



# Modélisation de la réponse océanique à un cyclone tropical et de sa rétroaction sur l'atmosphère

Guillaume Samson

► **To cite this version:**

Guillaume Samson. Modélisation de la réponse océanique à un cyclone tropical et de sa rétroaction sur l'atmosphère. Physique Atmosphérique et Océanique [physics.ao-ph]. Université Toulouse 3 Paul Sabatier, 2009. Français. <tel-01230159>

**HAL Id: tel-01230159**

**<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01230159>**

Submitted on 17 Nov 2015

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

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



# THÈSE

En vue de l'obtention du  
**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par l'Université Toulouse III - Paul Sabatier

Discipline ou spécialité : Océan-Atmosphère

---

Présentée et soutenue par **Guillaume SAMSON**  
Le 16 Décembre 2009

## **Modélisation de la réponse océanique à un cyclone tropical et de sa rétroaction sur l'atmosphère**

---

### **JURY**

Sylvain Coquillat (LA) Président  
Jean-Philippe Duvel (LMD) Rapporteur  
Jérôme Vialard (LOCEAN) Rapporteur  
Christelle Barthe (LACy) Examineur  
Silvana Buarque (Mercator Océan) Examineur  
Frank Roux (LA) Directeur  
Hervé Giordani (CNRM\_GAME) Co-directeur  
Guy Caniaux (CNRM-GAME) Encadrant

---

**Ecole doctorale :** Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace

**Unité de recherche :** CNRM/GAME (URA1357), LACy (UMR8105)

**Directeur(s) de Thèse :** Frank Roux (LA), Hervé Giordani (CNRM)

**Rapporteurs :** Jérôme Vialard (LOCEAN), Jean-Philippe Duvel (LMD)







# Remerciements

Je tiens à remercier sincèrement l'ensemble des personnes qui m'ont accompagné tout au long de cette formidable aventure scientifique, à Toulouse comme à la Réunion.

Je remercie tout d'abord Hervé Giordani, qui a consacré beaucoup de temps et d'efforts pour m'aider dans mes réflexions scientifiques et mes développements techniques. Son enseignement de la « philosophie de la petite échelle », ainsi que des « équations avec les mains » restera sans aucun doute un point central dans mon approche de la recherche. Je tiens également à remercier Guy Caniaux, qui m'a appris à être plus clair et rigoureux dans mes raisonnements et ma rédaction scientifique. Ses récits de campagnes en mer m'ont également beaucoup apporté en venant compléter ma vision plutôt théorique de la surface des océans. Merci à Frank Roux pour avoir donné les lignes directrices de cette thèse, et pour sa supervision de l'ensemble de mon travail. Je remercie Sophie Belamari pour ses éclairages sur le code d'Ecume et Youcef Amar pour son aide dans quelques jolies galères informatiques. Enfin, je souhaite saluer chaleureusement Malick Wade, avec qui j'ai eu la chance de partager le même bureau. Un grand merci à tous les thésards, post-doc et chercheurs du couloir et du Loft que j'ai eu la chance de côtoyer pendant la thèse, pour les nombreux moments passés ensemble et les discussions menées autour d'un café, d'un repas Sodex ou d'une bière. Que cette bonne ambiance et cet esprit perdurent à GMGEC aussi longtemps que possible! Je souhaite enfin remercier l'équipe Méso-NH, et tout particulièrement Gaëlle Tanguy, pour son support et son aide dans les moments numériquement difficiles, voire instables.

Je n'oublie évidemment pas la « dream team » réunionnaise, sans qui cette thèse n'aurait été qu'océan. Travailler sur les cyclones avec vous et dans ce cadre idyllique fut réellement un immense plaisir. Je tiens à remercier spécialement David Barbary qui, grâce à ses compétences et sa bonne humeur, m'a permis une fois de plus de triompher de Méso-NH, car il ne faut pas croire que faire rentrer un cyclone dans un ordinateur est chose aisée. Je remercie Matthieu Plu qui m'a apporté son aide et ses conseils dans mes cheminements scientifiques. Je salue chaleureusement Ghislain Faure, le visage « opérationnel » de l'équipe, toujours présent pour partager un moment de geekisme intense. Je remercie l'ensemble des prévisionnistes cyclones, et particulièrement Sébastien Langlade, pour leurs nombreux éclairages et ponts qu'ils m'ont permis de bâtir entre la théorie des modèles et la pratique d'une prévision opérationnelle. Enfin, un immense merci au roi de l'Austral et de l'Opitek, incarnation de la sagesse et de la zen attitude, maître du carry et du tennis de table, devenu au fil du temps un grand ami, Rémy Lee-Ah-Siem.

J'espère être amené à tous vous revoir dans un avenir proche. Bon vent d'ici là !



# Résumé

Les cyclones tropicaux dépendent fortement de l'océan superficiel dont ils extraient l'énergie thermique nécessaire à leur maintien. Ils cèdent en contre partie une part importante de leur énergie cinétique à l'océan sous la forme de courants. Les flux de chaleur et de quantité de mouvement qui transitent à travers la surface constituent le lien entre ces deux milieux. Les quantités d'énergie échangées à travers la surface de l'océan dans un cyclone tropical sont énormes : de l'ordre de  $1000 \text{ W/m}^2$  pour le flux de chaleur et de l'ordre de  $5 \text{ N/m}^2$  pour le flux de quantité de mouvement. Cette interaction extrême entre l'océan et les cyclones constitue le point central de cette thèse.

Nous abordons dans une première partie la question de la paramétrisation des flux turbulents en surface dans un cyclone tropical. Le rôle critique du flux de chaleur en surface pour un cyclone impose en effet d'évaluer correctement cette quantité. Le comportement unique des flux turbulents en surface à l'intérieur des cyclones et la paramétrisation ECUME utilisée dans ce travail de modélisation sont décrits en détail. Cette paramétrisation se révèle être bien adaptée aux cyclones tropicaux, compte tenu du niveau actuel des connaissances sur ce sujet. Les ordres de grandeur des flux turbulents calculés sont réalistes.

La deuxième partie s'intéresse à la réponse de l'océan générée par un cyclone tropical. Le principal processus gouvernant cette réponse océanique étant le mélange turbulent vertical, un travail important est réalisé concernant la représentation de ce processus dans les deux modèles océaniques utilisés. Le premier modèle est un modèle intégral tridimensionnel et le deuxième est un modèle discrétisé verticalement unidimensionnel. Les deux paramétrisations du mélange vertical sont adaptées dans le cadre de leur utilisation en conditions cycloniques et validées. Elles montrent de très bonnes performances pour représenter l'évolution de la couche mélangée sous l'action d'un cyclone, en comparaison aux mesures effectuées lors de la campagne CBLAST en 2004. Le modèle intégral est ensuite utilisé pour évaluer en détail les bilans d'énergie cinétique et thermique de la couche mélangée océanique soumise à un forçage cyclonique idéalisé. Nous montrons que la réponse de la couche mélangée est très sensible à la vitesse de déplacement du cyclone. On distingue en particulier deux régimes de réponse océanique suivant la vitesse de déplacement du cyclone, la limite entre ces deux régimes se situant entre 5 et 6 m/s. Trois processus physiques interviennent dans la réponse océanique et interagissent à différents degrés suivant la vitesse de déplacement du cyclone. L'intensité et la structure des courants créés par le cyclone dépendent fortement d'un mécanisme de couplage entre les vents du cyclone et les courants dans la couche mélangée. Nous mettons en évidence que ce couplage est très sensible à la vitesse de déplacement du cyclone, ce qui peut aboutir à un phénomène de résonance entre le cyclone et l'océan. Nous montrons également que le déphasage entre la mise en place de l'upwelling créé par la divergence des courants et le déclenchement du mélange turbulent permet d'expliquer la réponse dynamique de la couche mélangée pour les cyclones lents. Enfin, nous mettons en évidence l'importance de la phase de préconditionnement de la couche mélangée à l'avant du cyclone dans l'intensité du refroidissement de la couche mélangée pour les cyclones lents. Pour les cyclones rapides, le mécanisme de couplage vent-courant est suffisant pour expliquer la réponse dynamique et thermodynamique de la couche mélangée.

La troisième partie de cette thèse présente l'étude du cyclone Ivan (2008) et de son interaction avec l'océan dans le bassin Indien sud-ouest. Nous utilisons ici le modèle atmosphérique Méso-NH couplé au modèle océanique unidimensionnel présenté et validé dans la partie précédente. Notre étude révèle deux phases successives dans le comportement du cyclone : une première



période où l'intensité du cyclone reste quasi-stationnaire, et une seconde période où le cyclone s'intensifie très rapidement. La première période se caractérise également en termes de température de surface de la mer (TSM) par une large anomalie froide formée par le cyclone au cours des jours précédant la période de notre étude. La deuxième période se caractérise par des TSM très élevées. Pour la première période, nous montrons que :

1 - le couplage avec l'océan modifie faiblement les flux de chaleur en surface à cause des températures de l'océan initialement déjà très basses, ce qui n'est pas suffisant pour affecter l'intensité du cyclone.

2 - l'anomalie froide de température de surface de la mer empêche la convection de se développer autour du centre du cyclone en diminuant fortement les flux de chaleur en surface sur une large zone.

3 - l'activité convective de la bande spiralée amplifie localement l'intensité des flux de chaleur en surface par l'action des courants subsidants, qui assèchent et refroidissent la couche limite atmosphérique.

Pour la période d'intensification rapide et de TSM élevées, nous montrons que :

1 - le couplage avec l'océan induit une diminution maximale des températures de surface de 4°C à l'arrière du cyclone, et de 2°C directement sous le cyclone lors de son maximum d'intensité.

