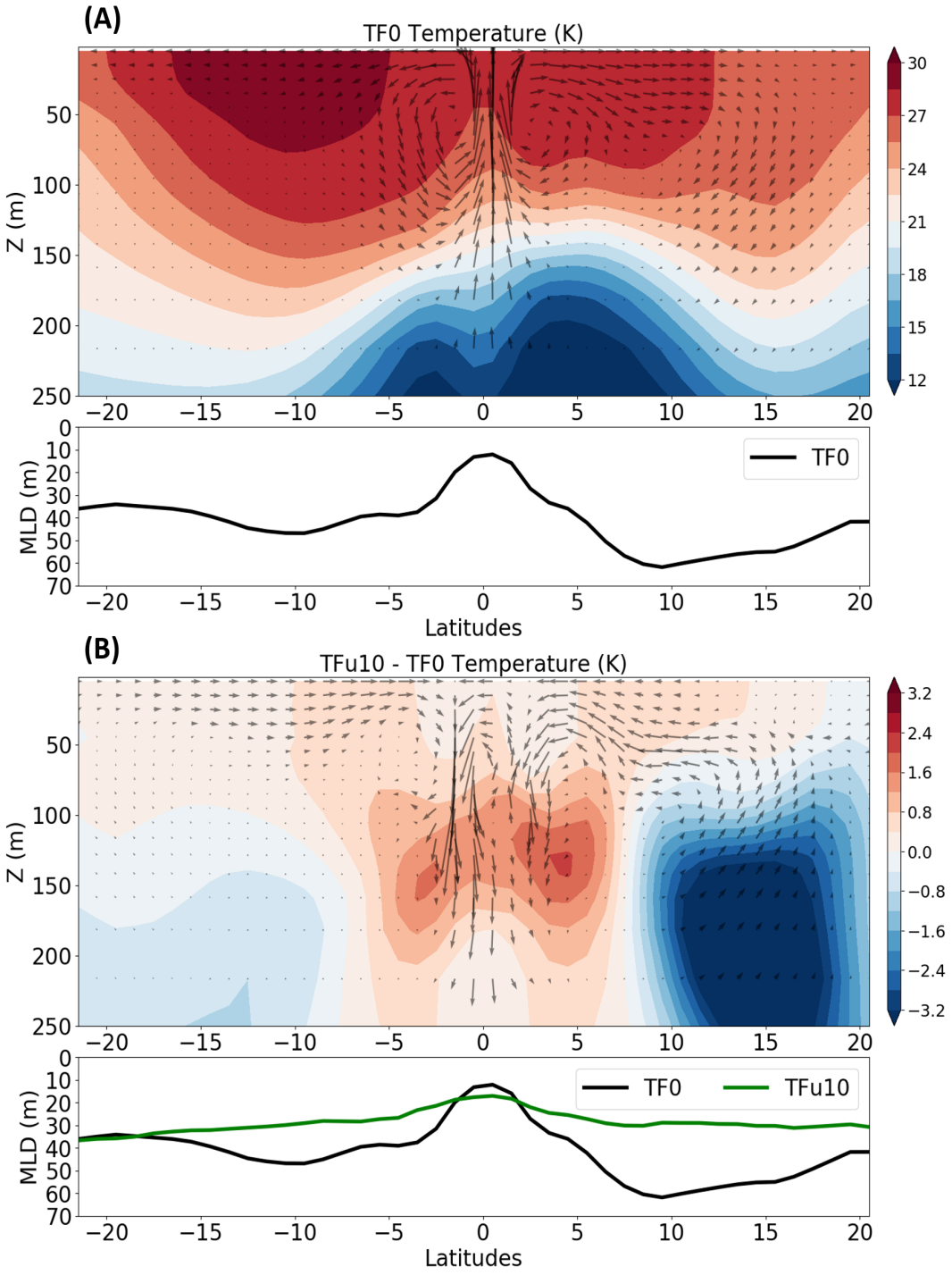

FIGURE 4.16 – [A : Coupe verticale dans l'océan Pacifique à 170^{o}W pour la simulation référence TF0. Les couleurs représentent la température et les flèches représentent les courants dans le plan (pour ce graphique la vitesse verticale est multiplié par un facteur ($|\frac{\bar{v}}{max(w)}|$) pour représenter la circulation réelle). La profondeur de thermocline (MLD) est aussi présentée. B : similaire à A mais pour les différences entre la simulation TFu10 et la référence (TF0).

Tout comme dans le centre du bassin Pacifique, les bords Est des bassins Atlantique et Pacifique présentent un réchauffement en surface et en profondeur. Cette modification de la température est engendrée par la diminution de l'upwelling côtier dans la simulation TFu10 comparé à la référence TF0. Ce phénomène sera abordé par la suite.

4.3.4.4 Impact sur les courants en surface et en profondeur

Ces changements de circulation observés dans la bande tropicale et à 170^{o}W sur la colonne océanique montrent une modification de la dynamique océanique dans la simulation TFu10 comparée à la référence.

La Figure 4.17 présente les différences de vitesse des courants entre la simulation TFu10 et la référence TF0 à différentes profondeurs (a : surface, b : 130 m, c : 215m et d : 730m). En surface, les courants suivent la modification du vent dans les forçages imposée dans la simulation TFu10 (figure 4.2, a). Lorsque le vent est diminué/augmenté, une diminution/augmentation de l'intensité des courants est simulée (Figure 4.17, a). Une diminution de 0.1 $m.s^{-1}$ est simulée dans l'ouest du bassin Pacifique autour de 10 ^{o}N et dans l'est du bassin Pacifique et dans le bassin Atlantique autour de 8 ^{o}S. Ces zones correspondent aux modifications maximales des forçages imposés. La diminution des vents au Nord et au Sud de l'équateur dans le bassin Pacifique entraine une accélération des courants de plus de 0.1 $m.s^{-1}$ dans le centre du bassin autour de l'équateur.

Autour de l'équateur, dans le bassin Pacifique, deux effets sont visibles. Premièrement dans les forçages, le vent est faiblement augmenté (Figure 4.2, a). Deuxièmement, la diminution du vent dans les forçages provoque une diminution des courants au nord et au sud de l'équateur qui par rétroaction entraine une diminution du SCE. Ce courant de subsurface est dirigé vers l'est, en opposition au courant de surface, orienté lui vers l'ouest [Izumo, 2003]. Ralentir la circulation de sub-surface diminue le ralentissement du courant de surface par le SCE. Un ralentissement du frottement entre le SCE et le courant de surface entraine par rétroaction une accélération des courants dans la zone équatoriale.

Seul le bassin de l'océan Indien ne semble pas suivre les modifications du vent imposées dans les forçages. En effet, une augmentation des courants est observée autour de 8 ^{o}S dans ce bassin, ce qui ne correspond pas à la diminution du vent imposée dans les forçages. Cet effet est engendré par des effets de circulation de surface entre l'océan Pacifique et l'océan Indien.

A des profondeurs plus importantes (Figure 4.17, b-d), seul le bassin Pacifique est impacté par la modification du vent dans les forçages. A 730 m, aucune différence significative n'est simulée sur les courants entre la simulation TFu10 et la référence TF0 (Figure

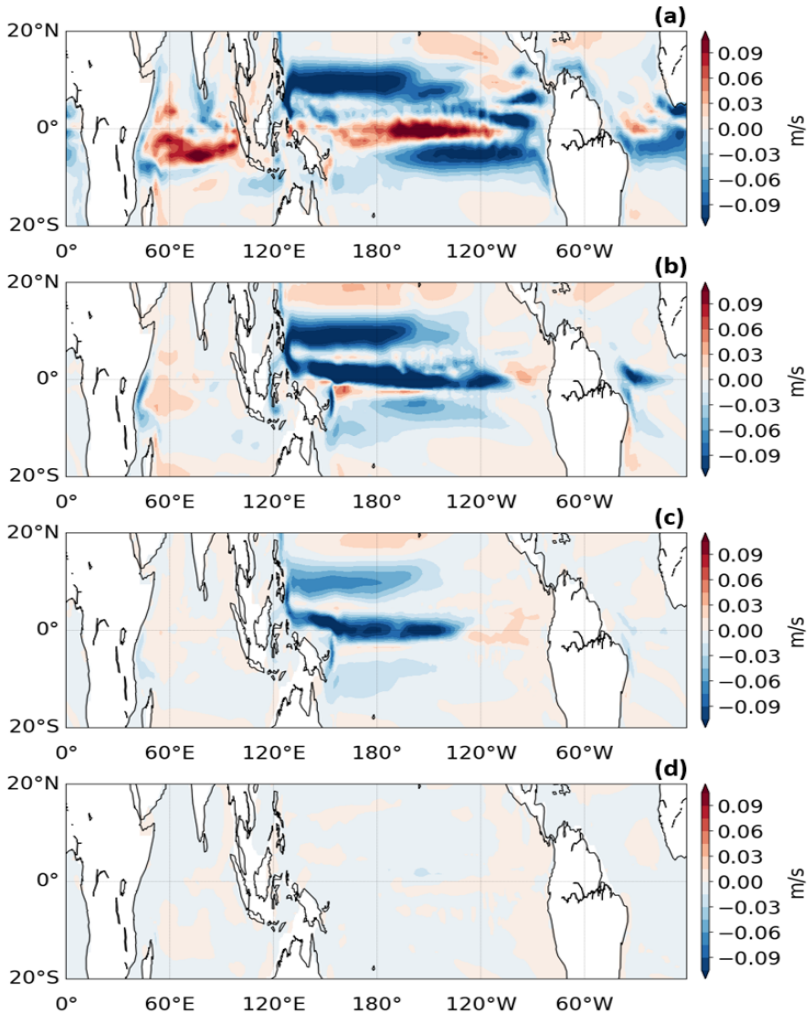

FIGURE 4.17 – Différence de l'intensité des courants en m/s entre la simulation TFu10 et la référence pour différentes profondeurs, A : à 5m, B : à 130m, C : à 215m et D : à 730m.

4.17, d). A 130 et 215 m les mêmes zones sont impactés (Figure 4.17, b, c). Une diminution des courants dans la bande équatoriale et autour de 10 ^{o}N d'environ 0.1 m.s^{-1} est simulée dans l'ouest du bassin Pacifique à 130m pour la simulation TFu10 (Figure 4.17, b). La diminution des courants à 215m est un peu moins forte au nord de l'équateur que dans la bande tropicale (Figure 4.17, c). Ces zones correspondent au sous-courant équatorial et au courant nord équatorial. Comme vu précédemment le SCE est dépendant de l'équilibre dynamique du gradient de pression zonal établi par les alizés et il est ralenti dans la simulation TFu10. Ce courant se situant dans la thermocline, cela explique qu'à une profondeur de 730m aucune modification des courants n'est observée dans cette zone. Le courant nord-équatorial est quant à lui dépendant du pompage d'Ekman qui est diminué dans la simulation TFu10, cela provoque un ralentissement de ce courant en raison de la diminution du vent en surface.

En surface, due à la diminution du vent dans les forçages (Figure 4.2, a), une diminution des courants est aussi simulée dans les zones de bords est des continents (figure 4.17, a). Ces zones correspondent aux zones d'upwelling.

4.3.4.5 Impact sur l'upwelling

Lorsque des vents soufflent le long de la côte, si cette dernière se situe sur leur droite (gauche) dans l'hémisphère sud (nord), alors la force de Coriolis détourne les courants créés par les vents vers le large. Ce phénomène entraine les eaux de surface vers le large, pour compenser la perte d'eau en surface, une remonté des eaux de fond est observée. C'est ce que l'on appelle l'upwelling côtier. Modifier le vent dans les zones côtières entraine donc une modification des phénomènes d'upwelling.

La figure 4.18 présente une coupe des différences de vitesse verticale à 10 /S sur les 120 premiers mètres de l'océan dans le bassin Pacifique (145 – 290 ^{o} de longitudes) entre la simulation TFu10 et la référence TF0. La ligne noire (verte) représente la profondeur de thermocline de la simulation référence (TFu10). Une diminution de la vitesse verticale est observée sur le bord Est du bassin Pacifique sur toute la colonne océanique. Dans le centre du bassin, lorsque une diminution de la profondeur de thermocline est observée pour la simulation TFu10, l'intensité de la vitesse verticale est ralentie en surface et augmentée en profondeur (Figure 4.18).

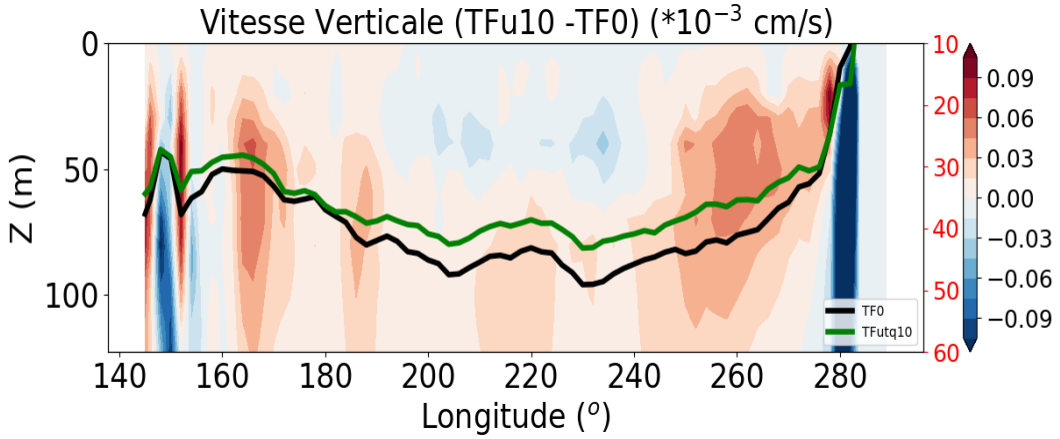

FIGURE 4.18 – Coupe des différences de vitesse verticale (10^{-3}cm/s) à 10 /S sur les 120 premiers mètres de l'océan dans le bassin Pacifique (145 – 290 ^{o} de longitudes) entre la simulation TFu10 et la référence TF0. La ligne noire/verte représente la profondeur de thermocline de la simulation référence/TFu10.

La modification des courants engendrée par la modification du vent dans la simulation TFu10 ralentit les phénomènes d'upwelling côtiers dans les bords Est des bassins.

Une diminution de la profondeur de thermocline est observée en raison de la diminution de l'intensité de la vitesse verticale. Cela entraine une diminution de l'apport d'eau froide provenant du fond vers la surface et entraine donc un réchauffement des eaux de surfaces dans ces zones dans la simulation TFu10 comparé à la référence TF0. Ce ralentissement de l'upwelling provoque aussi un ralentissement de la circulation océanique de surface comme observé sur les courants au sud de l'équateur (Figure 4.17, a).

Ces zones sont très importantes pour le fonctionnement de l'océan mais aussi pour le couplage avec l'atmosphère. En effet, un refroidissement plus ou moins important de la surface de la mer entraine une modification des flux de surface comme on l'a vu précédemment. Ces zones étant corrélées avec les différences maximales observées sur la SST pour la simulation TFu10 (figure 4.3, a1) dans un modèle couplé la rétroaction avec l'atmosphère engendré par le ralentissement de l'upwelling et donc l'augmentation de la température de surface de la mer pourrait modifier la circulation atmosphérique et donc engendrer des rétroactions à grande échelle.

4.4 Synthèse

Lors de cette étude, nous nous sommes intéressés à l'impact des biais du modèle atmosphérique sur le modèle océanique. Nous avons montré que les biais de température, d'humidité et de flux radiatifs du modèle d'atmosphère impactaient uniquement les 100 premiers mètres de l'océan. Pour ces tests de sensibilité, plus les flux de chaleur sont modifiés et plus l'impact observé sur la SST est grand (Figure 4.6, A, B, C). Par exemple, pour la simulation TF1, un refroidissement de 0.15 ^{o}C en moyenne sur la bande tropicale est observé. Cela correspond à une augmentation du flux sensible de 4.36 W/m^2 et une diminution de 3.32 W/m^2 du flux de chaleur latente et donc à une augmentation du transfert d'énergie de l'océan vers l'atmosphère de 1.04 W/m^2 (Figure 4.6, C).

Les impacts les plus forts observés sur la SST dans la bande tropicale (+0.27^{o}C) correspondent à de faibles variations des flux de chaleur (-0.12 et +1.4 w/m^2 pour les flux de chaleur latente et sensible respectivement) pour la simulation TFu10 (Figure 4.6, D). En effet, seule la modification du vent dans les forçages provoque un effet dynamique sur l'océan tropical. Le vent pilote les variations de la SST principalement par son effet sur la circulation océanique. Par son effet sur le forçage mécanique de l'océan par l'atmosphère, la modification du vent peut provoquer un ralentissement ou une accélération de la circulation océanique et donc un rééquilibrage de l'océan. Ce rééquilibrage entraîne une modification des flux de chaleur et de tension de vent et donc une modification du

couplage avec l'atmosphère.

Cette étude a été réalisée avec le modèle océanique NEMO-OPA en mode forcé. Dans un modèle couplé, les variations provoquées par la modification de la température, de l'humidité et des flux radiatifs pourraient aussi avoir des effets dynamiques sur l'océan. En effet, une modification de la température de surface de la mer, qui représente le couplage principal avec l'atmosphère, pourrait provoquer des modifications de la circulation atmosphérique et donc par rétroactions des modifications de la circulation océanique de surface et de profondeur. Le modèle utilisé étant forcé par des vents imposés, dans ces simulations, ces différentes rétroactions ne sont pas visibles.

Bien que comme montré par cette étude, le vent représente le biais principal impactant le fonctionnement de l'océan tropical, les autres variables ne doivent pas être négligées et leurs impacts sur l'atmosphère doivent être étudiés afin de voir si elle entraine une modification de la circulation atmosphérique qui pourrait aboutir à une modification de la circulation océanique dans un modèle couplé.

Chapitre 5

Sensibilité d'un modèle de climat à la paramétrisation des flux turbulents

Sommaire

5.1 Introduction 130

5.2 *Impact of air-sea drag coefficient for latent heat flux on large scale climate in coupled and atmosphere stand-alone simulations* 132

5.3 Synthèse 153

5.1 Introduction

De nombreuses études se sont intéressées au rôle de la SST sur le fonctionnement de la circulation atmosphérique et son impact dans un modèle de climat [Gastineau and Frankignoul, 2015; Kharin, 1995; Robertson et al., 2003; Sheng, 2002; Shukla and Wallace, 1983]. Comme on vient de le voir dans le chapitre 4, l'impact de la modification des flux turbulents de chaleurs sur la température de surface de la mer ne provoque pas de modification de la circulation océanique dans un modèle d'océan forcé. Cependant, les liens entre les flux turbulents, la circulation atmosphérique et la circulation océanique peuvent être importants pour les transports de chaleur et d'eau dans un modèle de climat.

En effet, dans les tropiques, l'océan et l'atmosphère sont principalement couplés par deux systèmes de circulation atmosphérique à grande échelle, les circulations de Hadley et Walker [Cao et al., 2015]. Ces deux systèmes impactent toute la surface de la terre et sont pilotés par les échanges de chaleur et de moment, donc par les flux turbulents à l'interface air-mer [Trenberth, 1995]. Ces derniers représentent le couplage entre l'océan et l'atmosphère et établissent le lien entre les changements de température à la surface de l'océan et la variabilité de la circulation atmosphérique [Kubota et al., 2002]. En moyenne globale, le flux turbulent de chaleur latente représente l'une des plus importantes contributions à la perte de chaleur de l'océan. Ce flux est maximum dans les tropiques, où règnent des conditions chaudes et régule l'ajustement entre l'océan et l'atmosphère en contrôlant le bilan énergétique et la quantité d'eau disponible pour l'atmosphère.

Malgré des décennies d'efforts et d'améliorations, la représentation de ces flux présente toujours un défi. Dans la réalité, les processus turbulents ont lieu à des échelles spatiales de l'ordre du centimètre. Par rapport aux échelles résolues par les modèles de climat, les flux turbulents sont donc des processus sous maille. Afin de les prendre en compte, des paramétrisations sont utilisées. Dans les modèles de circulation générale, les flux turbulents sont calculés à l'aide de formulation « bulk » [Zeng et al., 1998] (i.e. chapitre 2, 3). Ce sont des équations empiriques qui cherchent à représenter, à l'aide de variables de grande échelle, les flux turbulents air-mer générés par des processus turbulents complexes dans la couche limite. Les paramétrisations les plus courantes consistent à déterminer les coefficients de transfert entre l'océan et l'atmosphère en fonction de la vitesse du vent et d'un paramètre de stabilité [Blanc, 1985; Smith, 1988]. L'une des principales difficultés est le choix de la paramétrisation utilisée pour le calcul de ces coefficients de transfert qui apparaissent dans les formulations « bulk ». Au-delà de ce problème de paramétrisation sous mailles, une compréhension globale de l'impact des interactions air-mer sur le système climatique fait encore défaut.

Afin d'étudier les impacts à grande échelle des flux turbulents et de leur paramétrisation dans les modèles de circulation globales, nous avons réalisé une étude numérique avec les différentes composantes du modèle climatique IPSL-CM4. Pour cela, nous avons étudié une suite de simulations parallèles avec un modèle de circulation générale atmosphérique (AGCM) et un modèle de circulation générale couplé océan-atmosphère (OAGCM) dans lesquelles la paramétrisation des flux turbulents de chaleur est modifiée afin de réaliser des tests de sensibilité. Nous nous intéressons à la représentation du flux de chaleur latente dans les tropiques. L'analyse de simulations forcées atmosphériques (AGCM, Atmospheric General Circulation Model) et couplées (OAGCM, Ocean-Atmosphere General Circulation Model) nous permet d'étudier l'effet direct de ces modifications ainsi que les mécanismes d'ajustement à ces modifications dans la représentation des flux turbulent à l'interface air-mer.

Nous avons montré que les coefficients de transfert de chaleur sont très similaires pour une paramétrisation donnée entre les simulations AGCM et OAGCM. Cependant, bien que les mêmes zones géographiques soient impactées dans les deux types de simulations, les différences de flux de chaleur à la surface sont importantes. Une modification régionale du coefficient de transfert de chaleur a plus d'impact qu'une modification globale dans les simulations AGCM alors que dans les simulations OAGCM, le contraire est observé.

En étudiant l'énergétique globale et la réponse de la circulation atmosphérique à la modification imposée, nous avons mis en évidence le rôle de l'océan dans l'amortissement d'une grande partie des perturbations. La modification du coefficient d'échange thermique modifie le fonctionnement du système couplé en raison du lien entre la circulation atmosphérique et la température de surface de la mer, ainsi que des différentes rétroactions entre l'océan et l'atmosphère. L'ajustement qui intervient implique un équilibre du rayonnement solaire entrant net qui est identique dans toutes les simulations. Comme il n'y a pas de changement dans la physique du modèle autre que le coefficient de transfert, un flux de chaleur latente similaire entre les simulations couplées est observé et est associé à des circulations atmosphériques différentes. Enfin, nous avons analysé l'impact du tuning des modèles et avons montré qu'il peut compenser une partie des rétroactions.

Les résultats de cette étude ont fait l'objet d'un article, publié dans le journal Climate Dynamics et présenté dans la section suivante.

5.2 *Impact of air-sea drag coefficient for latent heat flux on large scale climate in coupled and atmosphere stand-alone simulations*

Climate Dynamics
https://doi.org/10.1007/s00382-018-4236-x

Impact of air-sea drag coefficient for latent heat flux on large scale climate in coupled and atmosphere stand-alone simulations

Olivier Torres[1] · **Pascale Braconnot**[1] · **Olivier Marti**[1] · **Luc Gential**[1,2]

Received: 24 October 2017 / Accepted: 3 May 2018
© Springer-Verlag GmbH Germany, part of Springer Nature 2018

Abstract
The turbulent fluxes across the ocean/atmosphere interface represent one of the principal driving forces of the global atmospheric and oceanic circulation. Despite decades of effort and improvements, representation of these fluxes still presents a challenge due to the small-scale acting turbulent processes compared to the resolved scales of the models. Beyond this subgrid parameterization issue, a comprehensive understanding of the impact of air-sea interactions on the climate system is still lacking. In this paper we investigates the large-scale impacts of the transfer coefficient used to compute turbulent heat fluxes with the IPSL-CM4 climate model in which the surface bulk formula is modified. Analyzing both atmosphere and coupled ocean–atmosphere general circulation model (AGCM, OAGCM) simulations allows us to study the direct effect and the mechanisms of adjustment to this modification. We focus on the representation of latent heat flux in the tropics. We show that the heat transfer coefficients are highly similar for a given parameterization between AGCM and OAGCM simulations. Although the same areas are impacted in both kind of simulations, the differences in surface heat fluxes are substantial. A regional modification of heat transfer coefficient has more impact than uniform modification in AGCM simulations while in OAGCM simulations, the opposite is observed. By studying the global energetics and the atmospheric circulation response to the modification, we highlight the role of the ocean in dampening a large part of the disturbance. Modification of the heat exchange coefficient modifies the way the coupled system works due to the link between atmospheric circulation and SST, and the different feedbacks between ocean and atmosphere. The adjustment that takes place implies a balance of net incoming solar radiation that is the same in all simulations. As there is no change in model physics other than drag coefficient, we obtain similar latent heat flux between coupled simulations with different atmospheric circulations. Finally, we analyze the impact of model tuning and show that it can offset part of the feedbacks.

Keywords Latent heat flux · Bulk parameterization · Sensitivity tests · Atmospheric heat transport · Ocean–atmosphere coupling · Climate simulations

1 Introduction

The ocean forms key component of the climate system. It has a major contribution in the equator-to-pole heat transport (Covey and Barron 1988) and in the feeding of the atmospheric water cycle (Chahine 1992). In the tropics the ocean and atmosphere are mainly coupled through two large-scale atmospheric circulation systems: the Hadley and Walker circulations (Cao et al. 2015) which are driven by the heat and momentum exchanges at the air-sea interface and impact most of the globe (Trenberth 1995). These turbulent fluxes represent the main coupling between ocean and atmosphere and establish the link between ocean-surface temperature changes and atmospheric circulation variability (Kubota et al. 2002). They also provide the mechanism by which ocean variability is forced by the atmosphere. With the exception of surface roughness and albedo, sea surface temperature (SST) is the only oceanic variable that directly affects the atmosphere. SST is a key variables for the prediction of future climate variations (Seager et al. 1995) and is regulated by heat and momentum fluxes which contribute to the turbulent mixing within the ocean (Barnier 1998). The

✉ Olivier Torres
olivier.torres@lsce.ipsl.fr

[1] Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, LSCE/IPSL, CEA-CNRS-UVSQ, Université Paris-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

[2] Present Address: Weathernews France SAS, 79 rue du Faubourg Poissonnière, 75009 Paris, France

Published online: 11 May 2018

turbulent momentum flux is the source of the wind-driven circulation of the upper ocean (Chen et al. 1994) and the transfer of heat across the air-sea interface determines the distribution of temperature and salinity in the ocean (Swenson and Hansen 1999). Globally averaged, the turbulent latent heat flux represents one of the largest contributions to the heat loss of the ocean. This flux is highest in the tropics where warm conditions prevails and regulates the adjustment between ocean and atmosphere by controlling the energetic balance and the amount of water available in the atmosphere. Improved understanding of the air-sea turbulent fluxes and their representation in climate models is therefore essential. This requires not only the representation of the fluxes themselves but also the mechanisms underlying energy and water adjustments between the ocean and atmosphere.

Compared to the resolved scales of the models, turbulent fluxes are subgrid scale phenomena and need to be parameterized. The understanding of air-sea fluxes is based on Monin–Obukhov similarity theory (Monin and Obukhov 1954) for surface boundary layers. In large-scale global numerical models, these fluxes are calculated using bulk formulae (Zeng et al. 1998). These are empirical equations that seek to represent, using large-scale variables, the air-sea fluxes generated by complex turbulent processes in the boundary layer (Large and Pond 1981; DeCosmo et al. 1996). The most common parameterization is to determine transfer coefficients as a function of wind speed and surface air stability (Blanc 1985; Smith 1988). One of the principal difficulties is the choice, or computation, of the exchange (drag) coefficients that appear in bulk formulae. Bulk formulae have difficulties in representing air-sea fluxes across all wind ranges (mainly low and high wind speed regimes) due to buoyancy effects on turbulent transport (Birol Kara et al. 2000) and therefore a large number of schemes are currently in use (Large and Yeager 2004; Fairall et al. 2003; Birol Kara et al. 2000). Such parameterizations represent a source of considerable uncertainty regarding the reliability of model simulations and forecasts (Seager et al. 1995). In atmospheric general circulation models (AGCM), the SST is required in the prognostic equation for surface air temperature. This is in turn necessary to calculate vertical fluxes through the planetary boundary layer of the atmosphere (Stull 1988). Climate simulations have been shown to be sensitive to the exchange coefficient. Depending on the parameterization, transition to free convective regimes (Miller et al. 1992) and various high frequency processes such as wind gustiness (Redelsperger et al. 2000) or wind waves (Fairall et al. 2003) are considered. In a coupled ocean–atmosphere model, turbulent fluxes are determined internally and are fully interactive with the simulated SST and near-surface atmospheric field. Because of this, it is difficult to disentangle the exact role of the fluxes on climate due to the feedbacks between ocean and atmosphere or between the fluxes and the other atmosphere or oceanic parameterizations in climate models.

Hourdin et al. (2015) show that the biases in surface evaporation, specifically the biases in latent heat flux play as strong a role as cloud radiative effects in controlling the intensity of the eastern Pacific and Atlantic tropical ocean SST warm biases in CMIP5 simulations. Găinuşă-Bogdan et al. (2018) highlight this relationship between the pattern of latent heat flux biases developed in forced atmospheric simulations and the SST biases present in coupled modes. This key relationship was not found previously because the ocean–atmosphere adjustment in coupled models suggested a different relationship between SST and latent heat fluxes, which corresponds in most regions to a response of the latent heat to SST and not the response of SST to the latent heat flux. These studies show that there is still a lack of understanding of the role played by turbulent fluxes in the adjustment between ocean and atmosphere and that there is a need to further investigate how the representation of these fluxes affects the results of climate change simulations.

This study aims to better understand the large-scale impacts of the turbulent fluxes and of their parameterization in global climate models by considering coupled and uncoupled simulations with a low atmospheric resolution version of the IPSL climate model (Marti et al. 2010). Sensitivity experiments to changes in the computation of the heat drag coefficient allow us to explore how changes in the latent heat flux parameterization affect the patterns and magnitudes of the simulated heat fluxes and of the variables used to compute them. Focusing on the atmospheric moist static energy balance, we relate surface changes to the redistribution of heat from source to sink regions and to analyze the coupled ocean atmosphere adjustment. Section 2 presents the model used for this study, the theoretical framework and the modifications introduced in the bulk formulations to performed sensitivity experiments. Section 3 present the results of the simulations obtained with an atmospheric stand-alone model (AGCM) while Sect. 4 present the results of the simulations obtained with an ocean–atmosphere coupled system (OAGCM) and a focus on the effect of model tuning. The main conclusions are given in Sect. 5.

2 Model and experiments

2.1 The IPSL-CM4 "Modèle Grande Vitesse" (MGV)

The model used in this study is the MGV version of the IPSL-CM4 coupled ocean–atmosphere model (Marti et al. 2010). It couples LMDZ-4 (Hourdin et al. 2006) for atmospheric dynamics and physics, NEMO-OPA (ORCA2.0 grid) for ocean dynamics (Madec et al. 1998), ORCHIDEE for terrestrial vegetation (Krinner 2005), and LIM (Fichefet and

Morales Maqueda 1999) for sea ice. In this configuration the atmosphere-land resolution is degraded to 44 * 44 grid points on the horizontal plane and 19 vertical levels. The ocean resolution (2°) is the same as in the standard IPSL-CM4 model. The AGCM reference (ASTD, Table 2) is a 11 year simulation performed using climatological SST's i.e. without interannual variations as described in Hourdin et al. (2006). For aerosols, greenhouse gases and continental surfaces a repeated 1980 climate is used. The OAGCM reference (CSTD, Table 2) is a 100 year simulation. The ocean initial state comes from the end of a 500 year reference simulation described in Marti et al. (2010) where the ocean is at equilibrium with the forcing conditions. The atmospheric initial state come from the last year of the AGCM (ASTD) simulation. The climatologies are computed from the last 10 years of simulation for the AGCM and from the last 40 years of the OAGCM simulation.

Figure 1 presents the climatological annual mean for precipitation, wind speed at 10 m and sea surface temperature for the reference simulation with the standard IPSL-CM4 (2L24, Marti et al. 2010), the reference simulation for the MGV (CSTD) and the observations. The observations comes from GPCP for precipitation (Adler et al. 2003), ERA-40 reanalysis for wind speed (Uppala et al. 2005) and HadISST1 for SST (Rayner 2003). Despite its low atmospheric resolution, the MGV simulation is similar to the IPSL-CM4 reference. It represents the large-scale patterns of sea surface temperature and precipitation (Fig. 1). Compared to the observations, the warm pool is too wide in latitude and the well-known east coast warm bias is present both in CSTD and 2L24 simulations. Compared to the 2L24 simulation, the warm pool is less eroded in CSTD however the Atlantic Ocean is too warm. A less pronounced double ITCZ (Inter-Tropical Convergence Zone) and more intense precipitation around the maritime continent is also observed for CSTD compared to 2L24. This is due to the smoothing of the SST pattern on the atmospheric grid, which dampens local feedbacks between SST, wind convergence, precipitation and radiation that contribute to the development of the double ITCZ in the IPSL model (Bellucci et al. 2010). For wind speed, the large-scale structures are represented but in middle and high latitudes winds are not strong enough in storm track regions in the CSTD simulation compared to both 2L24 and observations. The MGV underestimates ocean heat transport in the northern hemisphere (Fig. 2). This is due to the slowdown of the thermohaline circulation caused by low wind speeds and associated reduced gyre circulation that brings less warm and high salinity water from the tropics to the North Atlantic Ocean convection sites. With the exception of this bias, ocean atmosphere heat transport

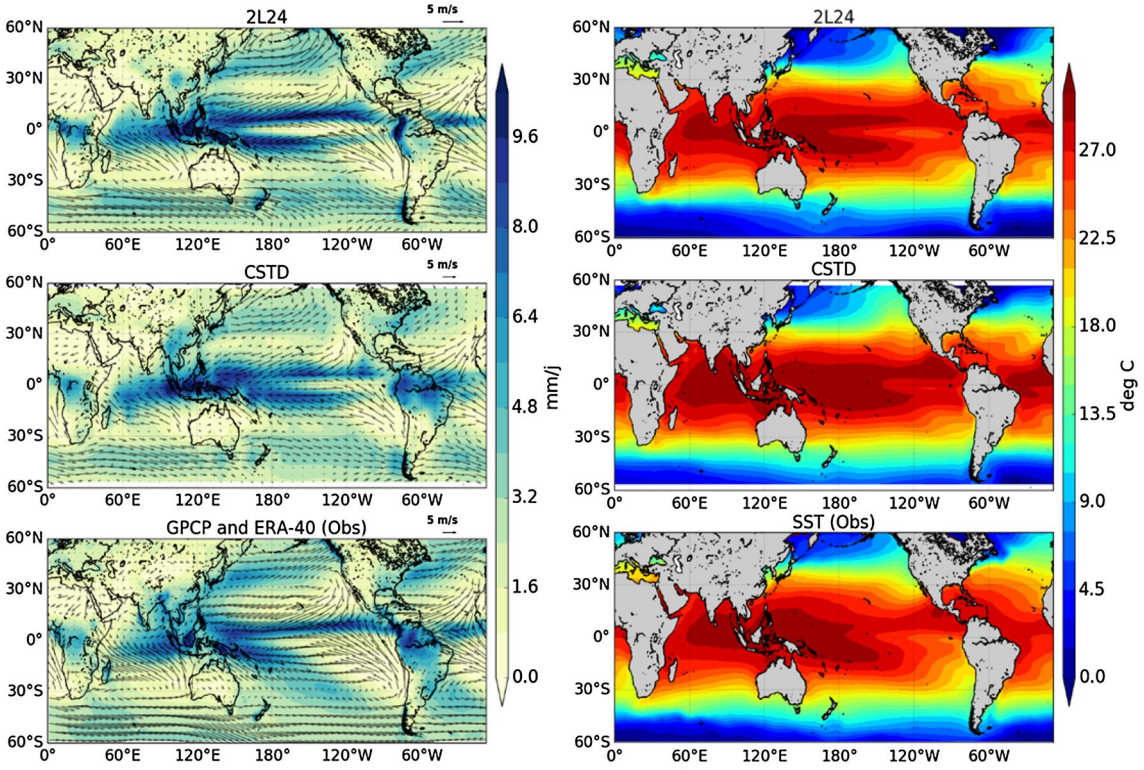

Fig. 1 Annual mean precipitation (mm/day) and surface wind (m/s) (left) and SST (right) for the MGV reference CSTD (up), the IPSL-CM4 reference 2L24 (middle) and observations (bottom)

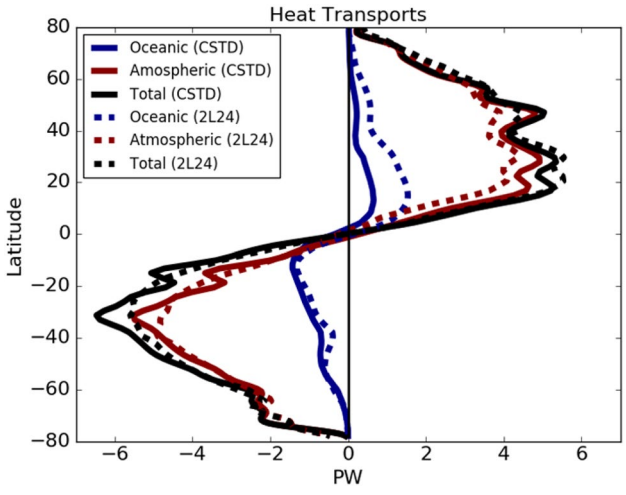

Fig. 2 Meridional heat transport (PW) considering the total heat transport (black) and the atmosphere (red) and ocean (blue) contribution. The solids line stand for the MGV CREF simulation and the dotted lines for the IPSL-CM4 2L24 reference

is well represented with the correct order of magnitude respected.

This short comparison highlights that the MGV model represents the large-scale phenomena although with deficiencies related to its resolution and to IPSL-CM4 physics. The MGV and the computational advantages it represents is thus an efficient compromise for this study where we consider first order large scale adjustments between ocean and atmosphere. We are confidents that the results will remain valid at higher resolutions.

2.2 Theoretical framework

At the scale of a GCM (general circulation model) mesh, turbulence is not explicitly resolved and needs to be parameterized. For this purpose an analogy with the diffusion equations at the molecular scale is made. The turbulent diffusion is estimated from resolved large-scale variables (Corrsin 1975), according to Monin–Obukhov's theory of similarity (Monin and Obukhov 1954). In the IPSL-CM4 model (Marti et al. 2010) the latent heat flux is calculated as follows:

$$L_{ve} = -\rho_a L_v C_Q \left(U_1 - U_S\right)\left(q_1 - q_S\right) \tag{1}$$

where L_v is the latent heat of vaporization (J/kg), ρ_a is the air density (kg/m^3), U_1 and U_S represent respectively wind speeds at the first vertical model level and the surface (m/s), C_Q is the transfer coefficient and, q_s and q_1 represent specific humidity (kg/kg) at the surface and at the first vertical model level respectively.

For each flux there is theoretically a corresponding transfer coefficient, C_D for roughness, C_Q for latent heat and C_H for sensible heat (Louis 1979; Beljaars and Beljaars 1995).

Over the continents, surface roughness length is calculated as a function of surface land cover and is given by the land surface model according to vegetation type. In the following we only consider the oceanic part of the system in sensitivity experiments.

Over the ocean, the transfer coefficient for momentum is expressed as follows:

$$C_D = C_{DN} * f\left(R_i\right) = \frac{\kappa^2}{\log\left(1 + \frac{z}{z_{0m}}\right)^2} * f\left(R_i\right) \tag{2}$$

with:

$$z_{0m} = \frac{0.11 * \upsilon}{u_*} + \frac{0.018 * u_*^2}{g} \tag{3}$$

$$R_i = \frac{f \Delta z \Delta \theta_v}{\theta_v |\Delta u|^2} \tag{4}$$

where C_{DN} is the neutral coefficient, υ is the kinematic viscosity, u_* is the friction velocity, f(Ri) is a stability function derived from the stability of the atmosphere determined by the Richardson number (4), κ is the von Kármán constant (=0.4), z is the height of the first layer of the model and z0 is the roughness length (3) based on (Smith 1988) through the Charnock formula (Charnock 1955) which takes into account the aerodynamic roughness height of the surface $\left(\frac{0.018 * u_*^2}{g}\right)$ and the roughness length for a smooth surface $\left(\frac{0.11 * \upsilon}{u_*}\right)$.

In the model, the stability function $f(R_i)$ is different in stable and unstable cases. Over the ocean a low wind speed parameterization is used for the heat transfer coefficient. It mimics the transition to free convection regimes over low wind speed unstable regimes (Miller et al. 1992). For sensible and latent heat, the drag coefficient over the ocean is:

$$\text{Stable case} : C_D = C_{DN} * f(R_i) \text{ and } C_H = C_Q = 0.8 * C_D \tag{5}$$

$$\text{Unstable case} : C_D = C_{DN} * f(R_i) \text{ and } C_H = C_Q = 0.8 * C_D * (1 + C_R^{\gamma})^{\frac{1}{\gamma}} \tag{6}$$

With $C_R = \frac{0.0016}{C_{QN}|U_1|}(\theta_{vs} - \theta_{vl})^{\frac{1}{\gamma}}$ *and* $\gamma = 1.25$ (Miller et al. 1992).

Note that in the parameterization used in this study the bulk transfer coefficients for sensible heat (C_H) and for water vapor (C_Q) are equal as shown in Eqs. 5 and 6. In the following, C_H refers to both of these transfer coefficients. In addition, it is important to note that the 0.8 coefficient used

in Eqs. 5 and 6 has been introduced to take into account the differences between the momentum transfer coefficient and the transfer coefficients for water vapor and sensible heat in a version of the model in which it was not possible to implement a full parameterization of sensible heat and water vapor transfer coefficients (Marti et al. 2010).

2.3 Sensitivity experiment to bulk parameterization

In order to test the impact of the heat transfer coefficients and thus of the bulk parameterizations, several idealized sensitivity tests were carried out on the various characteristics of the C_H parameterization in forced mode (AGCM) with prescribed SST as well as in coupled mode (OAGCM). Starting from the reference simulations ASTD and CSTD the different simulations have slight modifications of the exchange coefficient parameterization (Table 1). Each simulation realized in this study has a specific objective. The first simulation focuses on the impact of the separating factor used to differentiate C_D and C_H (AREF, CREF). The second explores the impact of a change in the neutral coefficient (ACTN, CCTN). The third addresses the impact of wind dependency on the heat exchange coefficient (ACTU, CCTU). Finally, the fourth simulation focuses on the importance of the low wind speed parameterization as in Miller et al. (1992) (ANLW, CNLW). It should be noted that the perturbations initiated for the various sensitivity tests only impact the transfer coefficients for heat (C_H). The calculation of the momentum transfer coefficient (C_D) remains identical in all simulations. AGCM sensitivity experiments have the same climate forcing as ASTD and a duration of 10 years. For the OAGCM sensitivity simulations, the atmospheric initial state is the last year of the corresponding AGCM simulation, whereas the oceanic initial state is the same as for CSTD. The OAGCM simulations have a duration of 100 years. The objective is not to run the model to equilibrium but to understand the different model adjustments.

Figure 3 presents the transfer coefficients for heat (C_H) as a function of wind speed for the different simulations. The effects of the modification of the parameterization are the same between the simulations carried out with the AGCM (Fig. 3a) and the fully coupled system (Fig. 3b). This confirms that similar wind regimes and physics are active in coupled and in the corresponding atmosphere stand-alone simulations. The reference simulations ASTD, CSTD have a transfer coefficient about 17% lower than the simulations AREF, CREF as expected from the removal of the separating factor (0.8) in the parameterization. The differences between AREF, CREF and ACTN, CCTN come from the introduction of a fixed neutral coefficient that increases C_H by about 25% (Table 2). Removing the low wind speed parameterization (ANLW, CLNW) leads to a strong decrease of about 19% in the transfer coefficient.