2 - ce refroidissement engendre une forte diminution (- 40%) du flux turbulent total de chaleur en surface par rapport à la simulation forcée : le flux de chaleur sensible maximum est divisé par 4, le flux de chaleur latente est divisé par 2.

3 - cette diminution des flux de chaleur en surface a des répercussions importantes sur l'activité convective (- 25% de précipitations cumulées sur la période par rapport à la simulation forcée), ainsi que sur l'intensité du cyclone, dont l'évolution est mieux reproduite par la simulation couplée (+ 20% pour la pression centrale et - 35% pour les vents maximums).

Des perspectives associées aux différents résultats de cette thèse sont finalement proposées afin de poursuivre le travail engagé et de bénéficier des progrès effectués.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction.....</b>	<b>1</b>
1.1	Contexte général .....	1
1.2	Contexte opérationnel et régional .....	2
1.3	L’océan, source d’amélioration pour la prévision des cyclones tropicaux ? .....	3
1.4	Plan du manuscrit.....	5

## **Partie 1 : Paramétrisation des flux turbulents à la surface de l’océan**

<b>2</b>	<b>Estimation des flux turbulents à la surface de l’océan .....</b>	<b>9</b>
2.1	L’approche « bulk » .....	9
2.2	Détermination des coefficients d’échange dans un cyclone tropical .....	11
2.2.1	Le phénomène de saturation des coefficients d’échange.....	12
2.2.2	Principaux résultats de la campagne CBLAST .....	13
2.2.3	Approche « bottom-up » par l’océan.....	14
2.3	Influence des vagues, de l’écume et des embruns .....	15
<b>3</b>	<b>La paramétrisation ECUME .....</b>	<b>17</b>

## **Partie 2 : Réponse de l’océan à un forçage cyclonique**

<b>4</b>	<b>Revue des études sur la réponse de l’océan au passage d’un cyclone .....</b>	<b>23</b>
4.1	Approches et observations historiques.....	23
4.2	Revue des processus océaniques.....	25
4.2.1	Aspects ondulatoires .....	25
4.2.2	Processus physiques.....	28
<b>5</b>	<b>Modèles océaniques et représentation du mélange turbulent vertical.....</b>	<b>32</b>
5.1	Le système aux Equations Primitives .....	32
5.1.1	La diffusion verticale turbulente.....	33
5.1.2	Modèle unidimensionnel et paramétrisation de Gaspar et al. (1990) .....	35
5.1.3	Validation.....	36
5.2	Les modèles intégraux .....	43
5.2.1	La vitesse d’entraînement .....	44
5.2.2	Amélioration et validation de la paramétrisation de Gaspar (1988) .....	46
<b>6</b>	<b>« Numerical investigation of an oceanic resonant regime induced by hurricane winds »</b>	<b>50</b>
6.1	Résumé détaillé.....	50
6.2	Article .....	53

## Partie 3 : Rétroaction de l'océan sur les cyclones tropicaux

<b>7</b>	<b>Caractéristiques océaniques et atmosphériques du bassin Indien sud-ouest</b> .....	<b>79</b>
7.1	Propriétés océaniques.....	79
7.1.1	Le dôme de la thermocline des Seychelles-Chagos.....	79
7.1.2	Les tourbillons du canal du Mozambique.....	81
7.1.3	Quelques mots sur RAMA.....	83
7.2	Climatologie et variabilité des cyclones tropicaux.....	84
7.2.1	Caractéristiques principales (d'après Neumann 1993).....	84
7.2.2	Variabilité intra-saisonnière à pluri-annuelle.....	85
<b>8</b>	<b>Revue des études sur les interactions océan-cyclone</b> .....	<b>87</b>
8.1	Processus internes gouvernant l'intensité des cyclones.....	87
8.2	Etudes idéalisées du couplage océan-cyclone.....	91
8.3	Etude de l'influence du couplage pour des cas réels.....	93
<b>9</b>	<b>Étude du cyclone tropical Ivan et de son interaction avec l'océan</b> .....	<b>95</b>
9.1	Synopsis et motivations.....	95
9.1.1	Synopsis.....	95
9.1.2	Intérêts du cas d'étude.....	97
9.2	Le système couplé Méso-NH, Surfex/Écume et Océan 1D.....	98
9.2.1	Le modèle atmosphérique Méso-NH.....	98
9.2.2	Description du couplage entre les modèles.....	99
9.3	Configuration des expériences et initialisation des modèles.....	101
9.3.1	Configuration.....	101
9.3.2	Conditions initiales atmosphériques.....	102
9.3.3	Conditions initiales océaniques.....	104
9.4	Validation et analyse de la simulation atmosphérique.....	111
9.4.1	Trajectoires et erreurs de distance.....	111
9.4.2	Intensité en termes de pression et de vent.....	113
9.4.3	Structure du champ de vent et des précipitations.....	116
9.5	Validation et analyse de la réponse océanique.....	121
9.5.1	Température de surface de la mer.....	121
9.5.2	Contenu thermique océanique.....	122
9.5.3	Profondeur et courants de la couche mélangée.....	124
9.6	Effet du couplage avec l'océan sur le cyclone modélisé.....	126
9.6.1	Aspects globaux.....	126
9.6.2	Période 1 : du 13 au 15 Février.....	129
9.6.3	Période 2 : du 15 au 17 Février.....	134
9.6.4	Impact global sur l'atmosphère.....	139
9.7	Résumé des principaux résultats.....	143
<b>10</b>	<b>Conclusion</b> .....	<b>145</b>
	<b>Bibliographie</b> .....	<b>153</b>



# 1. Introduction

## 1.1. Contexte général

Cyclone tropical, ouragan, typhon. Derrière ces différents noms se cache l'une des plus belles, mais également l'une des plus meurtrières créations de la Nature. Ces phénomènes météorologiques exceptionnels sont à la fois source de fascinations pour les scientifiques et de craintes pour les populations côtières des régions tropicales. Leurs impacts en termes d'activités et de vies humaines peuvent être colossaux. Ils se positionnent donc naturellement comme l'un des plus grands mystères, mais également défis, face à nos connaissances scientifiques actuelles afin de percer leurs secrets. Car mieux nous comprendrons les cyclones tropicaux, mieux nous pourrons les prévoir et nous en protéger.

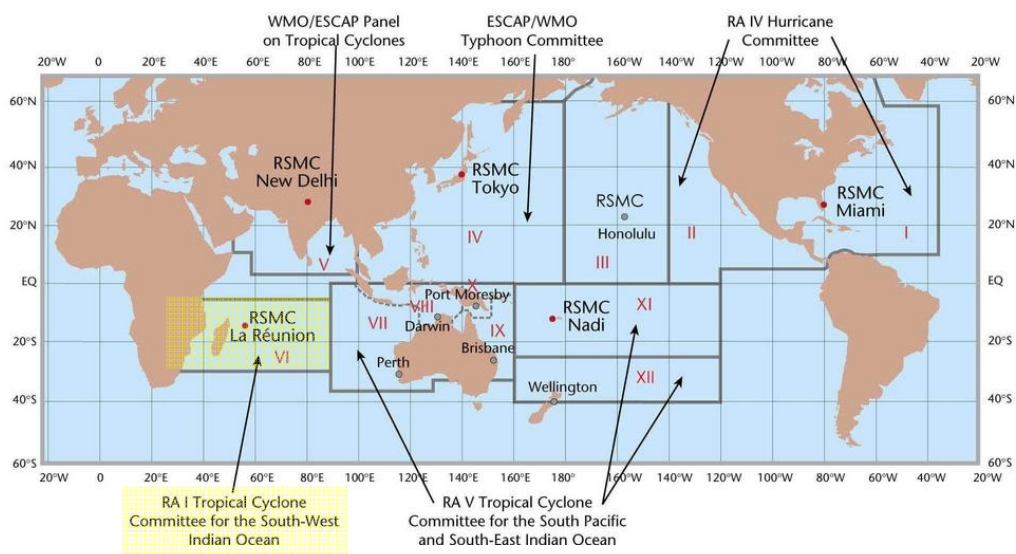
Mais au delà de leurs impacts sociétaux, les cyclones tropicaux constituent avant tout un rouage important du système climatique de la planète Terre. Se développant uniquement au dessus des océans chauds du globe, ils représentent l'un des mécanismes naturels les plus efficaces pour répartir et rééquilibrer l'énergie entre les zones tropicales surchauffées et les régions des moyennes latitudes plus froides. Nous bénéficions donc indirectement de leurs effets sur le climat planétaire, malgré les catastrophes qu'ils entraînent localement lorsqu'ils viennent s'échouer sur les côtes.

Ne pouvant agir sur ces phénomènes, nous nous devons de les observer et de les comprendre, afin de mieux prévenir et alerter les populations concernées par ce risque naturel. Les progrès récents accomplis dans les domaines de la prévision numérique du temps et des moyens d'observation, tels que les radars et les satellites, ont permis d'améliorer grandement l'état de nos connaissances et de notre compréhension de l'atmosphère tropicale, et plus particulièrement des cyclones tropicaux. Aucun cyclone n'échappe désormais aux satellites, qui fournissent en temps réel aux prévisionnistes les informations nécessaires à la surveillance des différents bassins cycloniques. Des vols de reconnaissance sont également effectués de manière systématique à l'intérieur des cyclones des bassins Pacifique nord-est et Atlantique nord-ouest afin d'obtenir des observations in-situ de tous les cyclones approchant le continent américain. L'ensemble de ces observations permet de dresser un portrait de plus en plus complet des cyclones tropicaux et de quantifier avec une plus grande précision l'ensemble des phénomènes extrêmes qui y sont associés, tels que le vent, les précipitations, les vagues, la marée de tempête, ... Parallèlement, les modèles numériques de prévisions du temps ont connu des progrès fulgurant au cours de ces dernières années, notamment grâce à l'apparition de modèles adaptés aux cyclones, ainsi qu'à l'augmentation rapide de la puissance de calcul des ordinateurs. La disponibilité d'observations a également joué un rôle très important dans l'amélioration des modèles numériques, en permettant de corriger les états initiaux et la dérive des modèles (assimilation de données), de vérifier leurs prévisions et d'améliorer les paramétrisations des différents processus physiques.