Table 1 Set up of each different bulk parameterization

Mode	Name	Low wind speed function	Neutral coefficient over ocean for C_Q and C_H	Heat transfer coefficients over ocean (C_Q, C_H)
Forced	ASTD	On	$\frac{\kappa^2}{\log\left(1+\frac{z}{z_{0m}}\right)^2}$	Stable: $0.8 * C_D$* stability Unstable: $0.8 * C_D * (1 + C_R^{\gamma})^{\frac{1}{\gamma}}$* stability
	AREF	On	$\frac{\kappa^2}{\log\left(1+\frac{z}{z_{0m}}\right)^2}$	Stable: C_D* stability Unstable: $C_D * (1 + C_R^{\gamma})^{\frac{1}{\gamma}}$* stability
	ACTN	On	0.0011	Stable: C_D* stability Unstable: $C_D * (1 + C_R^{\gamma})^{\frac{1}{\gamma}}$* stability
	ACTU	Off	$\frac{\kappa^2}{\log\left(1+\frac{z}{z_{0m}}\right)^2}$	Stable: C_D* stability Unstable: 0.0011
	ANLW	Off	$\frac{\kappa^2}{\log\left(1+\frac{z}{z_{0m}}\right)^2}$	Stable: C_D* stability Unstable: C_D* stability
Coupled	CSTD	On	$\frac{\kappa^2}{\log\left(1+\frac{z}{z_{0m}}\right)^2}$	Stable: $0.8 * C_D$* stability Unstable: $0.8 * C_D * (1 + C_R^{\gamma})^{\frac{1}{\gamma}}$* stability
	CREF	On	$\frac{\kappa^2}{\log\left(1+\frac{z}{z_{0m}}\right)^2}$	Stable: C_D* stability Unstable: $C_D * (1 + C_R^{\gamma})^{\frac{1}{\gamma}}$* stability
	CCTN	On	0.0011	Stable: C_D* stability Unstable: $C_D * (1 + C_R^{\gamma})^{\frac{1}{\gamma}}$* stability
	CCTU	On	$\frac{\kappa^2}{\log\left(1+\frac{z}{z_{0m}}\right)^2}$	Stable: C_D* stability Unstable: 0.0011
	CNLW	Off	$\frac{\kappa^2}{\log\left(1+\frac{z}{z_{0m}}\right)^2}$	Stable: C_D* stability Unstable: C_D* stability

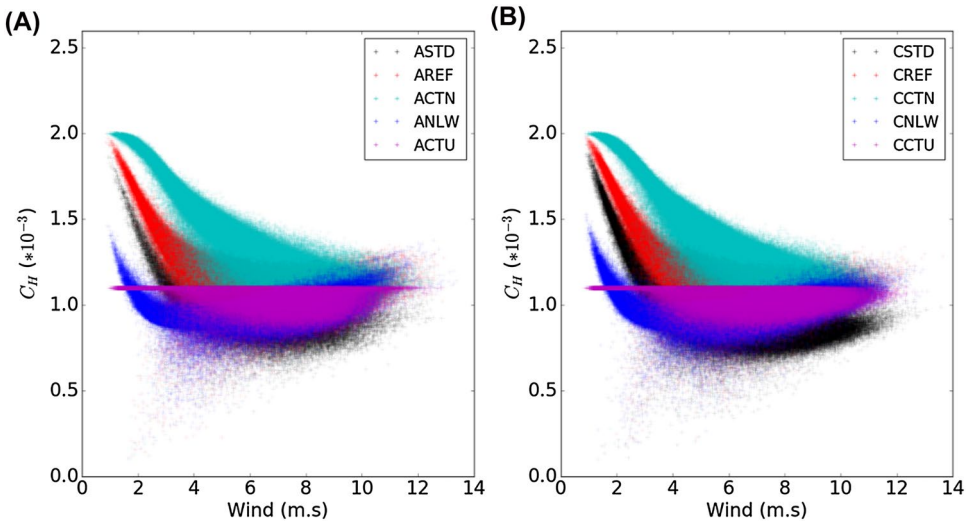

Fig. 3 Transfer coefficient for heat over ocean (C_H,*10^{-3}) as a function of the wind speed for **a** AGCM's and **b** OAGCM's simulations

Table 2 Spatio-temporal averages between 20°N and 20°S of heat exchange coefficient C_H (*10^{-3}), latent heat flux (W/m^2) and precipitation (mm/day), together with the % change compared to the reference. The last column is the global average of net radiative flux at top of atmosphere (TOA) that provide a measure of the global climate equilibrium of the model. Note that the error bar (±) is compute from the last 40 years for the coupled simulations and from the 10 years of simulation for AGCM's simulations

Mode	Name	C_H (*10^{-3}) ± 0.01	%	Latent heat flux (W/m^2) ± 3.3	%	Precipitations (mm/day) ± 0.31	%	Net TOA (W/m^2) ± 0.6
AGCM	AREF	1.18	0.00	136.20	0.00	3.69	0.00	−2.47
	ASTD	0.97	−17.72	128.30	−5.80	3.43	−7.23	−0.51
	ACTN	1.48	25.38	145.30	6.68	4.09	10.78	−4.49
	ACTU	1.10	−6.62	130.10	−4.48	3.62	−1.95	−0.46
	ANLW	0.96	−18.75	124.10	−8.88	3.34	−9.64	0.84
Mode	Name	C_H (*10^{-3}) ± 0.01	%	Latent heat flux (W/m^2) ± 1.9	%	Precipitations (mm/day) ± 0.16	%	Net TOA (W/m^2) ± 0.28
OAGCM	CREF	1.22	0.00	132.50	0.00	3.78	0.00	−0.43
	CSTD	1.01	−16.78	134.00	1.13	3.85	1.93	0.59
	CCTN	1.51	23.93	129.30	−2.42	3.58	−5.26	−1.43
	CCTU	1.10	−9.54	133.50	0.75	3.83	1.35	−0.12
	CNLW	0.98	−19.76	134.50	1.51	3.90	3.12	0.22

When this is active, it reinforces C_H for low wind speed values as expected but it should be noted that this function also affect C_H for wind speeds greater than 5 m/s (Fig. 3). Finally, for the simulations ACTU, CCTU the transfer coefficient decreases by about 8% compared to AREF, CREF. These simulations have the lowest transfer coefficient for very low wind speeds (< 2 m s), in the unstable cases the C_H is fixed at 0.0011 and in the stable cases, the values of C_H approximates the values of ANLW, CNLW.

The model version equivalent to the IPSL-CM4 (2L24 simulation) is used for ASTD and CSTD (for AGCM and OAGCM). However in this study, to overcome the effect of the coefficient (0.8) used to separate the transfer coefficients that is only present in ASTD and CSTD, we consider AREF and CREF as reference simulation for atmosphere alone and coupled ocean–atmosphere simulations respectively.

3 Impact of bulk formulae on AGCM simulations

3.1 Annual mean changes

Figure 4 shows the long-term mean changes in latent heat flux (LH, W/m^2), rainfall (Pr, mm/day), specific humidity at the first atmospheric level (H, g kg) and the transfer coefficient (C_H) compared to the reference (AREF). The tropics, where evaporation is the strongest, are the most affected by

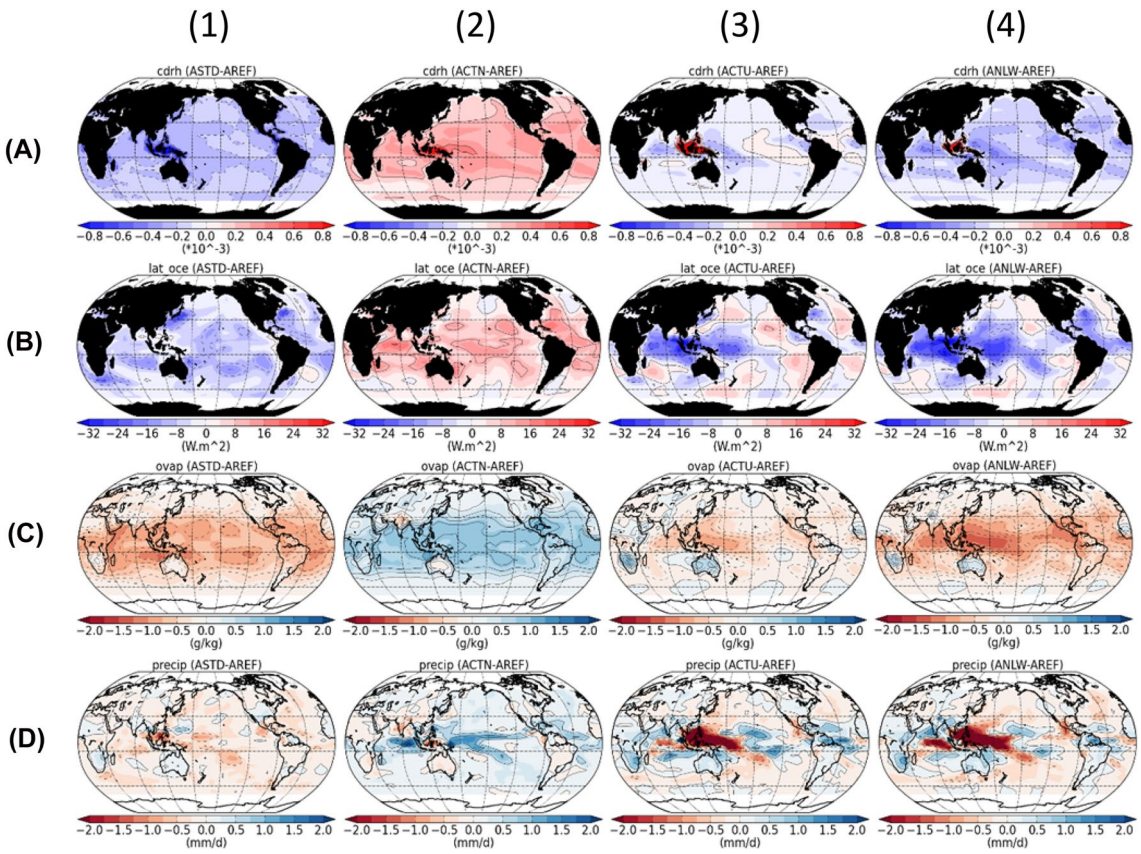

Fig. 4 Annual mean differences between (1) ASTD and AREF, (2) ACTN and AREF, (3) ACTU and AREF and (4) ANLW and AREF for **a** C_H, **b** latent heat fluxes (W/m^2), **c** humidity at 1st level (g/kg) and **d** precipitation (mm/day)

the modification in the bulk formulae (Fig. 4). With imposed SST and humidity at the ocean surface, the model reacts as expected. An increase (decrease) in the transfer coefficient leads to an increase (decrease) of the latent heat flux and thereby of precipitation and specific humidity at the first model level (Fig. 4).

Table 2 summarizes the spatio-temporal averages over the tropics (10 year averages between 20°S and 20°N) of C_H, LH, Pr, net radiative balance at the top of atmosphere (TOA) and the relative increases/decreases (in %) with respect to the reference simulation. All simulations, except ACTN, reduced C_H with the largest reduction obtained for ANLW with a decrease of 18.8% in the heat transfer coefficient (ANLW, Table 2). This reduction leads to a decrease of 8.9% in the latent heat flux and a decrease of 9.6% in precipitation, impacting the global radiative balance at the top of atmosphere (Table 2). Compared to the reference, the tropics are colder and drier for ANLW (-0.7 °C and -0.35 mm/day). With the exception of ACTN [where the tropics are warmer and wetter ($+0.5$ °C and $+0.4$ mm/day)], the other simulations exhibits similar behaviors (Table 2). The imposed changes in the drag coefficient impose a change that has almost no impact on the pattern of the simulated latent heat flux or a change that causes regional difference compared to the reference simulation (Fig. 4). This explains why changes between the different variables at the scale of the tropics are not proportional from one simulation to the other. In particular, ASTD and ANLW have close values for the change in latent heat drag coefficient but ASTD simulates 7.23% and ANLW 9.64% (Table 2) less precipitation compared to the reference (AREF).

For ASTD and ACTN, the change in the transfer coefficient is spatially homogeneous and leads to an increase (decrease) of the latent heat flux almost everywhere (Fig. 4 1b, 2b). This implies an enhancement (reduction) of the humidity over the entire tropics (Fig. 4 1c, 2c). When SST is imposed, such changes do not alter large-scale humidity or temperature gradients and do not cross thresholds that would modify the atmospheric circulation or stability and thereby atmospheric convection. Consequently, the variation of the transfer coefficient has no impact on vertical velocity or the large-scale walker circulation (Fig. 5a, b). We only notice an increase (decrease) in precipitation in the tropical band where the ITCZ is located due to the modification of humidity (Fig. 4 1d, 2d).

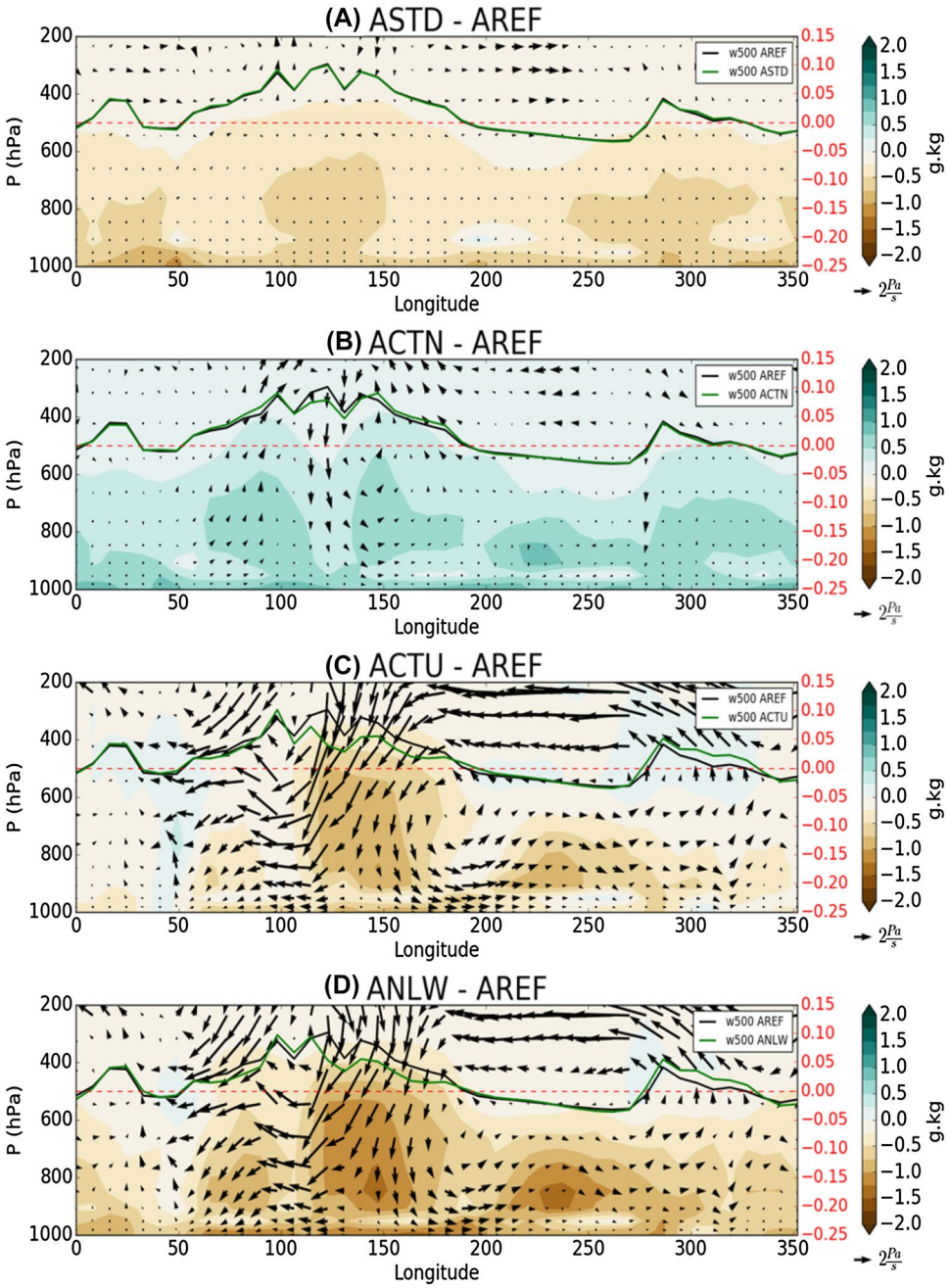

Fig. 5 Annual mean differences between **a** ASTD and AREF, **b** ACTN and AREF, **c** ACTU and AREF and **d** ANLW and AREF averaged between 5°N and 5°S for humidity (colors, g/kg), wind (arrows, Pa/m s) and vertical velocity at 500 hPa where the black lines stands for the reference simulation (AREF) and the green line for the sensitivity experiment (Pa/s). Note that on these figures the vertical velocity has been magnified by a factor 100 and the sign has been reversed so that descending (ascending) arrows indicate subsidence (ascent)

Conversely, for ANLW and ACTU the change is more regional. Suppressing the low wind speed parameterization induces large-scale pattern changes in the heat transfer coefficient over the warm pool and Indo-Pacific sectors where low winds are found (Fig. 4 3a, 4a). This implies a decrease in the latent heat flux and therefore a reduction in humidity in the first atmospheric layers. Global precipitation decreases. Over the Indian Ocean and west Pacific precipitation declines by more than 2 mm/day while it increases over the western parts of the Pacific and Atlantic oceans (Fig. 4 3c 3d). Figure 5c, d shows that it affects the whole atmospheric column and is associated with a decrease in the upward branch of the Walker cell in the warm pool region and with reduced atmospheric convection as can be deduced from the reduced upward vertical velocity at 500 hPa. The large-scale linkages between convection and winds in the tropics is such that the surface wind is also reduced. This comparison shows that depending on the pattern of C_H changes and the linkages with change in humidity and atmospheric convection, different zonal wind speeds correspond to the same imposed SST gradients at the surface.

These differences in latent heat between the east and west of the Pacific basin which depend on the change in CH are also found in the net surface fluxes calculated as

the sum of the latent, sensible and radiative fluxes. We define two boxes between 30°N and 30°S, one in the in the west Pacific (60°–180°E) and one in the east Pacific (180°–80°W). Figure 6 presents the spatio-temporal average differences for ASTD and ANLW compared to the reference (AREF) in these two boxes for the net surface flux and its different components. In this figure, although included in the calculation of the net surface flux, the sensible heat flux is not shown because in tropical regions it is an order of magnitude lower than the other components.

In the west Pacific box the mean anomaly value of the net surface flux is − 1.99 and − 19.1 W m^2 while in the east box is − 3.28 and − 1.89 W m^2 respectively for ASTD and ANLW compared to the reference. In both boxes, the latent heat flux dominates the net radiative flux (− 6.87 and − 16.19 W m^2 in the west and − 7.95 and − 7.5 W m^2 in the east respectively for ASTD and ANLW). The effect of latent heat flux is reinforced by the shortwave surface flux (− 0.89 and − 8.69 W m^2 in the west and − 2.29 and − 2.76 W m^2 in the east respectively for ASTD and ANLW) and counterbalanced by the long wave flux at surface (5.26 and 6.18 W m^2 in the west and 6.22 and 7.37 W m^2 in the east respectively for ASTD and ANLW). When we analyze the cloud radiative forcing (CRF) at the surface, we find that the change in solar radiation is due to reduced cloud cover. Indeed, the short-wave CRF accounts for most of the SW change (− 0.11 and − 8.03 W m^2 in the west box and − 1.61 and − 2.04 W m^2 in the east box). The long-wave CRF is almost negligible (Fig. 6), LW directly reflect the reduced humidity and associated reduced greenhouse effect. The changes observed in the AGCM simulations are mostly controlled by the modification of the latent flux. However, the west and east Pacific basins respond differently, a global change has stronger impacts in the east while the low wind parameterization (regional change) induces larger effects in the west (Fig. 6).

3.2 Equator-to-pole redistribution of energy

These changes in large-scale circulation and net radiative flux are related to large-scale differences in moist static energy (MSE) induced by surface latent heat changes. We consider the MSE, combining the dry static energy (heat plus potential energy) and the latent energy:

$$MSE = C_p T + gz + Lq \tag{7}$$

where C_P is the specific heat of air at constant pressure, T is the air temperature, g is the gravitational acceleration, z is the altitude, L is the latent heat of condensation and q is the specific humidity.

In an ocean atmosphere column at equilibrium, the annual mean net radiative flux RAD_{TOA} (positive downward) is balanced by the divergence of the MSE horizontal export out of the atmospheric column ($\vec{\nabla}.\vec{F}_{MSE}$) and the divergence of the ocean heat horizontal export out of the oceanic column ($\vec{\nabla}.\vec{F}_{O}$):

$$RAD_{TOA} = \vec{\nabla}.\vec{F}_{MSE} + \vec{\nabla}.\vec{F}_{O} \tag{8}$$

In this study, we only consider the horizontal export out of the atmospheric column ($\vec{\nabla}.\vec{F}_{MSE}$).

The MSE horizontal transport ($\vec{F}_{MSE}$) is computed as the divergent part of the MSE horizontal flux (Saint-Lu et al. 2016). The annual mean $\vec{F}_{MSE}$ and its different components (dry static energy (DSE) and latent energy (Lq)) is shown in Fig. 7 for the reference AREF. Regions where the MSE potential is negative correspond to energy sources, whereas regions where it is positive correspond to energy sinks for the atmosphere. Figure 7a shows that atmospheric energy transports diverge from the tropics (the sources) and converge in high latitudes (the sinks). The warm pool, where the warmest water (SST) is found and where deep convection occurs, is the largest source of MSE. Energy is zonally transferred by the atmosphere from the warm pool to the other oceanic basins (Fig. 7).

As explained by Trenberth and Stepaniak (2004), the moisture in the atmosphere is transported (Lq export)

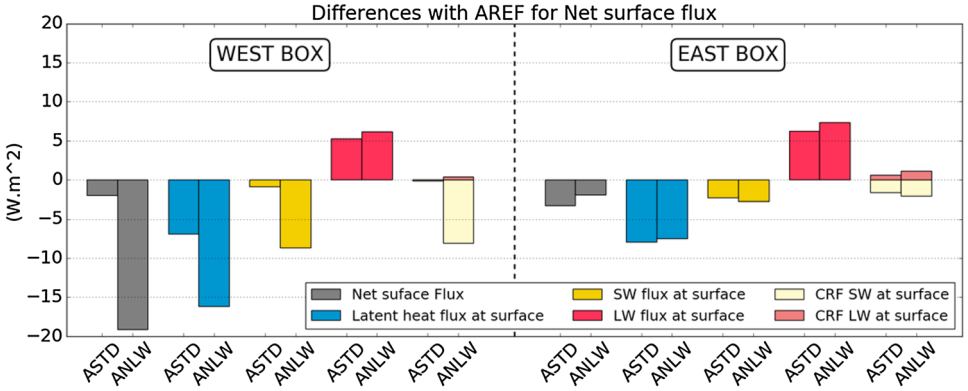

Fig. 6 Annual mean differences on net surface flux and its different components in two boxes for ASTD and ANLW compared to AREF. The west box correspond to a spatial average between 30°N, 30°S and 80°–180°E while the east box correspond to a spatial average between 30°N–30°S and 180°–80°W

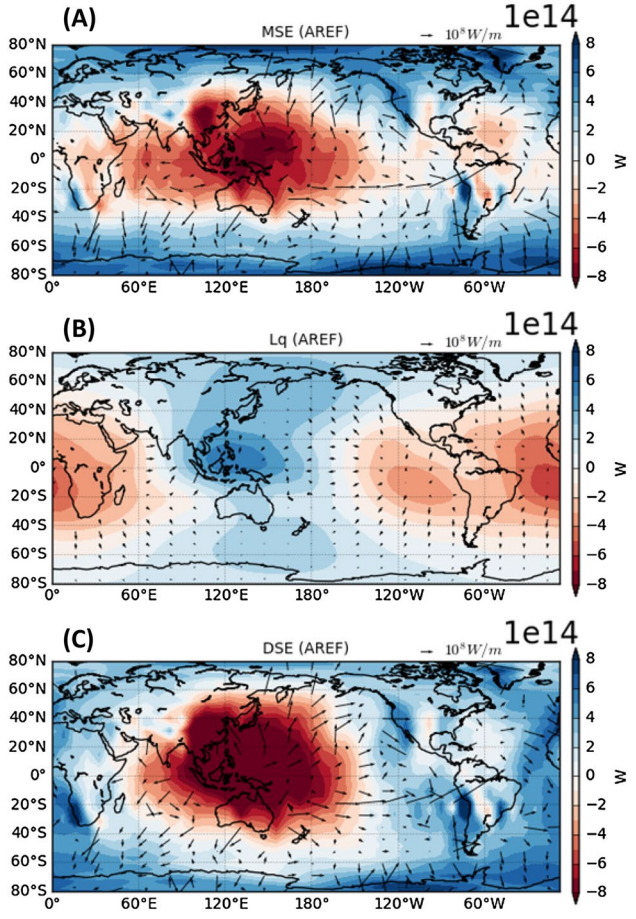

Fig. 7 Annual mean MSE transport by the atmosphere (arrows, W/m) and MSE potential (colors, W) (**a**), Lq transport by the atmosphere (arrows, W/m) and Lq potential (colors, W) (**b**) and DSE transport by the atmosphere (arrows, W/m) and DSE potential (colors, W) (**c**) for the reference simulation AREF. Arrows are draw every 2 points on X and Y axis and continents are masked because of the too noisy continental signal due to low resolution

towards areas where the air is forced to raise (mostly around the warm pool) and hence cool. This explains the zonal export of energy from Atlantic and east Pacific basins to the warm pool regions by the latent energy (Lq, Fig. 7b). This phenomena results in a strong latent heating that drives the upward branch of the walker circulation located in this region. The DSE export is on the other hand linked with the upper atmospheric circulation. When the air rises, the moist energy is converted into sensible heat through the release of latent heat and is then exported poleward by the Hadley cells in the form of dry static energy (Fig. 7c). The warm pool thus is both a sink (Lq potential energy) and a source (DSE potential energy) of energy. The result is a net export of MSE to the poles and from the warm pool to the other basins (Fig. 7a–c).

Figure 8 depicts the long-term mean changes in MSE and Lq potential for ASTD and ANLW compared to the reference (AREF). For ASTD the decrease in transfer coefficient does not change the atmospheric circulation (Fig. 5a). It only affects the atmospheric humidity, which decreases, but doesn't induces changes in Lq export (Fig. 8b). Consequently the differences in MSE export are very small (Fig. 8a) with only slight differences between the east and west of the Pacific basin. For ACTN (map not shown) the same behavior is observed but with opposite sign and slightly larger amplitude.

For ANLW the mean MSE export out of the warm pool region is reduced (Fig. 8c). This is consistent with the latent heat flux reduction over this region due to the suppression of the low wind speed parameterization that reduces heat and moisture availability for the atmosphere and leads to a decrease in the export of Lq from the other basins to the warm pool (Fig. 8d). This reduction in Lq potential is associated with an increase of MSE potential over the eastern part of the Pacific (negative value) and a decrease (positive value) over the western part (Fig. 8c). The eastern and western parts of the Pacific respond differently. This reflects the E/W gradient in latent heat flux (Fig. 4b) and the differences in net heat fluxes (Fig. 6). It also confirms that the change in Walker circulation balances the Lq and therefore the MSE exchange coming from the E/W gradient induced by latent heat changes at the surface. Latent heat flux control is therefore an important part of the exchange of energy between basins. For ACTU the same phenomenon is observed with a slightly lower amplitude.

The zonal integral of the heat transport (Fig. 9) confirms that the largest reduction of the equator-to-pole heat transport is obtained for ANLW and ACTU. For these two simulations, the largest differences are found between 20°S and 20°N and is associated with changes in the Hadley circulation. The change in atmospheric moisture increases the MSE transport in the south and decreases it in the north. It also shows that the latitude of maximum difference in latent heat transport strongly depends on whether the changes in latent heat induced by different drag coefficient parameterizations is homogeneous or has an E/W asymmetry in the Pacific ocean (Fig. 9).

The comparison of these simulations indicates that latent heat flux plays a key role on the atmospheric circulation and the exchange of energy between basins due to its impact on lower atmospherics layers. In an AGCM, the changes in latent heat directly reflect the way the heat exchange coefficients are represented. It is enhanced by radiative feedbacks due to the imposed SST and incoming solar radiation. Increasing (decreasing) the turbulent heat flux at the surface leads to an increase (decrease) of the radiative imbalance at the TOA (Table 2) of up to -4.49 W/m^2 for ACTN. This imbalance would lead to long-term adjustment when the atmosphere is coupled to the ocean as discussed below from the analysis of the same sensitivity test with the MGV

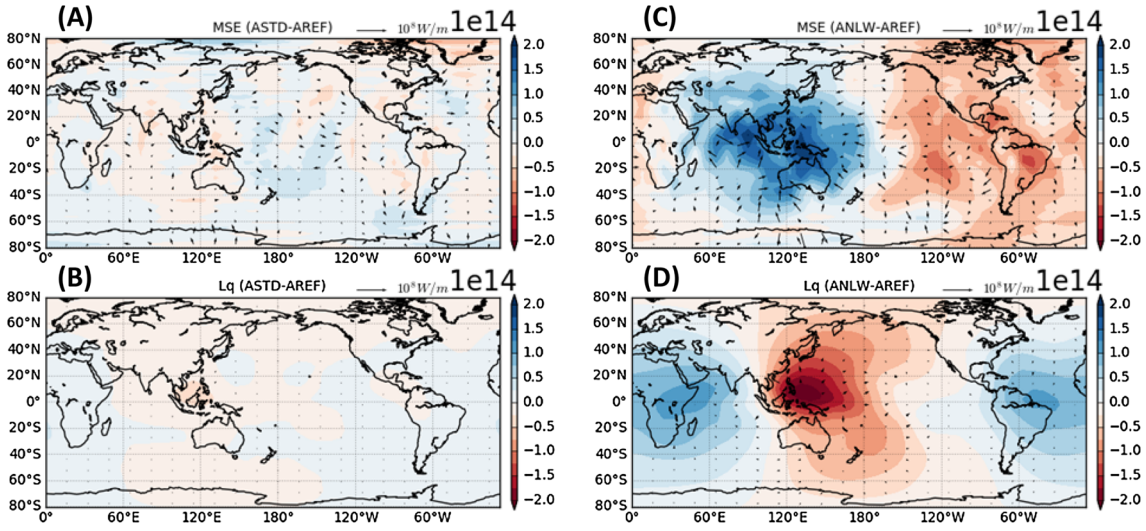

Fig. 8 Differences on the annual mean MSE and Lq transport by the atmosphere (arrows, W/m) and MSE and Lq potential (colors, W) between (**a, b**) ASTD and AREF and (**c, d**) ANLW and AREF. Arrows are draw every 2 points on X and Y axis and continents are masked because of the too noisy continental signal due to low resolution

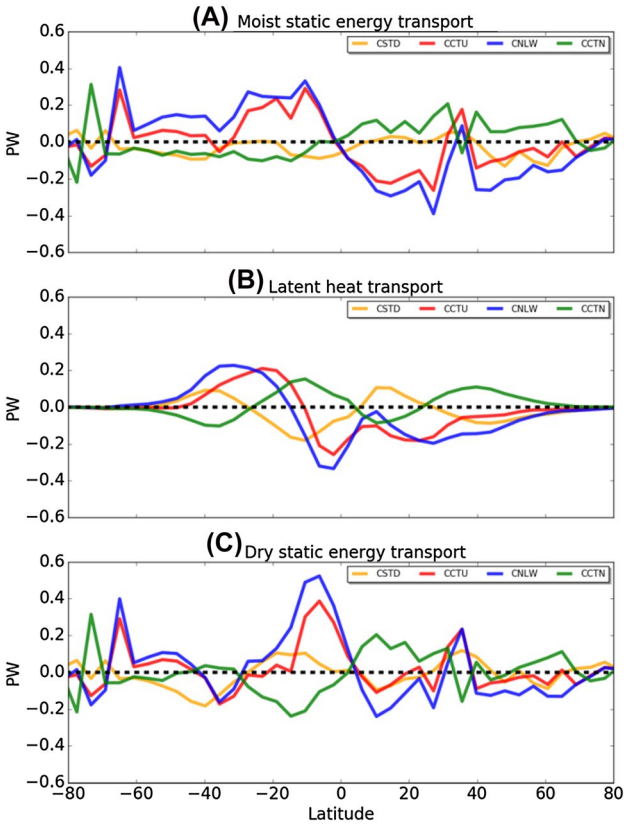

Fig. 9 Differences of **a** the annual mean MSE transport by the atmosphere (PW), **b** annual mean atmospheric latent heat transport (PW) and **c** annual mean dry static energy transport between ASTD, ACTN, ACTU, ANLW and AREF

OAGCM. Note that the simulation ASTD is almost equilibrated (-0.51 W/m^2) because it corresponds to the reference climate version (2L24). Our reference here is AREF with -2.47 W/m^2 resulting from the removal of the separating factor (0.8) and an increase in heat exchange coefficient (C_H). This need to be accounted for when discussing the OAGCM simulations below.

4 Impact of bulk formula on OAGCM simulations

4.1 Adjustment of the ocean atmosphere system

Figure 3b shows that the effect of the perturbations on the heat drag coefficient (C_H) is similar between the simulations carried out with the fully coupled system and the AGCM. The same physical processes are acting in the AGCM and OAGCM simulations. This is consistent with what is expected from the change in parameterizations. However, the effects observed on latent heat flux are opposite (Table 2; Figs. 4, 10). An increase in the transfer coefficient leads to a decrease in the latent heat flux and precipitation. Conversely, decreased C_H leads to an increase in latent heat flux and precipitation. As for the simulation carried out with the atmospheric stand-alone model, the tropical band is the most impacted by the perturbation (Fig. 10). For CCTN, precipitation decreases between 10°N and 10°S and increases between 40°N and 10°N and 40°S and 10°S while moisture decreases everywhere compared to the reference CREF. For CSTD, CNLW and CCTU the opposite is observed with a

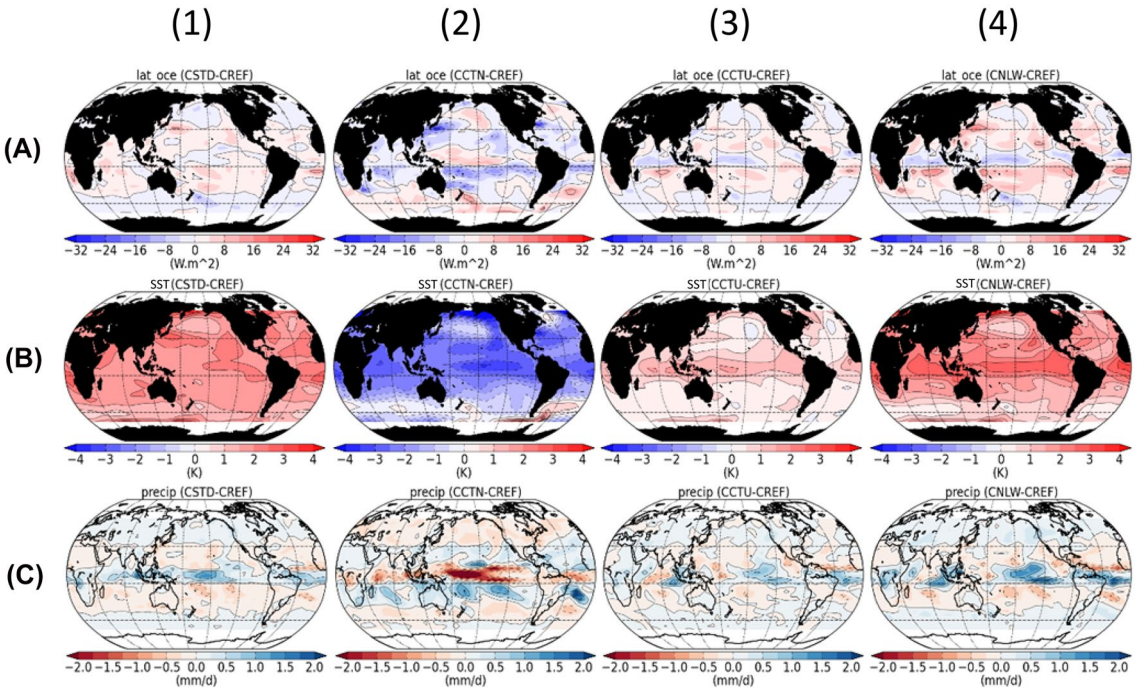

Fig. 10 Annual mean differences between (1) CSTD and CREF, (2) CCTN and CREF, (3) CCTU and CREF and (4) CNLW and CREF for **a** Latent heat fluxes (W/m^2), **b** SST (°C) and **c** precipitation (mm/day)

lower intensity (Fig. 10). When we coupled the ocean and the atmosphere the perturbation induced by the modification of the heat drag coefficient had a direct impacts on SST. The ocean dampens the direct effect by absorbing or releasing energy and counteracting the initial perturbation. Modification of the SST leads to a destabilization of the humidity gradient that modifies the atmospheric circulation involving the link between SST and circulation highlighted in other studies (McGregor et al. 2014; Minobe et al. 2008). Subsequently, atmospheric and oceanic feedbacks modify the atmosphere ocean radiative equilibrium.

Figure 11 illustrates the ocean atmosphere adjustment. All sensitivity experiments start from the final year of the corresponding AGCM simulation and with the same initial ocean state. The radiative imbalance induced by the sensitivity test to C_H leads to rapid model drift. A negative (positive) heat budget at TOA corresponds to a cooling (warming). As an example, the −2.47 W/m^2 radiative imbalance at TOA for AREF (Table 2) is seen at the beginning of the CREF simulation (Fig. 11a). After 40 years the imbalance at TOA declines as the ocean cools (Fig. 11a, c). The reduced SST is also associated with reduced air temperature and humidity following the Clausius–Clapeyron relationship (Fig. 11d). This corresponds to a reduction of 7.82% of humidity per degree for the CREF simulation. This value is similar to the ones obtains for global warming experiments (7.5%/K ± 2%) (Held and Soden 2006). At the same time the reduced SST dampens the surface latent heat flux (Fig. 10b), which explains why despite a much higher drag coefficient the latent heat flux is almost the same as in the other simulations (Table 2). This adjustment process leads to nearly the same global latent heat flux in all simulations (Fig. 11b) with different SST and other climate variables. The latent heat flux has a key role in determining Earth's radiative equilibrium. As all simulations respond to identical incoming solar radiation, the latent heat needs to be almost identical to achieve global radiative balance. The adjustment of the ocean creates a modification of the state variables like temperature and humidity used to compute the turbulent fluxes. When the adjustment is almost complete, compared to the reference (CREF, Table 2), the tropics (20°S–20°N) are colder and dryer for CCTN by about − 2.1 °C and − 0.2 mm/day. It is warmer and wetter for CSTD, CCTU and CNLW by about + 1.5 °C and + 0.07 mm/day, + 0.6 °C and + 0.05 mm/day and + 1.7 °C and + 0.12 mm/day respectively.

4.2 Response of the coupled system to a global change in drag exchange coefficient

To analyze further the ocean–atmosphere feedbacks in terms of spatial patterns, we consider first the CSTD simulation. Compared to CREF, it represents the case where CH is reduced by a factor 0.8 (Table 1). In addition, this simulation is at equilibrium with almost no drift in SST. As can be deduced from the AGCM simulation, the modification of the transfer coefficient in CSTD does not impact the wind. The

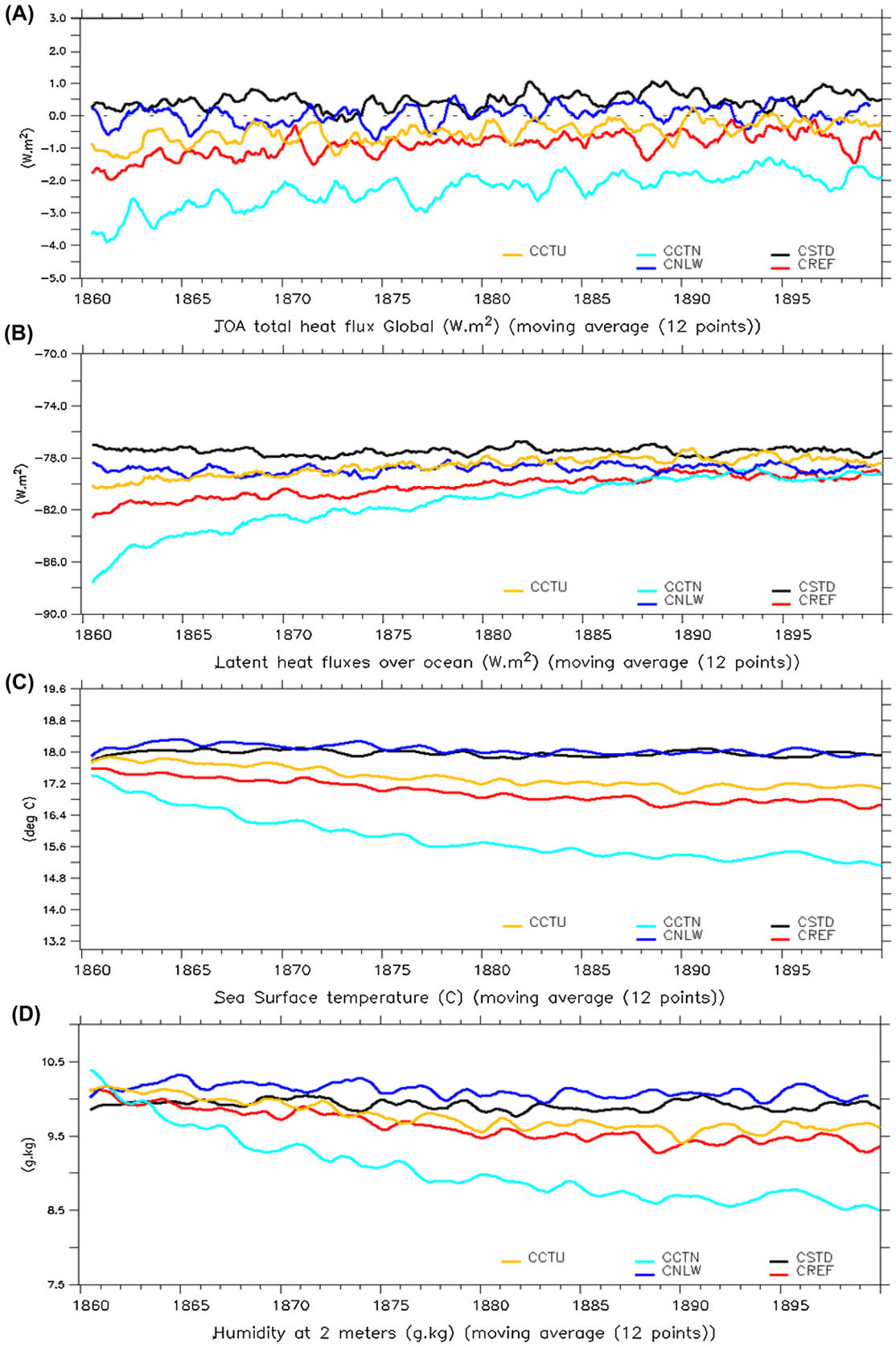

Fig. 11 Temporal evolution of the spatial averages (over the whole domain) for **a** atmospheric net radiative flux at the top of the atmosphere (W/m^2), **b** latent heat flux over ocean (W/m^2), **c** sea surface temperature (°C) and **d** humidity at 2 m (g kg) for OAGCM's simulations

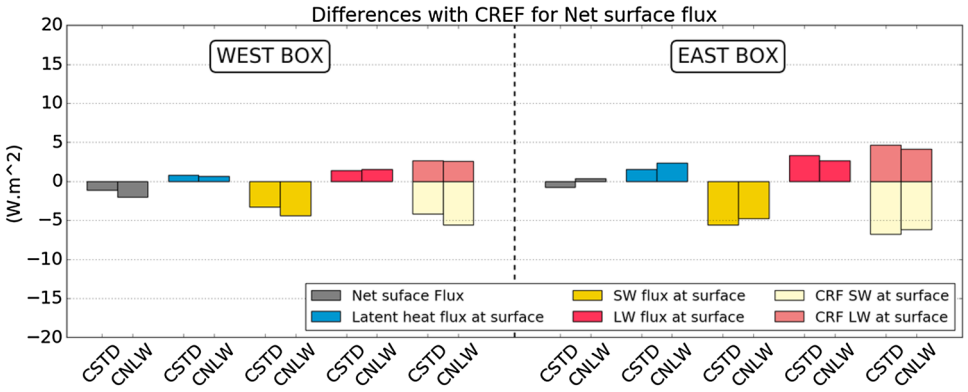

Fig. 12 Annual mean differences on net surface flux and its different components in two boxes for CSTD and CNLW compared to CREF. The west box correspond to a spatial average between 30°N, 30°S and 80°–180°E while the east box correspond to a spatial average between 30°N–30°S and 180°–80°W

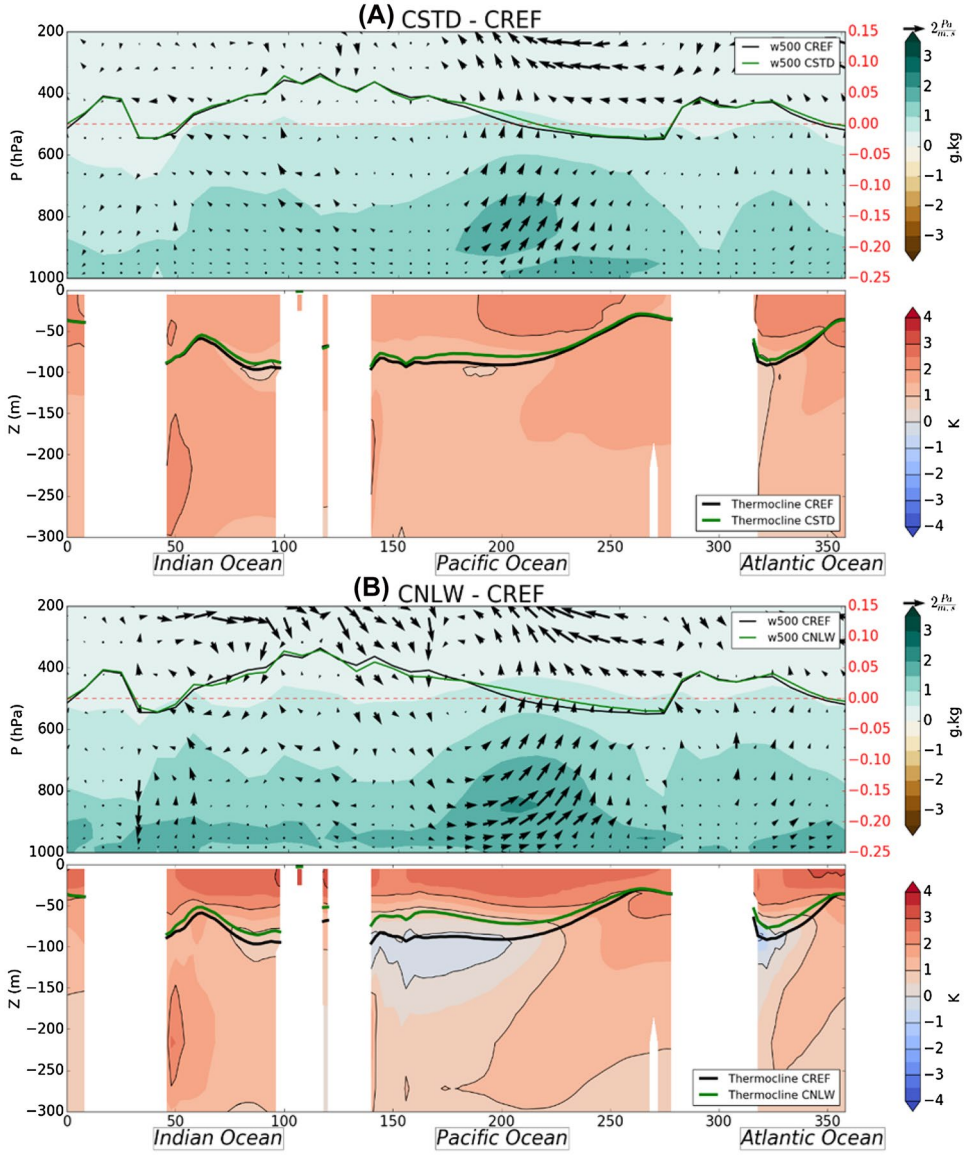

Fig. 13 Annual mean differences between **a** CSTD and CREF and **b** CNLW and CREF averaged between 5°N and 5°S. (Top) atmospheric vertical section for humidity (colors, g/kg), wind (arrows, Pa/m s) and vertical velocity at 500 hPa where the black lines stands for the reference simulation (CFAC) and the green line for the sensitivity experiment (Pa/s). Note that on these figure the vertical velocity has been magnified by a factor 100 and the sign has been reversed so that descending (ascending) arrows indicate subsidence (ascent). (Bottom) oceanic vertical section for differences in temperature (colors, °C) and thermocline depth (m) where the black lines stands for the reference simulation (CFAC) and the green line for the sensitivity experiment

modification observed is therefore due to a direct effect of the latent heat flux. Compared to CREF, the SST is warmer in order to release almost the same amount of latent heat flux at the global scale and achieve global radiative balance. Figure 13a presents a vertical section of the atmosphere–ocean circulation differences with CREF along the equatorial band (5°S–5°N). At the beginning of the simulation, decreasing the heat transfer coefficient diminishes the latent heat flux and reduced the evaporation everywhere. This reduces the energy transfer from the ocean to the atmosphere, leading to decreased evaporative cooling until a new, warm equilibrium is reached. Despite very small differences in net and latent heat fluxes between CSTD and CREF in the west and the east Pacific (− 1.15, 0.83 W m^2 in the west box and 0.73, 1.51 W m^2 in the east box define in Sect. 3.1 for net and latent heat flux respectively, Fig. 12) the SST response is larger in the eastern part of the Pacific where the thermocline is shallower. It reaches + 1.4 K in the west box (as given in Sect. 3.1) and + 1.81 K in the east box, which reduces the temperature gradient along the equator. Trade winds are very similar in the west box and slightly decreased by 0.05 m s in the east box, which in turn decreases evaporation and SST cooling. This mechanism is similar to positive wind-evaporation-SST (WES) feedbacks (Xie and Philander 1994) especially if we combine CH and wind into an evaporative efficiency where the effect of CH decrease is equivalent to the effect of reduced wind on evaporation (Eq. 1). It has been shown that the WES feedbacks are positive when surface temperature and zonal wind variations are in phase with westerly (easterly) wind anomalies overlying warm (cold) SST anomalies (Kossin and Vimont 2007; Xie 1999).

The establishment of the WES feedback causes the appearance of another important feedback, the Bjerknes feedback. Bjerknes (1969) gave the name "Walker Circulation" to the east–west convection cell and related it to SST (Kousky et al. 1984). As stated previously, in the CSTD simulation, trade winds are weakened in the eastern and central Pacific. The dynamical effect of wind reduces the tilt of the thermocline. Its depth shoals by 7 m in the central Pacific. This leads to reduced upwelling, a slowdown in ocean circulation and increased SSTs in the region. This reinforces locally the surface warming and causes an increase of lower-tropospheric moisture through latent heat and increased moisture convergence. This strengthen ascending motion through enhanced diabatic heating and the combination of these two feedbacks and of the modification of humidity gradient explains the slight extent to the east of the walker cell (over warm SST) in this case and the maximum humidity differences found in the central Pacific (Fig. 13a).

After adjustment occurs, the net surface and latent heat flux differences observed in AGCM between ASTD and AREF largely disappear (Fig. 12). The surface has a similar net heat budget between the two simulations. However, radiative fluxes indicate that the atmospheric circulation is different (Fig. 12). As for AGCM simulations, the short-wave CRF has strong impacts (− 4.18 in the west box and − 6.76 W m^2 in the east box define in Sect. 3.1) but unlike AGCM simulations it is balanced by the long-wave CRF (2.64 in the west and 4.63 W m^2 in the east box). This highlights that changes in cloud cover have a larger role than water vapour and counteract the LW greenhouse effect. The net surface flux confirms that the changes observed in the OAGCM simulations are controlled by the modification of the circulation. It also show that the ocean absorbs almost all the perturbation produced by the modification of the transfer coefficient. However, as with the AGCM simulations, the west and east Pacific basins respond differently (Fig. 12).

The differences in the atmospheric column between AGCM and OAGCM simulations have their counterpart in the differences in MSE transport. Figure 14 shows that the MSE export is enhanced over the eastern part of the Pacific and an E/W structure, not observed in AGCM appears for CSTD compared to CREF (Fig. 14a). This is consistent with the warming of tropical SST's, which is stronger in the eastern part of the Pacific and increases the ocean heat available for the atmosphere. It is also consistent with the extent to the east of the ascending branch of the Walker's cell (Fig. 13a). This can be interpreted as more energy being transferred into the Indian and western Pacific from the eastern Pacific and the Atlantic. As shown in Fig. 14b, the impact of the Lq export is very low due to the adjustment which causes a similar latent heat flux between CSTD and CREF.

For CCTN, which also responds to a uniform change in C_H the same mechanisms operate but the opposite sign is observed. Increased C_H cools the upper ocean leading to a decrease of atmospheric humidity, an enhancement of the westward wind and a deepening of the thermocline of about 40 m in the center of the Pacific Ocean. In this simulation the same feedbacks are active but with an opposite sign and reinforced effects. This amplitude difference is seen in Fig. 16 which show a spatial distribution in boxplot form of the annual mean differences in MSE potential compared to their respective references (AREF and CREF) in the two different boxes define in Sect. 3.1. As with CSTD, in the CCTN simulation the east box is the most impacted but the sign is opposite and the amplitude is much higher.

4.3 Response of the coupled system to a regional change in drag exchange coefficient

To study the ocean–atmosphere system response to a regional change in heat drag coefficient (in the warm pool region), we consider the ANLW simulation. Compared to CREF, this simulation represents the case where the low wind speed parameterization used to compute C_H is removed. As for CSTD, the SST is higher compared to

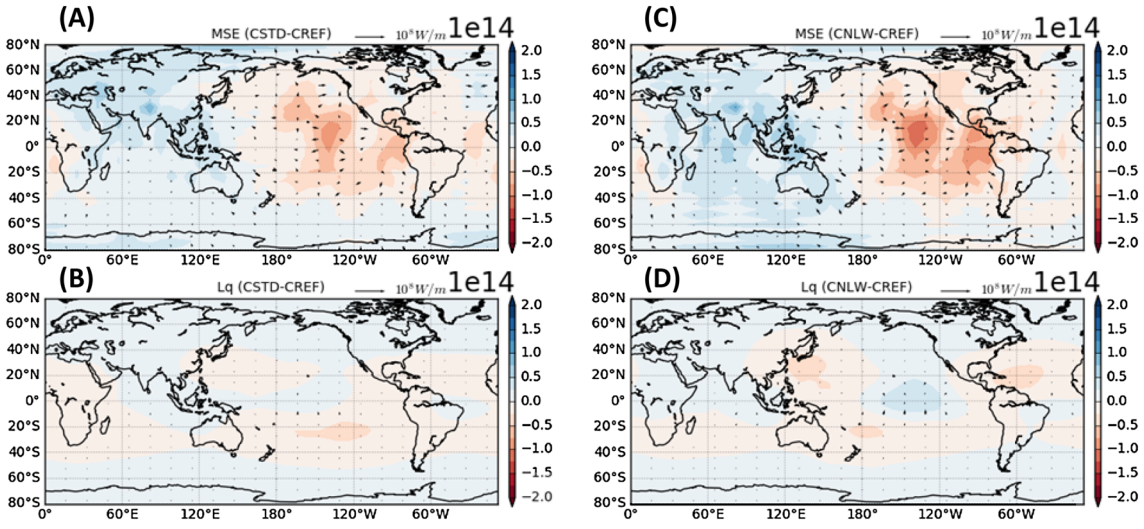

Fig. 14 Differences on the annual mean MSE and Lq transport by the atmosphere (arrows, W/m) and MSE and Lq potential (colors, W) between **a, b** CSTD and CREF and **c, d** CNLW and CREF. Arrows are draw every 2 points on X and Y axis and continents are masked because of the too noisy continental signal due to low resolution

CREF in order to release almost the same amount of latent heat at the global scale and achieve radiative balance. Figure 13b presents a vertical section of the atmosphere–ocean circulation differences with CREF along the equatorial band (5°N–5°S). At the beginning of the simulation, decreasing the heat transfer coefficient diminishes the latent heat flux and reduces the evaporation predominately in the west of the Pacific basin where low winds are found. This effect is amplified by radiative feedbacks (Fig. 12) which further reduce the energy transfer from the ocean to the atmosphere. This warms and stratifies the ocean and shoals the thermocline depth by 18 m in the west Pacific, until a new warm equilibrium is reached. As observed in the AGCM simulation, trade winds are reduced (-0.13 m s in the east box defined in Sect. 3.1 and -0.06 m s in the west box), which in turn decreases the moisture advection from the east to the west of the Pacific and decreases evaporation and SST cooling. As for a global modification, this mechanism is similar to positive wind-evaporation-SST (WES) feedbacks (Xie and Philander 1994). The establishing of the feedbacks differs from CSTD simulation (Sect. 4.2) due to the direct impact of a regional modification on the wind which has a direct effect on temperature through Bjerknes (1969) feedback. Despite similar net heat flux and thermocline depth between the east and the west Pacific in the CNLW simulation, due to the wind response, the SST response is slightly larger in the eastern part of the Pacific ($+1.96$ K in the east box defined in Sect. 3.1) than in the western part ($+1.64$ K in the west box). In this case the Bjerknes feedback is active from the beginning of the simulation, explaining why the thermocline change is larger in CNLW than is CSTD. As with the CSTD simulation, the adjustment produces a moistening of the lower troposphere (with a maximum in the middle of the Pacific). However, the effect on the ocean on the other part is different, it is much more stratified and slightly warmer at the surface for CNLW (Fig. 13) which causes a shift in Walker circulation and not only an extent (Fig. 13b). This indicates the dampening effect of the ocean in the ocean–atmosphere adjustment.

Figure 14c presents long-term mean changes in MSE potential export for CNLW compared to CREF. The mean MSE export is enhanced over the eastern part of the Pacific. This is consistent with the warming of tropical SST's and also with the strengthening and shifted to the east Walker circulation. As for CSTD, the impact of the Lq potential export is limited (Fig. 14d). When the low wind speed parameterization is suppressed, the same behavior is observed between OAGCM and AGCM simulations for the MSE export differences (Figs. 8c, 14c), but with lower amplitudes due to the dampening effect of the ocean. The same E/W structure is observed due to the same response of wind. This implies that it is not because we have a change in latent heat flux sign that we observe an inversion in the heat transport pattern. In this case, when the modification is regional, the change in latent heat flux does not counteract the radiative fluxes. As with the AGCM simulation, more energy is transferred into the Indian and western Pacific from the eastern Pacific and the Atlantic. For CCTU (not shown), similar features emerge but with a lower intensity. These amplitude differences are shown Fig. 16.

As previously explained, the adjustment that occurs between the ocean and the atmosphere leads to a similar atmospheric state for CNLW and CSTD. This results in almost identical zonal heat transport by the atmosphere

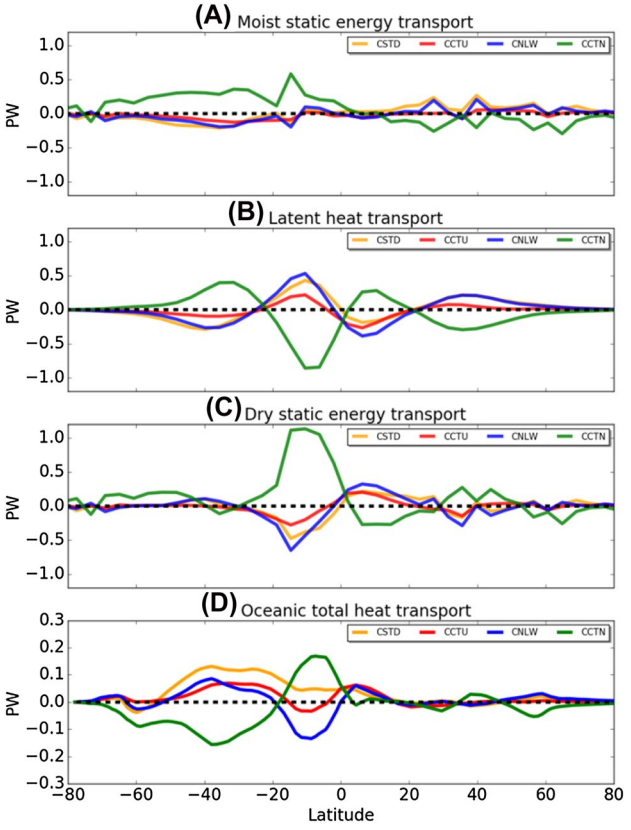

Fig. 15 Differences of the annual mean. **a** MSE transport by the atmosphere (PW), **b** atmospheric latent heat transport (PW), **c** dry static energy transport (PW) and **d** oceanic heat transport (PW) between CSTD, CCTN, CCTU, CNLW and CREF

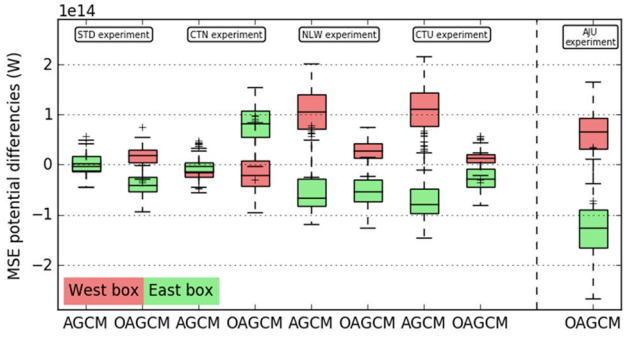

Fig. 16 Spatial distribution in form of boxplot of the annual mean differences of MSE potential export by the atmosphere (W) between 30°S and 30°N in two different boxes in the Pacific region (40°–180°E for the west boxes and 180°–80°W for the east boxes) for all the simulations (AGCM and OAGCM) compared to their respective references (AREF and CREF)

for these simulations compared to the reference (CREF), with only oceanic heat transport differing (Fig. 15). Unlike AGCM simulations, the latitude of the maximum difference in latent heat transport is similar for all sensitivity experiments. The asymmetries observed in AGCM are not present in the OAGCM simulations, only the amplitude changes between the simulations compared to the reference (CREF) for atmospheric heat transport. However, as in AGCM simulations, the more the atmospheric circulation is impacted the greater the difference in the equator-to-pole export of energy. For the coupled model, the largest modification of equator-to-pole heat transport is obtained for the CCTN simulation (Fig. 15).

4.4 Impact of atmospheric model tuning

In a fully coupled model the response to a perturbation is difficult to predict, the adjustment that takes place between the ocean and atmosphere is, on the other hand, an understandable phenomenon. Găinuşă-Bogdan et al. (2018) highlights the link between the pattern of the latent heat flux biases in stand-alone models and the systematically and negatively correlated pattern of SST biases in coupled simulations. The comparison between atmosphere stand-alone and coupled simulations indicates that this holds in our simulations. The patterns are different from those found in Găinuşă-Bogdan et al. (2018) due to the fact that we compare simulations and in the initial study they compared simulations with observations. Here we find the strongest link between differences in SST in coupled simulation and differences in latent heat flux in atmosphere stand-alone simulation around the warm pool and in the Atlantic and Indian oceans. With an imposed SST field, errors or modification in the atmospheric stand-alone model impact directly on the distribution of other variables such as latent heat flux while in the coupled model, when the SST is allowed to develop, the same atmospheric modification or errors are transferred to the SST field and heat is stored in the ocean. Moreover, as Potter et al. (2017) shows, SST changes are propagated by ocean currents and can therefore have a more long-term effect than flux changes, which are instantaneous. This phenomenon further complicates the response of a coupled ocean atmosphere model.

However, we must not forget that in a coupled model, to properly represent the Earth's energetics with the appropriate global temperature, tuning is always required (Hourdin et al. 2016). Some of the changes we highlight in the sensitivity experiments to the heat drag coefficient lead to unrealistic climate temperatures that are too warm or too cold compared to modern observations (Fig. 12). To explore if model tuning realized to adjust the overall energy balance modifies our main conclusions we performed a twin simulation to CCTN, named CAJU, in which some clouds parameters were adjusted to maintain a warmer temperature in the atmosphere. While CCTN has a global mean temperature of 9.73 °C, the adjustment brings it to a spatio-temporal average temperature at 2 m of 14.69 °C for CAJU. We recognize

this is a significant tuning, but it was performed within the range of atmospheric parameter uncertainties.

Figure 16 presents the results for the adjusted simulation (CAJU) compared to the reference used in this paper (CREF). Although the increase of transfer coefficient is similar between CCTN and CAJU the tuning leads to an opposite response of the system. The tuning of clouds to maintain the atmospheric temperature counteracts the cooling induced by the adjustment of the latent heat fluxes in CCTN. A strong increase of LH, humidity and therefore of the precipitation is observed (not shown). The comparison of CAJU and CREF shows that the western part of the Pacific Ocean transfer less energy (positive values). This is balanced by energy transfer from the Atlantic and the eastern part of the Pacific basin (negative values), and is the opposite of that found for CCTN. However, the east box remains the most impacted due to the global modification of the transfer coefficient in CAJU. By strengthening the ascending branch of the walker cells, the cloud tuning maintains more humidity in the upper layer of the atmosphere and increases the precipitations in all equatorial bands.

The adjustment counteracts the radiative imbalance in ACTN and maintains more energy in the system. In short, the tuning counterbalances the results obtained with the initial perturbation and modifies the feedbacks in the coupled model by bringing it closer to the atmosphere stand-alone model. When tuning is performed, in most cases, the impact of a parameterization modification is difficult to disentangle from other feedbacks that take place in a coupled system and there is a risk of assessing the effect of the tuning and not of the modification on the physical package.

5 Conclusion

The present study investigates the large scale impacts of the transfer coefficient used to compute turbulent heat fluxes, focusing on the tropical regions. This is a key area of the climate system that is important for the redistribution of energy between the equator and the poles (Kjellsson 2015; Saint-Lu et al. 2016). The latent heat flux provides energy to the evaporation process. It plays an important role in the water cycle (Cao et al. 2015) and the global ocean atmosphere circulation. To better understand how the representation of this flux affects the coupled ocean atmosphere system, we performed sensitivity experiments with a very low atmospheric resolution version of the IPSL-CM4 model in which the surface bulk formula is modified. Performing these tests with parallel atmospheric stand-alone and fully coupled ocean–atmosphere models allows us to study the direct effect of the disturbance with the AGCM and the mechanisms of adjustment to these changes between the ocean and the atmosphere with the OAGCM. We focus on global energetics and the atmospheric circulation response.

An atmosphere stand-alone model reflects a direct response to the modification of the bulk formula. With an imposed SST, there is a clear link between latent heat flux, humidity and precipitation. A regional modification of heat transfer coefficient has more impact than a global modification due to the impact on large scale humidity and temperature gradients which give rise to pressure gradients that in turn cause modification of the wind and thereby the atmospheric circulation. A coupled model reacts differently to the same perturbation. Specifically, the modification of the transfer coefficient impacts the SST and atmospheric state variables but not directly the latent heat flux which must remain almost the same to achieve radiative balance. This modifies the way the coupled system works due to the link between atmospheric circulation and SST and the different feedbacks between ocean and atmosphere. Global impacts have more importance than regional impacts in this case. As shown in Fig. 16, the same areas are impacted in AGCM and OAGCM simulations. Regional changes have more impact in the west Pacific while global changes affect the east of the Pacific basin. This demonstrates that beyond the physical details of the model itself, the relationships between regions through large scale atmosphere ocean circulation are of critical importance in explaining the functioning of the global system.

The last key point highlighted in this study is that in climate models, although the importance of turbulent heat fluxes on the global system is recognized, it remains difficult to improve their representations to upgrade both the climatology of a coupled and a forced model. It is also difficult to understand the impacts of the parameterization of turbulent fluxes due to the sensitivity of atmospheric circulation to their representation, the different feedbacks between ocean and atmosphere and model tuning. For this reason, idealized studies are needed to understand how different parameterizations interact but also to avoid the risk of only assessing the effects of tuning when analyzing coupled simulations. It would be interesting to do further investigations on the role of latent heat flux on the clouds and how convection and cloud parameterization responds to surface change. This would help to further understand the differences between low and high atmospheric layers and thereby to better assess the role of this flux in balancing energetics in global climate models.

Acknowledgements This manuscript is a contribution to the ANR COCOA project (ANR-16-CE01-0007). Computing time was provided by GENCI (gen 2211) on the CURIE CCRT super computer using model. Computing and analysis tools are developed by the IPSL IGCM group. The simulations were performed as part of the DECLIC project (GIS climat DECLIC project). The lead author is supported by a CFR

PhD grant of the CEA (Commissariat à l'Enérgie Atomique et aux énergies alternatives).

References

Adler RF, Huffman GJ, Chang A, Ferraro R, Xie P, Janowiak J, Rudolf B, Schneider U, Curtis S, Bolvin D, Gruber A, Susskind J, Arkin P, Nelkin EJ (2003) The version 2 Global Precipitation Climatology Project (GPCP) Monthly Precipitation Analysis (1979-Present). J Hydrometeor 4(6):1147–1167

Barnier B (1998) Forcing the Ocean. In: Chassignet J, Verron EP (eds) Ocean modeling and parameterization. Kluwer Academic Publishers, The Netherlands. pp 45–80

Beljaars ACM, Beljaars BACM. 1995. The parametrization of surface fluxes in large-scale models under free convection. Q J R Meteorol Soc 121(522):255–270. https://doi.org/10.1002/qj.49712152203

Bellucci A, Gualdi S, Navarra A (2010) The double-ITCZ syndrome in coupled general circulation models: the role of large-scale vertical circulation regimes. J Clim 23(5):1127–1145

Birol Kara A, Rochford PA, Hurlburt HE, 2000. Efficient and accurate bulk parameterizations of air—sea fluxes for use in general circulation models. J Atmos Ocean Technol 17(10), 1421–1438

Bjerknes J (1969) Atmospheric teleconnections from the equatorial pacific. Mon Weather Rev 97(3):163–172. https://doi.org/10.1175/1520-0493(1969)097<0163:ATFTEP>2.3.CO;2

Blanc TV (1985) Variation of bulk-derived surface flux, stability, and roughness results due to the use of different transfer coefficient schemes. J Phys Oceanogr 15(6):650–669. https://doi.org/10.1175/1520-0485(1985)015<0650:VOBDSF>2.0.CO;2

Cao N, Ren B, Zheng J (2015) Evaluation of CMIP5 climate models in simulating 1979–2005 oceanic latent heat flux over the Pacific. Adv Atmos Sci 32(12):1603–1616

Chahine MT (1992) The hydrological cycle and its influence on climate. Nature 359, 6394, 359(6394):373–380. http://www.u.arizona.edu/~conniew1/geog532/Chahine1992.pdf%5Cnhttp://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19930026415

Charnock H (1955) Wind stress on a water surface. Q J Roy Meteorol Soc 81:639–640. https://doi.org/10.1029/2004JC002585

Chen D, Busalacchi AJ, Rothstein LM (1994) The roles of vertical mixing, solar radiation, and wind stress in a model simulation of the sea surface temperature seasonal cycle in the tropical Pacific Ocean. J Geophys Res 99(C10):20345. http://rainbow.ldeo.columbia.edu/~dchen/collection-dchen/jgr94.pdf%5Cnpapers3://publication/uuid/162C05ED-3E74-401E-9D41-CA6EE1D24D43

Corrsin S (1975) Limitations of gradient transport models in random walks and in turbulence. Adv Geophys 18(PA):25–60

Covey C, Barron E (1988) The role of ocean heat transport in climatic change. Earth-Sci Rev 24(6):429–445

DeCosmo J et al (1996) Air-sea exchange of water vapor and sensible heat: the humidity exchange over the sea (HEXOS) results. J Geophys Res Oceans 101(C5):12001–12016. https://doi.org/10.1029/95JC03796

Fairall CW et al (2003) Bulk parameterization of air-sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm. J Clim 16(4):571–591

Fichefet T, Morales Maqueda MA (1999) Modelling the influence of snow accumulation and snow-ice formation on the seasonal cycle of the Antarctic sea-ice cover. Clim Dyn 15(4):251–268

Găinuşă-Bogdan A, Hourdin F, Khadre Traore A, Braconnot P (2018) Omens of coupled model biases in the CMIP5 AMIP simulations. Clim Dyn. https://doi.org/10.1007/s00382-017-4057-3

Held IM, Soden BJ (2006) Robust responses of the hydrological cycle to global warming. J Clim 19(21):5686–5699

Hourdin F et al (2006) The LMDZ4 general circulation model: climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. Clim Dyn 27(7–8):787–813

Hourdin F et al (2015) Air moisture control on ocean surface temperature, hidden key to the warm bias enigma. Geophys Res Lett 42(24):10885–10893

Hourdin F et al (2016) The art and science of climate model tuning. Bull Am Meteorol Soc 98. https://doi.org/10.1175/BAMS-D-15-00135.1

Kjellsson J (2015) Weakening of the global atmospheric circulation with global warming. Clim Dyn 45(3–4):975–988

Kossin JP, Vimont DJ (2007) A more general framework for understanding atlantic hurricane variability and trends. Bull Am Meteor Soc 88(11):1767–1781

Kousky VE, Kagano MT, Cavalcanti IFA (1984) A review of the Southern Oscillation: oceanic-atmospheric circulation changes and related rainfall anomalies. Tellus A 36A(5):490–504

Krinner G (2005) A dynamic global vegetation model for studies of the coupled atmosphere-biosphere system. Glob Biogeochem Cycles 19:GB1015. http://www.agu.org/pubs/crossref/2005/2003GB002199.shtml

Kubota M et al (2002) Japanese ocean flux data sets with use of remote sensing observations (J-OFURO). J Oceanogr 58(1):213–225

Large WG, Pond S (1981) Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds. J Phys Oceanogr 11(3):324–336

Large WG, Yeager SG (2004) Diurnal to decadal global forcing for ocean and sea–ice models: the data sets and flux climatologies. NCAR Tech. Note, TN–460 + ST(May)

Louis JF (1979) A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. Bound Layer Meteorol 17(2):187–202

Madec G et al (1998) OPA 8.1 ocean general circulation model reference manual. Notes du Pôle de Modélisation, Institut Pierre Simon Laplace no 11, p 97

Marti O et al (2010) Key features of the IPSL ocean atmosphere model and its sensitivity to atmospheric resolution. Clim Dyn 34(1):1–26

McGregor S et al. (2014) Recent Walker circulation strengthening and Pacific cooling amplified by Atlantic warming. Nat Clim Change 4(10):888–892. http://www.nature.com/nclimate/journal/v4/n10/full/nclimate2330.html?WT.ec_id=NCLIMATE-201410

Miller MJ, Beljaars ACM, Palmer TN (1992) The sensitivity of the ECMWI? Model to the parameterization of evaporation from the tropical oceans. J Clim 5(5):418–434

Minobe S, Kuwano-Yoshida A, Komori N, Xie S-P, Small RJ (2008) Influence of the Gulf Stream on the troposphere. Nature 452:206–209. https://doi.org/10.1038/nature06690.

Monin AS, Obukhov AM (1954) Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground. Tr Akad Nauk SSSR Geofiz Inst 24:163–187

Potter H, Drennan WM, Graber HC (2017) Upper ocean cooling and air-sea fluxes under typhoons: a case study. J Geophys Res Oceans 122(9):7237–7252

Rayner NA (2003) Global analyses of sea surface temperature, sea ice, and night marine air temperature since the late nineteenth century. J Geophys Res 108(D14):4407. https://doi.org/10.1029/2002JD002670

Redelsperger JL, Guichard F, Mondon S (2000) A parameterization of mesoscale enhancement of surface fluxes for large-scale models. J Clim 13(2):402–421

Saint-Lu M, Braconnot P, Leloup J, Marti O (2016) The role of El Niño in the global energy redistribution: a case study in the mid-Holocene. Clim Dyn. https://doi.org/10.1007/s00382-016-3266-5

Seager R, Blumenthal MB, Kushnir Y (1995) An advective atmospheric mixed layer model for ocean modeling purposes: global simulation of surface heat fluxes. J Clim 8(8):1951–1964

Smith SD (1988) Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature. J Geophys Res 93(C12):15467–15472

Stull RB (1988). An introduction to boundary layer meteorology. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht

Swenson MS, Hansen DV (1999) Tropical Pacific Ocean mixed layer heat budget: the Pacific cold tongue. J Phys Oceanogr 29(1):69–81

Trenberth KE (1995) Atmospheric circulation climate changes. Clim Change 31(2–4):427–453

Trenberth KE, Stepaniak DP (2004) The flow of energy through the earth's climate system. Q J R Meteorol Soc 130(603 PART B):2677–2701

Uppala SM et al (2005) The ERA-40 re-analysis. Q J R Meteorol Soc 131:2961–3012

Xie SP (1999) A dynamic ocean-atmosphere model of the tropical Atlantic decadal variability. J Clim 12(1):64–70

Xie S, Philander SGH (1994) A coupled ocean-atmosphere model of relevance to the ITCZ in the eastern Pacific. Tellus A 46(4):340–350

Zeng X, Zhao M, Dickinson RE (1998) Intercomparison of bulk aerodynamic algorithms for the computation of sea surface fluxes using TOGA COARE and TAO data. J Clim 11(10):2628–2644

5.3 Synthèse

Les régions tropicales représentent un domaine clé pour le système climatique au vu de leur importance dans les processus de redistribution d'énergie entre l'équateur et les pôles [Kjellsson, 2015; Saint-Lu et al., 2016]. Dans ces régions, le flux de chaleur latente joue un rôle prédominant. Grâce à son implication dans le processus d'évaporation, il pilote en partie le cycle de l'eau [Cao et al., 2015] et la circulation atmosphérique globale. La représentation des flux turbulents dans un modèle de climat revêt donc une importance particulière.

Le modèle de circulation général atmosphérique (forcé par une température de surface de la mer imposée) reflète une réponse directe à la modification de la formulation des flux turbulents. Il met en évidence le lien entre flux de chaleur latente, humidité et précipitation. Une modification régionale du coefficient de transfert de chaleur a plus d'impact qu'une modification globale dans ces simulations. Cela est dû à la modification des gradients d'humidité et de température à grande échelle qui entraîne des gradients de pression, eux-mêmes impliqués dans la modification du vent et donc de la circulation atmosphérique.

Le modèle de circulation général couplé océan/atmosphère réagit différemment à la même perturbation. La modification du coefficient de transfert impacte les variables d'état atmosphérique et la SST. Cependant, elle n'impacte pas directement le flux de chaleur latente qui doit rester pratiquement le même pour équilibrer le bilan radiatif de la terre. Cela modifie la manière dont fonctionne le système couplé en raison du lien entre la circulation atmosphérique et la température de surface et des différentes rétroactions entre l'océan et l'atmosphère. Pour les simulations couplées, les modifications globales du coefficient de transfert ont plus d'importance que les modifications régionales.

Les changements globaux du coefficient de transfert affectent principalement l'Est du bassin Pacifique alors que les changements régionaux ont plus d'impact dans le Pacifique occidental dans les deux types de simulations. Cela démontre qu'au-delà des détails physiques du modèle lui-même, les relations entre les régions par le biais de la circulation océanique et atmosphérique à grande échelle revêtent une importance critique pour expliquer le fonctionnement du système global.

Bien que les mêmes zones sont affectées par les modifications du coefficient de transfert dans les simulations AGCM et OAGCM pour un test de sensibilité donné, les résultats sont très différents entre les deux types de simulations. Il est donc très difficile d'anticiper les réactions d'un modèle couplé en étudiant un modèle forcé. En effet, les effets attendus ne peuvent pas être anticipés dû aux rétroactions entre l'océan et l'atmosphère. Il

reste donc difficile d'améliorer la représentation des flux turbulents pour améliorer à la fois la climatologie d'un modèle couplé et d'un modèle forcé.

Dans ce but, uniquement les études idéalisées doivent être prises en compte pour comprendre comment les différentes paramétrisations interagissent. Cela permet d'éviter le risque d'évaluer uniquement les effets du tuning d'un modèle lors de l'analyse des simulations couplées, qui lui permet de rapprocher le fonctionnement des simulations forcées et couplées.

Chapitre 6

Impact de la prise en compte des rafales de vent dans la paramétrisation des flux turbulents

Sommaire

6.1 Introduction 157

6.2 la paramétrisation LMDZ gustiness (LMDZg) 159

6.3 Comportement de la nouvelle version du modèle 160

6.4 Sensibilité du modèle LMDZ en mode uni-colonne à la paramétrisation LMDZg 164

6.4.1 Les différentes paramétrisations testées 164

6.4.2 Réponses des flux et de leurs coefficients de transfert asscociés . . . 165

6.4.3 Réponses spécifiques en fonction du vent au premier niveau 167

6.4.4 Impacts des paramétrisations sur les variables atmosphériques en période de convection active et inactive 170

6.5 Tests de sensibilité avec un modèle atmosphérique forcé 173

6.5.1 Comportement dans la zone CINDY-DYNAMO 174

6.5.2 Réponse globale 176

6.5.3 Comportement dans les tropiques 178

6.5.4 Impacts sur les transports de chaleur et d'eau 182

6.6 Test de sensibilité avec un modèle océan-atmosphère couplé 186

6.6.1 Ajustement du système océan-atmosphère couplé 186

6.6.2 Impacts sur le vent et la tension de vent 193

6.6.3 Impact sur la circulation océanique 195

6.6.4 Lien entre circulation océanique et atmosphérique 198
6.6.5 Impact sur les transports de chaleur et d'eau 205
6.7 Synthèse 206

6.1 Introduction

Avec l'arrivée de la phase 6 du projet d'intercomparaison de modèle couplé (Coupled Model Intercomparison Project (CMIP)), le modèle de climat de l'IPSL et ses différentes composantes ont subi beaucoup de modifications et de nombreux développements ont été réalisés. Pour accompagner ces développements, une refonte de la paramétrisation des flux turbulents océan-atmosphère a aussi été réalisée afin d'améliorer la cohérence du modèle et plus particulièrement la relation entre les flux turbulents de surface et les paramétrisations des thermiques et des poches froides utilisées dans la nouvelle physique du modèle atmosphérique LMDZ.

Initialement, la paramétrisation des flux turbulents océan-atmosphère inclut les travaux de Miller et al. [1992] et prend en compte l'effet de la convection libre sur les flux de surface. En effet, l'étude de Miller et al. [1992] a démontré l'impact positif de ce phénomène. Ils ont ainsi montré que cela permettait d'obtenir une simulation plus réaliste de la circulation tropicale (surtout dans l'ouest de l'océan Pacifique) et une meilleure prédiction de la répartition des précipitations saisonnières. Cet effet est directement inclus sur le coefficient de transfert et uniquement pour les flux turbulents de chaleurs dans la paramétrisation initiale de LMDZ. Par la suite, les études de Slingo et al. [1994] et Ju and Slingo [1995] ont montré que la prise en compte de l'augmentation de la vitesse du vent due aux mouvements à méso-échelle était essentielle dans les simulations climatiques. La prise en compte de ce phénomène a permis une augmentation des flux de surface due aux vents associés à la convection profonde ce qui a provoqué un effet bénéfique sur leurs simulations. Par exemple, ils ont observé un cycle hydrologique plus intense ainsi qu'une diminution des biais de température et de vent zonal.

La paramétrisation développée dans le cadre de CMIP6 comprend donc deux principaux changements. Premièrement, basées sur les travaux de Beljaars [1995], les longueurs de rugosité pour le moment, la chaleur sensible et la chaleur latente sont dorénavant calculées séparément. Cela entraine un calcul des coefficients d'échanges neutre indépendant pour ces trois quantités. Deuxièmement, basée sur les travaux de Redelsperger et al. [2000], cette paramétrisation prend en compte les effets de la variabilité du vent à méso-échelle (ou rafales de vent) sur les flux turbulents de surface. Cette variabilité provient principalement de deux processus physiques, les mouvements de convection dans la couche limite par beau temps (ou convection libre) et les rafales de vent provenant des phénomènes de convection active (ou convection profonde). La figure 6.1 présente l'augmentation des flux turbulents observée dans une couche limite atmosphérique stable (figure 6.1, a1, a2) et dans une couche limite atmosphérique instable (figure 6.1, b) due à l'ef-

fet des rafales de vent. Dans l'étude de Redelsperger et al. [2000], les termes représentant la variabilité du vent à méso-échele (ou rafales) du vent sont paramétrés et directement pris en compte dans le vent comme suit :

$$\bar{U}^2 = U_0^2 + U_g^2 \tag{6.1}$$

Où U_0 représente le vent et U_g l'augmentation du vent par les phénomènes de convection libre et profonde. Le terme représentant l'augmentation du vent par les phénomènes de convection libre est calculé d'après l'étude de Godfrey and Beljaars [1991] :

$$U_g = \beta w_*^2 \tag{6.2}$$

Où w représente la vitesse verticale et β le coefficient de convection libre. L'étude de Redelsperger et al. [2000] a revisité la valeur de ce coefficient à partir des données expérimentales provenant de la campagne TOGA-COARE et de simulation LES (Large Eddy Simulation) en le fixant à 0.65. Le terme représentant l'augmentation du vent par les phénomènes de convection profonde est lui aussi déterminé à partir des données de cette campagne et dépend des précipitations comme suit :

$$U_g = \frac{19.8R^2}{1.5 + R + R^2} \tag{6.3}$$

où R représente les précipitations dans une maille de modèle convective. La prise en compte de l'effet sous-maille du vent sur les flux turbulents dans l'étude de Redelsperger et al. [2000] est donc paramétrée à partir des données de la campagne TOGA-COARE.

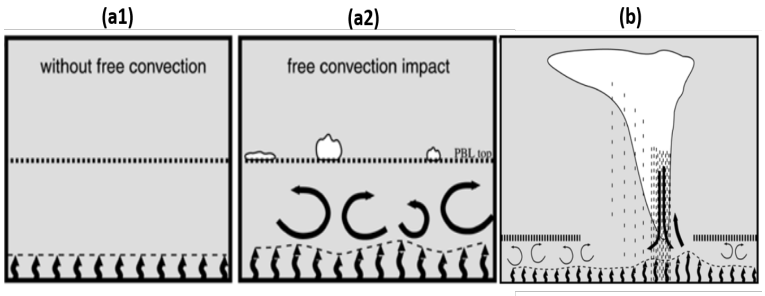

FIGURE 6.1 – Représentation schématique des effets de la variabilité du vent à méso-échelle (ou rafales de vent) sur les flux turbulents de surface dans une couche limite atmosphérique sans convection profonde (a1, a2) et dans une couche limite atmosphérique avec convection profonde (b). Figure tirée de Redelsperger et al. [2000].

Dans la nouvelle paramétrisation développée dans le cadre de CMIP6, les effets de la convection libre sur les flux de surface anciennement basés sur les travaux de Miller et al.

[1992] sont dorénavant basés sur des phénomènes plus physiques. En effet, l'inclusion dans la version IPSL-CM6 d'un modèle du thermique et d'une représentation des poches froides permet de diagnostiquer directement l'impact des rafales de vent sur les flux de surface. Dans cette paramétrisation, appelée LMDZg par la suite, contrairement à ce qui est fait dans Redelsperger et al. [2000], les effets liés à la convection libre ainsi qu'à la convection profonde sont donc directement calculés à partir de variables diagnostiquées dans le modèle atmosphérique.

L'objectif principal de ce chapitre est donc d'étudier les impacts de cette paramétrisation. Pour cela, une méthodologie reprenant la démarche précédemment adoptée dans ce travail de thèse et incluant des expériences réalisées avec un modèle uni-colonne, un modèle atmosphérique en configuration forcée et un modèle océan-atmosphère entièrement couplé est utilisée. Les questions principales auxquelles nous chercherons à répondre sont :

— Quel est l'impact de la nouvelle paramétrisation sur les coefficients de transfert et les flux turbulents ?

— Cette paramétrisation modifie-t-elle le fonctionnement de l'atmosphère ?

— Quels sont les effets observés sur la SST et les transports de chaleur et d'eau ?

— La paramétrisation modifie-t-elle les caractéristiques de la variabilité ?

— Peut-on détecter l'impact du changement de paramétrisation au regard de l'ensemble des modifications du modèle ?

6.2 la paramétrisation LMDZ gustiness (LMDZg)

La paramétrisation LMDZg est basée sur l'ancienne formulation de LMDZ (i.e section 3.5.1). Les calculs sont identiques mis à part deux évolutions concernant la séparation des coefficients de frottement pour la quantité de mouvement, la chaleur et l'humidité et l'ajout des rafales de vent.

La séparation du calcul des longueurs de rugosité modifie le calcul des coefficients neutres et permet la suppression du coefficient (0.7) utilisé auparavant afin de séparer les coefficients de transfert pour la chaleur (latente et sensible) et pour le moment (i.e section 3.5.1). Les longueurs de rugosité sont dorénavant calculées séparément d'après les travaux de Beljaars [1995] :

$$\begin{cases} z_{0m} = \frac{0.11*\nu}{u_*} + \frac{0.018*u_*^2}{g} \\ z_{0h} = 0.4\frac{\nu}{u_*} \\ z_{0q} = 0.62\frac{\nu}{u_*} \end{cases} \tag{6.4}$$

ce qui entraîne un nouveau calcul pour les coefficients d'échanges neutres :

$$\begin{cases} C_{DN} = \frac{\kappa^2}{log(1+\frac{z}{z_{0m}}) * log(1+\frac{z}{z_{0m}})} \\ C_{HN} = \frac{\kappa^2}{log(1+\frac{z}{z_{0m}}) * log(1+\frac{z}{z_{0h}})} \\ C_{QN} = \frac{\kappa^2}{log(1+\frac{z}{z_{0m}}) * log(1+\frac{z}{z_{0q}})} \end{cases} \tag{6.5}$$

La deuxième modification est la prise en compte d'un terme représentant la gustiness, adaptée de l'étude de Redelsperger et al. [2000]. Cette formulation permet de prendre en compte aussi bien l'activité des thermiques associée à la convection libre que les évènements associés aux descentes des poches froides et donc aux phénomènes de convection profonde. Cela revient à prendre en compte la gustiness dans le vent effectif et permet la suppression de la fonction de raccord utilisée précédemment :

$$U_{eff}^2 = U_0^2 + \beta^2 2ALE_{BL} + \alpha 2ALE_{WK} \quad \text{ALE (Available Lifting Energy)} \tag{6.6}$$

Où $\beta^2 2ALE_{BL}$ représente l'impact des thermiques ($\beta = 0.845$) et $\alpha^2 2ALE_{WK}$ l'impact des poches froides ($\alpha = 0.2$). Contrairement à l'étude de Redelsperger et al. [2000] où ces termes sont paramétrés, dans la paramétrisation LMDZg, les deux termes sont calculés à partir des variables internes du «Modèle de panache thermique» [Rio and Hourdin, 2008] et d'une nouvelle paramétrisation des poches froides créées par la ré-évaporation des précipitations convectives dans la couche sub-nuageuse [Grandpeix et al., 2010].

Le vent utilisé pour le calcul des flux turbulents est donc modifié de manière à prendre en compte les effets du vent à méso-échelle. Il est important de noter que contrairement aux paramétrisations LMDZ initiale ou COARE, les effets du vent à méso-échelle impactent directement le calcul des flux turbulents et pas uniquement ceux des coefficients de transfert [Redelsperger et al., 2000].

6.3 Comportement de la nouvelle version du modèle

La figure 6.2 présente les différences moyennes annuelles pour les SST (A 2-3) et les précipitations (B 2-3) entre la version de référence du modèle IPSL-CM5A (2), la version référence IPSL-CM6 (3) et les observations provenant du World Ocean Atlas pour la SST (A1) et du GPCP pour les précipitations (B1).

Pour les précipitations, le modèle IPSL-CM6 conserve les biais récurrents observés avec le modèle IPSL-CM5A (figure 6.2). A cause d'une zone de convergence du pacifique sud (SPCZ) trop zonale, il simule des précipitations trop importantes dans l'océan indien et trop faibles dans l'océan Pacifique ouest. Cependant, le modèle IPSL-CM6 permet

aussi de fortes améliorations. La plus remarquable se situe sur le bord est de l'océan Pacifique. Dans cette zone, la double ITCZ (zone de convergence intertropicale) simulée par la version précédente du modèle disparait. De plus, comparé au modèle IPSL-CM5A, une concentration des précipitations autour du continent maritime, une diminution des biais sur l'Afrique, l'Inde et l'Amérique du Sud est simulée. Pour le modèle IPSL-CM6, les précipitations simulées sont resserrées sur la bande tropicale ce qui provoque une augmentation du biais positif simulé autour de 10^oN et 10^oS accompagné d'une diminution des biais négatifs autour de 20^oN et 20^oS comparé à la version IPSL-CM5A (figure 6.2). Cette version permet aussi une meilleure représentation des précipitations au-dessus de l'océan Atlantique Nord (figure 6.2).

Pour la température de surface de la mer, corrélée à la diminution des biais sur les précipitations, une amélioration de la représentation de la zone de bord est de l'océan Pacifique est simulée avec le modèle IPSL-CM6 comparée à la version IPSL-CM5A (figure 6.2, A2, A3). Cela s'accompagne d'une dégradation de la représentation de la zone de bord est de l'océan Atlantique (figure 6.2, A2, A3). Pour l'océan Atlantique, hormis pour le bord est, les SST simulées avec IPSL-CM6 sont en meilleur accord avec les observations comparées à IPSL-CM5A. Dans l'océan Pacifique, à l'inverse de la version IPSL-CM5A, le modèle IPSL-CM6 simule un réchauffement des eaux de surface au-delà de 40^oN et 40^oS. Dans la bande tropicale, les biais de SST sont réduits aux alentours de 30^oN et 30^oS avec la version IPSL-CM6 mais une érosion de la warm-pool plus importante entre 10^oN et 10^oS est aussi simulée. Malgré de fortes améliorations dans la représentation des températures de surface de la mer comparée à la version IPSL-CM5A, le modèle IPSL-CM6 comporte donc encore des biais récurrents.

La figure 6.3 présente la moyenne spatio-temporelle annuelle entre 20^oN et 20^oS du flux turbulent de chaleur latente, de la tension de vent zonale et de la tension de vent méridienne pour les modèles ayant participé à l'exercice CMIP5. Les lignes horizontales représentent les différents jeux d'observations rassemblés par Alina Gainusa-Bogdan [Gainusa-Bogdan, 2013]. Cette compilation de données permet de tester de façon objective les valeurs simulées (i.e. en tenant compte des incertitudes dans les observations). Le modèle IPSL-CM6 (point bleu ciel) simule un flux de chaleur latente supérieur (de plus de 10 W/m^2) en moyenne comparée au modèle IPSL-CM5A (point bleu marine) (figure 6.3, A). La version IPSL-CM5A fait partie des modèles simulant les flux turbulents de chaleur latente les plus faibles en moyenne. Le modèle IPSL-CM6 fait quant à lui partie de ceux simulant les flux les plus forts. Cependant, les valeurs simulées par ces deux versions restent dans la gamme des observations contrairement à d'autres modèles de la base de données

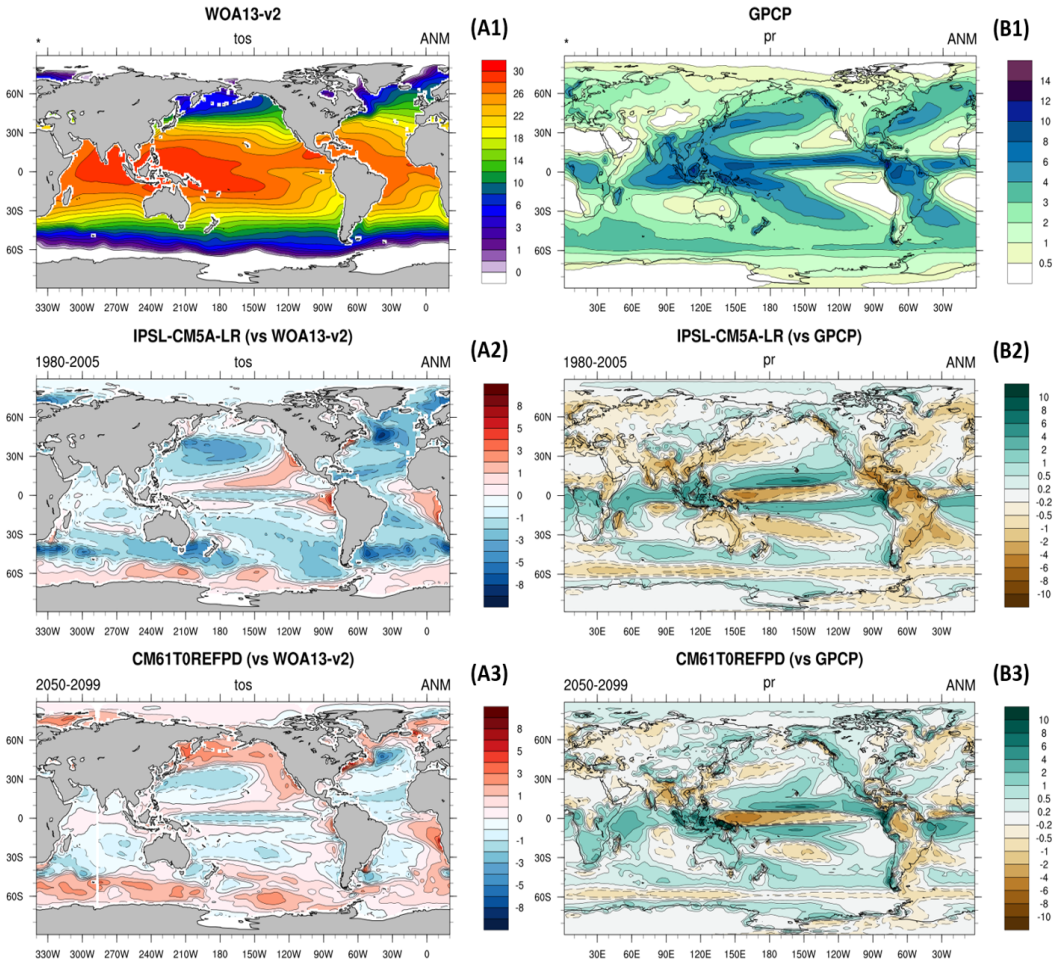

FIGURE 6.2 – (A1) SST provenant des observations du World Ocean Atlas version 2 et (B1) Précipitation provenant du GPCP. (A 2-3) Différence moyenne annuelle de SST entre les observations (A1) et la version référence du modèle IPSL-CM5A (A2) et la version référence du modèle IPSL-CM6 (REFPD) utilisée dans cette étude (A3). (B 2-3) Différence moyenne annuelle des précipitations entre les observations (B1) et la version référence du modèle IPSL-CM5A (B2) et la version référence du modèle IPSLCM6 (REFPD) utilisée dans cette étude (b3).