## 1.2. Contexte opérationnel et régional

Le centre Météo-France de l'île de la Réunion a été désigné en 1993 comme « Centre Météorologique Régional Spécialisé » (RSMC) pour la surveillance des cyclones tropicaux du sud-ouest de l'océan Indien par l'Organisation Mondiale de la Météorologie. Sept autres RSMC se répartissent dans les autres bassins cycloniques afin de surveiller l'intégralité des zones présentant un risque cyclonique (Fig. 1). L'aire de responsabilité du RSMC de la Réunion s'étend de 0° à 40°S, et du continent africain jusqu'à 90°E, en incluant le canal de Mozambique. Elle est désignée en tant que bassin Indien sud-ouest (BISO). La mission principale du RSMC consiste à fournir des informations et une assistance concernant toutes les perturbations tropicales présentes dans sa zone de responsabilité aux différents pays du bassin. Mais le RSMC s'implique également dans des activités de recherche et développement à travers l'équipe « cyclones » de Laboratoire de l'Atmosphère et des Cyclones afin d'améliorer en permanence la qualité de leurs prévisions. Le travail mené au cours de cette thèse s'inscrit pleinement dans cette démarche.

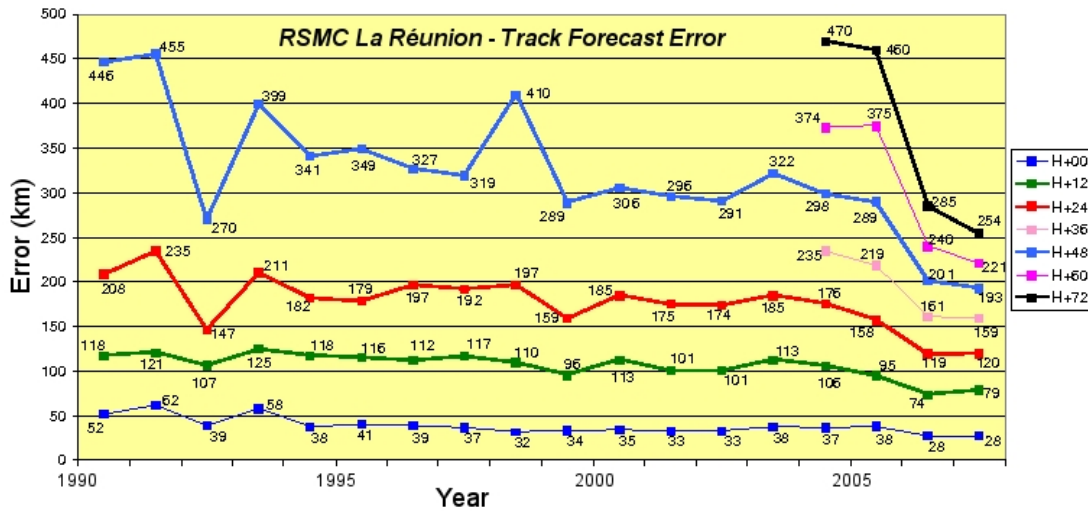
Il faut également noter que le BISO demeure le bassin le moins documenté et le moins étudié vis à vis des cyclones tropicaux. L'absence totale de campagnes de mesures et la pauvreté des observations in-situ dans cette région pourtant très active météorologiquement illustrent bien ce point. Cette thèse vise donc également de remédier en partie à ce déficit de connaissances sur les cyclones tropicaux du BISO.



**Fig. 1 Répartition géographique des différents bassins cycloniques et de leurs centres de surveillance météorologique respectifs (WMO)**

Au cours des dix dernières années, la prévision de la trajectoire des cyclones a progressé de manière régulière, y compris pour le bassin Indien sud-ouest (Fig. 2). Les prévisions de trajectoire à 48 h sont désormais aussi précises que celles à 24 h il y a 10 ans. Ces progrès ont pu être accomplis notamment grâce à l'amélioration des modèles numériques de prévision en termes de résolution spatiale et de paramétrisations physiques, mais également grâce à une meilleure utilisation des mesures satellites. C'est ainsi que depuis 2006, le RSMC de la Réunion produit des prévisions à 72 h avec une précision supérieure à celle à 48 h cinq ans auparavant. Mais des progrès restent encore à faire car les erreurs de positions à 24 h sont du

même ordre de grandeur que les dimensions caractéristiques de la zone de vent fort d'un cyclone (~100 km) ou d'une île, telle que la Réunion.



**Fig. 2 Evolution des erreurs moyennes de prévision des trajectoires depuis 1990 (RSMC La Réunion)**

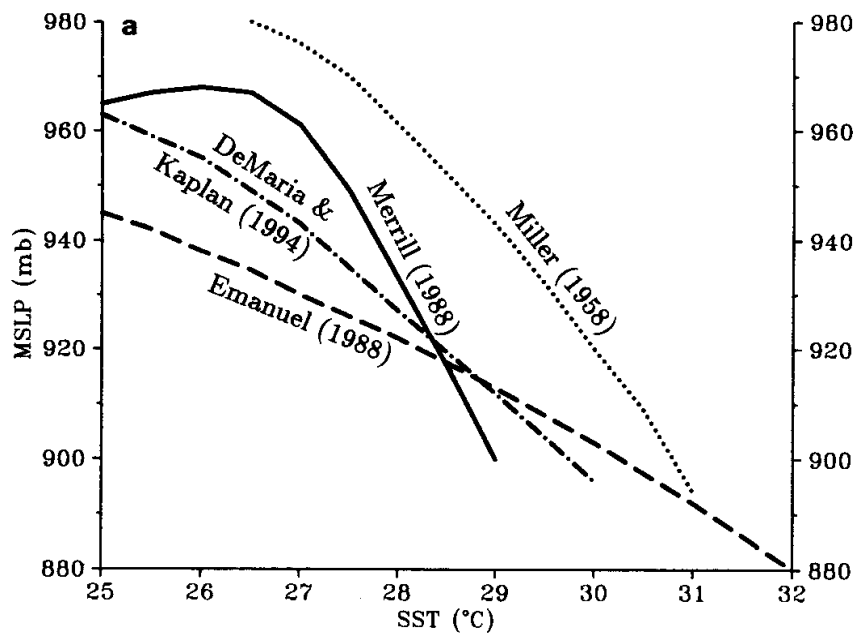
On ne peut malheureusement pas dire la même chose concernant la prévision de l'intensité et de la structure des cyclones. Celle-ci n'a en effet que très faiblement progressé au cours de cette décennie, et reste donc l'un des principaux challenges en termes de prévision numérique du temps. A titre d'exemple, la prévision d'intensité à 24h d'échéance n'a pas progressé depuis presque dix ans sur le bassin Atlantique nord. Ces difficultés proviennent du fait que l'intensité et la structure des cyclones sont pilotées par un ensemble de processus physiques s'étalant sur une gamme d'échelles spatiales et temporelles très large, ainsi que par leurs interactions réciproques. Il faut donc être capable de comprendre cet ensemble et de le représenter correctement dans les modèles numériques afin d'améliorer sensiblement la prévision des changements d'intensité et de structure des cyclones tropicaux. De nombreux efforts sont menés à l'heure actuelle dans cette direction afin d'améliorer la qualité des prévisions en terme d'intensité et de mieux anticiper l'évolution rapide de certains systèmes actuellement très mal prévus.

### 1.3. L'océan, source d'amélioration pour la prévision des cyclones tropicaux ?

L'une des nombreuses pistes d'amélioration qui a été longtemps négligée est la représentation de l'océan et de son évolution dans les modèles atmosphériques. On sait pourtant depuis presque 50 ans que la température de surface de l'océan (l'abréviation « TSM », pour température de surface de la mer, sera utilisée par la suite) est l'un des facteurs les plus importants pour l'atmosphère tropicale, pilotant les cyclogenèses, mais également l'intensité des cyclones matures. La chaleur contenue dans l'océan superficiel constitue en effet la principale source d'énergie pour la formation et l'intensification des cyclones. Il paraît donc logique qu'une forte dépendance existe entre l'amplitude de la TSM et l'intensité d'un cyclone. Des études climatologiques (Gray 1968, 1975, 1979) ont ainsi démontré que des TSM supérieures à 26°C sur plusieurs dizaines de mètres de profondeur sont une condition nécessaire, mais non suffisante, à la cyclogenèse. Des comparaisons entre TSM et intensité



ont également été menées par des approches théoriques (Emanuel 1988), numériques (Merrill 1988, DeMaria et Kaplan 1994) et par l'utilisation d'observations (Miller 1958).



**Fig. 3 Pression minimale au niveau de la mer dans un cyclone tropical exprimée en fonction de la TSM d'après différentes études (Kaplan et Maria 1994)**

Sans rentrer dans le détail de ces études, on voit qu'il existe une forte dépendance entre la TSM et la pression centrale (Fig. 3), même si cette relation peut fortement varier suivant le type d'approche utilisée et la TSM considérée (climatologique ou in-situ). On obtient ainsi en moyenne qu'une variation de la TSM de 1°C correspond à une variation de la pression centrale de 10 à 15 hPa. Le modèle théorique d'Emanuel (1986) permet par exemple de calculer l'intensité potentielle maximale d'un cyclone, c'est-à-dire celle qu'il pourrait atteindre dans un environnement parfaitement favorable. Elle permet donc de déterminer une limite supérieure climatologique à l'intensité des cyclones. Mais DeMaria et Kaplan (1994) ont démontré qu'en moyenne, les cyclones n'atteignent que 50% de cette intensité maximale théorique, et que seulement 1 sur 5 atteint 80%. Enfin, Holliday et Thompson (1979) et Evans (1993) ont montré que des TSM supérieures à 28°C sont une condition nécessaire à l'intensification rapide des cyclones tropicaux.

Ces approches globales présentent toutefois le défaut d'être également très simplificatrices, alors que la relation « cyclone-océan » qu'elles tentent de schématiser est complexe et composée d'une infinité de cas particuliers. L'évolution d'un cyclone ne se résume pas uniquement à la température de l'eau sur laquelle il s'apprête à passer. Le cyclone agit fortement sur l'océan, comme nous pourrions l'observer et l'étudier dans la deuxième partie de ce manuscrit de thèse. Et l'évolution de l'océan sous l'action du cyclone influence en retour l'évolution du cyclone, comme nous le verrons dans la troisième partie du manuscrit. Nous sommes donc en présence d'un système « océan-cyclone » entièrement couplé d'une grande richesse, mais également d'une grande complexité. Une meilleure compréhension de ce système pourrait par conséquent nous permettre de réaliser des progrès significatifs dans la prévision de l'intensité et de la structure de cyclone tropicaux.

## 1.4. Plan du manuscrit

Nous aborderons tout d'abord ce vaste thème par une description détaillée de la représentation des flux turbulents à la surface de l'océan en condition cyclonique. L'interface air-mer constitue en effet le siège des transferts d'énergie qui ont lieu entre l'océan et les cyclones. Elle doit par conséquent être traitée avec une grande attention. L'intensité extrême des vents cycloniques donne lieu à un comportement unique des flux turbulents que nous détaillerons dans cette première partie. Nous présenterons également la paramétrisation ECUME utilisée dans le cadre de cette thèse pour estimer les flux turbulents en surface.

Une étude approfondie de la réponse de l'océan, et plus particulièrement de la couche mélangée océanique (CMO) à un cyclone tropical sera ensuite présentée dans la deuxième partie de ce manuscrit. Après une revue historique des observations de l'océan obtenues lors du passage de cyclones et des découvertes qu'elles ont permis d'accomplir, nous compléterons cette approche par une description des principaux processus physiques générés par les cyclones dans l'océan. Nous nous pencherons également en détail sur les différents types d'approches théoriques et numériques qui ont permis de comprendre et de modéliser ces processus. Une attention particulière sera ensuite portée à la représentation du mélange vertical turbulent dans ces modèles, car c'est le principal processus physique responsable de l'évolution de l'océan sous l'action d'un cyclone. Nous présenterons les performances des deux modèles océaniques utilisés dans le cadre de cette thèse, en insistant sur les paramétrisations du mélange vertical turbulent qu'ils utilisent. L'étude menée à l'aide du modèle intégral tridimensionnel sera présentée sous la forme d'un article paru dans la revue *Ocean Dynamics*. Elle porte sur la sensibilité de la réponse océanique à la vitesse de déplacement d'un cyclone dans un cadre idéalisé, par l'intermédiaire d'un bilan d'énergie cinétique et de chaleur de la couche mélangée.

La troisième grande partie de ce manuscrit sera consacrée à l'étude de la rétroaction de l'océan sur les cyclones. Nous décrirons tout d'abord les principales caractéristiques océaniques et atmosphériques du bassin Indien sud-ouest afin de mieux comprendre le contexte de ce travail et de mettre en avant les spécificités de ce bassin. Une revue des principaux résultats obtenus à l'aide de modèles couplés océan-atmosphère sera ensuite présentée. L'étude réalisée porte sur le cyclone Ivan qui s'est déroulé en Février 2008 dans le bassin Indien sud-ouest. Une description des outils numériques utilisés, à savoir le système couplé Méso-NH (modèle atmosphérique) – Surfex/Ecume (paramétrisation des flux turbulents en surface) – Océan1D (modèle océanique) sera faite. Nous présenterons ensuite en détail le déroulement des deux simulations réalisées en couplant ou non les deux milieux. Nous verrons ainsi l'influence qu'a exercée l'océan sur ce cyclone, tout d'abord grâce à une représentation réaliste de l'état initial de l'océan, puis à l'aide du modèle océanique unidimensionnel. Une attention particulière sera portée sur les flux turbulents de chaleur en surface et leur rôle dans l'évolution du cyclone sera détaillé.

Ce manuscrit s'achèvera par une conclusion permettant une mise en perspective des résultats obtenus au cours de cette thèse, et présentant également les voix d'amélioration et de poursuite de ce travail.



## **Partie 1 : Paramétrisation des flux turbulents à la surface de l'océan**

Les flux turbulents jouent un rôle très important au niveau de l'interface air-mer pour les cyclones car les flux turbulents de chaleur sensible et latente en surface transfèrent l'énergie thermique de l'océan au cyclone, alors que les flux de quantité de mouvement transmettent une partie de l'énergie cinétique du cyclone à l'océan. La compétition entre ces deux processus modifie la structure dynamique et thermodynamique du cyclone sur les premiers kilomètres de l'atmosphère et modulent ainsi l'intensité du cyclone. Il est par conséquent crucial de représenter correctement les flux turbulents à la surface de l'océan dans un cyclone.



## 2. Estimation des flux turbulents à la surface de l’océan

### 2.1. L’approche « bulk »

Les flux turbulents de quantité de mouvement, de chaleur sensible et de chaleur latente s’expriment respectivement en fonction des fluctuations turbulentes du vent, de la température et de l’humidité :

$$\vec{\tau} \begin{cases} \tau_x = \rho_a \overline{w'u'} \\ \tau_y = \rho_a \overline{w'v'} \end{cases}$$

$$H = \rho_a C_{pa} \overline{w'\theta'}$$

$$LE = \rho_a L_{va} \overline{w'q'}$$

où  $\vec{\tau}$ ,  $H$  et  $LE$  représentent respectivement les flux turbulents de quantité de mouvement, de chaleur sensible et de chaleur latente.  $\rho_a$  est la densité de l’air,  $C_{pa}$  est la capacité calorifique de l’air et  $L_{va}$  est la chaleur latente spécifique de vaporisation.  $u$ ,  $v$  et  $w$  sont respectivement les composantes zonales, méridiennes et verticales de la vitesse du vent,  $\theta$  est la température potentielle et  $q$  est l’humidité spécifique.  $\alpha'$  représente la perturbation de la variable  $\alpha$  par rapport à sa valeur moyenne  $\bar{\alpha}$  tel que  $\alpha = \bar{\alpha} + \alpha'$  et que  $\overline{\alpha'} = 0$ .

L’accès à ces grandeurs turbulentes reste toutefois problématique, aussi bien du point de vue expérimental que du point de vue de la modélisation. Dans le premier cas, les mesures des fluctuations turbulentes nécessitent un équipement sophistiqué (anémomètre sonique et réfractomètre) et lourd à mettre en œuvre sur un navire dédié à ces mesures sur l’océan. Dans le cas de la modélisation, les modèles atmosphériques actuels n’ont pas des résolutions spatiales suffisantes pour résoudre explicitement ces fluctuations turbulentes.

Face à ces difficultés multiples, une autre approche consiste à utiliser une formulation simplifiée des flux turbulents de surface ne faisant intervenir que des grandeurs météoro-océaniques moyennes. Elle présente par conséquent l’avantage majeur de ne faire intervenir dans l’estimation des flux turbulents que des quantités facilement mesurables et représentables dans les modèles atmosphériques. C’est pourquoi l’on nomme cette méthode la méthode aérodynamique globale ou « bulk ». Cette approche comporte cependant deux inconvénients importants. D’une part, elle repose sur la détermination expérimentale des coefficients de transfert, fonctions complexes élaborées à partir des rares mesures de turbulence atmosphériques disponibles sur les océans. D’autre part, cette formulation simplifiée est uniquement valable sous des hypothèses à la fois contraignantes et difficilement vérifiables.

La paramétrisation « bulk » repose en effet sur la théorie des similitudes de Monin et Obukhov (1954). Cette théorie fondamentale permet de décrire la structure verticale du vent, de la température et de l’humidité de la couche limite atmosphériques à partir de quatre échelles caractéristiques, à savoir  $u_*$  pour le vent,  $\theta_*$  pour la température,  $q_*$  pour l’humidité et  $L$ , dite longueur de Monin-Obukhov, pour la stabilité de l’atmosphère. Ces échelles

caractéristiques peuvent elles-mêmes s’écrire en fonction des flux turbulents de surface. Il devient alors possible de relier les flux turbulents de surface aux profils verticaux de vent, de température et d’humidité en valeurs moyennes dans la couche limite atmosphérique si l’on connaît la stabilité de l’atmosphère. On obtient ainsi la formulation « bulk » des flux turbulents en surface :

$$\tau/\rho_a = -\overline{w'u'} = u_*^2 = C_D (U - U_s)^2$$

$$H/\rho_a C_{pa} = -\overline{w'\theta'} = u_* \theta_* = C_H (U - U_s)(\theta - \theta_s)$$

$$LE/\rho_a L_{va} = -\overline{w'q'} = u_* q_* = C_E (U - U_s)(q - q_s)$$

où  $C_D$ ,  $C_H$  et  $C_E$  sont respectivement les coefficients de transfert de quantité de mouvement, de chaleur sensible et de chaleur latente.  $U$ ,  $\theta$  et  $q$  représentent respectivement les valeurs moyennes à l’altitude considérée de l’intensité du vent, de la température potentielle et de l’humidité spécifique. L’indice  $s$  indique que la quantité est mesurée à la surface.