CMIP (figure 6.3, A). Pour les valeurs de tension de vent zonale et méridienne, les valeurs simulées avec le modèle IPSL-CM6 sont aussi supérieures à celles simulées avec le modèle IPSL-CM5A. Pour la tension de vent zonale, les valeurs simulées par IPSL-CM5A étaient assez proches de la gamme des observations (figure 6.3, B). L'accord modèle observations est moins bon piur IPSL-CM6. Pour la tension de vent méridienne, l'inverse est vrai (figure 6.3, C).

Le modèle IPSL-CM6 simule donc des flux turbulents plus importants que le modèle IPSL-CM5A. Afin de voir si cette augmentation est due au changement de paramétrisation, des tests de sensibilité ont été réalisés et sont présentés dans la suite du manuscrit.

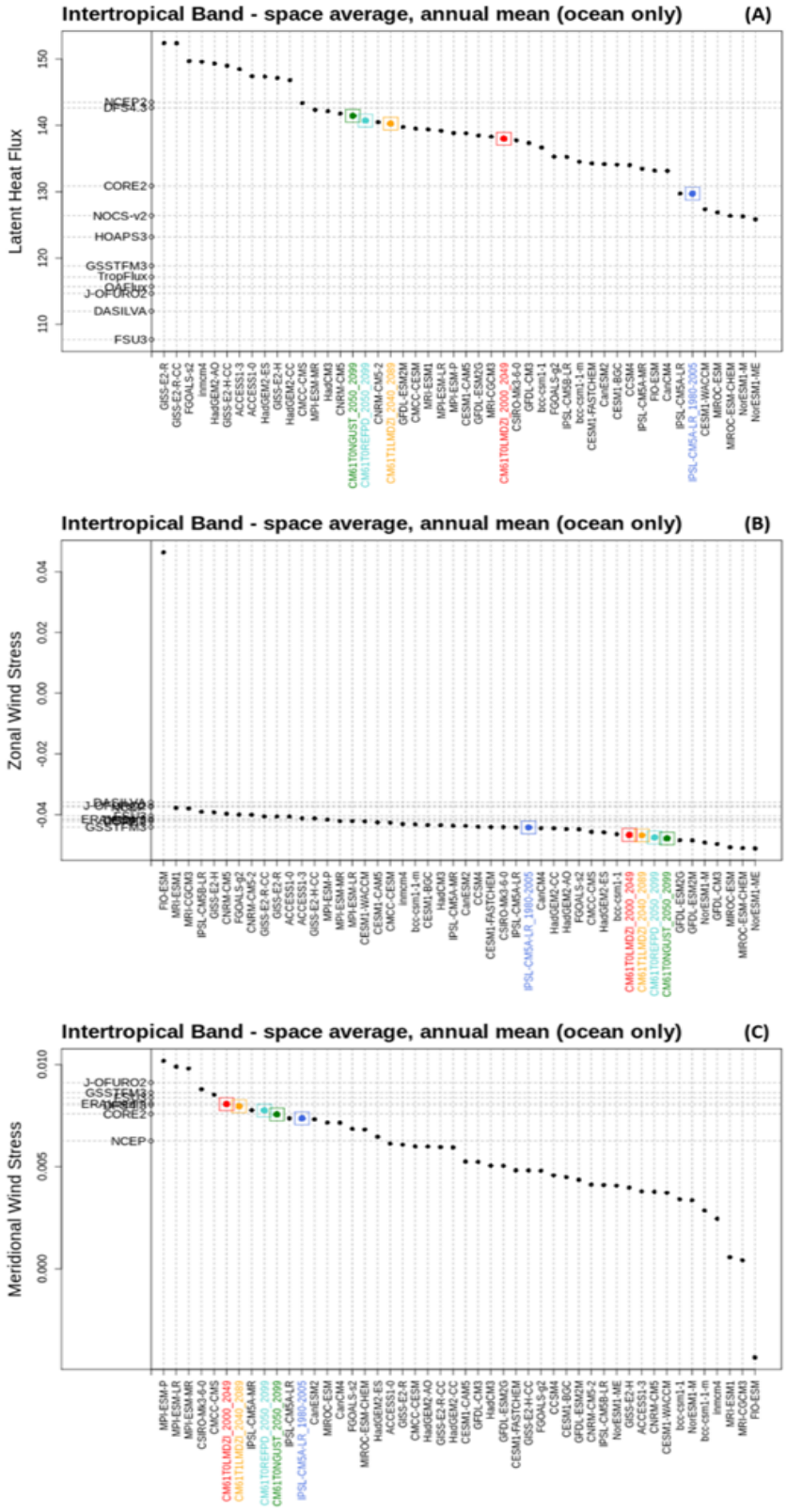

FIGURE 6.3 – Moyenne spatio-temporelle entre 20^{o}N et 20^{o}S pour (A) le flux turbulent de chaleur latente, (B) la tension de vent zonal et (C) la tension de vent méridienne. Les lignes horizontales représentent les différents jeux d'observations rassemblés au cours de la thèse d'Alina Gainusa-Bogdan et les différents points représentent les modèles participant à l'exercice CMIP5. Le modèle IPSL-CM5A est représenté par un point bleu foncé et IPSL-CM6 par un point bleu ciel.

6.4 Sensibilité du modèle LMDZ en mode uni-colonne à la paramétrisation LMDZg

Afin de tester les différentes implémentations présentes dans la paramétrisation LMDZg utilisée dans le modèle IPSL-CM6, le cas d'étude utilisé afin de réaliser les différents tests de sensibilité est basé sur l'expérience CINDY-DYNAMO décrite en section 3.2.2. En effet, au vue de l'expérience acquise lors de ce travail de thèse, ce cas représente un bon cadre afin de tester les impacts de la paramétrisation LMDZg car il alterne des périodes où la convection est faible et des périodes où la convection est très active.

6.4.1 Les différentes paramétrisations testées

Pour étudier séparément l'effet de chaque implémentation réalisée dans la paramétrisation LMDZg, plusieurs simulations ont été réalisées. Chacune d'elles diffère des autres uniquement au niveau de la paramétrisation utilisée afin de représenter les flux turbulents à l'interface air-mer. Les caractéristiques de chaque simulation et donc des différentes paramétrisations utilisées sont décrites dans le Tableau 6.1.

TABLEAU 6.1 – Caractéristique de chacune des paramétrisations testées.

Paramétrisation	Gustiness	Séparation des Z_0	Fonction de raccord	Coefficient de séparation (f-cdrag-oce)
LMDZ REF	ν	ν	×	×
LMDZ NGUST	×	ν	ν	×
LMDZ Z0	×	ν	×	×
LMDZ INI	×	×	ν	ν

La simulation LMDZ REF utilise la paramétrisation LMDZg telle que décrite précédemment. La simulation LMDZ NGUST a été réalisée dans le but de tester l'impact de la prise en compte des rafales de vent uniquement. Pour ce faire, on remplace dans la paramétrisation LMDZg l'effet des rafales de vent par la fonction de raccord anciennement utilisée. La simulation LMDZ Z0 utilise uniquement la séparation des Z_0 (équation 6.4) de la paramétrisation LMDZg, l'effet méso-échelle du vent n'est pas pris en compte. Pour finir, la simulation LMDZ INI utilise la paramétrisation initiale de LMDZ telle que décrite en section 2.4.1. Cette dernière utilise donc un facteur de séparation des coefficients de transfert (0.7) et la fonction de raccord anciennement utilisée.

6.4.2 Réponses des flux et de leurs coefficients de transfert asscociés

Le tableau 6.2 présente les moyennes temporelles (sur toute la durée de la simulation) des flux turbulents de chaleur latente et de quantité de mouvement, leurs coefficients de transfert associés ainsi que le pourcentage d'augmentation/diminution par rapport à la référence. La simulation LMDZ REF présente les flux turbulents les plus importants en moyenne (121.3 W/m^2 et 20.7 (*10^{-3} Pa) pour le flux latent et la tension de vent respectivement). Ces flux ne sont cependant pas associés avec les coefficients de transfert les plus importants. En effet pour C_D (coefficient de transfert pour le moment) les résultats sont très similaires pour toute les simulations (tableau 6.2). Cela est dû à la représentation de la longueur de rugosité pour le moment (z_{0m}) qui est identique dans toutes les simulations. Pour C_E, les valeurs sont très différentes à cause des spécificités de chaque simulation (tableau 6.2). Pour LMDZ REF, les flux sont directement influencés par la prise en compte de l'effet des rafales de vent. Ces effets étant directement ajoutés au vent, ils n'impactent pas les coefficients de transfert.

La simulation LMDZ INI présente les flux turbulents les plus faibles. Par rapport à la référence une diminution de 23.1% et de 19.5% des flux de chaleur latente et de quantité de mouvement est simulée (tableau 6.2) malgré des coefficients de transfert similaires (+ 1.96% et + 6.9% pour C_D et C_E respectivement). La différence sur les flux s'explique principalement par la prise en compte des rafales de vent qui de par leurs effets augmentent le vent à la surface et donc les flux turbulents pour la simulation LMDZ REF. Cependant, l'impact de la séparation des longueurs de rugosité sur les flux est aussi à prendre en compte.

En effet, la simulation LMDZ Z0, où uniquement la séparation des longueurs de rugosité est utilisée présente des valeurs de C_D et C_E et de flux turbulent très similaires à la simulation LMDZ INI (tableau 6.2). La séparation des longueurs de rugosité uniquement provoque donc un effet similaire à la paramétrisation LMDZ INI. Cela s'explique par la suppression du facteur de séparation (0.7) dans la paramétrisation LMDZ Z0. Cette suppression entraine une augmentation du coefficient de transfert qui compense l'effet de la fonction de raccord utilisée dans la paramétrisation LMDZ INI.

Enfin, la simulation LMDZ NGUST présente des résultats similaires aux simulations LMDZ INI et LMDZ Z0 au niveau de la tension de vent et elle est donc assez éloignée de la référence (-21.8%) pour ce flux. Cependant, pour le flux turbulent de chaleur latente, cette simulation est la plus proche de la référence (-3.0%). Cela est dû à une forte augmentation du coefficient de transfert pour la chaleur C_E (+ 54.4% comparée à la référence, tableau 6.2). La fonction de raccord ainsi que la séparation des longueurs de rugosité ayant des

effets directs sur C_E, l'utilisation de ces deux effets dans la simulation LMDZ NGUST augmente fortement C_E ce qui entraîne une forte augmentation du flux de chaleur latente. Leur combinaison permet de réduire la majeure partie des différences sur le flux de chaleur latente par rapport à la référence.

TABLEAU 6.2 – Moyenne temporelle des coefficients de transfert et de leurs flux associés. Les colonnes % représentant les différences relatives par rapport à la référence.

	$C_D(*10^{-3})$	%	$C_E(*10^{-3})$	%	Flux Latent (W/m^2)	%	Tension de vent (Pa)$(*10^{-3})$	%
LMDZ REF	1.07	0	1.22	0	121.3	0	20.7	0
LMDZ NGUST	1.08	0.75	1.88	54.4	116.5	-3.9	16.17	-21.8
LMDZ Z0	1.09	1.98	1.25	2.44	97.1	-20.0	16.59	-19.8
LMDZ INI	1.09	1.96	1.30	6.9	93.3	-23.1	16.67	-19.5

La Figure 6.4 présente le coefficient de tansfert C_D (A) et la tension de vent (B) pour toutes les simulations (LMDZ REF, LMDZ NGUST, LMDZ Z0 et LMDZ INI) en fonction de la référence (LMDZ REF) pour chaque pas de temps. Les différences simulées pour ces variables sont systématiques. Hormis pour quelques valeurs, le C_D et la tension de vent sont toujours inférieurs dans les simulations LMDZ NGUST, LMDZ Z0 et LMDZ INI comparés à la référence LMDZ REF. De plus, les trois tests de sensibilité présentent des valeurs très similaires (tableau 6.2). Le cadre utilisé pour ces tests de sensibilité étant très contraint, aucune rétroaction n'est possible. La température de surface de la mer et le vent étant imposés ou très contraints, des valeurs différentes de tension de vent ne provoquent que des variations minimes sur le vent dans la colonne d'atmosphère. Pour la suite de ces analyses nous nous intéresserons donc uniquement au flux turbulent de chaleur latente.

La figure 6.5 présente le coefficient de transfert C_E (A) et le flux latent (B) pour toutes les simulations (LMDZ REF, LMDZ NGUST, LMDZ Z0 et LMDZ INI) en fonction de la référence (LMDZ REF) pour chaque pas de temps. Comme pour les moyennes temporelles, des différences significatives apparaissent entre les simulations. La simulation LMDZ INI simule systématiquement un flux latent de chaleur latente plus faible malgré une augmentation de C_E pour des valeurs ≥ 1.5 (figure 6.5, vert). Les simulations LMDZ NGUST et LMDZ Z0 quant à elles ont un comportement similaire comparé à la référence. Lorsque l'effet des rafales de vent est actif, elles simulent des flux plus faibles comparées à la référence. Lorsque l'impact des rafales est négligeable, la réciproque est vraie. Cependant, en raison de la fonction de raccord utilisée dans la simulation LMDZ NGUST, le coefficient de transfert C_E simulé par LMDZ NGUST est systématiquement plus important comparé à la référence et à LMDZ Z0, ce qui entraine un flux latent plus important pour LMDZ NGUST comparée LMDZ Z0 (figure 6.5, A).

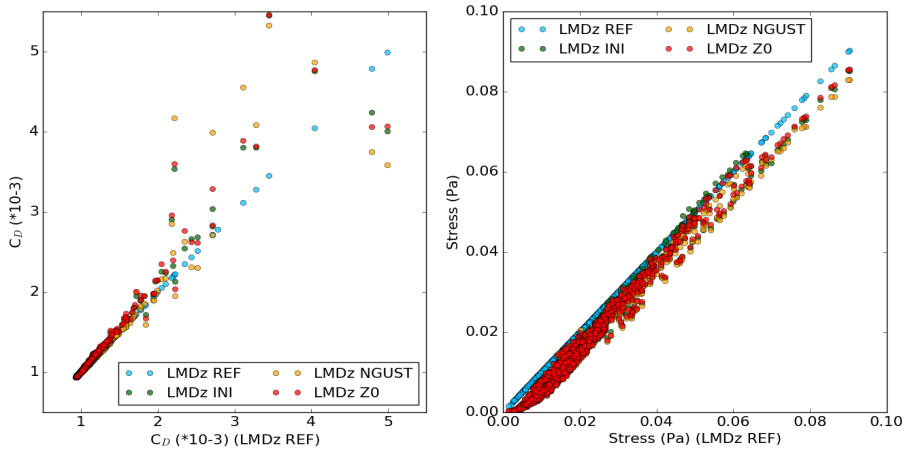

FIGURE 6.4 – (A) C_D et (B) Tension de vent pour tout les tests de sensibilité (LMDZ REF, LMDZ NGUST, LMDZ Z0 et LMDZ INI) en fonction de la référence (LMDZ REF)

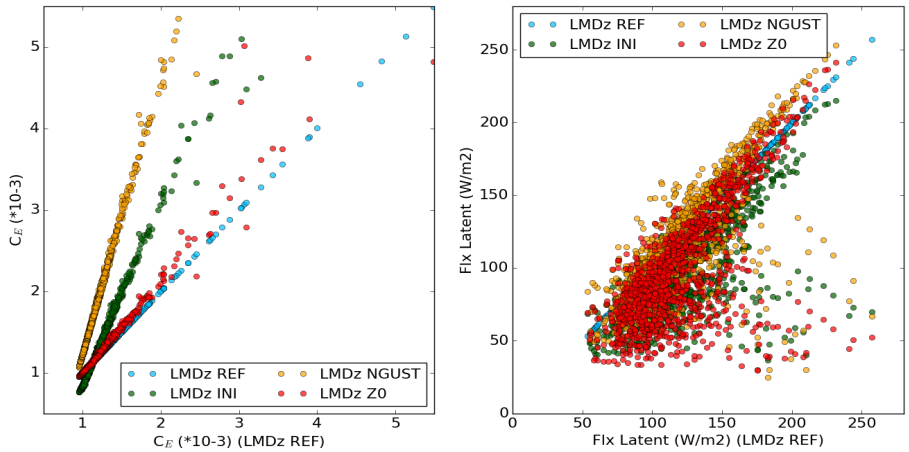

FIGURE 6.5 – (A) C_D et (B) Tension de vent pour tous les tests de sensibilité (LMDZ REF, LMDZ NGUST, LMDZ Z0 et LMDZ INI) en fonction de la référence (LMDZ REF)

Afin de déterminer dans quelles conditions ces paramétrisations simulent un flux plus fort comparé à la référence, on s'intéresse maintenant aux différentes classes de vent rencontrées dans les simulations de sensibilité.

6.4.3 Réponses spécifiques en fonction du vent au premier niveau

La figure 6.6 présente des "boxplots" pour le coefficient de transfert C_E (Gauche) et le flux de chaleur latente (Droite) en fonction des vents rencontrés dans les simulations (par classe de vent de 1 $m.s^{-1}$). Pour les classes de vent faible ($\leq 3 m.s^{-1}$), la simulation LMDZ REF simule les coefficients de transfert les plus faibles. Pour des vents $\geq 3 m.s^{-1}$, la simulation LMDZ INI simule les coefficients de transfert C_E les plus faibles (figure 6.6). Quelle

que soit la classe de vent étudiée, la simulation LMDZ NGUST simule les coefficients de transfert C_E les plus importants. Cela est dû aux effets combinés de la séparation des longueurs de rugosité et de la fonction de raccord qui augmentent directement le coefficient de transfert. Hormis pour des vents $\leq 2m.s^{-1}$, la simulation LMDZ Z0 simule des valeurs similaires à la référence pour le coefficient de transfert C_E.

Au niveau du flux latent, comparé à la référence, la simulation LMDZ Z0 simule des flux inférieurs pour des vents $\leq 5m.s^{-1}$ et des flux similaires pour des valeurs de vent supérieurs. Cela nous permet de dissocier les différentes spécificités de la paramétrisation LMDZg. En effet, le flux est piloté par l'effet des rafales de vent dans les gammes de vent $\leq 5m.s^{-1}$ et son effet devient négligeable pour les gammes de vent supérieures où le flux est de nouveau piloté par le coefficient de transfert.

Dans les gammes de vent $\leq 3m.s^{-1}$, le flux simulé dans la simulation LMDZ REF est le plus important (figure 6.6). Cela signifie que l'effet des rafales de vent est dominant par rapport à la fonction de raccord anciennement utilisée. Cependant pour des gammes de vent supérieures, l'effet s'inverse et les flux les plus importants simulés proviennent de la simulation LMDZ NGUST. Pour des vents supérieurs à $5m.s^{-1}$, lorsque l'effet de la gustiness devient négligeable et que la différence de flux est pilotée par le coefficient de transfert, cet effet devient systématique (figure 6.6). Comme précédemment expliqué dans le chapitre 3, la fonction de raccord à un impact pour des vents allant jusqu'à 7-$8m.s^{-1}$, cette dernière ayant un effet direct sur le coefficient de transfert, elle explique les différences simulées entre LMDZ NGUST et la référence dans ces gammes de vent.

Enfin la simulation LMDZ INI simule les flux les plus faibles hormis pour des gammes de vent $\leq 2m.s^{-1}$ où la simulation LMDZ Z0 simule des flux inférieurs (figure 6.6). Dans ces gammes, la fonction de raccord simule un coefficient de transfert très fort comparé à LMDZ Z0 et permet donc un flux latent plus important. Pour des gammes de vent supérieures, le fait d'utiliser un coefficient de séparation (0.7) provoque un C_H et donc un flux latent plus faible comparé à LMDZ Z0. La séparation des Z0 compense donc à elle seul l'effet de la fonction de raccord et de la séparation anciennement utilisée pour des gammes de vent $\geq 2m.s^{-1}$. Comparée à la référence et donc à la nouvelle paramétrisation utilisée (LMDZg), la simulation LMDZ INI simule systématiquement un flux plus faible (figure 6.6).

Contre-intuitivement, les différences de flux sont donc pilotées par l'effet du vent à méso-échelle (rafales de vent, fonction de raccord) pour les périodes où la vitesse du vent est faible ($\leq 5m.s^{-1}$) et par les différences de coefficient de transfert pour les gammes de vent supérieures. Comme précédemment montré (i.e. chapitre 3), une variation du flux de

chaleur latente entraîne une modification du fonctionnement de la colonne atmosphérique de par son rôle sur l'humidité et la température. Les spécificités de la paramétrisation LMDZg jouent donc un rôle différents en fonction des classes de vents rencontrés.

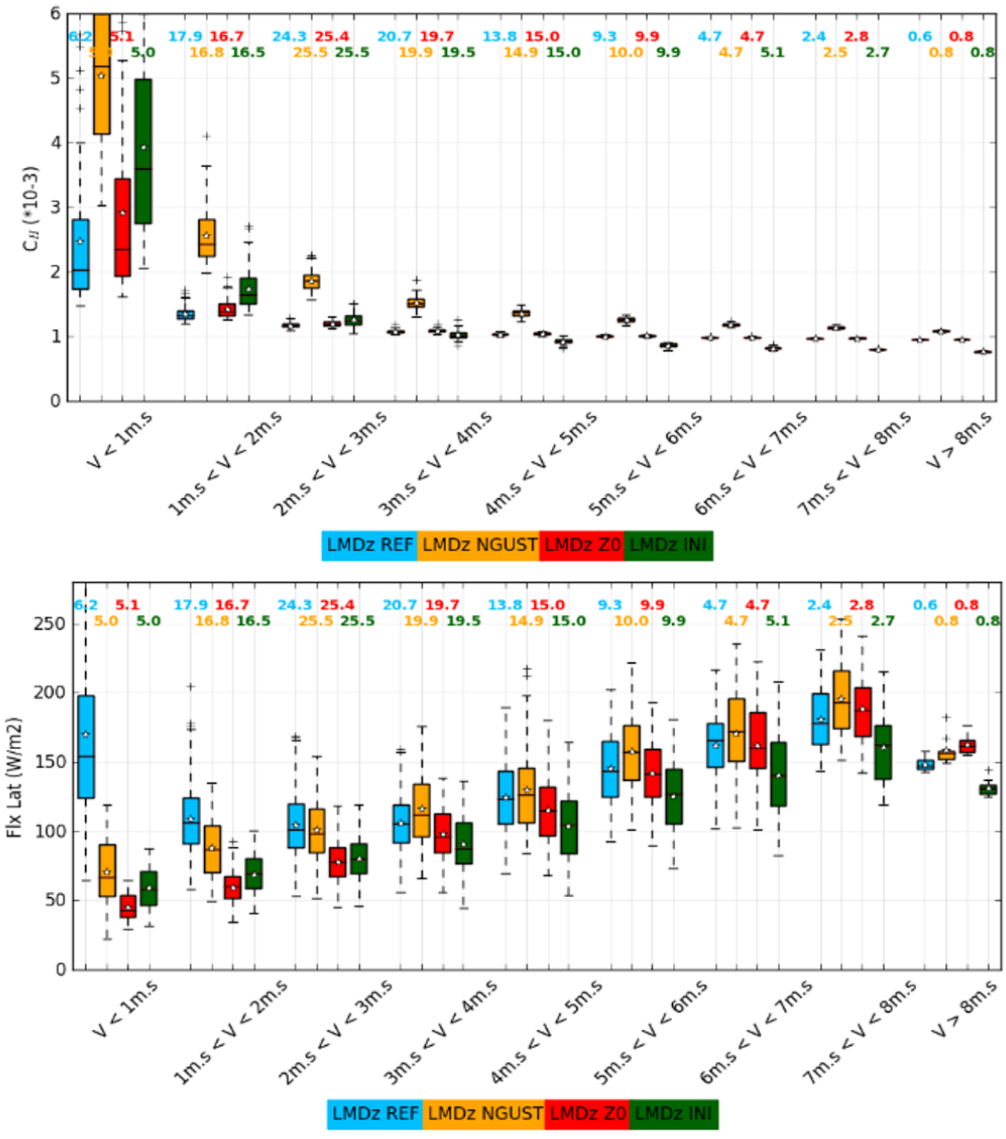

FIGURE 6.6 – Boxplot pour (Haut) C_H et (Bas) le flux de chaleur latente pour tous les tests de sensibilité (LMDZ REF, LMDZ NGUST, LMDZ Z0 et LMDZ INI) en fonction des différentes classe de vent observées (classe de $1 m.s^{-1}$).

6.4.4 Impacts des paramétrisations sur les variables atmosphériques en période de convection active et inactive

La figure 6.7 présente l'évolution journalière du coefficient de transfert C_E, du flux latent, de la température au premier niveau, de l'humidité au premier niveau, des précipitations à la surface et du vent au premier niveau du modèle pour une phase inactive de la MJO et une phase active de la MJO (partie grisée). Ces différentes phases de la MJO ainsi que leur définitions ont été décrites précédemment en section 3.5.2. Comme le montre la figure 6.7, le vent et les précipitations sont quasimment identiques entre toute les simulations étudiées. En effet, dans un modèle uni-colonne, la vitesse verticale est imposée ce qui contraint les épisodes de précipitations, de plus un rappel sur le vent est effectué ce qui contraint le vent au premier niveau ainsi que sur toute la colonne atmosphérique.

Les phases de convections supprimées sont caractérisées par des vents faibles. Dans ces périodes, l'effet des rafales de vent est important et entraine un flux latent élevé. Cela a pour effet d'humidifier et de réchauffer le premier niveau atmosphérique, ce qui provoque un meilleur accord entre la simulation LMDZ REF et les observations. Les effets combinés de la fonction de raccord et de la séparation des longueurs de rugosité provoquent une forte augmentation du coefficient de transfert (+50% en moyenne). Cela a pour effet d'augmenter le flux latent et rapproche les valeurs simulées par LMDZ NGUST des observations. Cependant, dans les périodes de convection faible, comme montré précédemment, cette augmentation ne permet pas de contrebalancer l'effet des rafales de vent sur le flux latent qui reste dominant. Les Simulations LMDZ Z0 et LMDZ INI simulent quant à elles des flux similaires hormis dans les périodes où le vent est inférieur à 2 $m.s^{-1}$. Les différences simulées sont corrélées aux différences sur le coefficient de transfert. Dans les périodes où le vent est $\leq$ à $2m.s^{-1}$ LMDZ INI simule un coefficient de transfert et donc un flux latent plus important comparé à LMDZ Z0 en raison de la fonction de raccord active dans cette simulation.

Lorsque l'on s'intéresse à la phase active de la MJO les constats précédents ne sont plus valides. En effet, la phase active de la MJO se caractérise par des vents de surface supérieurs à 4 $m.s^{-1}$ et pouvant atteindre 9 $m.s^{-1}$ en moyenne journalière. Dans ces gammes de vent, les différences de flux ne sont plus pilotées par les effets méso-échelle du vent mais par les différences dans les coefficients de transfert. La paramétrisation LMDZ NGUST simulant des valeurs de C_E plus importantes que la référence, le flux simulé est donc plus important dans les gammes de vent supérieurs à 6 $m.s^{-1}$ comparée à la référence. La paramétrisation LMDZ Z0 produit elle aussi un flux latent comparable à la référence dans ces gammes de vent. Les périodes de MJO actives rapprochent donc le

fonctionnement des paramétrisations, ce qui est observable sur l'humidité et la température simulées au premier niveau atmosphérique.

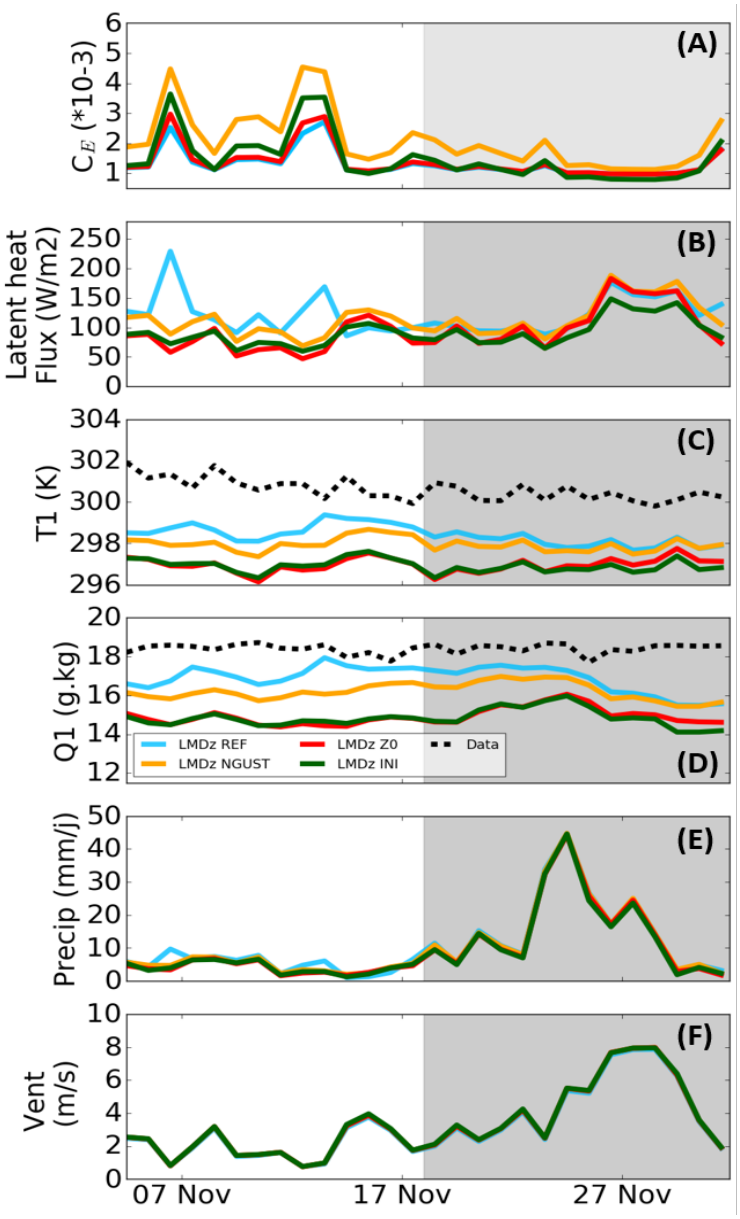

FIGURE 6.7 – Evolution journalière du coefficient de transfert C_H (A), du flux de chaleur latente (W/m^2, B), de la température au premier niveau (K, C), de l'humidité au premier (g/kg, D), des précipitations (mm/j, E) et du vent au premier niveau (m/s, F) pour les 4 simulations réalisées. La zone grisée représente un épisode où la MJO est active.

Modifier le rechargement en eau de la colonne atmosphérique due à la modification du flux turbulent de chaleur latente entraine des modifications sur la colonne atmosphérique à cause du rôle de l'humidité. La figure 6.8 présente les différences moyennes simulées de température et d'humidité sur la colonne atmosphérique pour les phases supprimée (Haut) et active (Bas) de la MJO.

Les impacts observés en surface étant très similaires entre les simulations LMDZ Z0 et LMDZ INI comparé à la référence, du au cas très contraint simulé, la réciproque est vraie pour la totalité de la colonne atmosphérique. Ces simulations provoquent un assèchement et un refroidissement de la colonne atmosphérique. Dû à leur distribution sur la colonne, les différences maximales de température et d'humidité se situent dans les hautes et les basses couches atmosphériques respectivement. Ces deux effets diminuent l'humidité relative dans la colonne et donc les précipitations simulées. Comparée à la référence, dans la phase inactive de la MJO, les différences simulées sont quasiment identiques pour ces deux simulations. Pour la phase active de la MJO, la simulation LMDZ Z0 provoque des résultats plus proches de la référence. Dans ces phases, l'impact des rafales de vent est diminué, les simulations étant pilotées par le coefficient de transfert, lorsque le vent dépasse 5 $m.s^{-1}$ les résultats simulés se rapprochent.

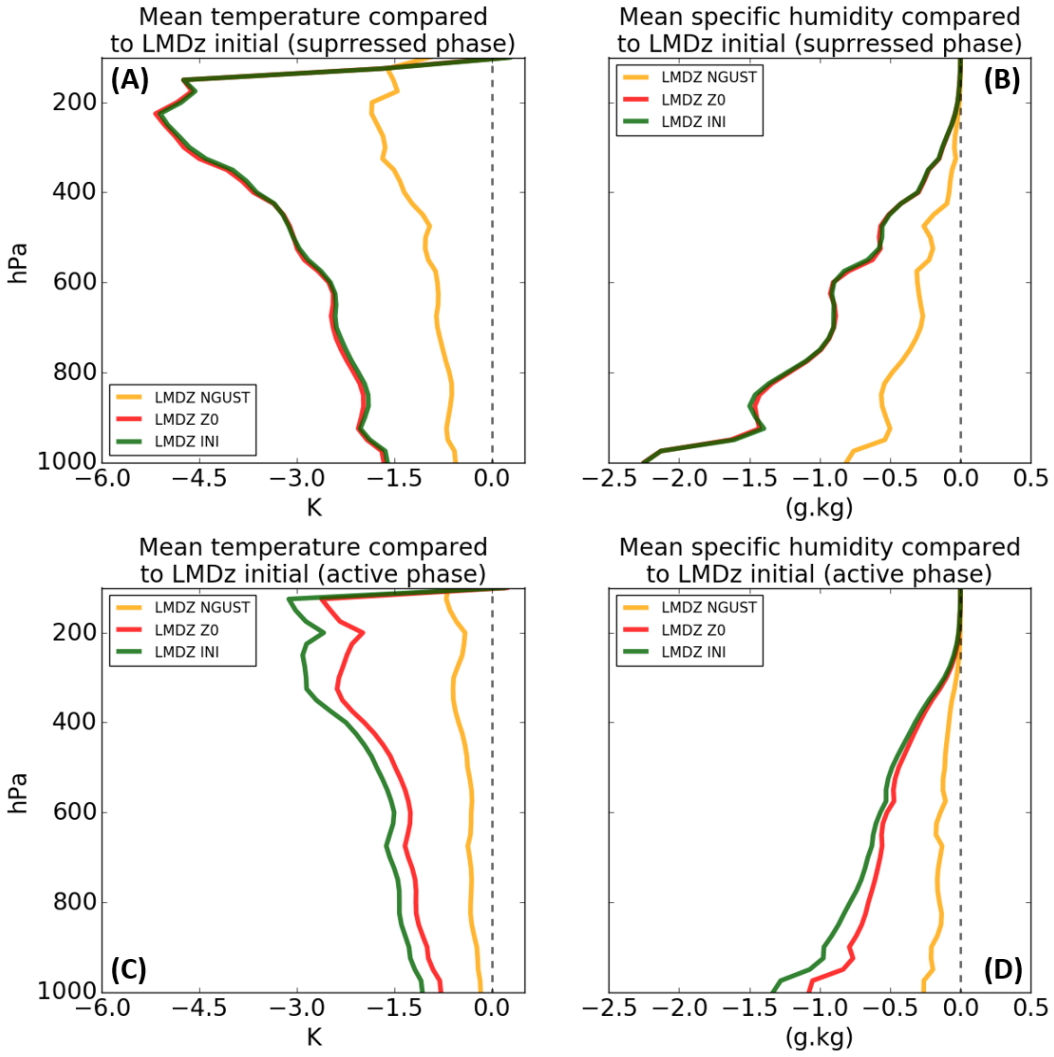

FIGURE 6.8 – Différence de profil moyen de température (A, C) et d'humidité (B, D) comparée à la référence durant une période active (B, D) et une période supprimée (A,C) de la MJO.

Comparée à la référence, la simulation LMDZ NGUST simule aussi un assèchement des basses couches atmosphériques et un refroidissement de la haute atmosphère dans la phase supprimée de la MJO. Dû à l'impact de l'augmentation du coefficient de transfert, les biais simulés sont les plus faibles pour cette simulation (figure 6.8, Haut, ligne jaune). Lors de la phase active de la MJO, le flux étant piloté par le coefficient de transfert, le rechargement en eau et donc le fonctionnement de la colonne atmosphérique est similaire entre la référence et LMDZ NGUST (figure 6.8, Bas).

La paramétrisation LMDZg développée pour assurer plus de cohérence avec la physique atmosphérique du modèle LMDZ produit les flux les plus importants principalement dans les périodes où la convection et donc le vent est faible. La séparation des longueurs de rugosité permettant déjà de reproduire les résultats de la paramétrisation LMDZ INI, la nouvelle paramétrisation utilisée dans le modèle LMDZ entraîne donc une humidification et un refroidissement de la colonne atmosphérique. Par rapport à la fonction de raccord utilisée précédemment, l'effet des rafales de vent produit quant à lui une humidification de la colonne dans les phases supprimées mais n'a quasiment pas d'impact dans les phases actives.

Afin de déterminer l'impact réel de la paramétrisation LMDZg sur le modèle atmosphérique, les pendants de ces tests de sensibilité ont été réalisés avec un modèle de circulation générale atmosphérique.

6.5 Tests de sensibilité avec un modèle atmosphérique forcé

Le modèle de circulation générale atmosphérique (AGCM) LMDZ modifié dans le cadre de CMIP6 a été utilisé afin de réaliser 3 simulations représentant les pendants des simulations 1D. Chaque simulation diffère des autres uniquement au niveau de la représentation des flux turbulents de surface. La simulation REFPD utilise la paramétrisation LMDZg et servira de référence. Pour rappel, NGUST permet de tester l'effet de l'ajout des rafales de vent par rapport à la fonction de raccord utilisée précédemment et la simulation LMDZI permet de tester l'impact de la paramétrisation LMDZg par rapport à la paramétrisation LMDZ initiale.

Pour ces simulations, la température de surface de la mer est imposée et provient d'une climatologie obtenue à partir d'observations (HadISST, Rayner [2003]). Chaque simulation a une durée de 20 ans et pour les analyses réalisées par la suite, uniquement les 10 dernières années sont considérées.

6.5.1 Comportement dans la zone CINDY-DYNAMO

Dans un premier temps, afin d'étudier si le comportement de chaque simulation est similaire à celui observé avec le modèle LMDZ en mode uni-colonne, la zone CINDY-DYNAMO est étudiée. Pour cela, on extrait le point de grille correspondant au cas test 1D utilisé (3^oN, 76.5^oE). Les forçages de ce cas étant calculés sur une grille de 1^o*1^o (longitude*latitude), le cas Cindy-Dynamo est représentatif d'un domaine suffisamment large pour être comparé à un point de grille d'un AGCM. Cependant, contrairement aux analyses réalisées avec le modèle 1D, ici uniquement un cycle saisonnier moyen est analysé. La figure 6.9 représente un cycle annuel climatologique dans la zone CINDY-DYNAMO du coefficient de transfert pour la chaleur latente (C_H, Haut), du flux latent (W/m^2, Milieu) et du vent au premier niveau du modèle (m/s, Bas) pour les trois simulations réalisées.

Contrairement au cadre uni-colonne précédemment utilisé, lors de l'utilisation d'un modèle atmosphérique globale, le vent n'est pas contraint. Entre les simulations des différences pouvant atteindre $2m.s^{-1}$ sont simulées au premier niveau (figure 6.9, Bas). Ces différences sur le vent au premier niveau du modèle s'expliquent principalement par deux phénomènes. Premièrement, pour la simulation référence, l'activation de l'effet des rafales de vent augmente la tension de vent et donc le transfert d'énergie mécanique entre l'atmosphère et l'océan ce qui a pour effet de diminuer le vent au premier niveau pour la simulation REFPD. Deuxièmement, comme constaté dans l'étude réalisée dans le chapitre 5, la quantité d'eau dans les basses couches atmosphériques peut impacter la circulation en raison de la convergence d'humidité et des phénomènes de convection. Dans cette zone, un assèchement de la colonne atmosphérique entrainant un ralentissement de la circulation, la simulation LMDZI simule les vents les plus faibles en raison d'un flux latent plus faible dans les périodes où l'évaporation est la plus importante, de Février à Août (figure 6.9, Milieu). Lorsque l'évaporation est similaire entre la référence et LMDZI alors la simulation référence simule les vents les plus faibles dans cette zone dû à l'impact des rafales de vent (figure 6.9). La simulation NGUST simule quant à elle les vents les plus forts sur presque toute la simulation, hormis lorsque le vent au premier niveau est inférieur a $1m.s^{-1}$ (figure 6.9, Bas).

Les résultats observés sur le coefficient de transfert C_H sont quant à eux similaires à ceux obtenus avec le modèle uni-colonne. La simulation NGUST simule les coefficients de transfert C_H les plus élevés durant toute la période étudiée (figure 6.9, Haut). La simulation LMDZI provoque un coefficient de transfert C_H plus élevé dans les périodes où le vent est faible ($\leq 3m.s^1$) et plus faible pour des vents $\geq 3m.s^{-1}$ comparé à la référence.

Bien que le comportement des coefficients de transfert soit similaire entre les simu-

lations AGCM et SCM, le comportement du flux latent est quant à lui différent. En effet, la simulation NGUST produit quasi systématiquement un flux plus fort comparé à la référence (figure 6.9, ligne orange, Milieu). Cela est principalement dû à la modification du vent engendrée par la modification des paramétrisations. Le vent étant un des éléments les plus importants pour le calcul des flux turbulents, diminuer sa valeur entraîne une diminution du flux. De plus, comme pour les simulations SCM, pour des vents $\geq 3 m.s^{-1}$, la paramétrisation NGUST produit un flux latent supérieur. La diminution du vent entrainée par l'activation de la gustiness dans la simulation référence produit une diminution du flux latent qui n'est pas compensée par l'impact direct de la gustiness sur ce flux. Dans certaines conditions, le flux latent simulé par la paramétrisation LMDZI est même supérieur à la référence dans cette zone ce qui n'était jamais observé avec les simulations SCM ou le vent était contraint (figure 6.9, Milieu).

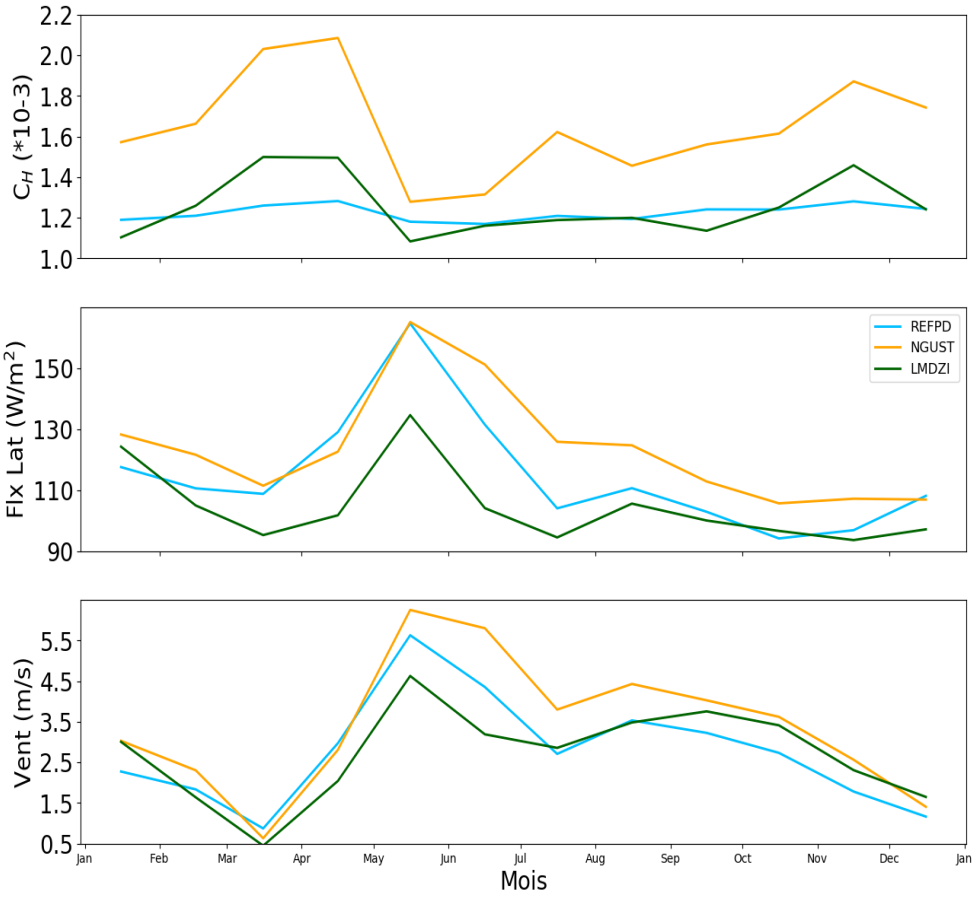

FIGURE 6.9 – Evolution temporelle climatologique annuelle pour : (Haut) le coefficient de transfert pour la chaleur latente C_H, (Milieu) le flux de chaleur latente (W/m^2) et (Bas) le vent (m/s) pour les trois simulations étudiées. Le point de grille extrait se situe à 2.5^{o}N et 77.5^{o}E.

6.5.2 Réponse globale

Les différences systématiques sur le coefficient de transfert C_H mises en évidence sur la zone CINDY-DYNAMO se retrouvent au niveau global. La figure 6.10 présente les coefficients de transfert pour la chaleur C_H (A) et pour la tension de vent C_D (B) en fonction du vent au premier niveau du modèle pour chaque point de grille situé au-dessus de l'océan. Comme observé avec les simulations SCM ou dans la zone CINDY-DYNAMO avec les simulations AGCM, la simulation NGUST simule les coefficients de transfert pour la chaleur latente C_H les plus forts dans toute les gammes de vent. Comparée à la référence, la simulation LMDZI produit un coefficient plus fort pour les vents $\leq 3 m.s^{-1}$ (figure 6.10, A). Dans les trois simulations, le coefficient de transfert C_D est similaire.