Les différents coefficients de transfert  $C_D$ ,  $C_H$  et  $C_E$  permettent de décrire le profil vertical des différentes grandeurs météorologiques en fonction de la stabilité de l’atmosphère. Afin de pouvoir comparer facilement des estimations de flux turbulents réalisées lors de différentes campagnes de mesures, ces coefficients sont exprimés en fonction des coefficients de transfert établis dans une atmosphère neutre à dix mètres d’altitude. Ces coefficients de transfert neutres à 10m constituent véritablement le cœur de la paramétrisation « bulk ». Leur détermination dans une gamme très large de conditions atmosphériques et océaniques représente par conséquent un enjeu majeur dans ce domaine. Cette approche standardisée permet également de faire évoluer facilement les coefficients au fur et à mesure de la disponibilité de nouvelles mesures de turbulence.

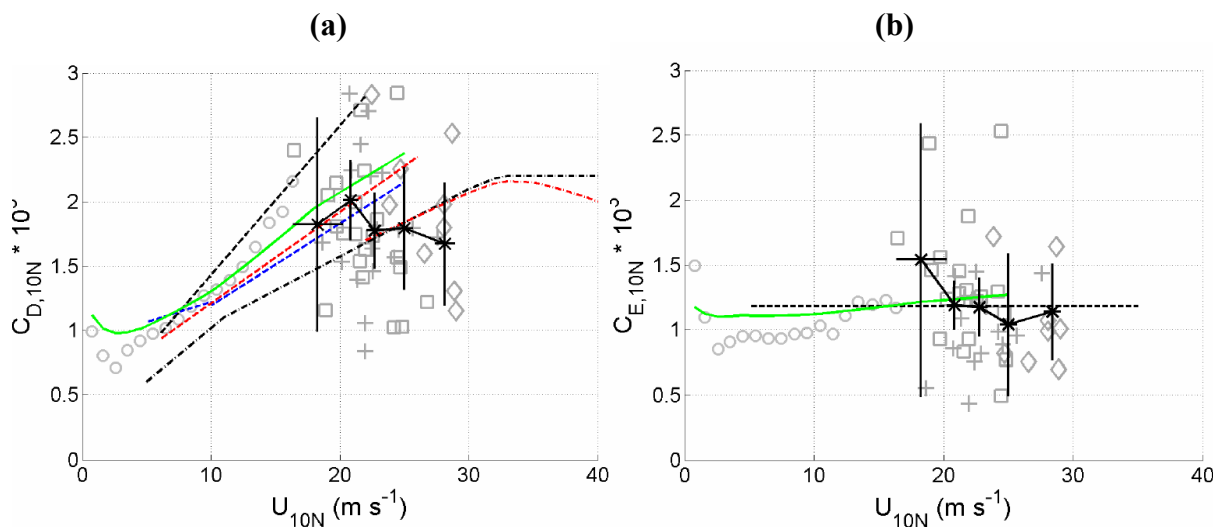
Cependant, on s’aperçoit aujourd’hui qu’il existe une dispersion très importante des valeurs de ces coefficients déduits de nombreuses campagnes de mesures. Les incertitudes liées aux appareils de mesure et aux méthodes de traitement des données expliquent seulement en partie cette dispersion. De plus, cette dispersion reste présente même lorsque plusieurs mesures sont effectuées dans des conditions atmosphériques et océaniques très similaires. Ce comportement peut être interprété ainsi : les hypothèses permettant d’écrire ces formulations simplifiées ne sont pas respectées car les conditions naturelles diffèrent trop du cadre idéalisé imposé par la théorie des similitudes. Il suffit de citer les plus contraignantes de ces hypothèses pour se rendre compte qu’elles sont en permanence violées en milieu naturel :

- écoulement homogène horizontalement
- écoulement stationnaire
- vitesse verticale moyenne nulle
- échelles caractéristiques et longueurs de rugosité indépendantes de la stabilité de l’atmosphère

La forte dispersion observée traduit donc l’écart qui existe entre la complexité de la nature et la simplicité de l’approche « bulk », ainsi que la non-prise en compte de phénomènes de petite échelle, tel que les états de mer. Il semble par conséquent logique qu’une incertitude importante persiste dans la détermination des coefficients d’échange neutre à 10m et dans l’estimation des flux turbulents en surface. Cependant, il n’existe pas à l’heure actuelle d’alternative à cette approche « bulk » permettant une estimation plus précise des flux turbulents, compte tenu de l’absence de représentation de la turbulence de petite échelle dans les modèles atmosphériques.

## 2.2. Détermination des coefficients d’échange dans un cyclone tropical

L’approche « bulk » apparaît d’autant moins adaptée dans un cyclone tropical, où l’intensité des vents peut dépasser les 200 km/h dans la couche limite et où la direction du vent peut basculer de 180° en moins d’une heure. On imagine aisément l’exploit technique, voire le miracle, qui doit être accompli afin d’obtenir des estimations correctes des flux turbulents dans ces conditions. Il existe pourtant depuis très récemment quelques estimations des coefficients de transfert neutre à 10m à l’intérieur des cyclones (Fig. 4). Malgré un échantillon très faible de valeurs et une dispersion très marquée, ces mesures constituent une avancée très encourageante qui a déjà permis d’établir quelques propriétés importantes des flux turbulents par vent très fort ( $> 20$  m/s).



**Fig. 4 (a)  $C_{D10n}$  déduits lors de la campagne CBLAST dans les cyclones Fabian et Isabel en 2003 (symboles) (Black et al. 2007) et comparés à d’autres paramétrisations existantes (pointillé-point noir : Donelan et al. 2004, pointillé-point rouge : Powell et al. 2003, pointillé bleu : Smith 1980, pointillé rouge : Yelland et al. 1998, pointillé noir : données HEXOS d’après Smith et al. 1992)**  
**(b)  $C_{E10n}$  déduits des mesures effectuées lors de la campagne CBLAST (Black et al. 2007) et comparés aux données HEXOS (DeCosmo et al. 1996) (pointillé noir) et à la paramétrisation COARE 3.0 (Fairall et al. 2003) (ligne verte)**



### 2.2.1. Le phénomène de saturation des coefficients d’échange

Pendant très longtemps, aucune estimation des flux turbulents n’a été possible pour des vitesses de vent supérieures à  $\sim 20$  m/s, principalement pour des raisons techniques. La seule alternative possible a donc été d’extrapoler linéairement les coefficients de transfert déduits des mesures effectuées par vent faible à des vents plus forts. Les modèles atmosphériques servant à la prévision des cyclones utilisaient par conséquent jusqu’à récemment des paramétrisations des flux turbulents de surface telles que Large et Pond (1981), Smith (1980), ou encore Louis (1979) pour les modèles de prévision de Météo-France, dont les coefficients de transfert dépendent linéairement de la vitesse de vent. Mais des études ont pointé du doigt dès 1984 cette extrapolation du coefficient de traînée à l’aide de bilans de quantité de mouvement effectués à l’intérieur de la couche limite cyclonique (Frank 1984, Kaplan et Frank 1993). Les auteurs ont en effet montré que la quantité de mouvement dissipée à l’intérieur de la couche limite d’un cyclone est trop importante pour maintenir des vents d’intensité élevée lorsque  $C_D$  est extrapolé linéairement. Andreas et Decosmo (1999) ont également montré que la paramétrisation COARE 2.5 (Fairall et al. 1992) surestimait le flux de chaleur latente pour des vitesses de vent supérieures à 15 m/s par comparaison à de nouvelles mesures par vent fort issues de la campagne HEXOS. Ces travaux ont conduit à introduire pour la première fois une limite aux coefficients de transfert pour les vents supérieurs à 20 m/s dans la paramétrisation COARE 3.0 (Fairall et al. 2003). Parallèlement à cela, Emanuel (1995) a démontré dans le cadre d’une étude théorique que le vent maximum et la pression centrale d’un cyclone dépendent du quotient entre le coefficient de transfert de l’enthalpie ( $C_K$ , approximé par la somme des coefficients de transfert de chaleur latente et sensible) et celui de quantité de mouvement  $C_K/C_D$ . Ces travaux montrent également que ce quotient doit être supérieur à 0,75 pour permettre le développement d’un cyclone. Des mesures réalisées dans une tempête tropicale lors de la campagne de mesure CBLAST (Black et al. 2007) ont donné un quotient très proche de cette valeur théorique égal à 0,7. Des travaux plus récents d’Emanuel (2007) sur le cyclone Isabel (2003) indique que ce rapport augmente pour des vents supérieurs à 30 m/s, alors qu’il reste quasi-constant pour des vents compris entre 20 et 30 m/s du fait de l’augmentation simultanée de  $C_K$  et de  $C_D$  (Andreas et Emanuel 2001).

Concernant le coefficient de transfert de quantité de mouvement, Donelan (1999) montre l’existence d’un phénomène de saturation lié au déferlement permanent du champ de vagues pour des vents supérieurs à 30 m/s, ainsi que l’existence d’une limite asymptotique de  $C_D$  pour des vents dépassant 30 m/s en veine hydraulique (Donelan 2004). Une analyse détaillée des profils de vent mesurés par 331 sondes dans le mur de l’œil de nombreux cyclones a permis à Powell et al. (2003) de déterminer avec précision le profil de vent moyen jusqu’à des vitesses de 85 m/s et d’en déduire les coefficients de traînée correspondant à ces vitesses extrêmes. Il montre ainsi l’existence d’une valeur seuil pour  $C_D$  vers 33 m/s, et même une décroissance du coefficient de transfert au-delà. En étendant son étude à un plus grand nombre de profils, Powell (2007) montre également une forte dépendance azimutale du coefficient de transfert par rapport au centre du cyclone. Ces travaux suggèrent en accord avec Donelan (2004) que l’état de mer très complexe présent dans les cyclones tropicaux (superposition de la houle et de la mer du vent) joue un rôle important en modulant les longueurs de rugosité. L’auteur pense également que la présence d’écume sur la majeure partie de la surface de l’océan pour des vitesses de vent supérieures à 40 m/s modifie fortement les capacités de la surface à transférer de la quantité de mouvement entre l’air et l’océan.