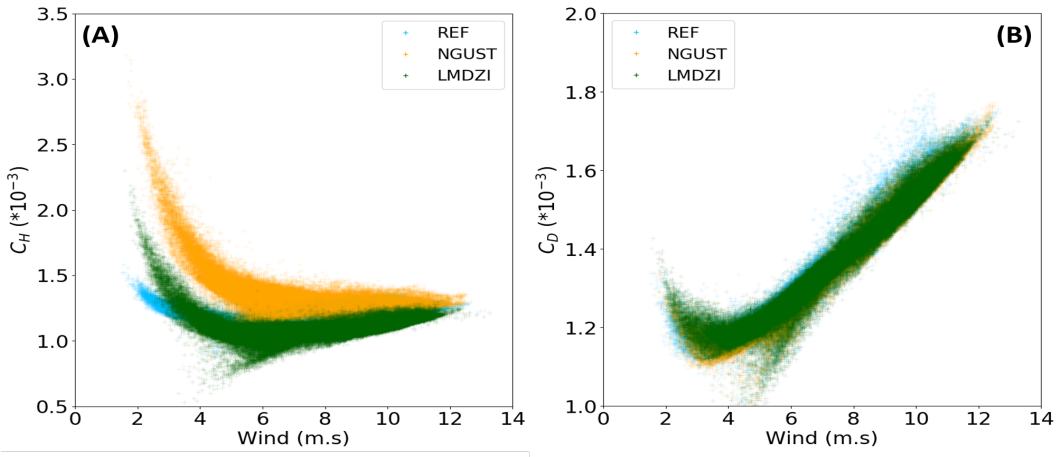

FIGURE 6.10 – Coefficient de transfert pour la chaleur latente C_H (A) et pour la tension de vent C_D (B) en fonction du vent au premier niveau du modèle en chaque point de grille océanique

La figure 6.11 présente la valeur moyenne annuelle des rafales de vent (m/s) pour la simulation référence (la seule où les rafales de vent sont actives). Cette valeur est rajoutée au vent pour le calcul des flux turbulents de surface. Hormis dans les zones d'upwelling côtier (dans les bords Est des océans Pacifique et Atlantique), cette valeur est environ égale à 2 m.s^{-1} dans toute la bande tropicale en moyenne annuelle. Les zones où cette valeur est la plus importante sont les zones de front, où des courants océaniques très forts sont observés. En Atlantique nord dans la zone du Gulf Stream ou dans le Pacifique nord dans la zone du Kuroshio, des valeurs allant jusqu'à plus de 3 m.s^{-1} sont simulées (figure 6.11).

La figure 6.12 présente les différences moyennes annuelles entre (1) NGUST et REFPD et (2) LMDZI et REFPD pour (A) le coefficient de transfert C_H, (B) le flux de chaleur latente (W/m^2), (C) l'humidité au premier niveau (g/kg), (D) les précipitations (mm/jour) et (E)

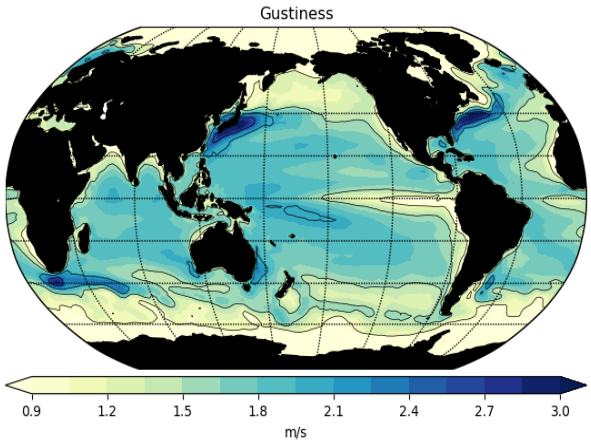

FIGURE 6.11 – Moyennes annuelles des rafales de vent, valeur rajoutée au vent pour le calcul des flux turbulents de surface (m/s).

le vent au premier niveau du modèle (m/s).

Pour la simulation NGUST, comparée à la référence, le vent est augmenté dans toute la bande tropicale (6.12, E1). Cette augmentation de l'intensité du vent est provoquée par le retrait de l'impact des rafales de vent et donc une diminution de la tension de vent. Elle est accompagnée d'une augmentation du coefficient de transfert C_H (6.12, A1). C_H étant principalement piloté par la fonction de raccord et la séparation des longueurs de rugosité dans la simulation NGUST, les effets sur le coefficient de transfert se situent principalement autour du continent maritime et dans l'océan indien (6.12, A1). Par rapport à la référence, la combinaison de ces deux effets aboutit à un flux latent simulé plus important dans presque toute la bande tropicale pour la simulation NGUST (6.12, B1).

Les changements engendrés par la simulation NGUST s'apparentent à des changements régionaux comme ceux observés lors de l'étude avec le MGV (chapitre 5). En effet, les modifications ne sont pas identiques en intensité en fonction des zones géographiques étudiées. L'ouest de l'océan Pacifique et l'océan Indien sont les plus impactés par la modification de la paramétrisation (6.12, B1). Dans l'océan Pacifique, à l'Est au-delà de 10^oN, le flux latent simulé par la simulation NGUST est même plus faible par rapport à la référence. Cette diminution est bien corrélée à la diminution du vent (6.12, E1).
L'augmentation du flux latent dans la bande tropicale provoque une augmentation de l'évaporation et donc une humidité plus importante au premier niveau atmosphérique comparée à la référence (6.12, C1). L'humidité dans les basses couches étant à la base du rechargement en eau de la colonne atmosphérique, cela provoque aussi une augmentation des précipitations dans les zones de précipitation autour du continent maritime et à l'Ouest du bassin Pacifique (6.12, D1).

La simulation LMDZI quant à elle, provoque un changement plus global. Les différences sur le coefficient de transfert ne sont jamais supérieures à |0.0002|. Hormis autour du continent maritime et dans l'océan indien, soit dans les zones où le vent est faible et où la fonction de raccord est très active, le coefficient de transfert C_H simulé diminue par rapport à la référence (figure 6.12, A2).

Cela est en accord avec les remarques faites sur la figure 6.10. Le retrait de l'effet des rafales de vent n'étant pas compensé par le coefficient de transfert C_H, comparé à la référence, la simulation LMDZI simule un flux latent plus faible. Cette diminution est corrélée aux zones où la gustiness est active dans la simulation référence (figure 6.12, B2). Diminuer le flux latent entraine moins d'évaporation et donc une diminution de l'humidité au premier niveau du modèle et des précipitations (figure 6.12, C2, D2).

Comme remarqué lors de l'étude avec le MGV, la modification de l'humidité peut aussi entrainer une modification de la circulation atmosphérique. L'effet des rafales de vent qui entraîne un transfert d'énergie mécanique plus important de l'atmosphère vers l'océan et un ralentissement du vent dans la simulation référence s'équilibre avec l'effet de l'humidité sur la circulation. Au final, pour la simulation LMDZI, contrairement à la simulation NGUST le vent n'est pas accéléré dans toute la bande tropicale (figure 6.12, E2, figure 6.11).

6.5.3 Comportement dans les tropiques

Le tableau 6.3 présente les moyennes spatio-temporelles dans la bande tropicale (20^oN–20^oS) du coefficient de transfert C_H, du flux latent W/m^2, des précipitations et la dernière colonne présente la moyenne globale du flux radiatif net au sommet de l'atmosphère (TOA) qui fournit une mesure de l'équilibre global du modèle.

TABLEAU 6.3 – Moyenne spatio-temporelle dans la bande tropicale (20^oN – 20^oS) du coefficient de transfert C_H, du flux latent et des précipitations. Les colonnes % représentant les différences relatives par rapport à la référence. La dernière colonne présente la moyenne globale du flux radiatif net au sommet de l'atmosphère (TOA) qui fournit une mesure de l'équilibre global du modèle.

	C_H(*10^{-3})	%	Flux Latent (W/m^2)	%	Precipitation (mm/j)	%	Nettop
LMDZ REF	1.82	0	172.6	0	6.68	0	2.74
LMDZ NGUST	2.14	17.85	177.86	3.02	6.83	2.26	1.77
LMDZ INI	1.69	-7.09	164.64	-4.63	6.40	-4.23	4.11

Dans les tropiques les résultats précédents sont aussi valables. En moyenne, dans la bande tropicale, par rapport à la référence, la simulation NGUST simule un flux 3% plus

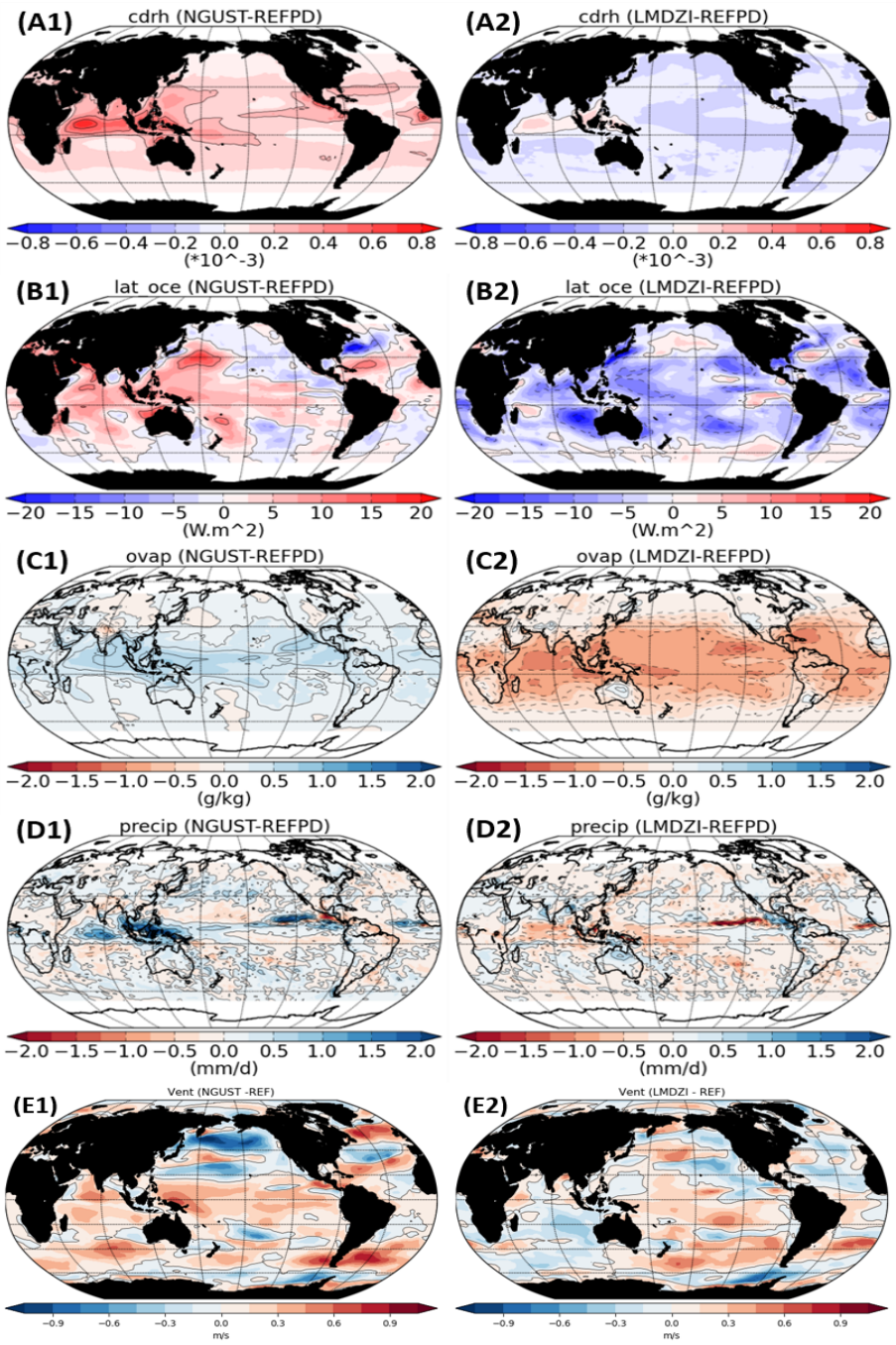

FIGURE 6.12 – Différences moyennes annuelles entre (1) NGUST et REFPD et (2) LMDZI et REFPD pour (A) le coefficient de transfert C_H, (B) le flux de chaleur latente (W/m^2), (C) l'humidité au premier niveau (g/kg), (D) les précipitations (mm / jour) et (E) le vent au premier niveau du modèle (m/s).

important. L'augmentation du coefficient de transfert (+17%) provoquée par la paramétrisation et l'augmentation du vent due à la diminution de la tension de vent compense l'effet direct des rafales de vent sur le flux de chaleur latente. Pour la simulation LMDZI, en moyenne elle simule une diminution du flux de 4.6% et du coefficient de transfert de

7% comparé à la référence. L'impact des rafales de vent et de la séparation des longueurs de rugosité n'est pas compensé par l'ajout de la fonction de raccord et l'augmentation du vent au premier niveau entraine par la diminution de la tension de vent en raison de l'impact du facteur de séparation (0.7) sur le coefficient de transfert. Les différences sur les précipitations sont du même ordre de grandeur que celles sur les flux.

Comparée à la référence (+2.74 W/m^2), la simulation LMDZI augmente le déséquilibre au sommet de l'atmosphère (+4.11 W/m^2) quand la simulation NGUST permet de réduire ce déséquilibre (+1.77 W/m^2) (tableau 6.3).

Comme expliqué précédemment, les changements sur le flux latent provoqués par les paramétrisations peuvent être globaux ou régionaux. Pour les deux simulations LMDZI et NGUST, à cause de l'utilisation de la fonction de raccord, l'ouest du bassin Pacifique qui représente les zones de vent faible est plus impacté. Ces différences de chaleur latente impactent les flux de surface nets.

La figure 6.13 présente les différences en moyenne annuelle sur le flux de surface net et ses différentes composantes dans deux boîtes, une à l'est et une à l'ouest du bassin Pacifique entre 20^{o}N et 20^{o}S. La figure 6.13 est un bilan, une valeur négative représente une perte d'énergie de l'océan et donc une augmentation de l'énergie reçue par l'atmosphère. Les mécanismes sont identiques dans les deux simulations bien que les effets observés soient inversés. Pour la simulation NGUST, dans la boite Ouest le bilan net est de -8.2 W/$m2$. Cette différence provient principalement des modifications du flux latent (-6.2 W/m^2) accompagnée d'une diminution du flux shortwave en surface (-5.6 W/m^2). Ces effets sont contrebalancés par l'augmentation du flux longwage en surface (+3.4 W/m^2). Le forçage radiatif des nuages (CRF) à la surface indique que la variation du rayonnement solaire est due à une couverture nuageuse augmentée.

En effet, le CRF des ondes courtes représente la majeure partie de la variation du SW (-5.2 W/m^2 dans la zone ouest). Le CRF à ondes longues est presque négligeable (figure 6.13). CRF (LW) reflète directement l'augmentation de l'humidité et de l'effet de serre associé. Dans la boîte est, les mêmes mécanismes sont observés mais avec une amplitude moins importante. Pour la simulation NGUST, le poids du flux shortwave est aussi important que celui du flux latent dans le bilan net.

La simulation LMDZI présente des mécanismes similaires à la simulation NGUST mais avec des signes renversés. Le bilan net est de +5.1 et +0.5 W/m^2 dans les boîtes ouest et est respectivement. Cependant, pour la simulation LMDZI le poids du flux latent est plus important comparé au poids du flux shortwave dans le bilan net. Dans la boîte ouest, le flux latent est augmenté de 7.2W/m^2 et le flux shortwave en surface de 3.2

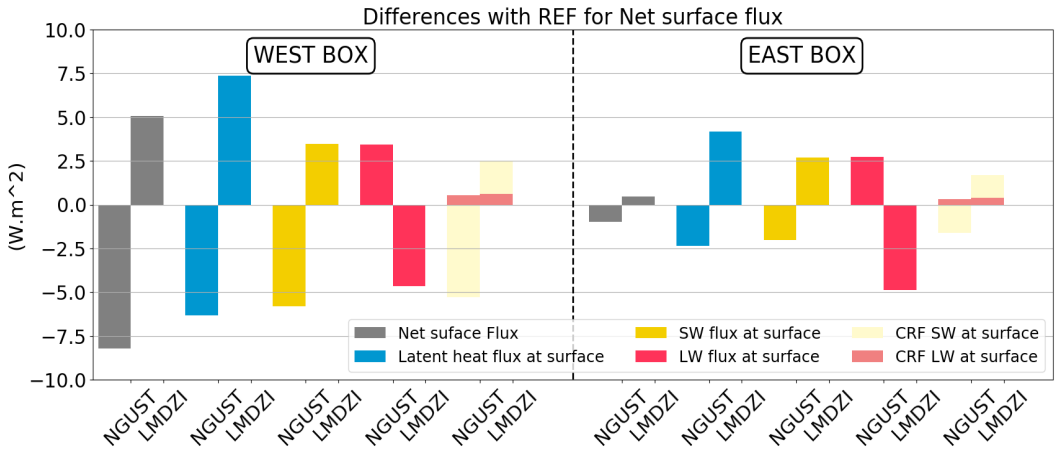

FIGURE 6.13 – Différences moyennes annuelles sur le flux de surface net et ses différentes composantes dans deux boîtes pour NGUST et LMDZI par rapport à la référence. La boîte ouest correspond à une moyenne spatiale comprise entre 20^oN, 20^oS $et 80 - 180^o$E et la boîte Est correspond à une moyenne spatiale entre 20^oN, 20^oS $et 80 - 180^o$W.

W/m^2. Ils sont equilibrés par le flux longwave en surface qui est diminué de 4.7W/m^2. De plus, pour la simulation LMDZI, la modification du flux longwave en surface est similaire dans la boîte est (-4.8 W/m^2) figure 6.13). La simulation LMDZI provoque donc des changements plus globaux.

Les différences de fonctionnement observées sur les flux nets se retrouvent aussi dans la modification de la circulation atmosphérique entrainée par la modification des paramétrisations. La figure 6.14 présente les différences moyennes annuelles entre (A) LMDZI et REFPD et (B) NGUST et REFPD moyennées entre 5^oN et 5^oS pour l'humidité spécifique (couleurs, g/kg), le vent (flèches, Pa/m.s^{-1}) et la vitesse verticale à 500 hPa. Pour la simulation LMDZI (figure 6.14, A), la diminution de l'humidité simulée par rapport à la référence est assez homogène dans toute les basses couches atmosphériques. Une diminution homogène ne modifie pas les gradients d'humidité à grande échelle. Lorsque la SST est imposée, de tels changements ne permettent pas de dépasser les seuils qui modifieraient la circulation ou la stabilité de l'atmosphère et donc les phénomènes de convection. En conséquence, la modification engendrée par le changement de paramétrisation n'a que très peu d'impact sur la circulation à grande échelle bien que la vitesse verticale soit un peu modifée [Torres et al., 2018].

À l'inverse, la simulation NGUST provoque des changements d'humidité plus régionaux. Comme le montre la figure 6.12, les changements les plus forts se situent autour du continent maritime dans le secteur indo-pacifique où les vents sont faibles. La forte augmentation du flux latent dans ces zones induit une augmentation de l'humidité dans

les premières couches atmosphériques (figure 6.14, B). Cette augmentation du flux latent de surface impacte toute la colonne atmosphérique. Elle entraîne aussi une intensification de la branche ascendante de la cellule de circulation de Walker qui se situe autour du continent maritime (figure 6.14, B) provoquant des phénomènes de convection plus importants comme le montre la vitesse verticale à 500 hPa (figure 6.14, B). Les liens à grande échelle entre la convection et les vents dans les tropiques sont tels qu'à la surface le vent est également accéléré.

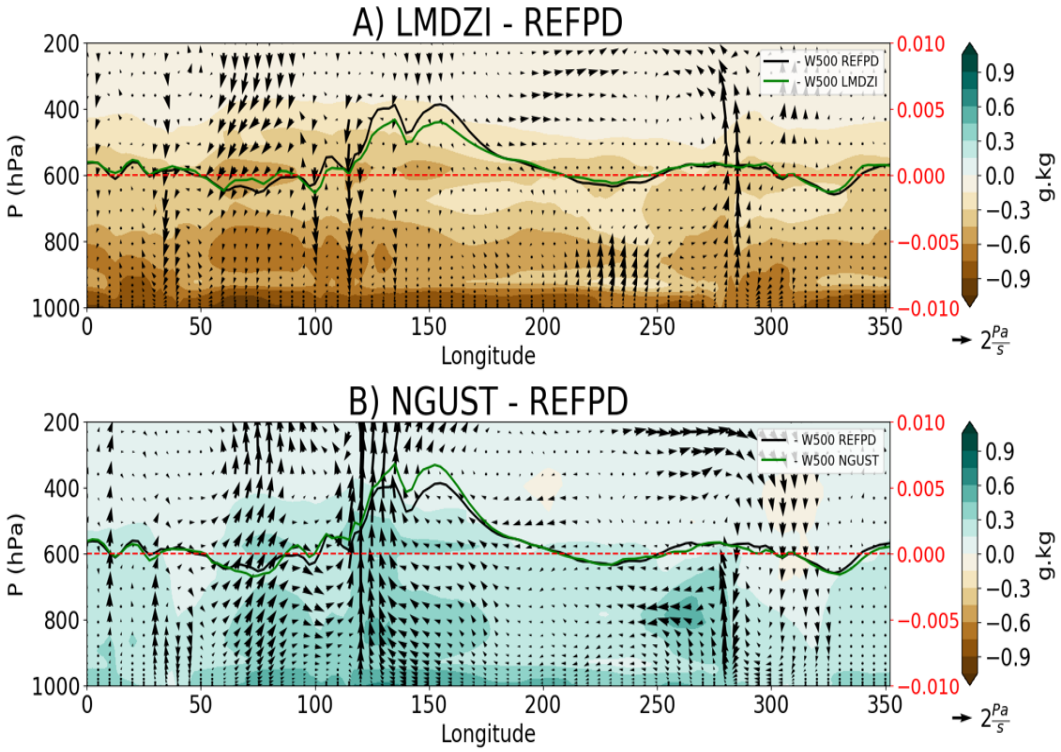

FIGURE 6.14 – Différences moyennes annuelles entre (A) LMDZI et REFPD et (B) NGUST et REFPD moyennées entre 5^oN et 5^oS pour l'humidité spécifique (couleurs, g/kg), le vent (flèches, Pa/ms) et la vitesse verticale à 500 hPa où la ligne noire représente la simulation de référence (REFPD) et la ligne verte les expériences de sensibilités (Pa/s). Notez que sur ces figures, la vitesse verticale a été amplifiée par un facteur 100 et que le signe a été inversé de sorte que les flèches descendantes (montantes) indiquent les périodes de subsidences (ascendances).

6.5.4 Impacts sur les transports de chaleur et d'eau

La modification des flux turbulents de surface engendre des modifications de la circulation atmosphérique, les transports de chaleur et d'eau dans l'atmosphère sont donc eux aussi impactés. La figure 6.15 présente le transport annuel moyen par l'atmosphère d'énergie statique humide et son potentiel (A), d'énergie latente et son potentiel (B) et

d'énergie statique sèche et son potentiel (C). Ces diagnostics sont calculés comme expliqué dans la section 6.3. Les mécanismes observés lors de l'étude réalisée dans le chapitre 5 restent valides avec ces tests de sensibilité. Les régions où le potentiel de MSE est négatif correspondent à des sources d'énergie, tandis que les régions où il est positif correspondent à des puits d'énergie pour l'atmosphère. En raison de l'augmentation de la résolution verticale et horizontale, avec ce modèle les transports atmosphériques sont plus réalistes que ceux simulés avec le MGV (cf chapitre 5).

La warm-pool, où se trouvent les SSTs les plus chaudes représente la plus grande source de MSE et les transports d'énergie atmosphérique divergent des tropiques (les sources) et convergent dans les hautes latitudes (les puits) (figure 6.15, A). L'export de Lq dans les basses couches des bassins Atlantique et Pacifique Est convergent vers la warm-pool où se produisent des épisodes de convection profonde intenses (figure 6.15, B). En s'élevant, l'air se refroidit. Ce phénomène se traduit par un fort chauffage de la colonne atmosphérique par dégagement de chaleur latente. L'énergie créée par ce phénomène est convertie en chaleur sensible et redistribuée par la circulation atmosphérique de haute atmosphère sous forme d'export d'énergie statique sèche (figure 6.15, C). La warm-pool est donc à la fois un puit (de Lq) et une source (de DSE). Le résultat est une exportation nette de MSE de la warm-pool vers les pôles et vers les autres bassins (figure 6.15, A – C).

La figure 6.16 présente les différences annuelles moyennes de transport par l'atmosphère et de potentiel de MSE, Lq et DSE entre les tests de sensibilité (NGUST et LMDZI) et la référence. Pour la simulation LMDZI, la circulation atmosphérique est très peu modifiée comparé à la référence (figure 6.14, A). La modification de la paramétrisation des flux turbulents entraîne principalement une diminution du flux de chaleur latente qui a pour effet de diminuer l'humidité atmosphérique quasi globalement. Cela provoque une diminution de l'exportation de Lq vers la zone de convergence représentée par la warm-pool. Le bassin Atlantique exporte donc moins d'énergie et une différence de fonctionnement apparait entre les bassins Atlantique et Pacifique. Bien que les différences soient faibles, l'export de MSE par l'atmosphère est augmenté dans le Pacifique et diminué dans le bassin Atlantique dans la simulation LMDZI comparé à la référence.

La simulation NGUST provoque un export moyen plus important de la région de la warm-pool (figure 6.16, a2) comparée à la référence. Cela est cohérent avec l'augmentation du flux de chaleur latente dans cette région entraînée par la modification de la paramétrisation des flux turbulents de surface. Cette dernière entraîne une augmentation de la quantité de chaleur et de l'humidité disponible pour l'atmosphère et une augmentation des exports de Lq vers la warm-pool (figure 6.16, b2). Cette augmentation du po-

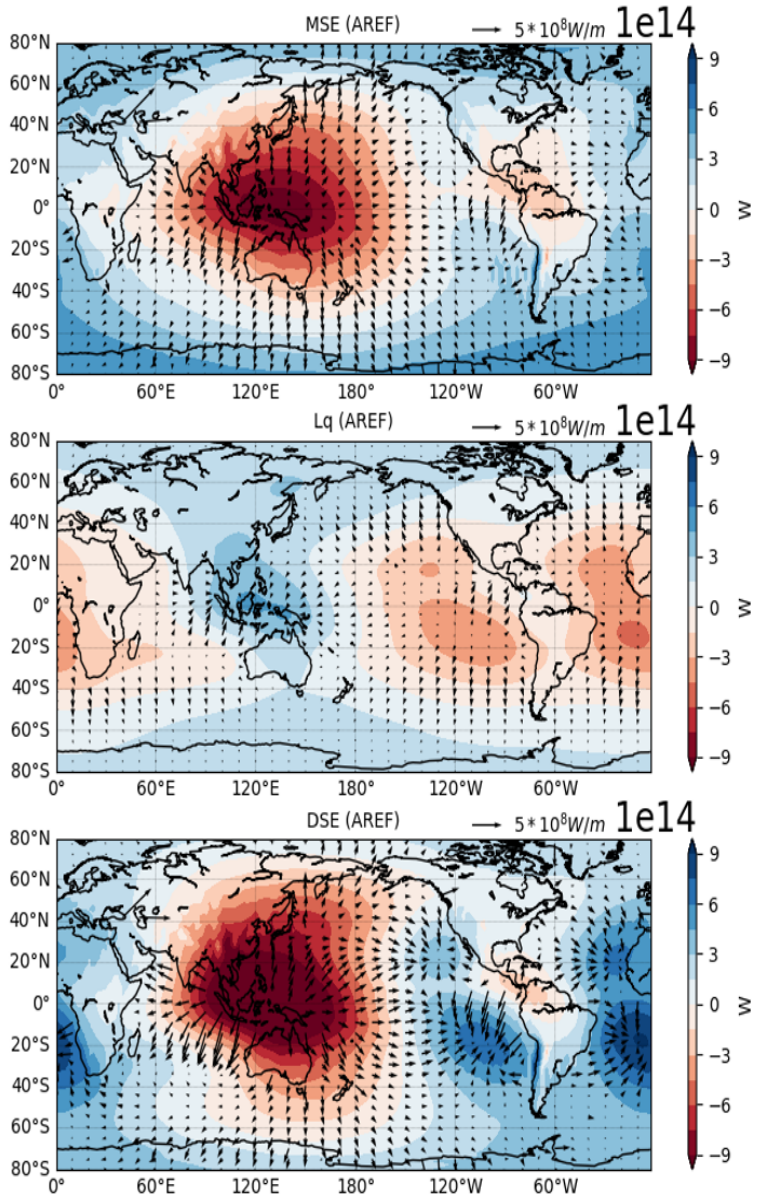

FIGURE 6.15 – Transport annuel moyen de MSE par l'atmosphère (flèches, W/m) et potentiel de MSE (couleurs, W) (a), transport de Lq par l'atmosphère (flèches, W/m) et potentiel de Lq (couleurs, W) (b) Transport de DSE par l'atmosphère (flèches, W/m) et potentiel de DSE (couleurs, W) (c) pour la simulation de référence REFPD. Les flèches sont tracées tous les 2 points de grille sur les axes X et Y et les continents sont masqués à cause du signal continental trop bruité.

tentiel de Lq est associée à une augmentation du potentiel de MSE sur la partie Ouest et à une diminution sur la partie Est de l'océan Pacifique et l'océan Atlantique. Les parties est et ouest du Pacifique réagissent différemment. Ceci reflète le gradient E/W du flux de chaleur latente (6.12, B1). La modification de ce gradient altére la circulation de Walker qui rééquilibre le Lq et impact donc les échanges de MSE entre les bassins. Le flux de chaleur latente joue donc un rôle important dans le contrôle de l'échange d'énergie entre les

bassins.

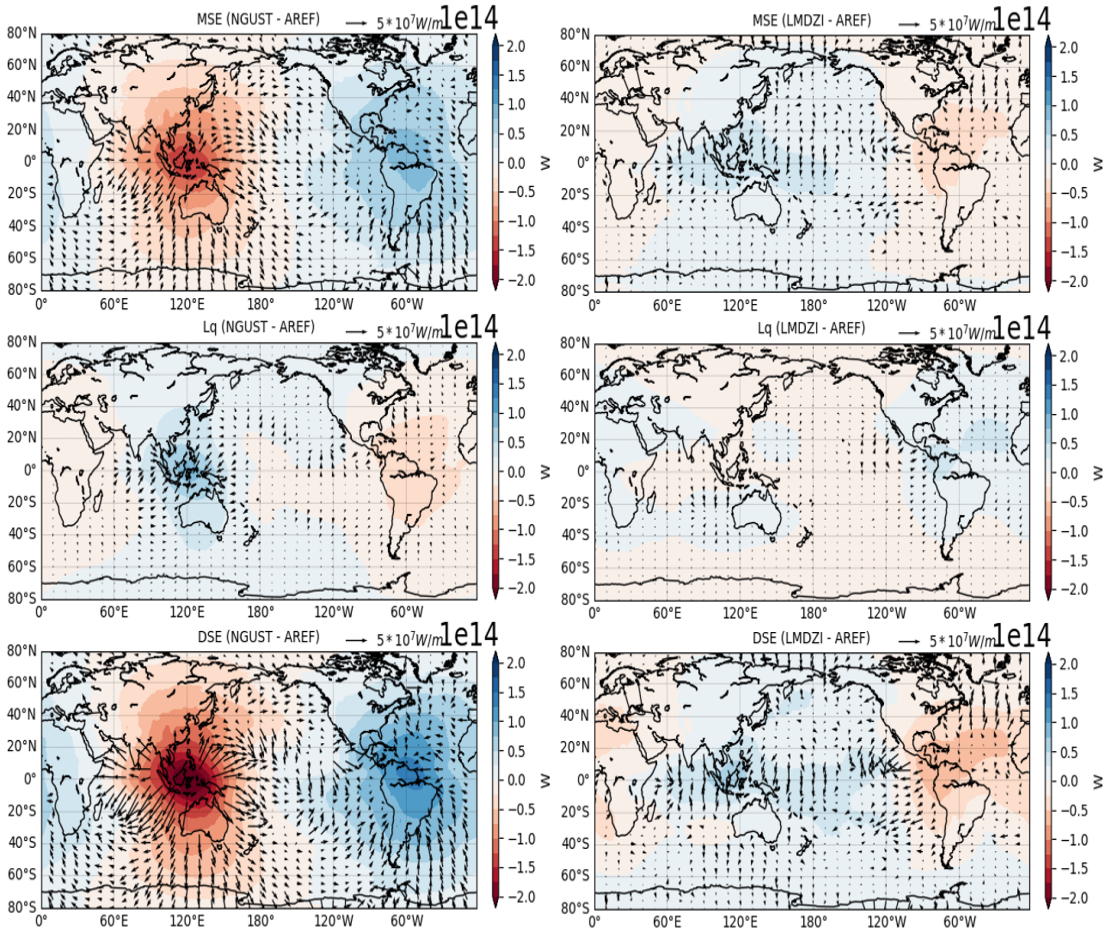

FIGURE 6.16 – Différences de transport annuel moyen de MSE, Lq et DSE par l'atmosphère (flèches, W / m) et de potentiel de MSE, Lq et DSE (couleurs, W) entre (a1, b1, c1) NGUST et REFPD et (a2, b2, c2) LMDZI et REFPD. Les flèches sont dessinées tous les 2 points sur les axes X et Y et les continents sont masqué à cause du signal continental trop bruité.

Avec un modèle de circulation général atmosphérique (AGCM), les changements de chaleur latente reflètent directement les modifications réalisées sur la paramétrisation des coefficients d'échanges [Torres et al., 2018]. Ils sont renforcés par les feedbacks radiatifs du fait de l'imposition de la même SST et du même rayonnement solaire entrant dans toutes les simulations. Tout comme pour l'étude réalisée avec le MGV, un changement régional du flux de chaleur latente entraine une modification des transports atmosphérique plus importante qu'un changement global.

Le changement de paramétrisation entraine aussi une modification du déséquilibre radiatif au sommet de l'atmosphère (tableau 6.3). Ce déséquilibre conduit à un ajustement entre l'océan et l'atmosphère lorsque que ces deux systèmes sont couplés. Il est

donc important d'étudier les mêmes tests de sensibilité à la paramétrisation des flux turbulents avec ce type de système. De plus, un des effets les plus importants de la paramétrisation LMDZg concerne le flux de tension de vent. Ce dernier n'impacte que faiblement un modèle AGCM en raison de son impact sur le vent. L'effet principal qu'il provoque se retrouve sur la SST, qui est imposée dans un AGCM, et sur les courants océaniques qui ne sont pas représentés dans ce type de simulation.

6.6 Test de sensibilité avec un modèle océan-atmosphère couplé

Le modèle de climat de l'IPSL dans sa version pré CMIP6 est utilisé afin de tester l'impact de la nouvelle paramétrisation des flux turbulents de surface. Quatre simulations ont été réalisées avec ce modèle couplé. Les simulations REFPD, NGUST et LMDZI représentent les pendants des simulations réalisées avec le modèle atmosphérique et présentées précédemment. Une simulation supplémentaire est réalisée avec le modèle couplé. LMDZ1 utilise la paramétrisation LMDZ initiale décrite en section 2.4.1 mais avec un coefficient de séparation des coefficients de transfert modifié. En effet, la valeur de 0.8 est utilisée dans cette simulation, ce qui correspond à la valeur initiale de ce paramètre tel qu'utilisée dans le modèle IPSL-CM4 [Marti et al., 2010]. Chaque simulation diffère donc des autres uniquement au niveau de la représentation des flux turbulents de surface.

Ces simulations démarrent toutes avec le même état initial atmosphérique et océanique et ont une durée différente. Les simulations REFPD, NGUST et LMDZ1 ont une durée de 100 ans et la simulation LMDZI de 50 ans. Pour les analyses présentées dans cette section, lorsque des moyennes temporelles sont réalisées, uniquement les 20 dernières années de simulation sont utilisées.

6.6.1 Ajustement du système océan-atmosphère couplé

La figure 6.17 est un pendant de la figure 6.10 pour ces simulations couplées. Comme pour les simulations MGV (chapitre 5), on retrouve bien les même relations entre le vent et les coefficients de transfert (C_D, C_H) entre les simulations couplées (figure 6.17) et les simulations forcées (figure 6.10). Les processus physiques agissant dans les simulations AGCM et OAGCM sont donc similaires et cohérents avec ce qui est attendu de la modification des paramétrisations.

Le déséquilibre au sommet de l'atmosphère discuté pour les simulations AGCM est

résorbé par l'ajustement océan-atmosphère. Une augmentation du coefficient de transfert pour le flux de chaleur latente se traduit dans un modèle couplé par une diminution de la SST dans la bande tropicale. Une diminution de ce coefficient aboutira à l'inverse (tableau 6.4). De plus un flux latent similaire entre toutes les simulations couplées devrait être observé.

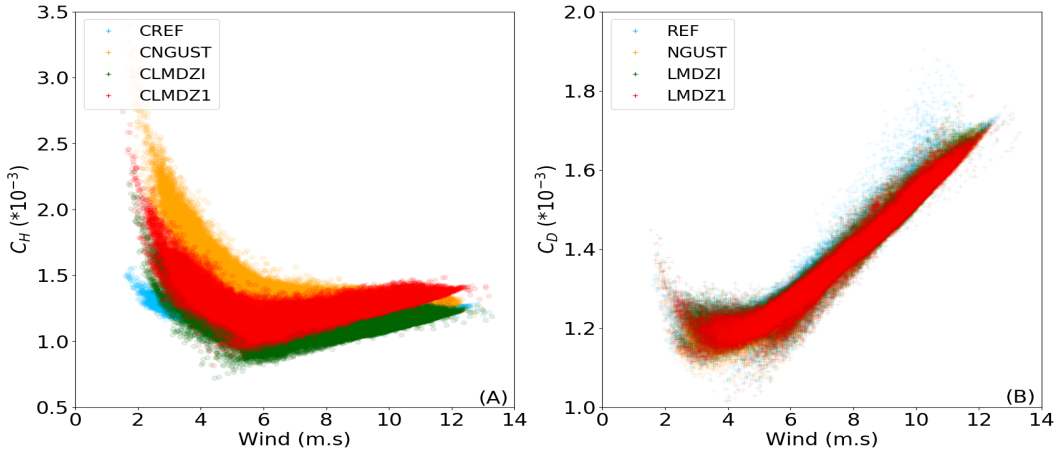

FIGURE 6.17 – Coefficient de transfert pour la chaleur latente C_H (A) et pour la tension de vent C_D (B) en fonction du vent au premier niveau du modèle en chaque point de grille océanique pour les simulations couplées.

Dans la bande tropicale (20^oN-20^oS), comparée à la référence, une diminution de 1.9 % du flux latent est simulée pour LMDZI. Cela représente la différence maximum simulée entre les tests de sensibilité et la référence. Comme pour les simulations réalisées avec le modèle AGCM, une augmentation/diminution du flux latent provoque une augmentation/diminution des précipitations dans la bande tropicale (figure 6.18 C 1-3, tableau 6.4). De façon un peu inattendue, pour tous les tests de sensibilités, les précipitations diminuent à l'équateur et augmentent autour de 10^oN et 10^oS (figure 6.18, C 1-3).

TABLEAU 6.4 – Moyenne spatio-temporelle dans la bande tropicale ($20^oN - 20^oS$) du coefficient de transfert C_H, du flux latent et des précipitations. Les colonnes % représentant les différences relatives par rapport à la référence. La dernière colonne présente la moyenne globale du flux radiatif net au sommet de l'atmosphère (TOA) qui fournit une mesure de l'équilibre global du modèle.

	C_H(*10^{-3})	%	Flux Latent (W/m^2)	%	Precipitation (mm/j)	%	Nettop
REFPD	1.83	0	175.7	0	6.67	0	0.91
NGUST	2.17	18.69	176.89	0.58	6.71	0.53	0.92
LMDZI	1.71	-6.41	172.44	-1.96	6.55	-1.83	1.02
LMDZ1	1.93	5.69	174.69	-0.67	6.66	-0.10	0.79

Lorsque l'atmosphère est couplée à l'océan, la perturbation induite par la modification de la paramétrisation des flux turbulents a un impact direct sur la SST (figure 6.18 B 1-3). Comme vu lors de l'étude des simulations AGCM, pour LMDZI, le flux latent est principalement impacté dans l'océan Pacifique ouest et l'océan Indien. Ces zones présentent donc les variations de SST les plus importantes dans le modèle couplé. Hormis pour des vents $\leq 3 m.s^{-1}$, les coefficients de transfert simulés sont similaires entre les deux simulations. Les différences de flux latent et donc de SST sont corrélées à l'impact des rafales de vent sur le flux de chaleur latente (figure 6.18 B2, 6.11). Pour la simulation LMDZ1, les mêmes zones sont impactées par la modification de la paramétrisation. Comparé à la référence les mêmes mécanismes que pour la simulation LMDZI sont actifs. Cependant, l'augmentation du coefficient de transfert due à l'augmentation du facteur de séparation (0.8) provoque une augmentation du flux de chaleur latente. Cela permet de réduire les différences simulées entre LMDZ1 et la référence et les différences de SST simulées sont donc réduites. Enfin, pour LMDZ NGUST, dû à l'augmentation du coefficient de transfert dans toute la bande tropicale qui permet de compenser l'effet des rafales de vent sur le flux, un refroidissement de la SST dans cette zone est simulé avec le modèle couplé comparé à la référence.

La figure 6.19 montre que le déséquilibre radiatif induit par la modification de la représentation des coefficients de transfert conduit à une dérive du modèle qui est rapidement équilibré. Un bilan radiatif net au sommet de l'atmosphère négatif (positif) correspond à un refroidissement (réchauffement). Par exemple, le déséquilibre radiatif de 4,12 W/m^2 au sommet de l'atmosphère pour la simulation LMDZI simulé avec l'AGCM (tableau 6.3) apparaît au début de la simulation couplée LMDZI. Cependant l'amplitude de ce déséquilibre est plus faible due à l'effet de l'océan qui absorbe directement une partie de cette modification (figure 6.19, A).

Après 50 ans, le déséquilibre au sommet de l'atmosphère diminue à mesure que l'océan se réchauffe (figure 6.19, A, C) pour atteindre 1,02 W/m^2 (tableau 6.4). L'augmentation de la SST est également associée à une augmentation de la température de l'air et de l'humidité suivant la relation de Clausius-Clapeyron (figure 6.19, D). Dans le même temps, l'augmentation de la SST augmente le flux de chaleur latente en surface (figure 6.19, D). La simulation étant un peu courte, ce processus d'ajustement ne conduit pas à un flux de chaleur latente global similaire entre la simulation LDMZI et la simulation référence (figure 6.19, B). Le flux de chaleur latente est plus proche entre la référence et les autres tests de sensibilité car ils partent avec un déséquilibre au sommet de l'atmosphère moins important. L'ajustement se produisant entre l'océan et l'atmosphère entraîne aussi une

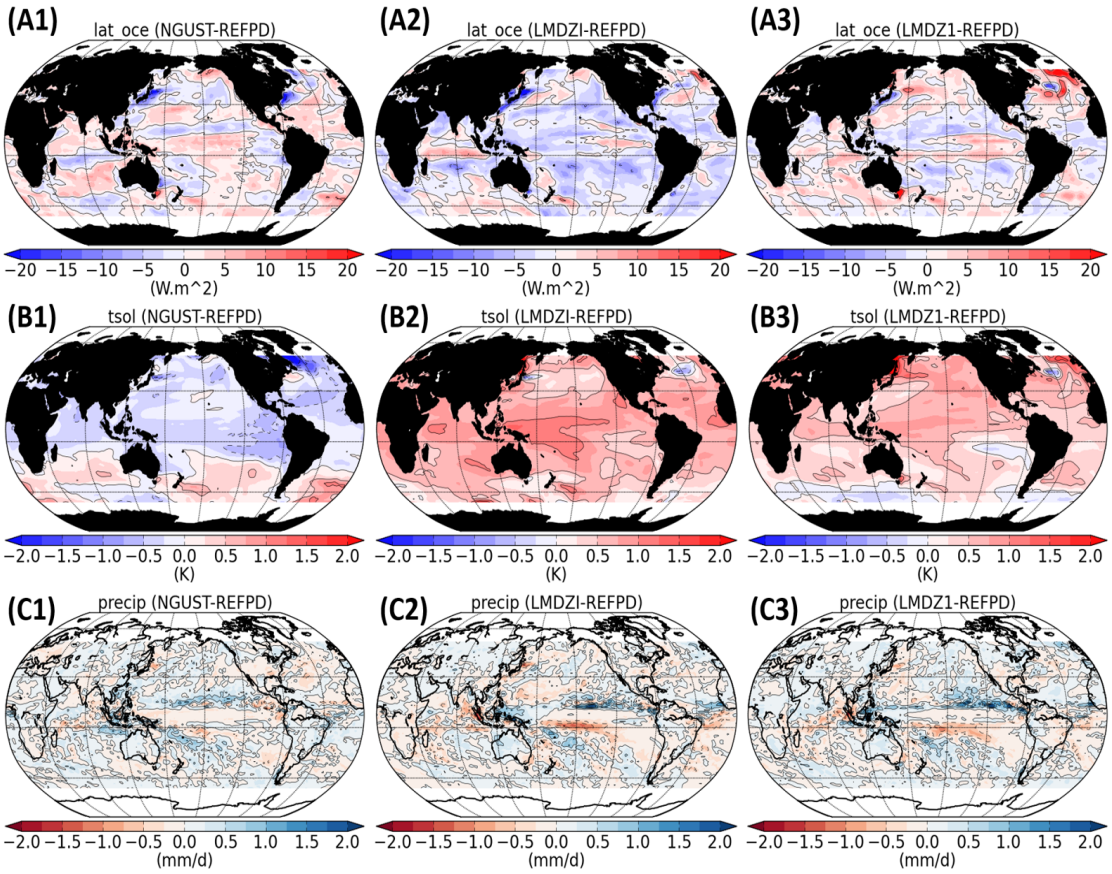

FIGURE 6.18 – Différences moyennes annuelles entre (1) NGUST et REFPD, (2) LMDZI et REFPD et (3) LMDZ1 et REFPD pour (A) le flux de chaleur latente (W/m^2), (B) la SST (K), et (C) les précipitations (mm/j).

modification des variables d'états telles que la température et l'humidité utilisées pour calculer les flux turbulents. En fin de simulation, comparée à la référence (REFPD), la simulation NGUST provoque une diminution globale de la température de surface de la mer de 0.18 ^{o}C. Les simulations LMDZI et LMDZ1 provoquent quant à elles un réchauffement de 0.47 et 0.40 ^{o}C respectivement.

La figure 6.20 présente les différences moyennes annuelles du flux de surface net et de ses différentes composantes dans les deux boîtes définies en section 7.4.3 pour les simulations NGUST, LMDZI et LMDZ1 comparées à la référence. Le flux de chaleur latente joue un rôle clé dans la détermination de l'équilibre radiatif de la Terre.