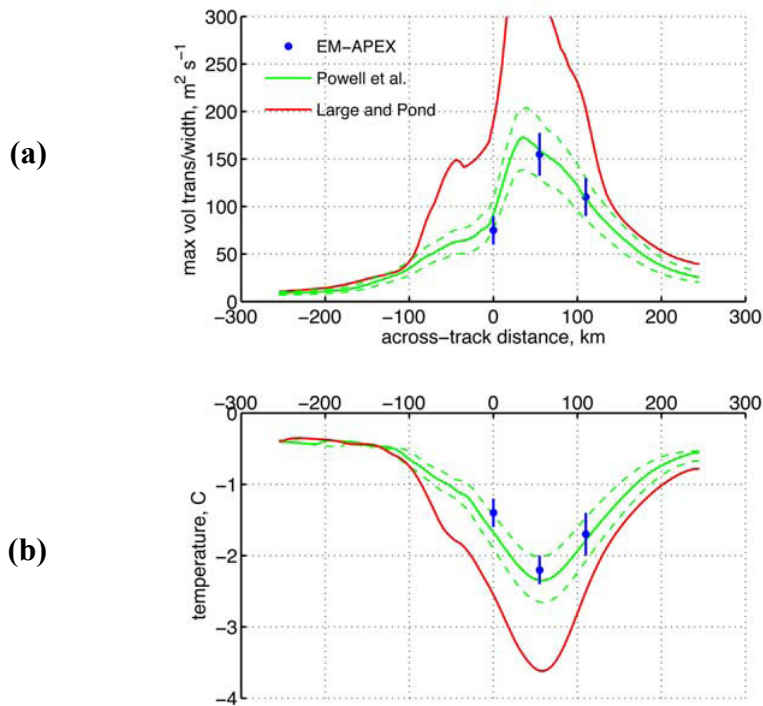
### 2.2.2. Principaux résultats de la campagne CBLAST

Cependant, ces premières estimations reposent encore sur la théorie des similitudes. Les premières mesures de fluctuations turbulentes à l’intérieur de la couche limite d’un cyclone ont été réalisées lors de la campagne CBLAST (« Coupled Boundary Layer Air-Sea Transfer »). Cette campagne entièrement dédiée à l’observation et à la mesure des couches limites atmosphériques et océaniques à l’intérieur des cyclones s’est déroulée lors des saisons cycloniques 2003 et 2004 dans le bassin Atlantique nord. En 2003, 15 sections de 13 à 55 km de longueur ont été réalisées par l’avion WP-3D de la NOAA dans les cyclones Fabian et Isabel avec des vitesses de vent maximales de 30 m/s et à des altitudes comprises entre 70 et 400m (pour une hauteur de couche limite estimée à 500m). Ces avions étaient équipés de capteurs spécialement développés pour cette campagne. Les mesures obtenues lors de cette campagne constituent par conséquent un jeu de données unique au monde. Il est important de noter que lors de l’un de ces vols, un moteur fut gravement endommagé par l’accumulation de sel transporté par les embruns à l’intérieur du moteur. Par conséquent, il n’est pas prévu de renouveler ce type de mesures dans un avenir proche pour des raisons évidentes de sécurité.

En combinant ces mesures de fluctuations turbulentes aux mesures réalisées aux mêmes instants par le même avion des différents paramètres météo-océaniques standard (vent à 10m par radiomètre microonde, TSM par radiomètre infrarouge), il est possible d’accéder aux coefficients d’échange neutres à 10m présentés sur la Figure 4. Black et al. (2007) soulignent toutefois que dans un milieu où les vagues peuvent individuellement dépasser 20m, la signification d’une altitude de référence à 10m peut être remise en question. French et al. (2007) a ainsi montré un comportement très similaire aux mesures et études précédentes de  $C_D$  pour des vitesses inférieures à 22 m/s. Au-delà,  $C_D$  cesse d’augmenter avec la vitesse du vent et décroît légèrement jusqu’à 30 m/s. Le comportement observé est donc très similaire à celui observé dans les études de Powell (2003) et de Donelan (2004), mais le seuil correspondant est observé avec un décalage de 10 m/s par rapport à ces mêmes études. Les incertitudes associées à ces mesures, représentées par les intervalles de confiance à 95% sur la Figure 4, demeurent toutefois trop importantes pour privilégier certains résultats et comprendre ces écarts. Concernant le flux de chaleur latente, Drennan et al. (2007) observent que  $C_E$  se comporte de manière indépendante du vent pour des vitesses comprises entre 15 et 30 m/s. Les valeurs obtenues coïncident bien avec celles obtenues durant la campagne HEXOS (DeCosmo et al. 1996) pour des vitesses de vents comprises entre 5 et 15 m/s. Elles montrent également une indépendance de  $C_E$  vis-à-vis de l’intensité du vent. Les raisons physiques évoquées par Drennan et al. (2007) pour expliquer ce comportement sont, d’une part, la modification des transferts de chaleur lorsque la surface est recouverte d’écume, et d’autre part, la présence significative d’embruns.

### 2.2.3. Approche « bottom-up » par l’océan

Afin de contourner les problèmes techniques et les incertitudes liées aux mesures dans les cyclones, plusieurs études ont tenté de retrouver les valeurs des coefficients de transfert à partir de bilans de quantité de mouvement et de chaleur dans l’océan superficiel, ce dernier étant plus facilement mesurable que l’atmosphère lors du passage d’un cyclone. Jarosz et al. (2007) ont ainsi déduit  $C_D$  à partir d’un bilan simplifié de quantité de mouvement intégré verticalement sur la profondeur de la colonne d’eau. En résolvant cette équation à l’aide des courants mesurés par plusieurs courantomètres et des vents mesurés par une bouée ancrée, ils ont abouti à des valeurs et à un comportement de  $C_D$  très similaire à celui déduit des études atmosphériques, à savoir une augmentation jusqu’à 32 m/s, suivi par une diminution jusqu’à 50 m/s. La cohérence des résultats obtenus par ces deux types d’approches pourtant différentes permet donc progressivement de converger vers des valeurs de  $C_D$  de plus en plus précises par vent fort.



**Fig. 5 (a) Section « cross-track » du transport maximal simulé et observé  
(b) Section « cross-track » du refroidissement de la couche mélangée simulée et observée  
(Sanford et al. 2007)**

Sanford et al. (2007) ont également montré en s’appuyant sur les données de la campagne CBLAST que le modèle océanique 3DPWP (Price et al. 1994) n’est capable de reproduire correctement la réponse de l’océan générée par un cyclone que lorsqu’il est forcé par des flux de quantité de mouvement calculés à partir des coefficients de transfert donnés par Powell et al. (2003). La réponse en température et le transport produits par le modèle sont en effet largement surestimés par rapport aux données in-situ (Fig. 5) lorsque l’auteur utilise une paramétrisation dont les coefficients dépendent linéairement de la vitesse du vent (Large et Pond 1981). On imagine par conséquent les répercussions que peuvent produire de telles

erreurs dans le cadre de la modélisation couplée sur l’intensité simulée d’un cyclone. Enfin, il est important de noter qu’on ne peut pas estimer de la même manière  $C_E$  et  $C_K$  car les flux de chaleurs en surface ont une contribution très faible ( $< 15\%$ ) sur le bilan de chaleur de la couche mélangée en conditions cycloniques (voir Partie 2).

### 2.3. Influence des vagues, de l’écume et des embruns

Parallèlement à cela, la mise au point récente de modèles couplés atmosphère-vague-océan (Moon et al. 2004, Chen et al. 2006), ainsi que des travaux théoriques sur le comportement par vent fort des vagues et de la couche atmosphérique en contact direct avec les vagues (Emanuel 2003, Makin 2004) permettent d’expliquer par différents mécanismes liés aux propriétés du champ de vague ce phénomène de saturation et de décroissance du  $C_D$ . Même s’il n’y a pas encore de consensus sur la question, l’étude de la dynamique du couplage vent-vagues (dissipation de l’énergie par déferlement, mécanisme de séparation de la couche atmosphérique en contact avec les vagues, ...) et de l’arrachement mécanique des gouttelettes d’eau (génération des embruns) ont permis des avancées importantes sur ce sujet.

Les états de mer créés par les cyclones tropicaux sont très complexes du fait de l’évolution rapide et de l’intensité du champ de vent. On observe généralement des vagues jeunes de forte cambrure à l’arrière des cyclones (spectre unimodal) et des vagues plus développées et de taille plus importante à l’avant qui viennent se superposer à la mer du vent avec des angles de propagation pouvant diverger de  $90^\circ$  (spectre bimodal, voire trimodal) (Wright et al. 2001). On pense actuellement que cette grande variabilité spatiale du champ de vagues entraîne également une variabilité spatiale de la rugosité de la surface, et par conséquent de  $C_D$ . Bien que ce point n’ait pu être démontré à l’aide des mesures de vagues réalisées conjointement aux mesures de turbulence pendant la campagne CBLAST, la modélisation numérique et théorique permet d’apporter quelques éléments de réponse supplémentaires.

En calculant explicitement les longueurs de rugosité à partir du champ de vague simulé en conditions cycloniques par le modèle WaveWatch 3 (Tolman 2002), Moon et al. (2004) montre que les modifications des longueurs de rugosité liées à la présence de vagues entraînent une saturation de  $C_D$ . Il trouve également que la relation qui relie la longueur de rugosité à l’âge des vagues est différente suivant la vitesse du vent considérée. Une étude de Makin (2005) a également montré que le développement des vagues à l’intérieur d’un cyclone peut capturer 20% au niveau du rayon de vent maximum, et très localement jusqu’à 50%, du flux de quantité de mouvement transmis par le cyclone à l’océan au travers de ces vagues. Enfin, les mers jeunes contribuent à réduire le vent près de la surface (10% en moyenne d’après Lalbeharry et al. 2000) en augmentant la rugosité de la surface.

Cette diminution du flux de quantité de mouvement peut avoir des répercussions indirectes sur les flux de chaleur en surface. L’océan reçoit en effet moins d’énergie cinétique du vent car une partie est utilisée par le champ de vagues. Cette réduction des courants océaniques entraîne moins de refroidissement par mélange turbulent vertical, et donc une diminution moindre des flux de chaleurs qu’en l’absence de vagues (Ginis 2009). Même si ces interactions vent-vagues-océan restent du second ordre comparées aux interactions vent-courant (Chen et al. 2001), Chen et al. (2006) a montré que l’utilisation d’un modèle de vagues permet d’améliorer la relation vent-pression déduite de ses simulations.

Le déferlement des vagues possède des propriétés importantes pour les interactions océan-atmosphère. Il limite la taille des vagues en dissipant une partie de leur énergie, génère des courants et modifie les flux turbulents de surface en créant localement de la turbulence et en

transformant la surface rigide en écume, c’est-à-dire en une émulsion d’air et d’eau. Les observations indiquent que l’écume recouvre plus de la moitié de la surface de l’océan pour des vents supérieurs à 40 m/s et la quasi-totalité de la surface pour des vents supérieurs à 50 m/s. Certains auteurs (Andreas 2004) pensent que l’écume modifie profondément les propriétés de la surface et joue un rôle d’isolant, aboutissant à des transferts d’énergie moindre entre le cyclone et l’océan. Ceci expliquerait donc en partie la saturation observée des coefficients de transfert. Le flux de quantité de mouvement ne pouvant être transmis à l’océan servirait alors à l’arrachement de gouttelettes d’eau en surface. La formation d’écume est également associée à l’injection de gouttes d’eau dans l’air (embruns ou « sea spray » en anglais) et inversement, de bulles d’air dans l’eau. En conditions cycloniques, les quantités de sprays injectés dans la couche limite atmosphérique atteignent des niveaux tels qu’ils peuvent modifier les flux de surface. Les conclusions de différentes études menées au sujet de leur influence sur l’intensité des cyclones restent cependant à l’heure actuelle très contrastées, malgré les différents niveaux de complexité des modèles utilisés (Andreas et Emanuel 2001, Bao et al. 2000, Wang et al. 2001). Les sprays affectent en effet la couche limite de trois façons : leur température supérieure à celle de l’air fournit de la chaleur sensible à l’atmosphère, mais leur évaporation refroidit l’air et augmente son humidité. Suivant les tailles des gouttes considérées et leur distribution, certaines vont s’évaporer totalement, alors que d’autres vont retomber dans l’océan. Le temps de résidence de la goutte dans l’atmosphère varie également en fonction de sa masse. La gamme des processus thermodynamiques associés est donc très vaste, tout comme les degrés de complexité possibles. Ceci explique les différences de résultats obtenus suivant les paramétrisations utilisées, certains montrant que l’effet global des sprays est neutre pour l’intensité du cyclone, alors que d’autres aboutissent à une intensification supplémentaire significative. En l’absence d’observations suffisantes permettant une validation des différents processus représentés dans les modèles de spray, le débat reste encore totalement ouvert à l’heure actuelle.

### 3. La paramétrisation ECUME

La paramétrisation ECUME pour « Exchange Coefficient Unified Multi-campaign Experiments » (Weill et al. 2003, Belamari 2005) utilisée dans le cadre de cette thèse repose sur l'algorithme itératif de calcul des coefficients de transfert de la paramétrisation COARE 2.5 (Fairall *et al.* 1996), mais utilise des coefficients de transfert neutres à 10 m déduits de mesures de turbulence réalisées au cours de cinq campagnes en mer consacrées à l'étude des flux turbulents.

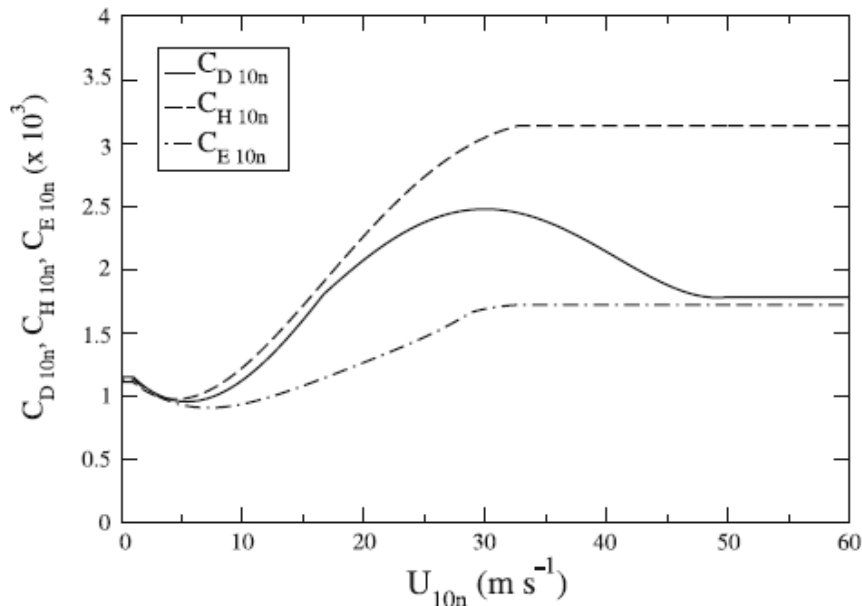
La méthode itérative consiste à utiliser des fonctions implicites dans le calcul des échelles caractéristiques  $u_*$ ,  $\theta_*$  et  $q_*$ , ce qui permet de déterminer avec la précision désirée ces différents paramètres (typiquement  $10^{-3}$  pour le vent et la température,  $10^{-6}$  pour l'humidité). La première ébauche ne tient pas compte de la stabilité de l'atmosphère et considère les gradients air-mer de vent, de température et d'humidité comme étant ceux d'une atmosphère neutre. A partir de ces gradients, on effectue le calcul des coefficients de transfert neutre à 10m correspondant, puis le calcul des échelles caractéristiques et des longueurs de rugosité, et enfin des fonctions de stabilité. On peut alors recalculer les gradients air-mer à 10 m en tenant compte cette fois-ci de la stabilité de l'atmosphère et en déduire de nouvelles échelles caractéristiques plus précises. Seulement trois itérations sont généralement nécessaires pour atteindre les précisions désirées. Les bonnes performances de cet algorithme permettent pour un temps de calcul très réduit de déterminer avec une bonne précision les coefficients de transfert, et donc les flux turbulents de surface.

Le deuxième point important de cette paramétrisation est la base de données sur laquelle reposent les coefficients de transfert qu'elle utilise. Cette base de données, nommée ALBATROS, représente le résultat de dix années de travail basées sur l'analyse de données recueillies au cours de cinq campagnes de mesures résumées dans le Tableau 1 et détaillées dans Weill et al. (2003).

Campagne	Lieu	Période	Navire Principal	Remarques
SEMAPHORE	Atlantique NE Bassin des Canaries	7 oct-15 nov 1993	<i>Le Suroît</i>	Deux avions, bouées et réseau hydrologique (trois bateaux : <i>Le Suroît</i> , <i>D'Entrecasteaux</i> and <i>Pr. Stockman</i> )
CATCH	Atlantique NO	8 jan-1 mar 1997	<i>Le Suroît</i>	Deux bateaux : <i>Le Suroît</i> et <i>Knorr</i> ; bouées dérivantes et réseau hydrologique
FETCH	Méditerranée Golfe du Lion	13 mar-15 avr 1998	<i>L'Atalante</i>	Deux avions, bouées et réseau hydrologique
EQUALANT99	Atlantique équatorial	15 jui-20 août 1999	<i>La Thalassa</i>	réseau hydrologique
POMME	Atlantique NE Bassin Ibérique	2 fév-11 mai 2001	<i>L'Atalante</i>	Bouées fixes et dérivantes, réseau hydrologique et deux bateaux : <i>L'Atalante</i> et <i>D'Entrecasteaux</i>

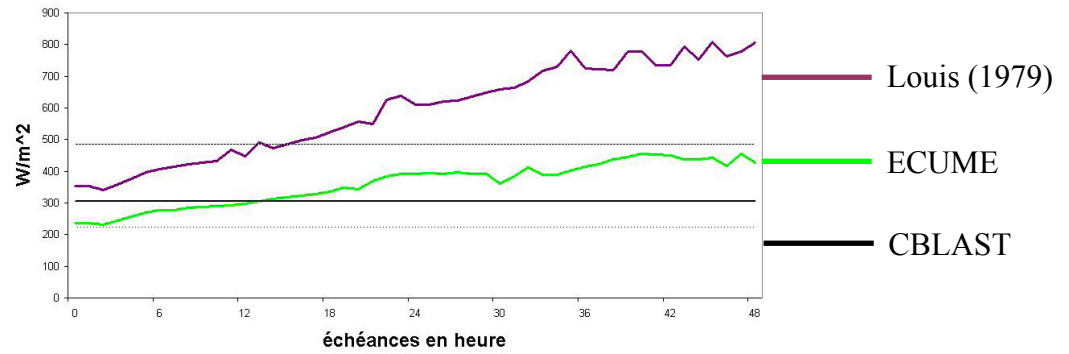
**Tab. 1 Récapitulatif des campagnes des mesures à l'origine de la base de données ALBATROS (Weill et al. 2003)**

Cette base de données regroupe 5600h de mesures de turbulence effectuées en toute saison, à la fois aux latitudes tropicales et tempérées, dans une large gamme de conditions atmosphériques et océaniques et pour des vents allant de 0.3 m/s à 29 m/s. Cette base de données bénéficie en plus d'une homogénéité remarquable concernant les méthodes de mesures utilisées lors des campagnes, ainsi que les traitements appliqués à ces données pour en déduire les coefficients d'échange. Ces coefficients sont présentés en Fig. .