Contrairement aux différences simulées avec les simulations AGCM, le flux net en surface est plus impacté dans la boîte est que dans la boîte ouest. Cependant, à cause de la rétroaction avec l'océan, les différences simulées entre les tests de sensibilité et la référence sont plus faibles. Dans la boîte ouest, sur le flux net de surface, la différence maxi-

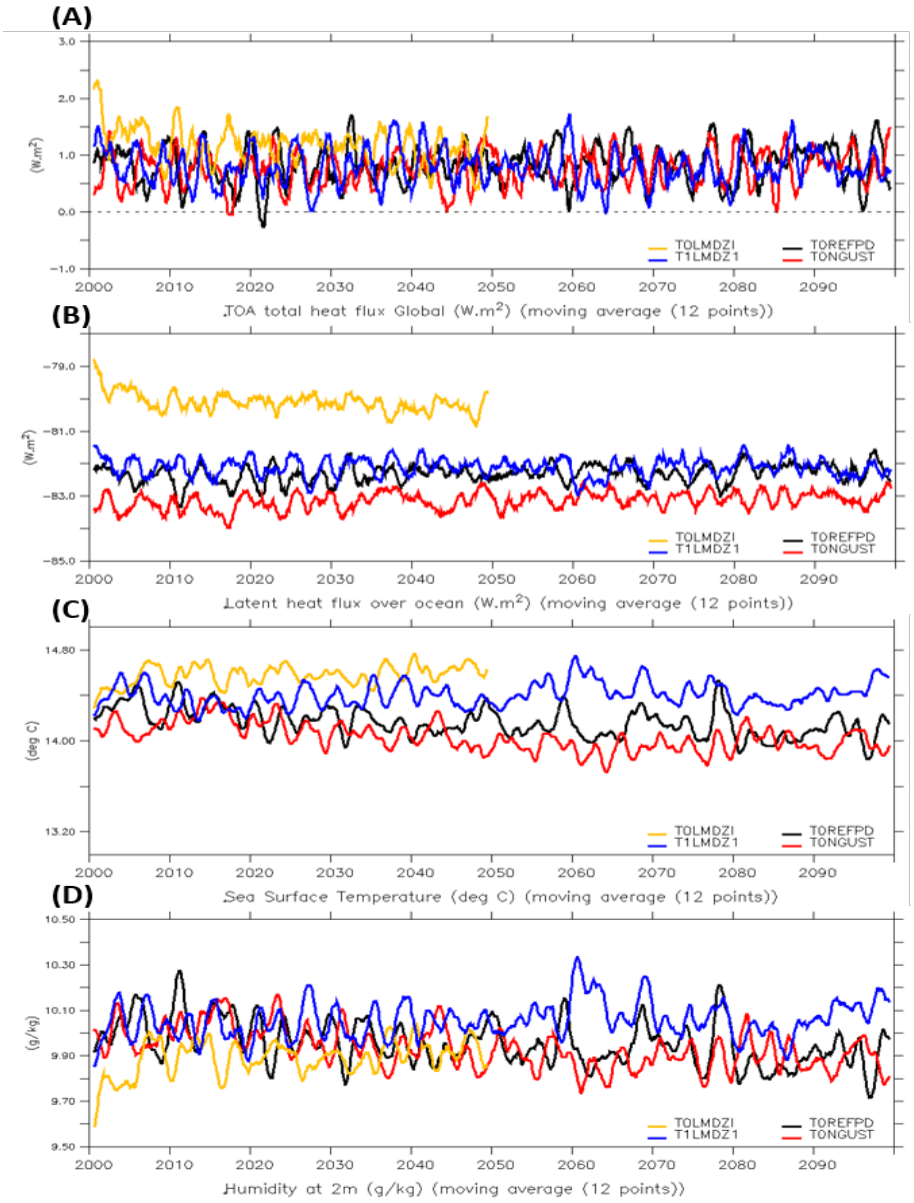

FIGURE 6.19 – Evolution temporelle des moyennes spatiales (sur l'ensemble du domaine) pour (A) le flux radiatif net au sommet de l'atmosphère (W/m^2), (B) le flux de chaleur latente sur l'océan (W/m^2), (C) la température de surface de la mer (^{o}C) et (D) l'humidité spécifique à 2 m (g/kg) pour les simulations couplées.

mum simulée est de -0.19 W/m^2 pour la simulation NGUST. Dans la boîte est, cette valeur est de +0.60 W/m^2 pour la simulation LMDZI (figure 6.20). Comme toutes les simulations répondent à un rayonnement solaire entrant identique, les termes du bilan s'ajustent afin d'obtenir un bilan radiatif global équilibré. Pour la simulation LMDZI, le flux latent est augmenté de 2.8 et de 2.6 W/m^2 et le flux shortwave en surface de 0.5 et 1.4 W/m^2 dans les boîtes ouest et est respectivement. Ces augmentations sont compensées par la diminution du flux longwave (-2.3 et -2.4 W/m^2) et du flux sensible en surface (-1.1 et -1.4

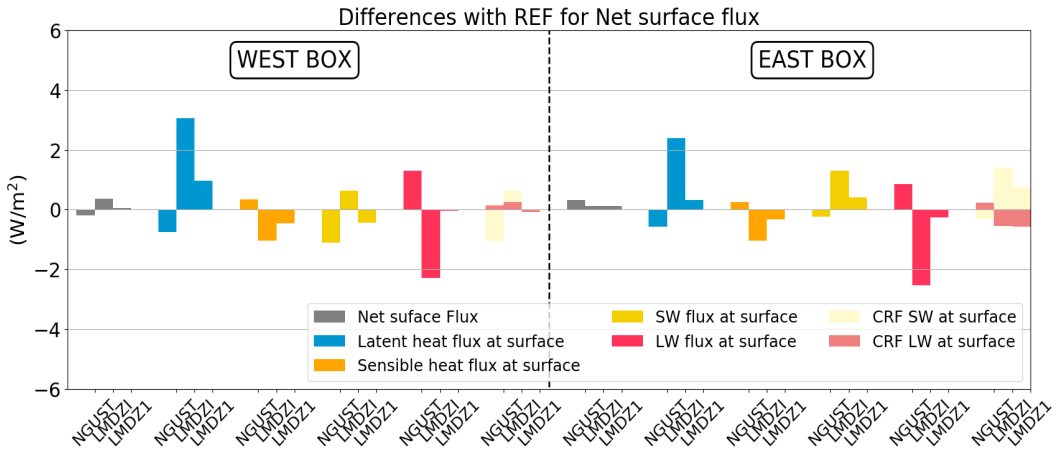

FIGURE 6.20 – Différences moyennes annuelles sur le flux de surface net et ses différentes composantes dans deux boîtes pour NGUST, LMDZI et LMDZ1 par rapport à la référence. La boîte ouest correspond à une moyenne spatiale comprise entre 20^oN, 20^oS $et 80 - 180^o$E et la boîte Est correspond à une moyenne spatiale entre 20^oN, 20^oS $et 80 - 180^o$W.

W/m^2) (figure 6.20). Contrairement au modèle forcé, en raison des rétroactions sur la SST, le flux de chaleur sensible n'est plus complétement négligeable dans le bilan net à la surface de l'océan. Pour la simulation NGUST, les termes du bilan pour les boîtes étudiées sont plus faibles. De plus, la paramétrisation NGUST simulant un flux de chaleur latente supérieur comparée à la référence, les termes du bilan sont de signes opposés par rapport à la paramétrisation LMDZI.

Les bilans obtenus pour les simulations LMDZI et LMDZ1 se ressemblent. Cela est normal, la différence entre ces deux simulations est uniquement représentée par un facteur multiplicatif sur le coefficient de séparation utilisé pour séparer les coefficients de transfert (0.7 pour LMDZI, 0.8 pour LMDZ1). Cependant, l'amplitude des changements est plus importante pour la simulation LMDZI comparée à la référence (figure 6.20). Pour cette raison, dans la suite uniquement les simulations LMDZI et NGUST produisant des effets inverses sur les flux de chaleurs seront étudiées.

Dans la zone CINDY-DYNAMO précédemment étudiée en 1D et avec le modèle AGCM, le rôle de tampon joué par l'océan est remarquable. En effet, comme expliqué précédemment, la modification du coefficient de transfert provoquée par les différentes paramétrisations est similaire pour les simulations AGCM et OAGCM (figure 6.21).

Contrairement aux simulations AGCM où des différences de plus de 50 W/m^2 étaient simulées (figure 6.9), les différences entre la référence et les simulations LMDZI et LMDZ NGUST dans le modèle couplé ne dépassent pas 20 W/m^2 (figure 6.21). Cela est dû à l'ajustement entre l'océan et l'atmosphère sur les variables d'états. En effet, des diffé-

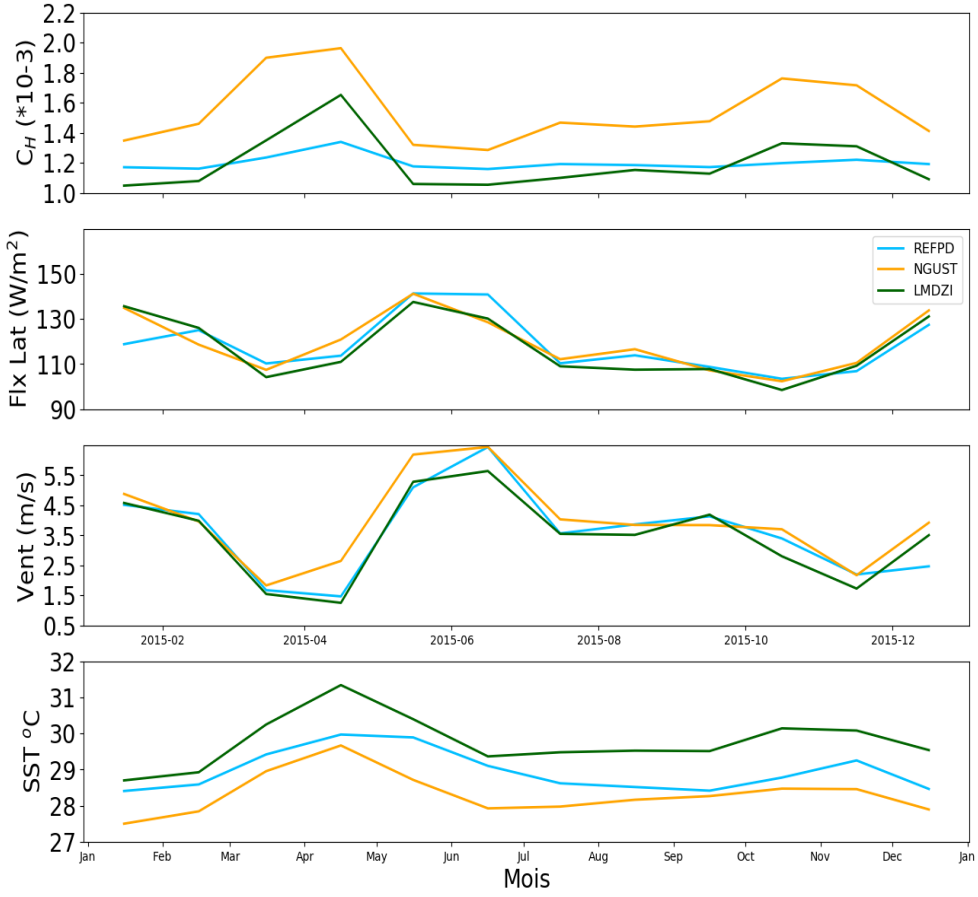

FIGURE 6.21 – Evolution temporelle climatologique annuelle pour, du haut vers le bas, le coefficient de transfert pour la chaleur latente C_H, le flux de chaleur latente (W/m^2), le vent au premier niveau atmosphérique (m/s) et la SST (^{o}C) pour les trois simulations couplées étudiées.

rences de plus de 1^{o}C sont retrouvées sur la SST entre la référence et les tests de sensibilité (figure 6.21). Dû à l'impact de la modification des flux turbulents sur la circulation atmosphérique (comme vu avec l'étude MGV), malgré l'impact du flux de quantité de mouvement, les différences simulées sur le vent au premier niveau sont amorties et atteignent 1m.s^{-1} au maximum (figure 6.21).

Contrairement à l'étude réalisée avec le MGV (i.e. chapitre 5), l'ajustement se produisant sur la SST dans ces simulations n'est pas uniquement causé par un rééquilibrage des flux turbulents de chaleur. En effet, la simulation de référence utilise une paramétrisation pour représenter les rafales de vent. En plus de son impact direct sur les flux de chaleurs, cette dernière à un fort impact sur la tension de vent et donc sur le vent lui-même au premier niveau du modèle. Cet effet impacte tous les flux turbulents échangés entre l'océan et l'atmosphère et modifie la formation des courants marins et donc la température de surface de la mer et le bilan radiatif.

6.6.2 Impacts sur le vent et la tension de vent

La figure 6.22 présente la moyenne annuelle du module du vent (m/s) au premier niveau du modèle entre 40^oN et 40^oS (couleurs) ainsi que sa direction (flèches) pour la simulation référence REFPD (A) et les différences d'intensité (m/s) et de direction en moyennes annuelles entre les tests de sensibilité NGUST (B) et LMDZI (C) comparées à la référence. Les grandes structures de la circulation atmosphérique de surface telles que les vents d'alizés soufflant d'est en ouest au sud et au nord de l'équateur, l'anticyclone des Açores ou les vents soufflant d'ouest en est dans les zones tempérées (au-dessus de 35^oN et 35^oS) sont bien représentées dans la simulation de référence (figure 6.22, A).

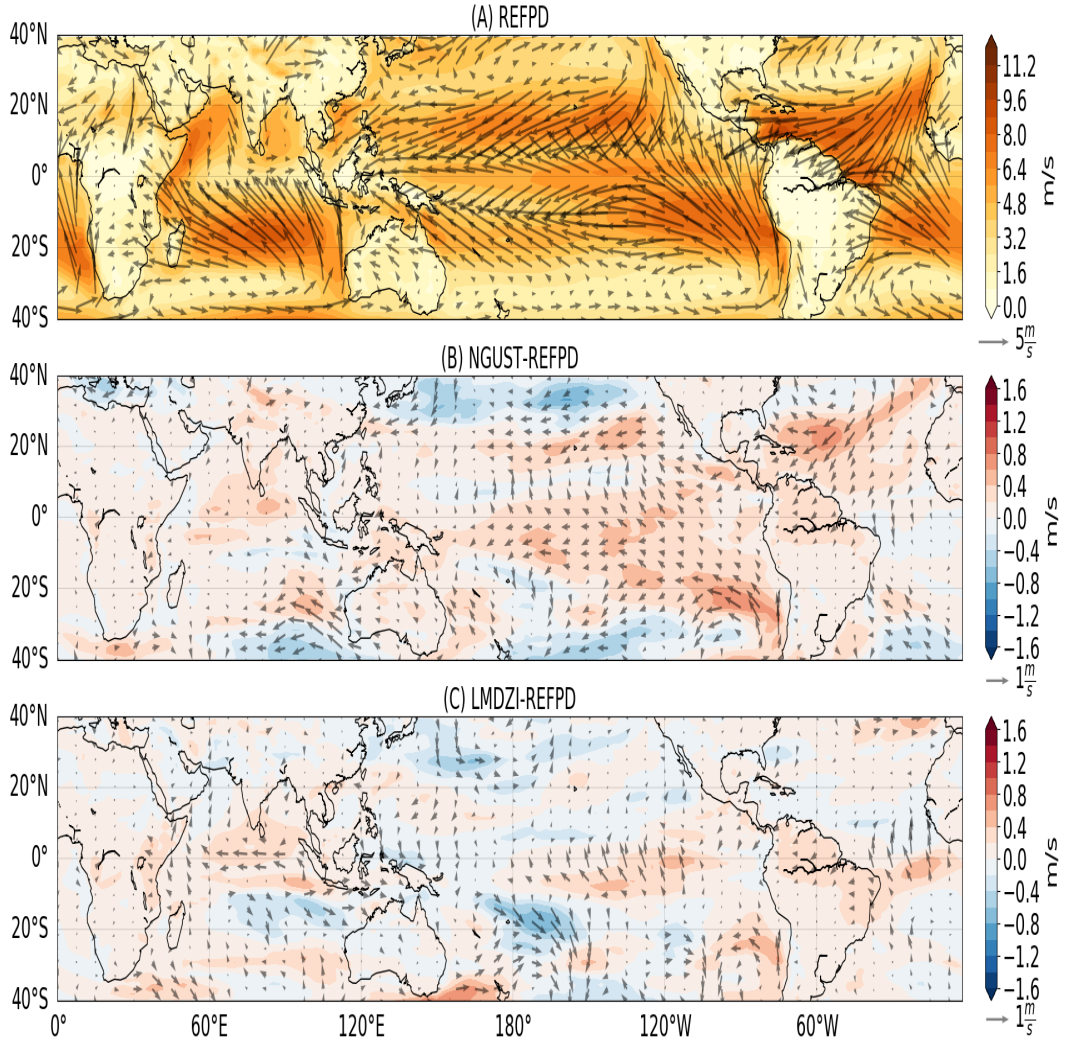

FIGURE 6.22 – A : moyenne annuelle du module du vent au premier niveau du modèle entre 40^oN et 40^oS (couleurs) ainsi que sa direction (flèches) pour la simulation référence REFPD. B : Différences moyennes annuelles de module du vent (couleurs) et de direction (flèches) entre la simulation NGUST et la référence (REFPD). C : identique à B mais pour la simulation LMDZI et la référence (REFPD).

Tout comme pour les simulations AGCM étudiées précédemment, le vent au premier niveau est modifié dans les tests de sensibilité. Comparé à la référence, dans la simulation NGUST, le vent est accéléré dans quasiment toute la bande tropicale (20^oN-20^oS) et il est diminué dans les zones tempérées (figure 6.22, B).

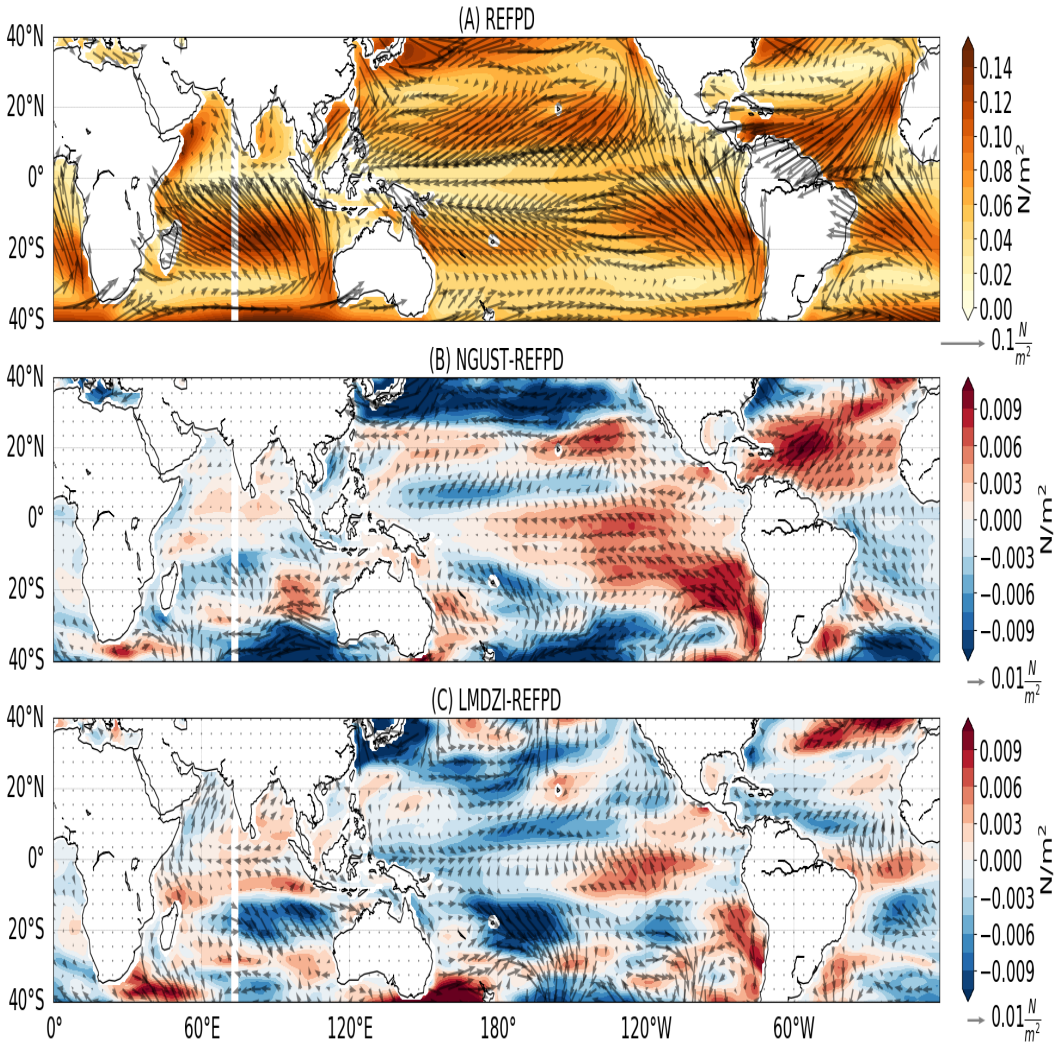

FIGURE 6.23 – A : moyenne annuelle de la tension de vent (N/m^2) entre 40^oN et 40^oS (couleurs) ainsi que sa direction (flèches) pour la simulation référence REFPD. B : Différences moyennes annuelles de la tension de vent (N/m^2) (couleurs) et de direction (flèches) entre la simulation NGUST et la référence (REFPD). C : identique à B mais pour la simulation LMDZI et la référence (REFPD).

Pour la simulation LMDZI, les variations du vent au premier niveau sont moins homogènes. Dans la bande tropicale, le vent est accéléré dans l'est et diminué dans l'ouest du bassin Pacifique. Le vent est aussi diminué au nord et au sud de l'équateur autour de 20^oN et 20^oS (figure 6.22, C). Ces variations du vent au premier niveau proviennent principalement de la modification de la paramétrisation des flux turbulents et son effet sur le flux de tension de vent. En effet, l'océan est mis en mouvement par l'atmosphère, la

tension de vent transmet directement la quantité de mouvement à la surface et représente la circulation forcée par le vent. Une tension de vent plus forte entraine donc un transfert d'énergie mécanique plus important de l'atmosphère à l'océan et provoque une diminution du vent de surface atmosphérique.

La figure 6.23 présente la moyenne annuelle de la tension de vent (N/m^2) entre 40^oN et 40^oS (couleurs) ainsi que sa direction (flèches) pour la simulation référence REFPD (A) et les différences moyennes annuelles du flux de tension de vent (N/m^2) et de direction entre les tests de sensibilité NGUST (B) et LMDZI (C) par rapport à la référence. Les zones ou la tension de vent est maximum correspondent aux zones ou le vent est maximum (figure 6.22, A, 6.23, A). Les différences d'intensité du vent au premier niveau du modèle (figure 6.22, B, C) sont corrélées aux différences de tension de vent (figure 6.23, B, C). Tout comme pour les simulations forcées, augmenter le flux de tension de vent dans la simulation référence par l'activation de l'effet des rafales de vent a pour effet de transférer plus d'énergie mécanique de l'atmosphère à l'océan ce qui ralentit le vent de surface et diminue donc le flux de tension de vent par rétroaction. Modifier le flux tension de vent qui représente le forçage mécanique de l'océan entraine une modification de la circulation océanique.

6.6.3 Impact sur la circulation océanique

La figure 6.24 (A) présente la moyenne annuelle de l'intensité des courants de surface (couleurs) ainsi que leurs directions (flèches) pour la simulation référence. Les figures 6.24 (B, C) présentent les différences moyennes annuelles d'intensité (couleurs) et de direction (flèches) des courants océaniques de surface entre les différents tests de sensibilité et la référence. En surface, la simulation de référence simule une circulation océanique réaliste entre 25^oN et 25^oS. On voit apparaitre les courants Nord et Sud équatoriaux ainsi que le contre-courant équatorial présent dans les océans Pacifique, Atlantique et Indien. Ces courants sont concentrés autours de la bande tropicale et représentent les intensités les plus fortes simulées (figure 6.24, A).

En surface, entre 25^oS et 25^oN, modifier la représentation des flux turbulents impacte principalement les courants dans la bande tropicale. La modification des courants est similaire dans l'Est du bassin Pacifique pour les simulations NGUST et LMDZI. Les deux tests de sensibilité provoquent une accélération du courant de surface très proche de la côte et une diminution de l'intensité des courants autour de 120^oW (figure 6.24, B, C). L'ouest du bassin Pacifique ne réagit quant à lui pas de la même manière comparé à la référence. La simulation NGUST produit une accélération du courant de surface dans cette

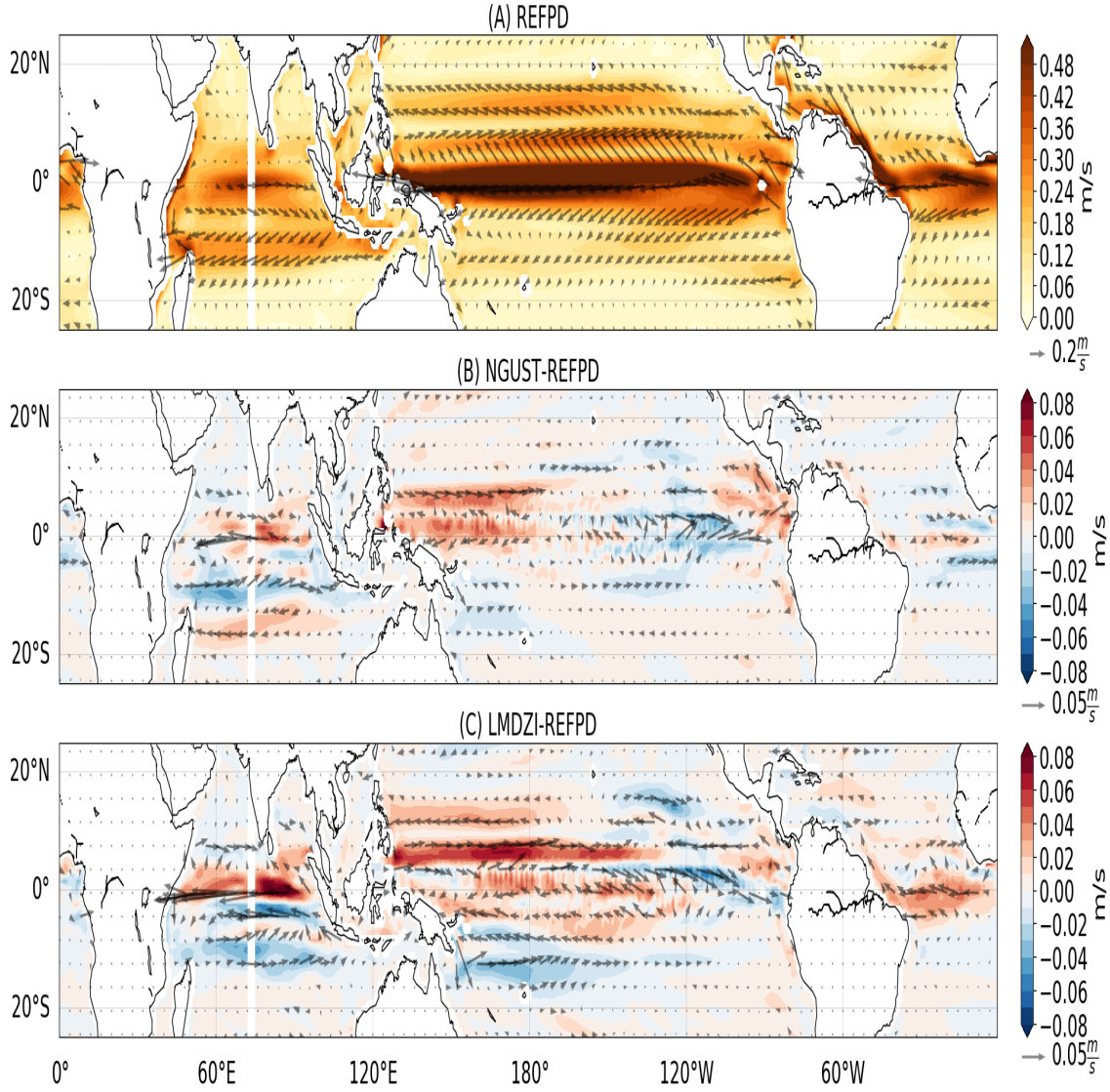

FIGURE 6.24 – A : moyenne annuelle de l'intensité (couleurs) et de direction (flèche) des courants océaniques de surface entre 25^{o}N et 25^{o}S pour la simulation référence REFPD. B : Différences moyennes annuelles d'intensité (couleurs) et de direction (flèches) des courants de surface océanique entre la simulation NGUST et la référence (REFPD). C : identique à B mais pour la simulation LMDZI et la référence (REFPD).

zone proche de l'équateur entre 120 et 180^{o}E. Le contre-courant nord-équatorial est aussi intensifié (figure 6.24, B). Pour la simulation LMDZI, les impacts sont moins facilement identifiables. Comme pour la simulation NGUST, le contre-courant équatorial est intensifié (figure 6.24, C). Cette augmentation s'accompagne d'une diminution du courant de surface équatorial qui est de sens opposé et centré sur l'équateur. De plus une diminution du courant sud-équatorial est simulée pour LMDZI (figure 6.24, C). Ces différences trouvent leurs origines dans le forçage mécanique de l'océan par la tension de vent. En

effet, pour la simulation NGUST, la tension de vent est augmentée sur tout le bassin Pacifique au niveau de l'équateur (6.23, B). Pour la simulation LMDZI, un contraste est/ouest est observé avec une diminution à l'ouest et une augmentation à l'est de la tension de vent sur l'équateur (6.23, C). Ces variations de la tension de vent proviennent de la modification du vent de surface atmosphérique (figure 6.22). Cette circulation est impactée à la fois par les rafales de vent mais aussi par les flux turbulents de chaleurs qui régulent l'humidité atmosphérique dans la bande tropicale et peuvent donc modifier la circulation océanique via les rétroactions atmosphériques comme l'a montré l'étude avec le MGV. Les impacts du changement de circulation océanique provoqués par la modification de circulation atmosphérique de surface sont remarquables jusqu'à 200 mètres de profondeurs dans l'océan.

La figure 6.25 présente les courants océaniques à 200 mètres de profondeur pour la simulation référence et les différences provoquées par les tests de sensibilité. A cette profondeur, l'intensité maximum est localisée à l'équateur et est associée au sous-courant équatorial (6.25, A). Comme vu dans le chapitre 4, ce courant est de sens opposé au courant de surface et entraîne les eaux chaudes de l'ouest du bassin Pacifique vers l'est.

Lorsque les courants de surface et la tension de vent sont modifiés, comme cela est le cas dans les simulations LMDZI et NGUST, cela impacte le sous-courant équatorial. La simulation NGUST provoque une intensification du SCE (figure 6.25, B) due à l'accélération du courant de surface dans cette simulation par rapport à la référence. Elle même provoquée par l'intensification de la tension de vent et du vent au premier niveau. L'accélération du courant de surface augmente la quantité d'eau apportée de l'est vers l'ouest du bassin Pacifique et donc la force de pression générée par le courant de surface. Par rétroaction, cela entraîne une augmentation de l'intensité du sous-courant équatorial. Au contraire, par les mêmes mécanismes, le sous-courant équatorial est ralenti dans la simulation LMDZI.

Comme expliqué précédemment, la circulation océanique ne répond pas uniquement à une modification de la tension de vent. En effet, d'autres mécanismes tels que la modification de l'humidité peuvent aussi rentrer en jeu dans ce processus. L'ajustement des variables atmosphériques et de la température de surface de la mer provoqué par le couplage d'un modèle d'océan et d'un modèle d'atmosphère impacte aussi la circulation atmosphérique et donc par rétroaction la circulation océanique.

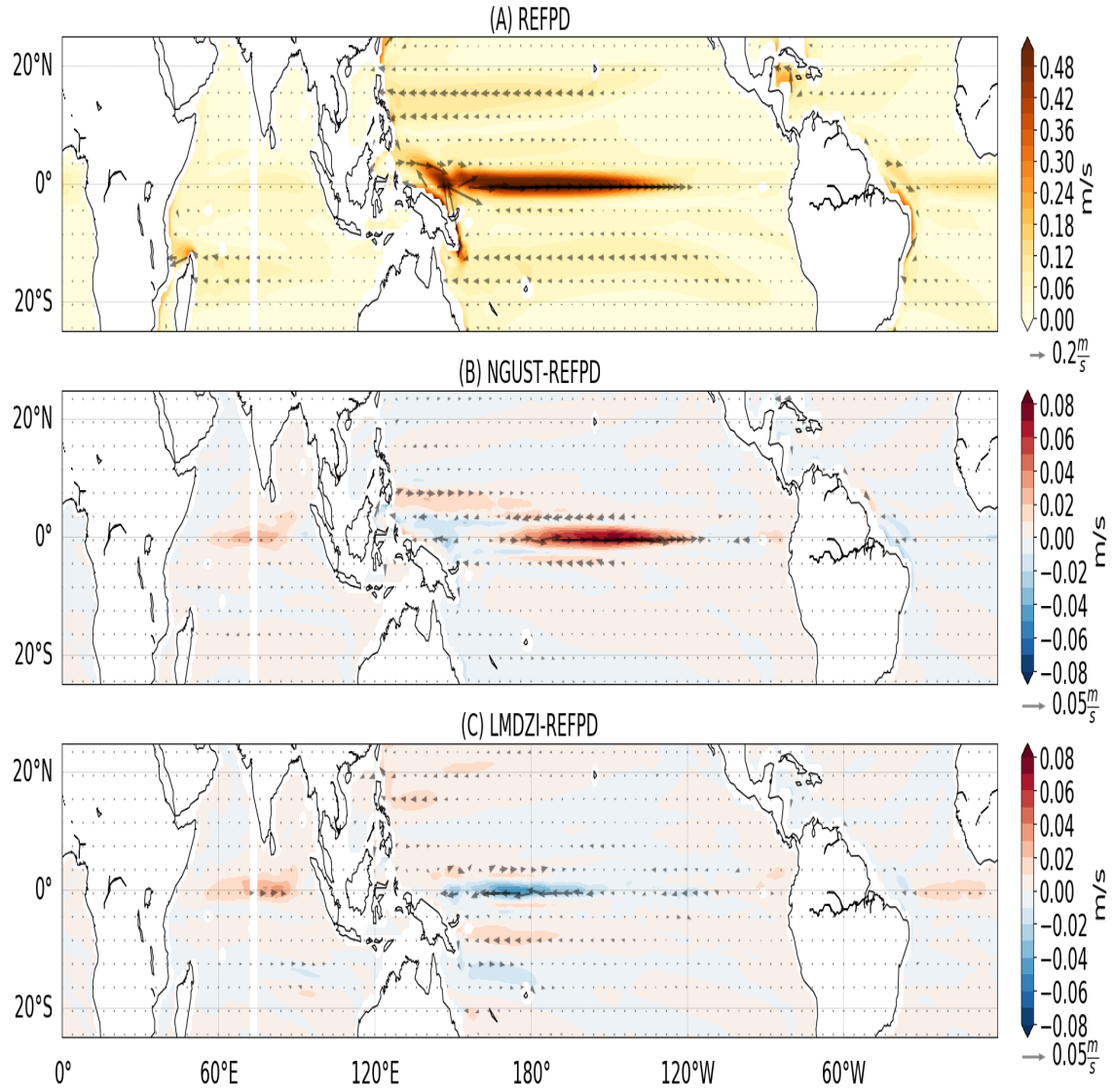

FIGURE 6.25 – A : moyenne annuelle de l'intensité (couleurs) et de direction (flèche) des courants océaniques à 200 mètres de profondeur entre 25^{o}N et 25^{o}S pour la simulation référence REFPD. B : Différences moyennes annuelles d'intensité (couleurs) et de direction (flèches) des courants de surface océanique entre la simulation NGUST et la référence (REFPD). C : identique à B mais pour la simulation LMDZI et la référence (REFPD).

6.6.4 Lien entre circulation océanique et atmosphérique

La figure 6.26 présente la moyenne annuelle de la circulation atmosphérique et océanique, l'humidité spécifique atmosphérique, la température océanique et la profondeur de thermocline (estimée comme le maximum de $\frac{dT}{dz}$) moyennée entre 3^{o}N et 3^{o}S en fonction de la longitude pour la simulation référence. La coupe le long de l'équateur montre la circulation océanique présentée précédemment. En surface, les courants se dirigent d'est en ouest et poussent les eaux froides de l'est vers l'ouest du bassin Pacifique associé

avec l'upwelling. En se déplaçant à la surface, ces eaux se réchauffent et forment la warm-pool dans l'ouest du bassin Pacifique. En profondeur, le sous-courant équatorial est de sens opposé au courant de surface et transporte les eaux chaudes de l'ouest vers l'est du bassin Pacifique en suivant la circulation de thermocline (figure 6.26 Milieu, Bas).

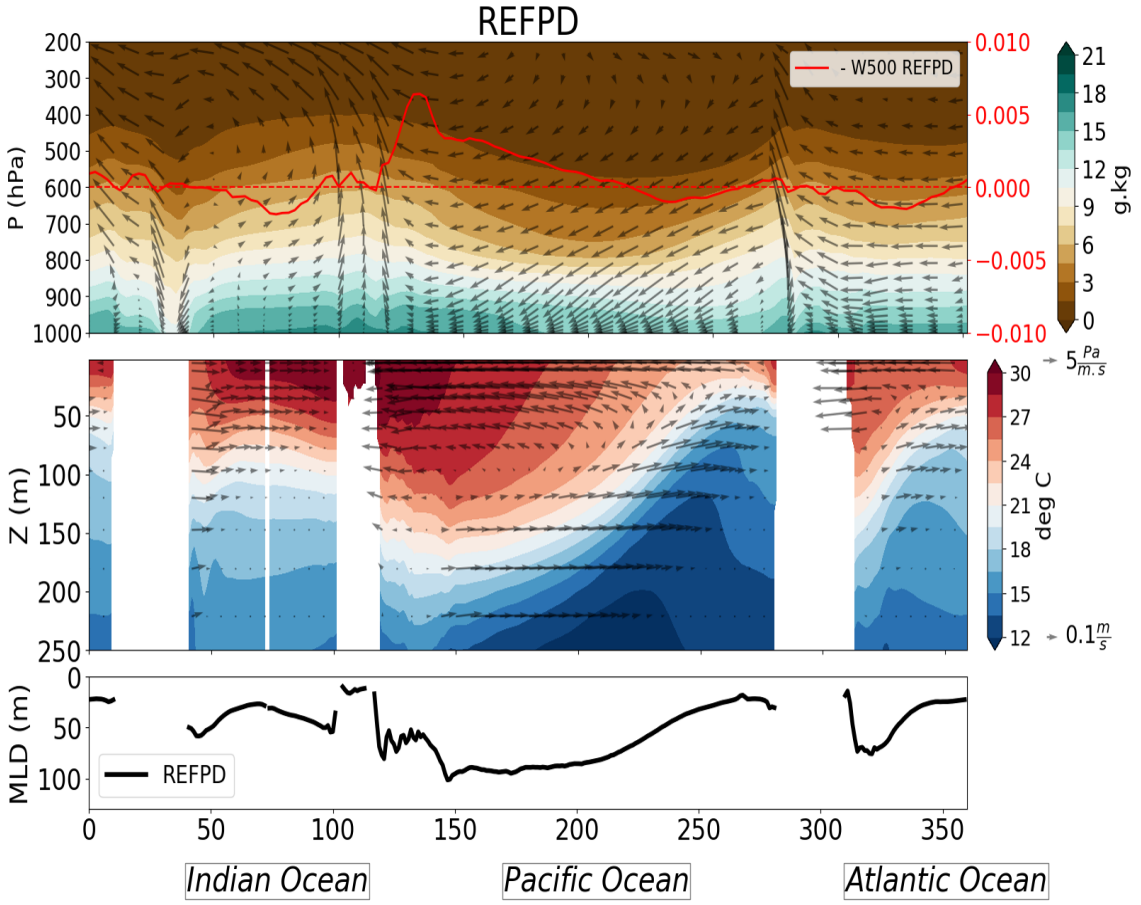

FIGURE 6.26 – Coupe atmosphérique moyennée entre 3^oN et 3^oS avec Haut : Humidité spécifique (couleurs) et circulation dans le plan longitude (flèche), Milieu, température (couleur) et circulation dans le plan (flèche) océanique et Bas, profondeur de thermocline ($max(\frac{dT}{dz})$, m) pour la simulation référence REFPD.

Cette circulation océanique de surface est principalement forcée par la circulation atmosphérique de surface où des vents soufflant d'est en ouest sont remarqués. Ces vents générés par les alizés qui convergent à l'équateur entraînent l'accumulation d'eau chaude à l'ouest du bassin Pacifique. Cette zone représente une zone d'ascendance (figure 6.26). L'air chargé en humidité se retrouve en haute atmosphère. Il s'assèche et se refroidit durant son transport d'ouest en est puis il retourne vers la surface ce qui forme les zones de subsidence (figure 6.26). Cette circulation atmosphérique force la circulation océanique. Les zones d'ascendances sont concentrées à l'est et à l'ouest du bassin Pacifique alors que le centre du bassin et le continent africain représentent les zones de subsidence (figure

6.26).

La figure 6.27 présente les mêmes variables mais à 170^{o}W entre 20^{o}S et 20^{o}S pour la simulation référence. Elle met en évidence l'upwelling équatorial (figure 6.27). Les vents d'alizés qui convergent vers l'équateur sont affectés par la force de Coriolis. Cette force dévie les vents venant du nord vers la droite et ceux venant du sud vers la gauche créant ainsi une divergence des vents à l'équateur. Cette divergence force les courants de surface et donc l'upwelling équatorial (figure 6.27). La circulation atmosphérique de surface converge autour de 8^{o}N et 8^{o}S (figure 6.27). Ces zones de convergences forment des zones d'ascendance comme observé sur l'humidité spécifique. Les zones de subsidence se situent le long de l'équateur et autour de 30^{o}N et 30^{o}S. Les cellules de circulation ainsi formées sont appelées les cellules de Hadley (figure 6.27).

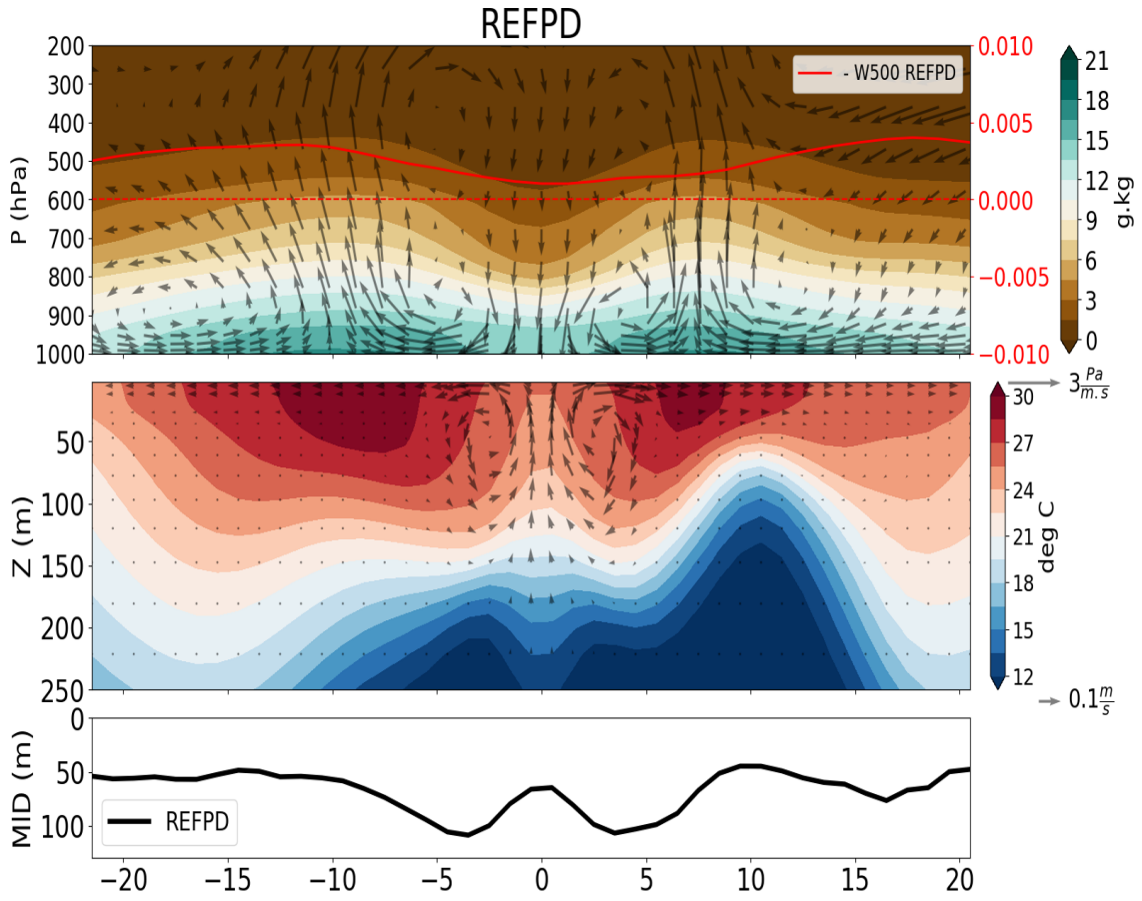

FIGURE 6.27 – Coupe atmosphérique à 170^{o}W avec Haut : Humidité spécifique (couleurs) et circulation dans le plan latitude 20^{o}N et 20^{o}S (flèche), Milieu, température (couleur) et circulation dans le plan (flèche) océanique et Bas, profondeur de thermocline ($max(\frac{dT}{dz})$, m) pour la simulation référence REFPD..

Les différents tests de sensibilité entraînent une modification de ces grandes cellules de circulation en raison des différentes rétroactions induites par le couplage océan-atmosphère.

Comparée à la référence, la simulation NGUST simule un flux latent plus important à la surface de l'océan en début de simulation. Cette augmentation du flux latent entraine une augmentation du refroidissement de l'océan par évaporation et par rétroaction un refroidissement de la SST. Un refroidissement de la SST entraine à son tour un assèchement des basses couches atmosphériques principalement dans l'est du bassin Pacifique (figure 6.28).

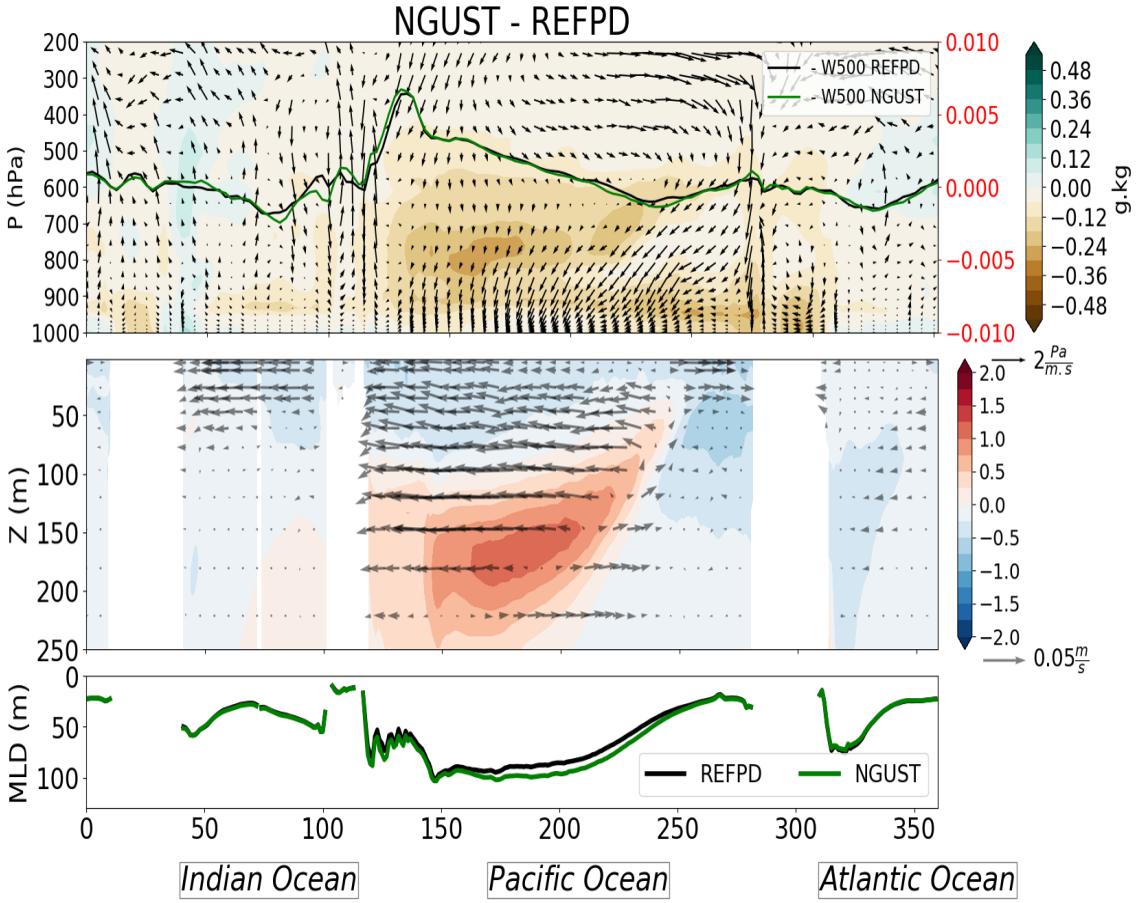

FIGURE 6.28 – Coupe moyennée entre 3^oN et 3^oS avec Haut : Humidité spécifique (couleurs) et circulation dans le plan longitude (flèche), Milieu, température (couleur) et circulation dans le plan (flèche) océanique et Bas, profondeur de thermocline ($max(\frac{dT}{dz})$, m) représentant les différences entre la simulation NGUST et la référence REFPD.

Le refroidissement de la SST étant plus important dans l'est du bassin pacifique cela augmente le gradient de température est/ouest et accélère les vents de surface [Bjerknes, 1969] (figure 6.28). Cette accélération des vents de surface entraine à son tour une accélération des courants de surface océanique. L'accélération des vents de surface à l'équateur entraine aussi une augmentation de la divergence équatoriale et donc une augmentation de l'upwelling équatoriale et un refroidissement plus important des eaux de surface (figure 6.29). L'augmentation de la divergence équatoriale entraine un approfondissement

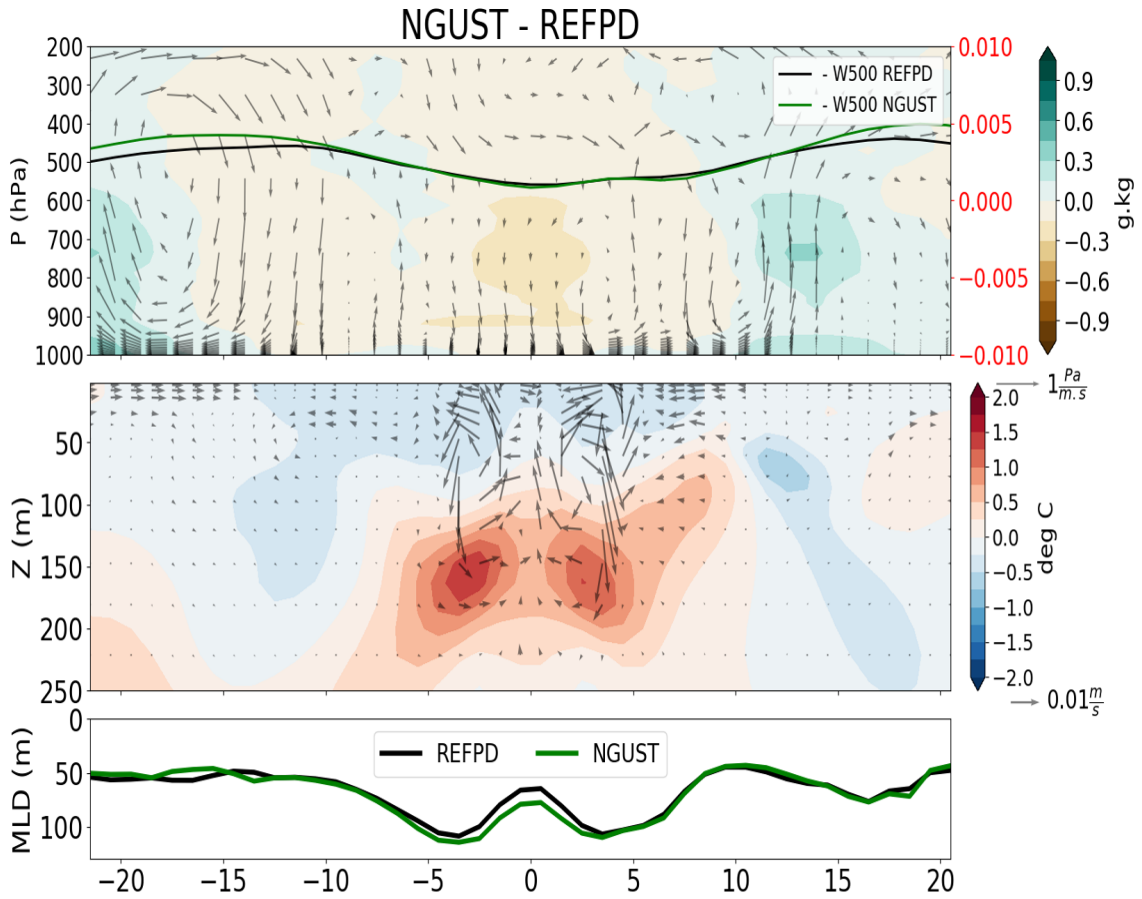

FIGURE 6.29 – Coupe à 170^{o}W avec Haut : Humidité spécifique (couleurs) et circulation dans le plan longitude (flèche), Milieu, température (couleur) et circulation dans le plan (flèche) océanique et Bas, profondeur de thermocline ($max(\frac{dT}{dz})$, m) représentant les différences entre la simulation NGUST et la référence REFPD.

de la thermocline (figure 6.28, 6.29) qui participe à la destratification de la colonne océanique et refroidit donc les eaux de surface. Cet approfondissement de la profondeur de thermocline entraine un approfondissement du sous-courant équatorial. La vitesse des courants est donc ralentie dans les 100 premiers mètres de l'océan. Le SCE transportant les eaux chaudes de l'est vers l'ouest en profondeur, cet approfondissement provoque un refroidissement des masses d'eau au-delà de 100 mètres de profondeur et un refroidissement en se rapprochant de la surface (figure 6.28, 6.29). Remplacer l'effet des rafales de vent par la fonction de raccord provoque une diminution de la tension de vent et donc une augmentation du vent dans la simulation NGUST qui permet aussi l'apparition de ces phénomènes.

La simulation LMDZI provoque l'effet inverse et simule un réchauffement de la température océanique et une humidification de la colonne atmosphérique dans le bassin Pacifique comparée à la référence. Au début de la simulation, la diminution du flux latent

entraine une diminution du refroidissement de l'océan par évaporation et par rétroaction un réchauffement de la SST. Un réchauffement de la SST entraine à son tour une humidification des basses couches atmosphériques (figure 6.30). Le réchauffement des eaux de surface est principalement concentré dans l'ouest du bassin pacifique. Ce fort réchauffement dans cette zone provoque un décalage de la zone d'ascendance de la cellule de circulation de Walker (figure 6.30). La branche ascendante étant décalée vers l'est du bassin, cela provoque une diminution du vent de surface à l'est et une accélération à l'ouest du bassin Pacifique. Ce phénomène explique que malgré une diminution du flux de tension de vent comparée à la référence, une diminution du vent de surface est simulée autour du continent maritime pour la simulation LMDZI (figure 6.22, C). Le décalage de cette cellule de circulation entraine une humidification de la colonne atmosphérique dans l'est du bassin Pacifique et un assèchement au-dessus du continent maritime. De plus il ralentit la circulation atmosphérique au-dessus de l'océan Indien.

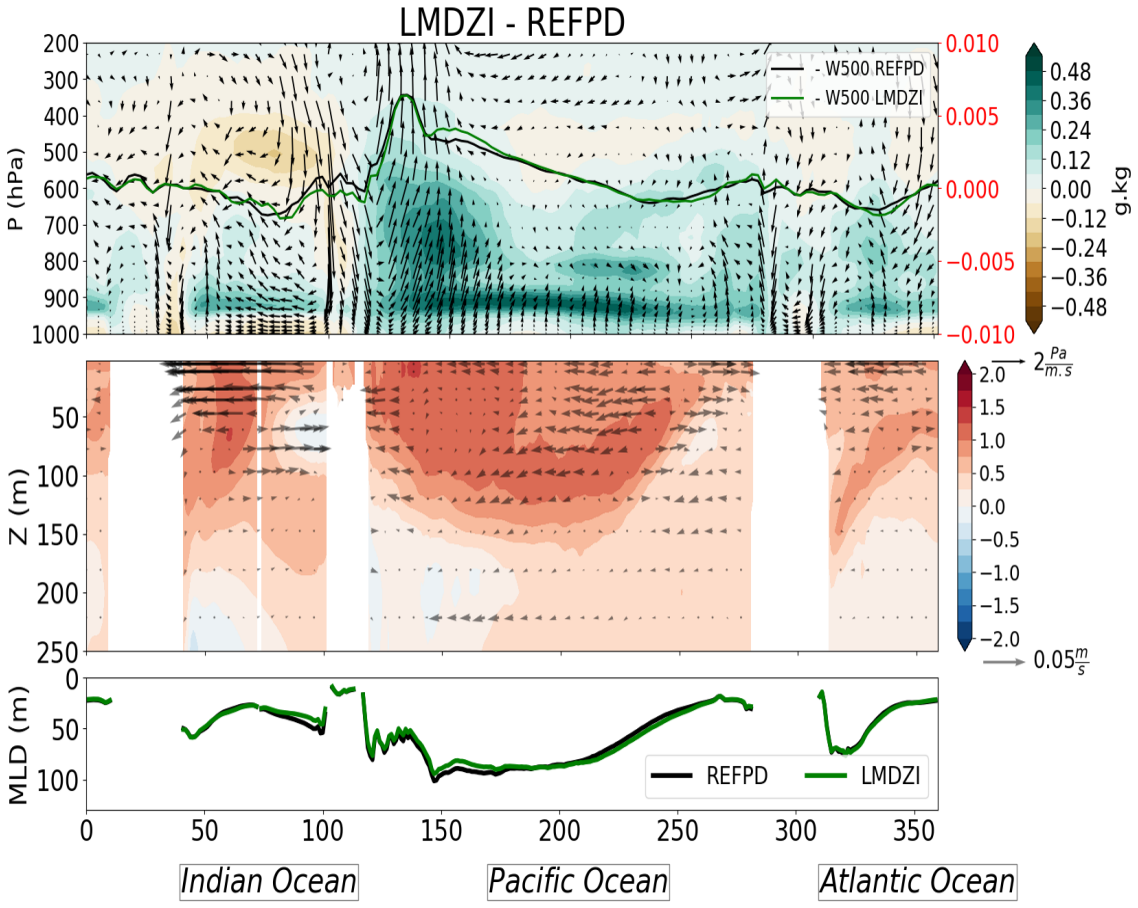

FIGURE 6.30 – Coupe moyennée entre 3^oN et 3^oS avec Haut : Humidité spécifique (couleurs) et circulation dans le plan longitude (flèche), Milieu, température (couleur) et circulation dans le plan (flèche) océanique et Bas, profondeur de thermocline ($max(\frac{dT}{dz})$, m) représentant les différences entre la simulation LMDZI et la référence REFPD.

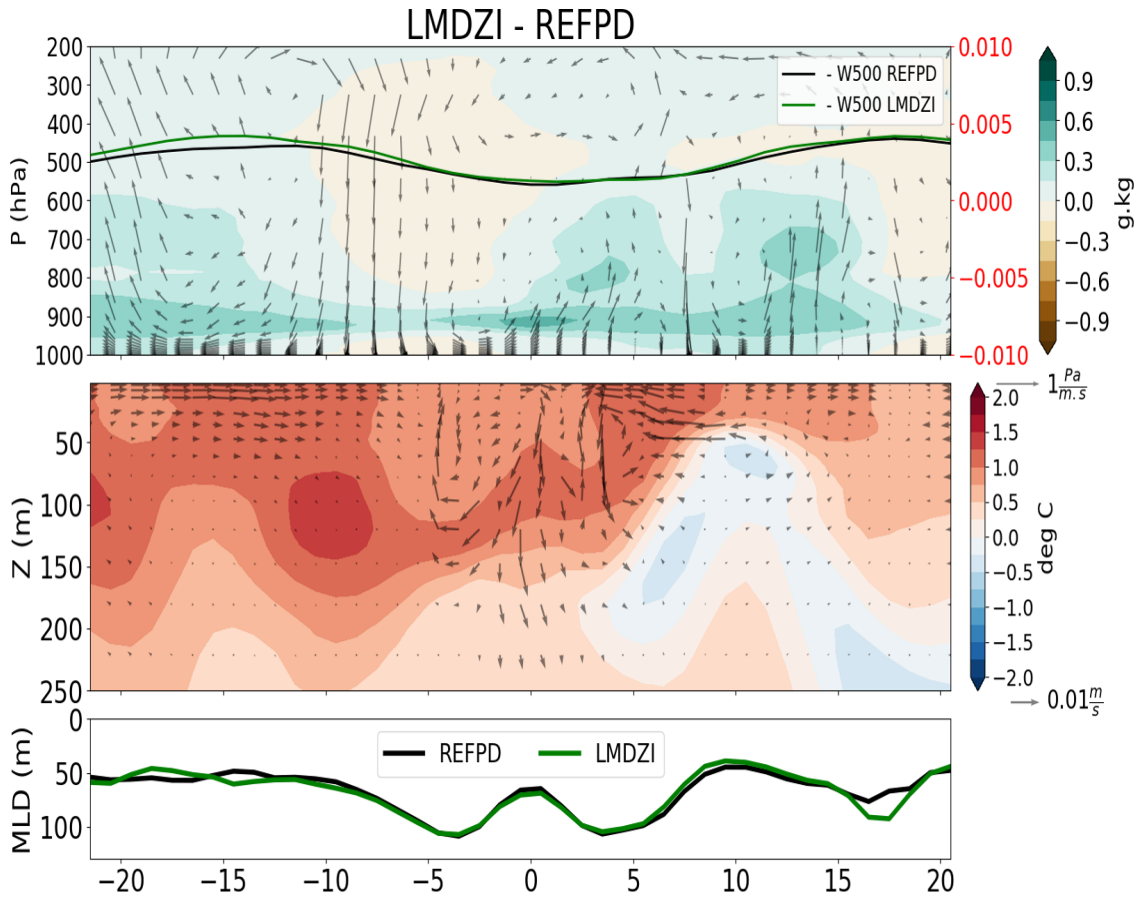

FIGURE 6.31 – Coupe à 170^{o}W avec Haut : Humidité spécifique (couleurs) et circulation dans le plan longitude (flèche), Milieu, température (couleur) et circulation dans le plan (flèche) océanique et Bas, profondeur de thermocline ($max(\frac{dT}{dz})$, m) représentant les différences entre la simulation LMDZI et la référence REFPD.

La diminution du vent en surface entraine une diminution du flux de tension de vent (6.23, C). La diminution du forçage par le vent à l'équateur entraine une diminution de la divergence équatoriale et donc un ralentissement de l'upwelling équatorial (figure 6.31). Cela contribue au réchauffement des eaux de surface et à l'humidification de la colonne atmosphérique (figure 6.31). Associée à ces phénomènes, une remontée de la profondeur de thermocline et donc une stratification de la colonne océanique est simulée. Le sous-courant équatorial étant dépendant de la circulation de thermocline, il se rapproche de la surface entrainant une diminution des courants en profondeur. Le forçage par le vent en surface étant aussi diminué, l'intensité du SCE est aussi diminuée (figure 6.30). Cela entraîne un réchauffement des eaux de sub-surface dans le bassin Pacifique. Pour la simulation LMDZI, comparée à la référence, le fonctionnement de l'océan Indien est inverse en raison du décalage de la circulation de Walker qui engendre une accélération des courants de surface (figure 6.30).

6.6.5 Impact sur les transports de chaleur et d'eau

Ces modifications de la circulation atmosphérique ont leurs contreparties dans la redistribution d'énergie entre l'équateur et les pôles et donc sur les transports de chaleur et d'eau par l'atmosphère. La figure 6.32 présente les différences annuelles moyennes de transport par l'atmosphère (flèches) et de potentiel (couleurs) de MSE, Lq et DSE entre les tests de sensibilité (NGUST et LMDZI) et la référence. Pour la simulation NGUST, bien que

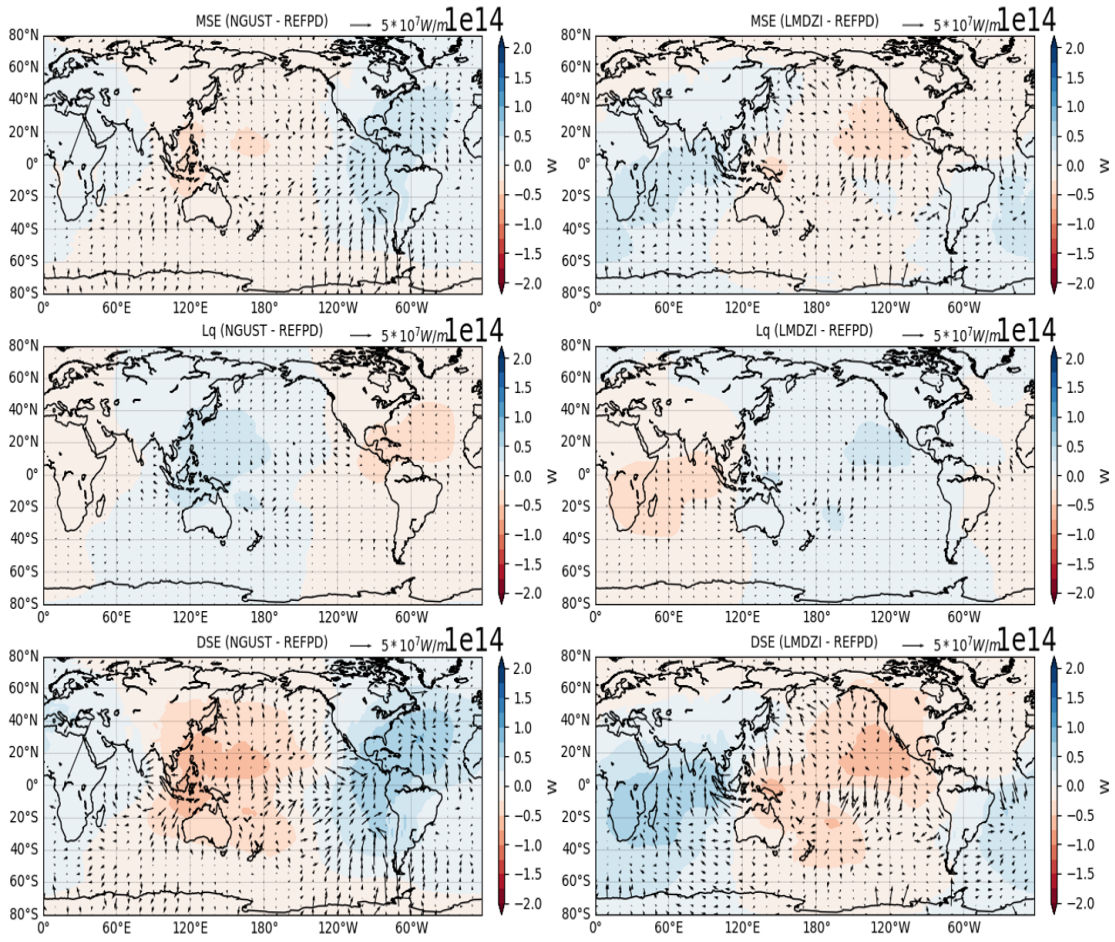

FIGURE 6.32 – Différences de transport annuel moyen de MSE, Lq et DSE par l'atmosphère (flèches, W / m) et de potentiel de MSE, Lq et DSE (couleurs, W) entre (a1, b1, c1) NGUST et REFPD et (a2, b2, c2) LMDZI et REFPD. Les flèches sont dessinées tous les 2 points sur les axes X et Y et les continents sont masqué à cause du signal continental trop bruité.

les effets soient amortis, les mêmes zones que celles misent en évidence dans les simulations AGCM sont impactées (figure 6.32, 6.16). La modification de la paramétrisation des flux turbulents provoque une accélération de la circulation de surface dans l'est du bassin Pacifique. Cela entraîne une exportation d'humidité (Lq) plus importante des bassins Atlantique et Indien vers le continent maritime. Lorsque l'air s'élève et se refroidit, l'énergie

humide est convertie en chaleur sensible par le dégagement de chaleur latente et elle est exportée sous forme d'énergie statique sèche (DSE) vers les pôles. La simulation NGUST provoque donc une augmentation de l'importance de la zone d'ascendance entourant le continent maritime dans l'export d'énergie entre l'équateur et les pôles (figure 6.32).

Du fait du décalage de la branche ascendante de la cellule de Walker et du ralentissement de la circulation atmosphérique induit, la simulation LMDZI ne provoque pas les mêmes effets qu'avec le modèle forcé. Par rapport à la référence, le bassin Pacifique prend plus de poids dans la redistribution de chaleur et d'eau entre l'équateur et les pôles (figure 6.32). De plus, la diminution de la circulation atmosphérique dans l'océan Indien entraîne une diminution de son importance dans la redistribution d'énergie.

6.7 Synthèse

Les effets provoqués par les différents effets (ajout des rafales de vent, séparation des longueurs de rugosité) sont systématiques peu importe le type de simulation considéré (1D, AGCM, OAGCM). Chacun de ces effets pilote les flux turbulents pour des conditions atmosphériques déterminées comparée à la paramétrisation LMDZ INI anciennement utilisée. En effet, comme remarqué avec les simulations 1D, la séparation des longueurs de rugosité est dominante dans les changements de flux turbulent de chaleur pour des gammes de vent $\geq 5 m.s^{-1}$ alors que l'ajout des rafales de vent pilote les variations de flux simulés pour des gammes de vent inférieurs. L'impact des rafales de vent est donc principalement remarquable dans les périodes de convection faible. Pour ces types de conditions (vent faible), la paramétrisation LMDZg simule des flux supérieurs de plus de 40 W/m^2 comparée à la paramétrisation LMDZ INI. Dans les phases de convection active, comparées à LMDZ INI, la paramétrisation LMDZg simule des différences plus faibles. Cela s'explique par la fonction de raccord présente dans LMDZ INI censée représenter l'effet de la convection libre par vent faible. L'activation de la paramétrisation LDMZg permet donc de remplacer cet effet d'augmentation « ad-hoc » sur le coefficient de transfert par un phénomène plus physique, en cohérence avec les endroits où se produisent les rafales de vent.

Un modèle unicolonne ou AGCM reflète une réponse directe à la modification de la paramétrisation des flux turbulents. Avec une SST imposée, il existe un lien évident entre le flux de chaleur latente, l'humidité, les précipitations et la circulation. Cependant, comme observé avec les simulations AGCM, ce lien se complexifie avec la paramétrisation LMDZg. En effet, cette dernière n'impacte pas uniquement les flux turbulents de chaleur.

Lorsque le vent n'est pas contraint dans les simulations AGCM, son impact sur le flux de quantité de mouvement provoque une diminution du vent au premier niveau qui amortit l'effet initial sur les flux turbulents de chaleur et de là sur l'énergie statique humide. Les flux turbulents régissent les gradients d'humidité et de température à grande échelle. A cause du lien entre ces gradients et les gradients de pression qui sont responsables de la circulation grande échelle, la paramétrisation LMDZg peut provoquer des effets compensatoires sur la circulation atmosphérique. La modification qu'elle provoque sur la circulation atmosphérique entraine une modification des transports de chaleur et d'eau entre l'équateur et les pôles. L'ajout des rafales de vent (observable en comparant les simulations NGUST et REFPD) provoque un export d'énergie plus important de la zone de la warm-pool et diminue l'export d'énergie de l'océan Atlantique. Cela provoque donc un gradient est/ouest dans la modification des transports d'énergie par l'atmosphère.

Le modèle couplé réagit différemment à la même perturbation. La modification de la paramétrisation des flux turbulents impacte directement la SST et entraine un ajustement des variables d'état atmosphérique. Les simulations répondant au même rayonnement solaire, un ajustement progressif du flux de chaleur latente représentant l'évaporation est simulé afin d'obtenir un bilan radiatif équilibré. L'ajustement se produisant entre l'océan et l'atmosphère aboutit à une différence sur les flux turbulents de chaleur bien plus faible comparée aux simulations AGCM ou uni-colonne. Cependant, cet ajustement se réalise sur des variables telles que la température ou l'humidité qui jouent un rôle primordial pour la dynamique atmosphérique. Cela modifie la manière dont fonctionne le système couplé en raison du lien entre la circulation atmosphérique la température de surface et des différentes rétroactions entre l'océan et l'atmosphère.

Remplacer la fonction de raccord par l'ajout de l'effet des rafales de vent permet d'étudier uniquement leurs impacts. Cette modification a peu d'impact sur le bilan énergétique. Le principal effet remarqué est une diminution de la circulation atmosphérique et océanique. L'ajout des rafales de vent concentre aussi les précipitations autour de l'équateur et déstabilise le gradient nord/sud de la température de surface de la mer en réchauffant les océans au Nord et en les refroidissant au Sud de l'équateur. Ces effets proviennent principalement de l'impact de l'augmentation du flux de quantité de mouvement sur la circulation océanique. Cette modification donne plus de poids à l'océan Indien dans l'export d'énergie.

Comparée à la paramétrisation LMDZ INI, la paramétrisation LMDZg, provoque des modifications plus importantes du poids de chaque flux dans le bilan d'énergie. Cela entraine aussi une modification de la circulation atmosphérique et océanique. Activer cette

paramétrisation provoque une érosion de la warm-pool due à l'augmentation du flux turbulent de chaleur latente qui entraine un refroidissement de l'océan par évaporation dans cette zone. Une accélération de la circulation atmosphérique et un décalage de la branche ascendante de la cellule de circulation de Walker plus vers l'ouest du continent maritime sont aussi simulés. Cela provoque donc un décalage des précipitations vers cette zone. La modification de la circulation atmosphérique et océanique entraîne aussi une modification de la redistribution de chaleur et d'eau entre l'équateur et les pôles. Activer la paramétrisation LMDZg donne plus de poids à l'océan Indien dans les phénomènes de redistribution de chaleur et d'eau.

Au-delà des détails physiques du modèle lui-même, les relations entre les régions par le biais de la circulation océanique et atmosphérique à grande échelle revêtent une importance critique pour expliquer le fonctionnement du système couplé global. Du fait de la complexification des rétroactions, l'activation de la nouvelle paramétrisation rend encore plus difficile l'étude des impacts des flux turbulents. Il est ainsi plus difficile de différencier ou d'isoler les différentes boucles de rétroaction produites par la modification des flux turbulents de surface.

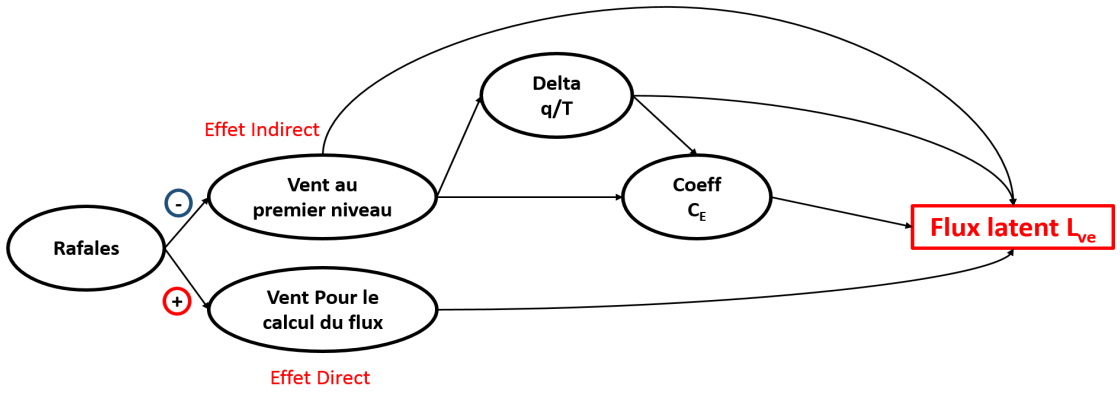

FIGURE 6.33 – Effet de l'activation des rafales de vent sur le calcul du flux de chaleur latente.

La figure 6.33 présente une synthèse des effets de l'activation des rafales de vent sur le calcul du flux de chaleur latente. L'activation des rafales de vent provoque tout d'abord un effet direct, cela augmente le vent utilisé pour le calcul des flux et donc le flux de chaleur latente. Cependant, cela provoque aussi des effets indirects. Tout d'abord, activer les rafales de vent entraine une augmentation du flux de quantité de mouvement ce qui aboutit à une diminution du vent au premier niveau car plus d'énergie est transférée de l'atmosphère à l'océan. Cette diminution du vent au premier niveau entraine une diminution du flux de chaleur latente mais cela a aussi un effet sur le calcul du coefficient de trans-

fert et sur le contraste d'humidité et de température entre l'océan et l'atmosphère. Ces contrastes ont une importance sur le calcul du flux de chaleur latente de par leur effet sur la stabilité atmosphérique (ce qui modifie le calcul du coefficient de transfert (C_E) et sur le calcul du flux lui-même. Ces différentes rétroactions compléxifie donc l'étude des flux turbulents.

Afin d'étudier l'impact des rafales de vent plus précisément, il serait intéressant d'étudier séparément leur effet sur les flux de chaleurs et le flux de quantité de mouvement. En effet, leurs impacts respectifs sur la circulation sont liés et se compensent. Cela nous permettrait donc de détecter les impacts de chaque flux sur la circulation océanique et atmosphérique et dans quelles zones ils pilotent les modifications de circulation.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

Sommaire

7.1 Conclusions 212

7.1.1 Effet direct de la paramétrisation des flux turbulents 212

7.1.2 Effet des paramétrisations sur l'ajustement océan-atmosphère . . . 214

7.1.3 Apprentissage pour l'étude de l'impact des flux turbulents 215

7.2 Perspectives 216

7.1 Conclusions

Ce travail de thèse a été abordé avec l'idée de comprendre et d'estimer à l'aide de simulations numériques les impacts de la paramétrisation des flux turbulents à l'interface océan-atmosphère sur un modèle de climat. Pour répondre à cet objectif, nous nous sommes attachés à comprendre le fonctionnement des paramétrisations en fonction des conditions atmosphériques rencontrées. Nous avons aussi étudié leurs rôles sur les interactions grandes échelles, le bilan énergétique planétaire et l'ajustement entre l'océan et l'atmosphère. Enfin, nous nous sommes intéressés à l'importance relative de ces paramétrisations sur les résultats d'un modèle de climat comparé aux autres paramétrisations utilisées pour représenter les processus physiques atmosphériques. Ce travail de thèse s'est principalement concentré sur les régions tropicales qui représentent un domaine clé pour le système climatique du fait de l'importance des flux turbulents et plus particulièrement de l'évaporation dans les processus de redistribution d'énergie entre l'équateur et les pôles [Kjellsson, 2015; Saint-Lu et al., 2016].

Dans cette approche, la stratégie de modélisation s'appuie sur des simulations idéalisées avec un modèle unicolonne, des simulations réalisées avec des modèles de circulation générale atmosphériques et océaniques et enfin des simulations réalisées avec le modèle système Terre de l'IPSL.

Les résultats simulés ont donc été produits en suivant une approche où à chaque étape, un accroissement de la taille des domaines géométriques considérés et donc de la complexité des simulations numériques est réalisé. Chaque type de simulation avait pour objectif une amélioration de la compréhension du rôle des flux turbulents à l'interface océan-atmosphère dans un modèle de climat. Cela a permis d'améliorer notre compréhension de la réponse directe d'un modèle à la modification des flux turbulents et les rétroactions et l'ajustement engendré par ces derniers dans un modèle couplé.

7.1.1 Effet direct de la paramétrisation des flux turbulents

Lorsqu'un modèle est contraint par des observations (modèle unicolonne), une température de surface de la mer (modèle AGCM) où des champs atmosphériques (modèle OGCM) imposés, il reflète une réponse directe à la modification des flux turbulents. De par son effet sur les flux eux-mêmes, la paramétrisation régule la quantité d'énergie, d'eau et de moment disponible pour le système.

L'utilisation d'un modèle 1D a permis de mettre en évidence le lien entre la paramétrisation, les flux turbulents de chaleur sensible et latente, l'humidité, la température et

les précipitations. Dans ce type de simulation, augmenter les flux de chaleur par une modification de leur paramétrisation entraine une humidification et un réchauffement de la colonne atmosphérique. Cela impact le cycle de l'eau mais ne modifie pas la circulation en raison de la façon d'imposer le forçage. De manière contre-intuitive, les différences maximales sur le flux de chaleur latente entre deux modèles de climat sont retrouvées dans les périodes de subsidence. Lors de ces événements, les différences de paramétrisation des processus physiques atmosphériques assèchent ou humidifient la colonne atmosphérique. Cela entraine une modification du contraste d'humidité entre la surface et le premier niveau qui pilote les différences de flux de chaleur latente entre deux modèles. Comparé aux différences de paramétrisation des processus physiques atmosphériques, l'impact de la paramétrisation des flux turbulents est donc plus faible. Cependant, il peut représenter plus de 50% de la différence globale sur le flux de chaleur latente entre deux modèles de climat dans les cas de forte activité convective et ne doit donc pas être négligé. Lors de ces événements, les différentes spécificités prises en compte dans les paramétrisations des flux turbulents ont une importance cruciale pour simuler des flux réalistes. En effet, les processus physiques que les paramétrisations cherchent à représenter ont un impact différent en fonction des conditions atmosphériques, des gammes de vent rencontrées et de la manière dont ils sont pris en compte.

Reproduire une modification similaire de la paramétrisation avec un modèle AGCM permet de voir les effets sur la dynamique atmosphérique en raison des liens entre les flux turbulents de chaleur, les gradients d'humidité et de température à grande échelle et la représentation de la circulation atmosphérique. Les processus représentés dans la paramétrisation ont un impact spatial différent. Si la modification des coefficients de transfert agit de manière homogène sur les flux turbulents de chaleur alors son impact est faible sur la circulation. Au contraire, si la modification de la paramétrisation renforce les dépendances entre les flux turbulents de chaleur et les différents phénomènes atmosphériques régionaux, la circulation de grande échelle est impactée. Nous avons ainsi montré que dans les régions tropicales, le flux de chaleur latente pilote en partie la circulation atmosphérique globale.

Lors de ces tests de sensibilités avec un modèle 1D et AGCM, la température de surface de la mer est imposée. Aucune rétroaction des flux turbulents de chaleur ou de la modification de la circulation sur la SST n'est donc visible. Dans ces cas, l'effet de la tension de vent sur le modèle n'est donc pas décelable. Hors, les différences principales entre les différentes paramétrisations testées se retrouvent sur le flux de quantité de mouvement et son coefficient d'échange associé (en 1D). Afin d'étudier l'impact de ce flux, des simu-

lations de sensibilité avec un OGCM ont été réalisées.

Malgré leurs impacts directs sur la température de surface de la mer en raison de leurs effets sur les flux turbulents de chaleur à la surface, les biais de température, d'humidité et de flux radiatifs du modèle d'atmosphère sont confinés en surface et secondaires comparés au biais de vent pour un modèle OGCM. Dans la bande tropicale, la circulation océanique et donc la SST est pilotée par le vent. Par son effet sur le forçage mécanique de l'océan par l'atmosphère, la modification du vent provoque un rééquilibrage de l'océan. Cet ajustement entraine une modification des cellules de circulation océaniques zonales et méridiennes, des gradients E/W de température et provoque donc les variations de SST les plus fortes. Cependant, comme montrée avec l'AGCM les modifications de flux entrainent une modification de la circulation. Dans un modèle couplé, les biais de température d'humidité et de flux radiatifs pourraient donc aussi aboutir à une modification de la circulation atmosphérique et par rétroaction de la circulation océanique.

7.1.2 Effet des paramétrisations sur l'ajustement océan-atmosphère

Un modèle de circulation général couplé océan/atmosphère complexifie les relations entre les flux turbulents, leurs paramétrisations et le fonctionnement général du modèle. Les simulations répondant au même rayonnement solaire, afin d'obtenir un bilan radiatif équilibré, un ajustement du flux de chaleur latente représentant l'évaporation est simulé. L'ajustement se produisant impacte directement la SST et les variables d'état atmosphérique telles que la température, l'humidité ou le vent. Ces variables étant à la base de la dynamique atmosphérique et océanique, l'état d'équilibre du modèle peut donc aboutir à deux climats différents.

Au-delà des détails physiques du modèle lui-même, les relations entre les régions par le biais de la circulation océanique et atmosphérique à grande échelle revêtent une importance critique pour expliquer le fonctionnement du système global. En effet, que ce soit avec le modèle IPSL-CM4 ou IPSL-CM6, pour un test de sensibilité donné, les résultats simulés avec un AGCM et un OAGCM sont opposés malgré des coefficients de transfert similaires. L'ajustement énergétique global d'un modèle couplé contrebalance donc l'effet direct de la paramétrisation et impacte principalement les variables d'état atmosphérique et non les flux turbulents de chaleur.

Dans un modèle couplé, les flux turbulents de chaleur et de quantité de mouvement régulent le fonctionnement du modèle par leurs effets sur la SST, l'humidité atmosphérique et la tension de vent. Chacun de ces flux provoque des effets différents qui peuvent se compenser ou se combiner dans les simulations. Modifier la représentation des flux

turbulents de chaleurs et de quantité de mouvement par l'ajout d'un processus physique complexifie donc les relations entre les paramétrisations, les flux turbulents et les variables utilisées pour leur calcul.

7.1.3 Apprentissage pour l'étude de l'impact des flux turbulents

Les paramétrisations sont généralement développées et étudiées à partir de modèle forcé (1D ou AGCM). Cependant, dû aux rétroactions et à l'ajustement se produisant entre l'océan et l'atmosphère, les effets attendus d'une paramétrisation développés dans ces cadres sont généralement inverses dans un modèle couplé. Il est donc difficile d'améliorer la représentation des flux turbulents pour améliorer à la fois la climatologie d'un modèle couplé et d'un modèle forcé. De plus il reste très difficile de déceler d'où proviennent les améliorations d'un modèle couplé. En effet, dans ce type de simulation, les flux turbulents sont liés et provoquent des effets sur la circulation atmosphérique et océanique, la température, l'humidité et les précipitations qui peuvent se compenser.

Lorsqu'une paramétrisation est implémentée dans un modèle, cela peut provoquer une déstabilisation des bilans globaux d'énergie et d'eau. Afin d'éviter une dérive trop importante du modèle et donc une représentation faussée des phénomènes physiques, pour les modèles couplés, un « tuning » est généralement réalisé. Cette étape fait partie intégrante du développement d'un modèle et elle est réalisée afin d'assurer une cohérence entre les paramétrisations. Pour cela, on peut par exemple jouer sur la quantité d'énergie retenue dans l'atmosphère. Généralement, le tuning permet de rapprocher le fonctionnement des simulations forcées et couplées.

Le tuning complexifie les rétroactions entre l'océan et l'atmosphère et donc le fonctionnement des flux turbulents. Comme vue lors de l'étude avec le MGV, lorsqu'un tuning est réalisé, cela masque l'effet réel de la modification de la paramétrisation des flux turbulents et provoque l'inverse de l'effet attendu. Cela signifie que malgré une bonne où une mauvaise représentation de ces flux, l'effet final est piloté par le tuning qui masque le fonctionnement réel des paramétrisations implémentées.

L'ajustement se produisant dans un modèle couplé aboutit à un flux de chaleur latente similaire entre tous les tests de sensibilité. Ce rééquilibrage se produit au détriment des variables d'état atmosphériques et océaniques. Il est donc très difficile d'obtenir à la fois des variables et des flux turbulents réalistes et un processus peut donc être bien représenté mais pour de mauvaises raisons. Lors de l'évaluation des simulations couplées, cela doit être pris en compte. En effet, il est très difficile de différencier les effets du tuning des effets de la paramétrisation sur les variables que l'on souhaite étudier. Il est donc im-

portant d'étudier à la fois les flux et les variables utilisés pour les calculer afin de réaliser une classification et ainsi isoler les différents régimes simulés lors de l'évaluation d'un modèle.

Afin d'étudier le rôle des flux turbulents dans un modèle de climat, uniquement des études idéalisées (sans tuning) doivent être prise en compte pour comprendre comment les différentes paramétrisations interagissent. Cela permet d'éviter le risque d'évaluer uniquement les effets du tuning d'un modèle lors de l'analyse des simulations couplées. De plus, pour tester l'ajout d'un processus physique dans une paramétrisation, des simulations considérant uniquement cette nouvelle implémentation doivent être considérées.

7.2 Perspectives

La réflexion menée au cours de ce travail de thèse sur la représentation des flux turbulents nous a orientés vers quelques pistes afin de continuer à améliorer notre compréhension de ces phénomènes dans un modèle de climat. Elles sont décrites dans la suite.

Regard sur la nouvelle paramétrisation LMDZg : La paramétrisation LMDZg est basée sur les travaux de Redelsperger et al. [2000]. Dans la paramétrisation développée au cours de ce travail, l'effet des rafales de vent a été paramétré à partir des données d'une campagne d'observations pour représenter l'effet de la convection libre et de la convection profonde. La paramétrisation LMDZg utilise quant à elle des variables diagnostiques du modèle pour représenter cet effet. Il serait donc intéressant d'implémenter la paramétrisation initiale de Redelsperger et al. [2000] afin de voir si les différents termes représentants la convection dans le modèle sont similaires à ceux paramétrés par Redelsperger et al. [2000].

Il serait aussi intéressant de tester séparément l'effet des rafales de vent sur les flux turbulents de chaleur et sur le flux de quantité de mouvement. En réalité, leurs effets sur la circulation sont liés et peuvent se compenser. Activer l'effet des rafales de vent uniquement pour un flux permettrait de voir son impact sur la circulation et de déterminer si les changements provoqués proviennent des effets des flux turbulents de chaleur ou du flux de quantité de mouvement. De plus, cela permettrait aussi d'étudier la rétroaction complète et donc de déterminer si des compensations masquent l'impact réel des rafales de vent.

Enfin, au cours de ce travail de thèse, uniquement un effet moyen a été étudié avec les modèles de circulation générale. Regarder l'impact à plus haute fréquence temporelle comme cela a été entamé au LMD en comparant les résultats produits par la paramétrisa-

tion aux observations provenant de bouées (disponibles à haute fréquence) représente un cadre intéressant pour la poursuite de ce travail. Cela permettrait de regarder l'effet de la paramétrisation sur la variabilité des précipitations ou sur la réponse journalière des variations de SST. Cela permettrait également de voir si les modifications des gradients E/W où des relations entre les différents bassins impactent la caractérisation du phénomène ENSO.

Etude de l'impact des paramétrisations en dehors des tropiques et à plus haute fréquence : Lors de ce travail de thèse nous nous sommes focalisés sur les régions tropicales car elles représentent la source d'énergie principale du système climatique. Cependant, les paramétrisations sont généralement développées à partir de cas tropicaux. Les vents de surface dans la bande tropicale sont généralement faibles et les températures de la surface de la mer très chaudes. Cette zone représente donc un bon laboratoire pour tester les paramétrisations dans les zones de vent faible et en condition instable mais ne nous apprend rien sur le fonctionnement des paramétrisations pour des valeurs de vent élevées. Il serait donc intéressant de réaliser des tests de sensibilité sur des cas subtropicaux contenant des vents plus importants afin de voir si le comportement des paramétrisations est aussi systématique pour des gammes de vent supérieurs.

Extraction du terme de rétroaction entre l'océan et l'atmosphère : Lors de l'utilisation des modèles couplés, les flux turbulents sont calculés dans la partie atmosphérique du modèle et donc estimés à partir de la paramétrisation implémentée dans le modèle de circulation atmosphérique. Au début de ce travail de thèse, afin d'étudier le terme de rétroaction entre l'océan et l'atmosphère, l'idée d'implémenter les mêmes formulations « bulk » dans les deux modèles avait été émise. En effet, réaliser une simulation océanique (où atmosphérique) forcée par les résultats d'une simulation atmosphérique (où océanique) utilisant la même paramétrisation permettrait de se rapprocher du fonctionnement d'un modèle couplé. Comparée à une simulation couplée, cela nous permettrait d'obtenir le terme de rétroaction entre les deux systèmes et d'approfondir l'étude de l'ajustement qui se produit.

Exploration de nouvelles pistes : La paramétrisation des flux turbulents à l'interface océan-atmosphère représente une fuite en avant. Dans le but de compenser les insuffisances des paramétrisations, des nouvelles paramétrisations qui représentent des processus physiques supplémentaires sont introduites dans les paramétrisations. Ce phénomène de complexification est observé depuis maintenant quelques années. Au cours de sa thèse, Charles Pelletier [Pelletier, 2018] a montré que l'utilisation pratique de la théorie de Monin-Obukhov s'est nettement éloignée de ses bases théoriques. Dorénavant, il est

de plus en plus difficile de pouvoir détecter les apports de la représentation d'un processus dans une paramétrisation. La seule possibilité de le faire est de changer de manière de procéder. Par exemple, l'ajout de l'impact des rafales de vent a été réalisé non pas sur le coefficient de transfert (comme le font la majeure partie des paramétrisations) mais sur le flux directement ce qui permet une compréhension de son impact malgré la complexification des processus.

Malgré l'augmentation linéaire de la complexité des paramétrisations, ces dernières ont toujours du mal à représenter les échanges entre l'océan et l'atmosphère pour toutes les conditions atmosphériques. De plus, les paramétrisations des flux turbulents sont généralement développées à partir de campagnes d'observations qui ne couvrent pas l'ensemble du domaine ni l'ensemble des conditions météorologiques que l'on cherche à représenter.

Pour aller plus loin, il serait intéressant d'explorer plusieurs pistes. L'une d'entre elles serait de changer de fermeture pour les paramétrisations et donc sortir du cadre de la théorie utilisée jusqu'à présent. Une autre piste, explorée par le projet COCOA serait de concevoir un modèle d'interface. Assimiler l'océan et l'atmosphère comme un milieu unique pour représenter la diffusion turbulente dans la couche limite de surface assurerait plus de continuité entre les deux milieux. Une autre possibilité serait d'essayer de représenter les échanges océan-atmosphère par des réseaux de neurones. Ces derniers sont utilisés afin de représenter des phénomènes fortement non linéaire, ce qui est le cas des flux turbulents. Cette méthode pose quelques problèmes car elle ne permet pas de maitriser l'algorithme développé ou les phénomènes représentés. Elle est aussi dépendante de la base de données d'apprentissage. Si les cas rencontrés dans la réalité ne sont pas représentés dans cette dernière (ce qui pourrait être le cas à l'avenir dans un contexte de changement climatique), ils ne sont pas pris en compte par cette technique. Cependant, cela représenterait un test afin de voir si une seule paramétrisation peut être utilisée pour représenter les échanges océan-atmosphère sur tout le globe et s'il est possible d'améliorer leur représentation en changeant de cadre. Enfin la dernière piste à explorer se situe du côté des simulations hautes résolutions types LES (Large Eddy Simulation) ou LES couplée qui permette d'expliciter les petites échelles et donc de définir le comportement des paramétrisations à des échelles plus fines.

Bibliographie

Abdel-Lathif, A. Y., Roehrig, R., Beau, I., and Douville, H. (2018). Single-Column Modeling of Convection During the CINDY2011/DYNAMO Field Campaign With the CNRM Climate Model Version 6. 24

Achuthavarier, D., Wang, H., Schubert, S. D., and Sienkiewicz, M. (2017). Impact of DYNAMO observations on NASA GEOS-5 reanalyses and the representation of MJO initiation. *Journal of Geophysical Research*, 122(1) :179–201. 49

Adam, J. C., Hamlet, A. F., and Lettenmaier, D. P. (2009). Implications of global climate change for snowmelt hydrology in the twenty-first century. In *Hydrological Processes*, volume 23, pages 962–972. 14

Andreas, E. L. and Decosmo, J. (2002). The signature of sea spray in the hexos turbulent heat flux data. *Boundary-Layer Meteorology*, 103(2) :303–333. 34

Andreas, E. L., Edson, J. B., Monahan, E. C., Rouault, M. P., and Smith, S. D. (1995). The spray contribution to net evaporation from the sea : A review of recent progress. 34

Anyamba, E. K. and Weare, B. C. (1995). Temporal variability of the 40-50 day oscillation in tropical convection. *International Journal of Climatology*, 15(4) :379–402. 12

Axell, L. B. (2002). Wind-driven internal waves and Langmuir circulations in a numerical ocean model of the southern Baltic Sea. *Journal of Geophysical Research*, 107(C11) :3204. 23

Barnier, B. (1998). Forcing the ocean. In Chassignet, E.P., Verron, J., editor, *Ocean Modeling and Parameterization , vol. 516 of NATO ASI Mathematical and Physical Sciences Series*, pages 45–80. Kluwer edition. 5, 28

Bechtold, P., Redelsperger, J. L., Beau, I., Blackburn, M., Brinkop, S., Grandpeix, J. Y., Grant, A., Gregory, D., Guichard, F., Hoff, C., and Ioannidou, E. (2000). A GCSS model intercomparison for a tropical squall line observed during TOGA-COARE. II : Intercomparison of single-column models and a cloud-resolving model. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(564) :865–888. 24

Beckmann, A. and Döscher, R. (1997). A Method for Improved Representation of Dense Water Spreading over Topography in Geopotential-Coordinate Models. *Journal of Physical Oceanography*, 27(4) :581–591. 24

Belamari, S. (2005). *Report on uncertainty estimates of an optimal bulk formulation for surface turbulent fluxes*. Mersea ip edition. 32, 40

Beljaars, A. C. M. (1995). The parametrization of surface fluxes in large???scale models under free convection. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 121(522) :255–270. 33, 157, 159

Bernard, B., Madec, G., Penduff, T., Molines, J. M., Treguier, A. M., Le Sommer, J., Beckmann, A., Biastoch, A., Böning, C., Dengg, J., Derval, C., Durand, E., Gulev, S., Remy, E., Talandier, C., Theetten, S., Maltrud, M., McClean, J., and De Cuevas, B. (2006). Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy-permitting resolution. *Ocean Dynamics*, 56(5-6) :543–567. 23

Bigg, G. R., Jickells, T. D., Liss, P. S., and Osborn, T. J. (2003). The role of the oceans in climate. *International Journal of Climatology*, 23(10) :1127–1159. 10

Birol Kara, A., Rochford, P. A., and Hurlburt, H. E. (2000). Efficient and Accurate Bulk Parameterizations of Air – Sea Fluxes for Use in General Circulation Models. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 17(10) :1421–1438. 32, 65

Bjerknes, J. (1969). Atmospheric Teleconnections From The Equatorial Pacific. *Monthly Weather Review*, 97(3) :163–172. 11, 110, 201

Blanc, T. V. (1985). Variation of Bulk-Derived Surface Flux, Stability, and Roughness Results Due to the Use of Different Transfer Coefficient Schemes. *Journal of Physical Oceanography*, 15(6) :650–669. 130

Blanke, B. and Delecluse, P. (1993). Variability of the Tropical Atlantic Ocean Simulated by a General Circulation Model with Two Different Mixed-Layer Physics. *Journal of Physical Oceanography*, 23(7) :1363–1388. 23

Bony, S. and Emanuel, K. A. (2001). A Parameterization of the Cloudiness Associated with Cumulus Convection ; Evaluation Using TOGA COARE Data. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 58(21) :3158–3183. 17

Bourassa, M. a., Vincent, D. G., and Wood, W. L. (1999). A Flux Parameterization Including the Effects of Capillary Waves and Sea State. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 56(9) :1123–1139. 33

Bourras, D., Weill, A., Caniaux, G., Eymard, L., Bourlès, B., Letourneur, S., Legain, D., Key, E., Baudin, F., Piguet, B., Traullé, O., Bouhours, G., Sinardet, B., Barrié, J., Vinson, J. P.,

Boutet, F., Berthod, C., and Clémençon, A. (2009). Turbulent air-sea fluxes in the Gulf of Guinea during the AMMA experiment. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 114(4). 40

Boysen, L. R., Brovkin, V., Arora, V. K., Cadule, P., De Noblet-Ducoudré, N., Kato, E., Pongratz, J., and Gayler, V. (2014). Global and regional effects of land-use change on climate in 21st century simulations with interactive carbon cycle. *Earth System Dynamics*, 5(2) :309–319. 14

Braconnot, P., Harrison, S., and Joussaume, S. (2006). Coupled simulations of the mid-Holocene and Last Glacial Maximum : new results from PMIP2. *Climate of the Past*, 3 :1293–1346. 14

Braconnot, P., Otto-Bliesner, B., Harrison, S., Joussaume, S., Peterchmitt, J. Y., Abe-Ouchi, A., Crucifix, M., Driesschaert, E., Fichefet, T., Hewitt, C. D., Kageyama, M., Kitoh, A., Laîné, A., Loutre, M. F., Marti, O., Merkel, U., Ramstein, G., Valdes, P., Weber, S. L., Yu, Y., and Zhao, Y. (2007). Results of PMIP2 coupled simulations of the Mid-Holocene and last glacial maximum - Part 1 : Experiments and large-scale features. *Climate of the Past*, 3(2) :261–277. 14

Brodeau, L. (2007). *Contribution à l'Amélioration de la Fonction de Forçage des Modèles de Circulation Générale Océanique*. PhD thesis. vii, 97, 98

Brodeau, L., Barnier, B., Gulev, S. K., and Woods, C. (2017). Climatologically Significant Effects of Some Approximations in the Bulk Parameterizations of Turbulent Air–Sea Fluxes. *Journal of Physical Oceanography*, 47(1) :5–28. 66

Brunke, M. A., Fairall, C. W., Zeng, X., Eymard, L., Curry, J. A., Brunke, M. A., Fairall, C. W., Zeng, X., Eymard, L., and Curry, J. A. (2003). Which Bulk Aerodynamic Algorithms are Least Problematic in Computing Ocean Surface Turbulent Fluxes? *Journal of Climate*, 16(4) :619–635. 33

Burchard, H. and Rennau, H. (2008). Comparative quantification of physically and numerically induced mixing in ocean models. *Ocean Modelling*, 20(3) :293–311. 23

Cao, N., Ren, B., and Zheng, J. (2015). Evaluation of CMIP5 climate models in simulating 1979???2005 oceanic latent heat flux over the Pacific. *Advances in Atmospheric Sciences*, 32(12) :1603–1616. 130, 153

Carruthers, J. N. (1944). The Oceans : Their Physics, Chemistry, and General Biology. By H. U. Sverdup, Martin W. Johnson and Richard H. Fleming. New york (Prentice Hall, Inc.), 1942, × 6 × 21/4 ins., pp. X + 1087 ; circa 265 illustrations, 121 tables, 7 charts, very copious bibliog. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 70(304) :159–160. 13

Chang, P., Ji, L., and Li, H. (1997). A decadal climate variation in the tropical Atlantic Ocean from thermodynamic air-sea interactions. *Nature*, 385(6616) :516–518. 10

Charnock, H. (1955). Wind stress on a water surface. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 81 :639–640. 33, 34, 35

Ciesielski, P. E., Yu, H., Johnson, R. H., Yoneyama, K., Katsumata, M., Long, C. N., Wang, J., Loehrer, S. M., Young, K., Williams, S. F., Brown, W., Braun, J., and Van Hove, T. (2014). Quality-controlled upper-air sounding dataset for DYNAMO/CINDY/AMIE : Development and corrections. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 31(4) :741–764. 49, 50, 66

Clayson, C. A. and Chen, A. (2002). Sensitivity of a coupled single-column model in the tropics to treatment of the interfacial parameterizations. *Journal of Climate*, 15(14) :1805–1831. 13

Clayson, C. A., Fairall, C. W., and Curry, J. A. (1996). Evaluation of turbulent fluxes at the ocean surface using surface renewal theory. *Journal of Geophysical Research C : Oceans*, 101(C12) :28503–28513. 33

Coronel, R., Sawada, M., and Iwasaki, T. (2016). Impacts of Surface Drag Coefficient and Planetary Boundary Layer Schemes on the Structure and Energetics of Typhoon Megi (2010) during Intensification. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, 94(1) :55–73. 6

Couvreux, F., Hourdin, F., and Rio, C. (2010). Resolved versus parametrized boundary-layer plumes. Part I : A parametrization-oriented conditional sampling in large-eddy simulations. *Boundary-Layer Meteorology*, 134(3) :441–458. 15

Cravatte, S., Madec, G., Izumo, T., Menkes, C., and Bozec, A. (2007). Progress in the 3-D circulation of the eastern equatorial Pacific in a climate ocean model. *Ocean Modelling*, 17(1) :28–48. 23

Dai, A. and Trenberth, K. E. (2004). The diurnal cycle and its depiction in the community climate system model. *J. Climate*, 17 :930–951. 14

Davies, L., Jakob, C., Cheung, K., Del Genio, A., Hill, A., Hume, T., Keane, R. J., Komori, T., Larson, V. E., Lin, Y., Liu, X., Nielsen, B. J., Petch, J., Plant, R. S., Singh, M. S., Shi, X., Song, X., Wang, W., Whitall, M. A., Wolf, A., Xie, S., and Zhang, G. (2013). A single-column model ensemble approach applied to the TWP-ICE experiment. *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, 118(12) :6544–6563. 25

Davin, E. L., de Noblet-Ducoudré, N., and Friedlingstein, P. (2007). Impact of land cover change on surface climate : Relevance of the radiative forcing concept. *Geophysical Research Letters*, 34(13) :n/a–n/a. 14

de Lavergne, C. (2018). Les abysses océaniques : décryptage d'un réservoir méconnu (Prix Prud'homme 2017). *La Météorologie*, (101) :21. 11

Deardorff, J. W. (1966). The Counter-Gradient Heat Flux in the Lower Atmosphere and in the Laboratory. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 23(5) :503–506. 17

DeCosmo, J., Katsaros, K. B., Smith, S. D., Anderson, R. J., Oost, W. A., Bumke, K., and Chadwick, H. (1996). Air-sea exchange of water vapor and sensible heat : The Humidity Exchange Over the Sea (HEXOS) results. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 101(C5) :12001–12016. 29

Deshayes, J. (2006). Influence de la formation d'eau profonde sur la variabilité de la circulation méridienne moyenne dans l'Océan Atlantique. 11

Donelan, M. A., Haus, B. K., Reul, N., Plant, W. J., Stiassnie, M., Graber, H. C., Brown, O. B., and Saltzman, E. S. (2004). On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds. *Geophysical Research Letters*, 31(18). 10

Drennan, W. (2006). On parameterizations of air–sea fluxes. In *Atmosphere-Ocean Interactions*, volume 23, pages 01–33. WIT Press. 33

Dufresne, J. and Ghattas, J. (2009). Description du schema de la couche limite turbulente et l'interface avec la surface planetaire dans LMDZ. Technical report. 19

Dufresne, J. L., Foujols, M. A., Denvil, S., Caubel, A., Marti, O., Aumont, O., Balkanski, Y., Bekki, S., Bellenger, H., Benshila, R., Bony, S., Bopp, L., Braconnot, P., Brockmann, P., Cadule, P., Cheruy, F., Codron, F., Cozic, A., Cugnet, D., de Noblet, N., Duvel, J. P., Ethé, C., Fairhead, L., Fichefet, T., Flavoni, S., Friedlingstein, P., Grandpeix, J. Y., Guez, L., Guilyardi, E., Hauglustaine, D., Hourdin, F., Idelkadi, A., Ghattas, J., Joussaume, S., Kageyama, M., Krinner, G., Labetoulle, S., Lahellec, A., Lefebvre, M. P., Lefevre, F., Levy,

C., Li, Z. X., Lloyd, J., Lott, F., Madec, G., Mancip, M., Marchand, M., Masson, S., Meurdesoif, Y., Mignot, J., Musat, I., Parouty, S., Polcher, J., Rio, C., Schulz, M., Swingedouw, D., Szopa, S., Talandier, C., Terray, P., Viovy, N., and Vuichard, N. (2013). Climate change projections using the IPSL-CM5 Earth System Model : From CMIP3 to CMIP5. *Climate Dynamics*, 40(9-10) :2123–2165. 14

Dyer, A. J. (1974). A review of flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorology*, 7(3) :363–372. 33

Emanuel, K. (2001). Contribution of tropical cyclones to meridional heat transport by the oceans. *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, 106(D14) :14771–14781. 13

Emanuel, K. A. (1991). A Scheme for Representing Cumulus Convection in Large-Scale Models. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 48(21) :2313–2329. 17

Emile-Geay, J. and Madec, G. (2009). Geothermal heating, diapycnal mixing and the abyssal circulation. *Ocean Science*, 5(2) :203–217. 24

Fairall, C. W., Bradley, E. F., Godfrey, J. S., Wick, G. A., Edson, J. B., and Young, G. S. (1996a). Cool-skin and warm-layer effects on sea surface temperature. 38

Fairall, C. W., Bradley, E. F., Hare, J. E., Grachev, A. A., and Edson, J. B. (2003). Bulk parameterization of air-sea fluxes : Updates and verification for the COARE algorithm. *Journal of Climate*, 16(4) :571–591. 32, 33, 38, 40, 65, 66

Fairall, C. W., Bradley, E. F., Rogers, D. P., Edson, J. B., and Young, G. S. (1996b). Bulk parameterization of air-sea fluxes for tropical oceanglobal atmosphere coupled-ocean atmosphere response experiment. *Journal of Geophysical Research C : Oceans*, 101(C2) :3747–3764. 38

Fedorov, A. V., Hu, S., Lengaigne, M., and Guilyardi, E. (2015). The impact of westerly wind bursts and ocean initial state on the development, and diversity of El Niño events. *Climate Dynamics*, 44(5-6) :1381–1401. 10

Fedorov, A. V. and Philander, S. G. (2001). A stability analysis of tropical ocean-atmosphere interactions : Bridging measurements and theory for El Niño. *Journal of Climate*, 14(14) :3086–3101. 10

Ferreira, D. and Frankignoul, C. (2008). Transient atmospheric response to interactive SST anomalies. 28

Fichefet, T. and Morales Maqueda, M. A. (1999). Modelling the influence of snow accumulation and snow-ice formation on the seasonal cycle of the Antarctic sea-ice cover. *Climate Dynamics*, 15(4) :251–268. 15

Flament, P., Flament, P., Firing, J., Sawyer, M., and Trefois, C. (1994). Amplitude and horizontal structure of a large diurnal sea surface arming event during the coastal ocean dynamics experiment. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, pages 124—-139. 13

Fontaine, B., Garcia-Serrano, J., Roucou, P., Rodriguez-Fonseca, B., Losada, T., Chauvin, F., Gervois, S., Sijikumar, S., Ruti, P., and Janicot, S. (2010). Impacts of warm and cold situations in the Mediterranean basins on the West African monsoon : Observed connection patterns (1979-2006) and climate simulations. *Climate Dynamics*, 35(1) :95–114. 28

Frankignoul, C. (1985). Sea surface temperature anomalies, planetary waves, and air-sea feedback in the middle latitudes. 10

Frankignoul, C., de Coëtlogon, G., Joyce, T. M., and Dong, S. (2001). Gulf Stream Variability and Ocean–Atmosphere Interactions. *Journal of Physical Oceanography*, 31(12) :3516–3529. 10

Gainusa-Bogdan, A. (2013). *Simulated and observed large-scale turbulent ocean-atmosphere fluxes at low latitudes : dealing with observational uncertainly, determination of robust model biases and implications for model bahavior*. PhD thesis. 99, 161

Gastineau, G. and Frankignoul, C. (2015). Influence of the North Atlantic SST variability on the atmospheric circulation during the twentieth century. *Journal of Climate*, 28(4) :1396–1416. 130

Gent, P. R. and Mcwilliams, J. C. (1990). Isopycnal Mixing in Ocean Circulation Models. *Journal of Physical Oceanography*, 20(1) :150–155. 23

Gill, A. E. (1980). Some simple solutions for heat-induced tropical circulation. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 106(449) :447–462. 11, 12

Gill, A. E. (1982). Atmosphere - ocean dynamics. 11

Găinuşă-Bogdan, A., Braconnot, P., and Servonnat, J. (2015). Using an ensemble data set of turbulent air-sea fluxes to evaluate the IPSL climate model in tropical regions. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 120(10) :4483–4505. 99, 100

Găinuşă-Bogdan, A., Hourdin, F., Traore, A. K., and Braconnot, P. (2018). Omens of coupled model biases in the CMIP5 AMIP simulations. 7, 66, 98

Godfrey, J. S. and Beljaars, a. C. M. (1991). On the turbulent fluxes of buoyancy, heat and moisture at the air-sea interface at low wind speeds. *Journal of Geophysical Research*, 96(C12) :22043–22048. 38, 158

Gottschalck, J., Roundy, P. E., Schreck III, C. J., Vintzileos, A., and Zhang, C. (2013). Large-Scale Atmospheric and Oceanic Conditions during the 2011–12 DYNAMO Field Campaign. *Monthly Weather Review*, 141(12) :4173–4196. 48

Gottschalck, J., Wheeler, M., Weickmann, K., Vitart, F., Savage, N., Lin, H., Hendon, H., Waliser, D., Sperber, K., Nakagawa, M., Prestrelo, C., Flatau, M., and Higgins, W. (2010). A framework for assessing operational Madden-Julian oscillation forecasts : A clivar MJO working group project. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 91(9) :1247–1258. 48

Gouriou, Y., Andrié, C., Bourlès, B., Freudenthal, S., Arnault, S., Aman, A., Eldin, G., Du Penhoat, Y., Baurand, F., Gallois, F., and Chuchla, R. (2001). Deep circulation in the equatorial Atlantic Ocean. *Geophysical Research Letters*, 28(5) :819–822. 40

Grachev, a. a. and Fairall, C. W. (1997). Dependence of the Monin–Obukhov Stability Parameter on the Bulk Richardson Number over the Ocean. *Journal of Applied Meteorology*, 36(4) :406–414. 33, 38

Grachev, A. A., Fairall, C. W., Hare, J. E., Edson, J. B., and Miller, S. D. (2003). Wind Stress Vector over Ocean Waves. *Journal of Physical Oceanography*, 33(11) :2408–2429. 33

Grandpeix, J.-Y., Lafore, J.-P., and Cheruy, F. (2010). A Density Current Parameterization Coupled with Emanuel's Convection Scheme. Part II : 1D Simulations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 67(4) :898–922. 17, 160

Griffies, S. M., Danabasoglu, G., Durack, P. J., Adcroft, A. J., Balaji, V., Böning, C. W., Chassignet, E. P., Curchitser, E., Deshayes, J., Drange, H., Fox-Kemper, B., Gleckler, P. J., Gregory, J. M., Haak, H., Hallberg, R. W., Heimbach, P., Hewitt, H. T., Holland, D. M., Ilyina, T., Jungclaus, J. H., Komuro, Y., Krasting, J. P., Large, W. G., Marsland, S. J., Masina, S., McDougall, T. J., George Nurser, A. J., Orr, J. C., Pirani, A., Qiao, F., Stouffer, R. J., Taylor, K. E., Treguier, A. M., Tsujino, H., Uotila, P., Valdivieso, M., Wang, Q., Winton, M., and Yeager, S. G. (2016). OMIP contribution to CMIP6 : Experimental and diagnostic protocol for the physical component of the Ocean Model Intercomparison Project. *Geoscientific Model Development*, 9(9) :3231–3296. 57, 101

Griffies, S. M., Winton, M., Samuels, B., Danabasoglu, G., Yeager, S. G., Marlsand, S., Drange, H., and Bentsen, M. (2012). Datasets and protocol for the CLIVAR WGOMD Coordinated Ocean-sea ice Reference Experiments (COREs). *ICPO Publication Series*, (184) :21. 101

Guilyardi, E., Wittenberg, A., Fedorov, A., Collins, M., Wang, C., Capotondi, A., van Oldenborgh, G. J., and Stockdale, T. (2009). Understanding El Niño in ocean-atmosphere general circulation models : Progress and challenges. 10

Hare JE, Persson POG, Fairall CW, E. J. (1999). Behavior of Charnock's relationship for high wind conditions. pages 252–255. 33

Hauser, D. (2003). The FETCH experiment : An overview. *Journal of Geophysical Research*, 108(C3) :8053. 40

Held, I. M. and Soden, B. J. (2006). Robust responses of the hydrological cycle to global warming. *Journal of Climate*, 19(21) :5686–5699. 66

Holland, G. J. (1997). The maximum potential intensity of tropical cyclones. *Journal of the atmospheric sciences*, 54(21) :2519–2541. 13

Hourdin, F., Couvreux, F., and Menut, L. (2002). Parameterization of the Dry Convective Boundary Layer Based on a Mass Flux Representation of Thermals. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59(6) :1105–1123. 17

Hourdin, F., G??inus??-Bogdan, A., Braconnot, P., Dufresne, J. L., Traore, A. K., and Rio, C. (2015). Air moisture control on ocean surface temperature, hidden key to the warm bias enigma. *Geophysical Research Letters*, 42(24) :10885–10893. 7, 66, 101, 106, 112

Hourdin, F., Grandpeix, J. Y., Rio, C., Bony, S., Jam, A., Cheruy, F., Rochetin, N., Fairhead, L., Idelkadi, A., Musat, I., Dufresne, J. L., Lahellec, A., Lefebvre, M. P., and Roehrig, R. (2013). LMDZ5B : The atmospheric component of the IPSL climate model with revisited parameterizations for clouds and convection. *Climate Dynamics*, 40(9-10) :2193–2222. 14, 15, 36, 66

Hourdin, F., Musat, I., Bony, S., Braconnot, P., Codron, F., Dufresne, J. L., Fairhead, L., Filiberti, M. A., Friedlingstein, P., Grandpeix, J. Y., Krinner, G., LeVan, P., Li, Z. X., and Lott, F. (2006). The LMDZ4 general circulation model : Climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Climate Dynamics*, 27(7-8) :787–813. 15

Izumo, T. (2003). *Le sous-courant équatorial et les échanges de masse et de chaleur associés dans le Pacifique tropical : variabilité, liens avec les événements El Niño-La Niña*. PhD thesis. 120, 124

Jam, A., Hourdin, F., Rio, C., and Couvreux, F. (2013). Resolved Versus Parametrized Boundary-Layer Plumes. Part III : Derivation of a Statistical Scheme for Cumulus Clouds. *Boundary-Layer Meteorology*, 147(3) :421–441. 17

Johnson, R. H. and Ciesielski, P. E. (2013). Structure and Properties of Madden–Julian Oscillations Deduced from DYNAMO Sounding Arrays. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 70(10) :3157–3179. 49

Johnson, R. H., Ciesielski, P. E., Ruppert, J. H., and Katsumata, M. (2015). Sounding-Based Thermodynamic Budgets for DYNAMO. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 72(2) :598–622. vi, 49

Ju, J. and Slingo, J. (1995). The Asian summer monsoon and ENSO. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 121(525) :1133–1168. 157

Kara, A. B., Wallcraft, A. J., and Bourassa, M. A. (2008). Air-sea stability effects on the 10 m winds over the global ocean : Evaluations of air-sea flux algorithms. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 113(4). 66

Kawai, Y. and Wada, A. (2007). Diurnal Sea Surface Temperature Variation and Its Im- pact on the Atmosphere and Ocean : A Review. *Journal of Oceanography*, 63 :721–744. 14

Kharin, V. V. (1995). The relationship between sea surface temperature anomalies and atmospheric circulation in GCM experiments. *Climate Dynamics*, 11(6) :359–375. 130

Kjellsson, J. (2015). Weakening of the global atmospheric circulation with global warming. *Climate Dynamics*, 45(3-4) :975–988. 153, 212

Koch-Larrouy, A., Lengaigne, M., Terray, P., Madec, G., and Masson, S. (2010). Tidal mixing in the Indonesian seas and its effect on the tropical climate system. *Climate Dynamics*, 34(6) :891–904. 24

Kolmogorov, a. N. (1941). The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Doklady Akademii Nauk Sssr*, 30(1890) :301–305. 6

Kraus, E. B. (1972). Atmosphere-ocean interaction. By E. B. Kraus. London (Oxford University Press), 1972. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 98(418) :866–866. 34

Kravtsov, S. and Robertson, A. (2002). Midlatitude ocean-atmosphere interaction in an idealized coupled model. *Climate Dynamics*, 19(8) :693–712. 10

Krinner, G. (2005). A dynamic global vegetation model for studies of the coupled atmosphere-biosphere system. *Global Biogeochemical Cycles*, 19 :GB1015. 15

Kubota, M., Iwasaka, N., Kizu, S., Konda, M., and Kutsuwada, K. (2002). Japanese Ocean Flux data sets with use of remote sensing observations (J-OFURO). *Journal of Oceanography*, 58(1) :213–225. 5, 26, 130

Kudryavtsev, V. N. and Makin, V. K. (2002). Coupled dynamics of short waves and the airflow over long surface waves. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 107(C12) :2–1–2–13. 33

Kwon, Y. O., Alexander, M. A., Bond, N. A., Frankignoul, C., Nakamura, H., Qiu, B., and Thompson, L. A. (2010). Role of the gulf Stream and Kuroshio-Oyashio systems in large-scale atmosphere-ocean interaction : A review. *Journal of Climate*, 23(12) :3249–3281. 10

Large, W. G. and Pond, S. (1981). Open Ocean Momentum Flux Measurements in Moderate to Strong Winds. *Journal of Physical Oceanography*, 11(3) :324–336. 29, 32

Large, W. G., Pond, S., Large, W. G., and Pond, S. (1982). Sensible and Latent Heat Flux Measurements over the Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 12(5) :464–482. 32, 33

Large, W. G. and Yeager, S. G. (2004). Diurnal to decadal global forcing for ocean and sea–ice models : {The} data sets and flux climatologies. *NCAR Tech. Note*, TN–460+ST(May) :105pp. 32, 33, 36, 65

Le Sommer, J., Penduff, T., Theetten, S., Madec, G., and Barnier, B. (2009). How momentum advection schemes influence current-topography interactions at eddy permitting resolution. *Ocean Modelling*, 29(1) :1–14. 23

Lebeaupin Brossier, C. (2007). Etude du couplage océan-atmosphère associé aux épisodes de pluie intense en région méditerranéenne. 10, 32

Lengaigne, M., Menkes, C., Aumont, O., Gorgues, T., Bopp, L., André, J. M., and Madec, G. (2007). Influence of the oceanic biology on the tropical Pacific climate in a coupled general circulation model. *Climate Dynamics*, 28(5) :503–516. 24

Li, W., Yu, R., Liu, H., and Yu, Y. (2001). Impacts of Diurnal Cycle of SST on the Intraseasonal Variation of Surface Heat Flux over the Western Pacific Warm Pool. *Advances in Atmospheric Sciences*, 18(5). 14

Lin, X. and Johnson, R. H. (1996). Heating, Moistening, and Rainfall over the Western Pacific Warm Pool during TOGA COARE. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53(22) :3367–3383. 48

Liu, W. T., Katsaros, K. B., Businger, J. A., Liu, W. T., Katsaros, K. B., and Businger, J. A. (1979). Bulk Parameterization of Air-Sea Exchanges of Heat and Water Vapor Including the Molecular Constraints at the Interface. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 36(9) :1722–1735. 30, 33, 38

Louis, J. F. (1979). A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. *Boundary-Layer Meteorology*, 17(2) :187–202. 32, 33, 34, 55

Ma, X., Jing, Z., Chang, P., Liu, X., Montuoro, R., Small, R. J., Bryan, F. O., Greatbatch, R. J., Brandt, P., Wu, D., Lin, X., and Wu, L. (2016). Western boundary currents regulated by interaction between ocean eddies and the atmosphere. *Nature*, 535(7613) :533–537. 10

Madden, R. A. and Julian, P. R. (1972). Description of Global-Scale Circulation Cells in the Tropics with a 40–50 Day Period. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 29(6) :1109–1123. 13

Madec, G., Delecluse, P., Imbard, M., and Levy, C. (1998). OPA 8.1 Ocean General Circulation Model Reference Manual. *Notes du Pôle de Modélisation, Institut Pierre Simon Laplace*, (11) :97pp. 15, 21

Makova, V. I. (1975). Features of the dynamics of turbulence in the marine atmospheric surface layer at various stages in the development of waves. *Izv. Acad. Sci. USSR, Atmos. Oceanic Phys*, 11 :177–182. 33

Marti, O., Braconnot, P., Bellier, J., Benshila, R., Bony, S., Brockmann, P., Cadule, P., Caubel, A., Denvil, S., Dufresne, J., Fairhead, L., Filiberti, M.-A., Fichefet, T., Foujols, M.-A., Friedlingstein, P., Grandpeix, J.-Y., Hourdin, F., Krinner, G., Lévy, C., Madec, G., Musat, I., De Noblet, N., Polcher, J., and Talandier, C. (2005). The new IPSL climate system model : IPSL-CM4. *Note du Pôle de Modélisation, IPSL*, 26 :1–86. 14

Marti, O., Braconnot, P., Dufresne, J. L., Bellier, J., Benshila, R., Bony, S., Brockmann, P., Cadule, P., Caubel, A., Codron, F., De Noblet, N., Denvil, S., Fairhead, L., Fichefet, T.,

Foujols, M. A., Friedlingstein, P., Goosse, H., Grandpeix, J. Y., Guilyardi, E., Hourdin, F., Idelkadi, A., Kageyama, M., Krinner, G., Lévy, C., Madec, G., Mignot, J., Musat, I., Swingedouw, D., and Talandier, C. (2010). Key features of the IPSL ocean atmosphere model and its sensitivity to atmospheric resolution. *Climate Dynamics*, 34(1) :1–26. 14, 35, 186

Meehl, G. A., Covey, C., McAvaney, B., Latif, M., and Stouffer, R. J. (2005). Overview of the coupled model intercomparison project. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 86(1) :89–93. 14

Mémery, L., Reverdin, G., Paillet, J., and Oschlies, A. (2005). Introduction to the POMME special section : Thermocline ventilation and biogeochemical tracer distribution in the northeast Atlantic Ocean and impact of mesoscale dynamics. *Journal of Geophysical Research C : Oceans*, 110(7) :1–17. 40

Merryfield, W. J., Holloway, G., and Gargett, A. E. (1999). A Global Ocean Model with Double-Diffusive Mixing. *Journal of Physical Oceanography*, 29(6) :1124–1142. 23

Miller, M. J., Beljaars, A. C. M., and Palmer, T. N. (1992). The sensitivity of the ECMWI? Model to the parameterization of evaporation from the tropical oceans. *Journal of Climate*, 5(5) :418–434. 34, 36, 51, 53, 66, 157, 158

Mlawer, E. J., Taubman, S. J., Brown, P. D., Iacono, M. J., and Clough, S. A. (1997). Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres : RRTM, a validated correlated-k model for the longwave. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 102(D14) :16663–16682. 16

Mondon, S. and Redelsperger, J. L. (1998). A study of a fair weather boundary layer in TOGA-COARE : parameterization of surface fluxes in large scale and regional models for light wind conditions. *Boundary-Layer Meteorology*, 88(1) :47–76. 32

Monin, A. S. and Obukhov, A. M. (1954a). Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground. *Tr. Akad. Nauk SSSR Geofiz. Inst*, 24 :163–187. 29

Monin, A. S. and Obukhov, A. M. (1954b). Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. *Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR*, 24(151) :163–187. 6

Morcrette, J. J. (1991). Radiation and cloud radiative properties in the European Centre for Medium Range Weather Forecasts forecasting system. *Journal of Geophysical Research*, 96(D5) :9121–9132. 16

Pelletier, C. (2018). *Étude mathématique du problème de couplage océan-atmosphère incluant les échelles turbulentes*. PhD thesis, Communauté Université Grenoble Alpes. 217

Philander S. G. (1989). El Niño, La Nina, and the Southern Oscillation. *Academic Press*, 46 :293. 11

Randall, D. A., Xu, K. M., Somerville, R. J., and Iacobellis, S. (1996). Single-column models and cloud ensemble models as links between observations and climate models. *Journal of Climate*, 9(8) :1683–1697. 24, 45

Rayner, N. A. (2003). Global analyses of sea surface temperature, sea ice, and night marine air temperature since the late nineteenth century. *Journal of Geophysical Research*, 108(D14) :4407. 173

Redelsperger, J.-L. (1993). L'expérience internationale TOGA-COARE et sa composante atmosphérique. *La Météorologie*, 8(2) :27. 46

Redelsperger, J. L., Guichard, F., and Mondon, S. (2000). A parameterization of mesoscale enhancement of surface fluxes for large-scale models. *Journal of Climate*, 13(2) :402–421. ix, 33, 66, 157, 158, 159, 160, 216

Rio, C. and Hourdin, F. (2008). A Thermal Plume Model for the Convective Boundary Layer : Representation of Cumulus Clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65(2) :407–425. 17, 160

Rio, C., Hourdin, F., Grandpeix, J. Y., and Lafore, J. P. (2009). Shifting the diurnal cycle of parameterized deep convection over land. *Geophysical Research Letters*, 36(7). 25

Risi, C. and Duvel, J.-P. (2014). L'oscillation de Madden-Julian, principal mode de variabilité intrasaisonnière dans les tropiques. *La Météorologie*, 8(86) :57. 13

Robertson, A. W., Farrara, J. D., and Mechoso, C. R. (2003). Simulations of the atmospheric response to South Atlantic sea surface temperature anomalies. *Journal of Climate*, 16(15) :2540–2551. 130

Sadourny, R. (1984). January and July performances of the LMD general circulation model. *New Perspectives in Climate Modeling*. 15

Saint-Lu, M., Braconnot, P., Leloup, J., and Marti, O. (2016). The role of El Ni{ñ}o in the global energy redistribution : a case study in the mid-Holocene. *Climate Dynamics*, pages 1–18. 153, 212

Seager, R., Blumenthal, M. B., and Kushnir, Y. (1995). An advective atmospheric mixed layer model for ocean modeling purposes : global simulation of surface heat fluxes. 5, 28, 32

Sheng, J. (2002). GCM experiments on changes in atmospheric predictability associated with the PNA pattern and tropical SST anomalies. *Tellus, Series A : Dynamic Meteorology and Oceanography*, 54(4) :317–329. 130

Shukla, J. and Wallace, J. M. (1983). Numerical simulation of the atmospheric response to equatorial Pacific sea surface temperature anomalies. 130

Simmons, H. L., Jayne, S. R., St. Laurent, L. C., and Weaver, A. J. (2004). Tidally driven mixing in a numerical model of the ocean general circulation. *Ocean Modelling*, 6(3-4) :245–263. 24

Singh, R., Simon, B., and Joshi, P. (2001). Estimation of surface latent heat fluxes from IRS-P4/MSMR satellite data. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences, Earth and Planetary Sciences*, 110(3). 26

Slingo, J., Blackburn, M., Betts, A., Brugge, R., Hodges, K., Hoskins, B., Miller, M., Steenman-Clark, L., and Thuburn, J. (1994). Mean climate and transience in the tropics of the UGAMP GCM : Sensitivity to convective parametrization. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 120(518) :881–922. 157

Slingo, J., Inness, P., Neale, R., Woolnough, S., and Yang, G. Y. (2003). Scale interactions on diurnal to seasonal timescales and their relevance to model systematic errors. *Annals of Geophysics*, 46(1) :139–156. 14

Smith, S. D. (1988). Coefficients for Sea-Surface Wind Stress, Heat-Flux, and Wind Profiles As a Function of Wind-Speed and Temperature. *Journal Of Geophysical Research-Oceans*, 93(C12) :15467–15472. 33, 34, 35, 38, 55, 130

Smith, S. D. (1989). Water vapor flux at the sea surface. *Boundary-Layer Meteorology*, 47(1-4) :277–293. 55

Smith, S. D., Anderson, R. J., Oost, W. A., Kraan, C., Maat, N., De Cosmo, J., Katsaros, K. B., Davidson, K. L., Bumke, K., Hasse, L., and Chadwick, H. M. (1992). Sea surface wind stress and drag coefficients : The hexos results. *Boundary-Layer Meteorology*, 60(1-2) :109–142. 33

Sobel, A., Wang, S., and Kim, D. (2014). Moist Static Energy Budget of the MJO during DYNAMO. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71(11) :4276–4291. 49

Terray, L. and Thual, O. (1995). OASIS : le couplage océan-atmosphère. *La Météorologie*, 8(10) :50. 15

Torres, O., Braconnot, P., Marti, O., and Gential, L. (2018). Impact of air-sea drag coefficient for latent heat flux on large scale climate in coupled and atmosphere stand-alone simulations. 181, 185

Trenberth, K. E. (1995). Atmospheric circulation climate changes. *Climatic Change*, 31(2-4) :427–453. 5, 130

Trenberth, K. E., Fasullo, J. T., and Kiehl, J. T. (2009). Earth's Global Energy Budget. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 90(3) :311–323. v, 4

Trenberth, K. E. and Stepaniak, D. P. (2004). The flow of energy through the earth's climate system. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 130(603 PART B) :2677–2701. 13

Valcke, S. (2013). The OASIS3 coupler : a European climate modelling community software. *Geoscientific Model Development*, 6(2) :373–388. 15

Voldoire, A., Sanchez-Gomez, E., Salas y Mélia, D., Decharme, B., Cassou, C., Sénési, S., Valcke, S., Beau, I., Alias, A., Chevallier, M., Déqué, M., Deshayes, J., Douville, H., Fernandez, E., Madec, G., Maisonnave, E., Moine, M. P., Planton, S., Saint-Martin, D., Szopa, S., Tyteca, S., Alkama, R., Belamari, S., Braun, A., Coquart, L., and Chauvin, F. (2013). The CNRM-CM5.1 global climate model : Description and basic evaluation. *Climate Dynamics*, 40(9-10) :2091–2121. 66

Wang, S., Sobel, A. H., Fridlind, A., Feng, Z., Comstock, J. M., Minnis, P., and Nordeen, M. L. (2015). Simulations of cloud-radiation interaction using large-scale forcing derived from the CINDY/DYNAMO northern sounding array. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 7(3) :1472–1498. 49

Wang, W. L., Anderson, B. T., Kaufmann, R. K., and Myneni, R. B. (2004). The relation between the North Atlantic Oscillation and SSTs in the North Atlantic Basin. *Journal of Climate*, 17(24) :4752–4759. 28

Webster, P. J. and Lukas, R. (1992). TOGA COARE : The Coupled Ocean—Atmosphere Response Experiment. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 73(9) :1377–1416. vi, 47

Weill, A., Eymard, L., Caniaux, G., Hauser, D., Planton, S., Dupuis, H., Brut, A., Guerin, C., Nacass, P., Butet, A., Cloché, S., Pedreros, R., Durand, P., Bourras, D., Giordani, H., Lachaud, G., and Bouhours, G. (2003). Toward a better determination of turbulent air-sea fluxes from several experiments. *Journal of Climate*, 16(4) :600–618. 32, 33, 40

Wu, R. and Kinter, J. L. (2010). Atmosphere-ocean relationship in the midlatitude North Pacific : Seasonal dependence and east-west contrast. *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, 115(6). 10

Yamada, T. (1983). Simulations of Nocturnal Drainage Flows by a q 2 l Turbulence Closure Model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 40(1) :91–106. 17

Yokoyama, R., Tanba, S., and Souma, T. (1995). Sea surface effects on the sea surface temperature estimation by remote sensing. *International Journal of Remote Sensing*, 16(2) :227–238. 13

Zeng, X., Zhao, M., and Dickinson, R. E. (1998). Intercomparison of bulk aerodynamic algorithms for the computation of sea surface fluxes using TOGA COARE and TAO data. *Journal of Climate*, 11(10) :2628–2644. 66, 130

Zhang, C. (2013). Madden-julian oscillation : Bridging weather and climate. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 94(12) :1849–1870. 48

Zhang, C., Gottschalck, J., Maloney, E. D., Moncrieff, M. W., Vitart, F., Waliser, D. E., Wang, B., and Wheeler, M. C. (2013). Cracking the MJO nut. *Geophysical Research Letters*, 40(6) :1223–1230. 48

université PARIS-SACLAY | ÉCOLE DOCTORALE Sciences de l'environnement d'île-de-France (SEIF)

Titre : Représentation des flux turbulents à l'interface air-mer et impact sur les transports de chaleur et d'eau dans un modèle de climat

Mots clés : Couplage océan-atmosphère, Paramétrisation Bulk, Flux turbulents, Interface air-mer, Sensibilité, Simulation climatique

Résumé: Les flux turbulents à l'interface air-mer représentent le lien entre l'océan et l'atmosphère et jouent donc un rôle majeur dans le système climatique. Dans les modèles de climat, les processus turbulents sont des processus sous-maille, non résolus explicitement, et doivent donc être paramétrés. Ils sont estimés à partir des variables d'états atmosphériques et océaniques au moyen de modèles mathématiques qu'on nomme « paramétrisations bulk ». Ce travail de thèse a pour objectif de caractériser et comprendre les liens entre la représentation des flux turbulents à l'interface air-mer et le fonctionnement d'un modèle de climat à différentes échelles de temps dans les régions tropicales. Pour étudier ces liens, j'ai développé une stratégie de modélisation utilisant un modèle unicolonne atmosphérique (SCM), un modèle de circulation générale océanique (OGCM) ou atmosphérique (AGCM) et un modèle couplé (GCM). L'analyse des simulations SCM permet d'étudier la réponse directe d'un modèle à la modification de la paramétrisation des flux turbulents. On montre que cette dernière régule la quantité d'eau, d'énergie et de quantité de mouvement disponible pour le système et donc son fonctionnement. Elle représente plus de 60% des différences de flux de chaleur latente simulées entre deux modèles de climat dans les périodes convectives. L'impact spatial de la paramétrisation des flux turbulents est étudié au travers des simulations AGCM. Elles mettent en évidence le lien entre la paramétrisation, son effet sur les gradients d'humidité et de température à grande échelle, et donc son influence sur la circulation atmosphérique. L'étude des simulations OGCM souligne quant à elle le rôle principal du vent pour le fonctionnement des océans tropicaux. Si le vent pilote les variations de SST dues à son impact sur la dynamique océanique et principalement sur le sous-courant équatorial, l'humidité, la température et les flux radiatifs n'influencent quant à eux que la surface océanique et sont donc d'une moindre importance. Enfin, l'analyse des simulations GCM met en évidence les rétroactions et l'ajustement engendrés par la modification des flux turbulents. Lors du couplage des deux composantes l'océan agit comme un tampon et absorbe la modification des flux turbulents ce qui entraine une modification de la SST. L'ajustement qui se produit entraine une modification des variables atmosphériques qui amène à un nouvel état d'équilibre du système. La paramétrisation des flux turbulents de surface agit au premier ordre sur l'équilibre énergétique d'un modèle couplé et peut donc amener à des climats simulés différents. Cette étude étant centrée sur les tropiques, une perspective intéressante serait d'étendre l'étude de la représentation des flux turbulents à d'autres échelles spatio-temporelles (i.e. zones extratropicales/fréquence journalière). Cela permettrait de valider le fonctionnement systématique des paramétrisations définies dans cette thèse à l'échelle globale.

Title : Representation of turbulent fluxes at the air-sea interface and impact on transport of heat and water in a climate model

Keywords : Ocean-Atmosphere Coupling, Bulk Parameterization, Turbulent Fluxes, Air-Sea Interface, Sensitivity, Climate Simulation

Abstract: The turbulent fluxes at the air-sea interface represent the link between the ocean and the atmosphere and therefore play a major role in the climate system. In climate models, turbulent processes are subgrid scale processes, not explicitly resolved, and must therefore be parameterized. They are estimated from atmospheric and oceanic state variables using mathematical models called "bulk parameterizations". This thesis aims to characterize and understand the links between the representation of turbulent fluxes at the air-sea interface and the behavior of a climate model at different time scales in tropical regions. To study these links, I developed a modeling strategy using an atmospheric 1D model (SCM), an oceanic (OGCM) or atmospheric (AGCM) general circulation model and a coupled model (GCM). The analysis of SCM simulations allows us to study the direct response of a model to modifications of the turbulent fluxes parameterization. It is shown that it regulates the amount of water, energy and momentum available to the system and therefore its behavior. It can thus represent more than 60% of simulated latent heat flux differences between two climate models in convective periods. The spatial impact of the parameterization of turbulent fluxes is studied through AGCM simulations. They highlight the link between parameterization, its effect on large-scale moisture and temperature gradients, and thus its influence on atmospheric circulation. The study of OGCM simulations underlines the main role of the wind for the behavior of the tropical oceans. If the wind drives changes in SST due to its impact on ocean dynamics and mainly on the equatorial undercurrent, humidity, temperature and radiative flux only influence the ocean surface and are therefore of lesser importance. Finally, the analysis of GCM simulations highlights the feedbacks and the adjustment generated by the modification of turbulent fluxes. When coupling the two components, the ocean acts as a buffer and absorbs the modification of the turbulent fluxes, which leads to a modification of the SST. The adjustment that occurs causes a modification of the atmospheric variables which leads to a new state of equilibrium of the system. The parameterization of surface turbulent fluxes acts at first order on the energy equilibrium of a coupled model and can therefore lead to different simulated climate state. Since this study is focused on the tropics, an interesting perspective would be to extend the study of the turbulent fluxes representation to other spatio-temporal scales (i.e. extra-tropical areas / daily frequency). This would make it possible to validate the systematic behavior of the parameterizations defined in this thesis on a global scale.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France