**Fig. 6 Coefficients de transfert neutre à 10 m en fonction du vent neutre à 10 m dans ECUME**

Pour les vitesses de vent supérieures à 30 m/s, les valeurs issues de Powell et al. (2003) ont été utilisées pour le coefficient de quantité de mouvement. Malgré une très légère discontinuité, les valeurs issues d'ALBATROS et de Powell et al. (2003) sont cohérentes aux alentours de 30 m/s. Concernant les flux de chaleur latente et sensible, les coefficients associés ont été prolongés au-delà de 30 m/s par des valeurs constantes égales à la valeur la plus élevée de la base de données pour 29 m/s. Cette extrapolation constante est en accord avec les derniers résultats en date (Drennan et al., 2007). Enfin, le calcul du quotient entre le coefficient d'enthalpie et le coefficient de frottement donne des résultats très proches des résultats théoriques d'Emanuel (1995, 2003), mais également des mesures CBLAST présentées par Black et al. (2007). Ce bon comportement de la paramétrisation ECUME en conditions cycloniques a été confirmé dans le cadre de simulations du cyclone Isabel dans l'Atlantique en 2003 à l'aide du modèle atmosphérique Méso-NH (Florens 2006). Les flux de chaleur simulés ont pu être comparés aux mesures effectuées dans le cadre de la campagne CBLAST. Un bon accord a été trouvé entre les deux comme le montre la Fig. 7. On note également que l'ancienne paramétrisation utilisée (Louis 1979) dont les coefficients d'échange ne sont pas adaptés aux vents forts provoque une importante surestimation du flux turbulent d'humidité en surface, de l'ordre d'un facteur 2.



**Fig. 7 Evolution du flux turbulent de chaleur sensible moyenné spatialement sur un disque de 100 km de rayon autour du centre du cyclone Isabel (2003) (Florens 2006). Les données CBLAST sont également moyennées en temps à cause du faible échantillonnage.**





## **Partie 2 : Réponse de l'océan à un forçage cyclonique**

Cette partie est consacrée à l'étude de la réponse océanique créée par le passage d'un cyclone, ainsi qu'aux processus physiques qui y sont associés. Les deux modèles océaniques utilisés dans le cadre de cette thèse et leurs paramétrisations respectives du mélange vertical sont présentés. Le premier est un modèle tridimensionnel intégral ; le second est un modèle unidimensionnel discrétisé verticalement. Nous montrons le bon comportement des deux modèles en conditions cycloniques réelles. Le modèle intégral est ensuite utilisé pour réaliser une étude complète de la sensibilité de la réponse océanique à la vitesse de déplacement d'un cyclone idéalisé. Cette étude est présentée sous la forme d'un article paru dans la revue « *Ocean Dynamics* ».



## 4. Revue des études sur la réponse de l'océan au passage d'un cyclone

### 4.1. Approches et observations historiques

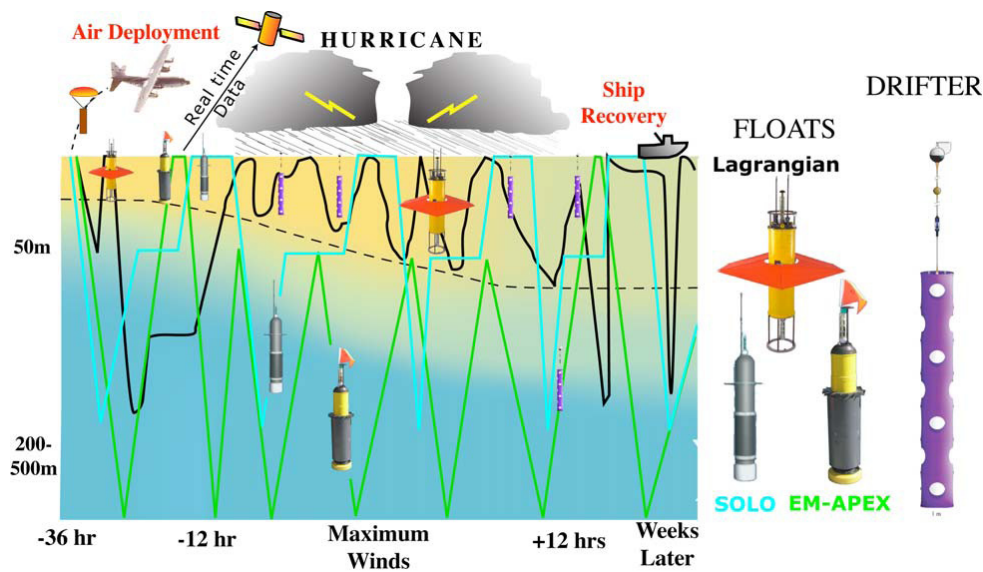
Pendant de nombreuses années, la majorité des données océaniques obtenues sur la réponse de l'océan à un cyclone tropical ne concernaient que la température et furent issues de mesures réalisées par des navires marchands. Bien que très irrégulières et incomplètes, elles ont permis de découvrir dès 1955 un refroidissement superficiel de l'océan de plusieurs degrés Celsius suite au passage d'un cyclone (Fisher 1958). L'accumulation de données a ensuite permis d'observer que ce refroidissement pouvait concerner une épaisseur d'une centaine de mètres et que le maximum de refroidissement était localisé sur la droite de la trajectoire des cyclones de l'hémisphère nord (Jordan 1964).

Des observations d'un upwelling un jour après le passage d'un cyclone furent possibles grâce à une station météo-océanique, démontrant la nature tridimensionnelle de la réponse océanique, mais également sa variabilité temporelle. Ces observations ont encouragé la mise en place d'une première campagne de mesure dédiée dans le Golfe du Mexique en 1964 (Leipper 1967). Black (1972) mit en avant l'importance de la vitesse de déplacement des cyclones pour l'océan en observant le refroidissement engendré par un cyclone peu intense ( $\sim 35$  m/s), mais se déplaçant très lentement ( $\sim 1$  m/s). La multiplication des bouées ancrées équipées de thermomètres a permis de détecter des oscillations de la température à des fréquences proches de l'inertie à différentes profondeurs. La Russie s'intéressa également fortement à ces aspects et organisa deux campagnes de mesures en 1975 et 1978 (Pudov et al. 1978, Pudov 1980) permettant pour la première fois de comparer la structure de l'océan avant et après le passage de deux cyclones. Ces mesures permirent de distinguer clairement la zone centrale, c'est-à-dire à l'intérieur du rayon de vent maximum, influencée par l'upwelling, et la zone en dehors du rayon de vent maximum, gouvernée par le mélange turbulent vertical et le downwelling. La signature de l'upwelling a pu être observée jusqu'à 500m de profondeur.

Quelques mesures ponctuelles de courant furent obtenues lorsque qu'un cyclone passa par chance au dessus d'une rangée de bouées ancrées équipées de courantomètres, ce qui permit en particulier de mettre en évidence le caractère quasi-inertiel des courants excités par un cyclone (Shay et Elsberry 1987). Cette étude montra également la propagation vers la thermocline de l'énergie associée à ces courants après plusieurs périodes inertielles et son maintien sur une vingtaine de jours. Les années 80 correspondent à l'arrivée des bathythermographes déployés depuis les airs (AXBT) par les avions de reconnaissance de la NOAA, permettant d'obtenir systématiquement des mesures océaniques à l'intérieur des cyclones. Black (1983) montra à l'aide de ces observations que la zone de refroidissement maximal est localisée dans le quadrant arrière-droit du cyclone entre un rayon de vent maximum (RVM) et deux RVM, et que le degré de refroidissement dépendait en premier de la vitesse de déplacement du cyclone pour des vitesses de vent supérieures à 40 m/s et des vitesses de déplacement supérieure à 3,5 m/s. Il observa également que ces anomalies de température pouvaient persister plus de 20 jours après le passage d'un cyclone.

1984 voit l'arrivée des premiers profileurs de courant (AXCP) et bouées dérivantes largables par avion, et par conséquent la première observation simultanée des courants et des températures directement sous le cyclone (Sanford et al. 1987, Black et al. 1988). En 1988, la

réponse de l'océan liée au passage du cyclone Gilbert est échantillonnée à l'aide de 78 AXCP et de 60 AXBT, combinés aux mesures de vent en surface du radiomètre micro-onde SFMR (Shay et al., 1992). Cette expérience permet de documenter la structure thermique et dynamique de l'océan de manière très détaillée avant, pendant et après le passage du cyclone, permettant ainsi de valider les modèles théoriques et numériques de la réponse océanique. Les auteurs purent clairement démontrer la présence de courants beaucoup plus intenses sur la droite du cyclone, générant un cisaillement vertical de courant très important, et par conséquent un mélange vertical turbulent très prononcé dans cette zone. La multiplication des données in-situ et l'arrivée des produits TSM satellites intégrant des mesures infrarouges, ont permis de considérablement documenter la réponse de l'océan à de nombreux cyclones, avec des configurations océaniques très différentes (présence de tourbillons, d'un courant géostrophique, ...).



**Fig. 8 Représentation des différents types de flotteurs et bouées dérivantes déployés par avion à l'avant du cyclone France (2004), des profondeurs d'acquisition des données et de leur récupération par bateau après le passage du cyclone (Black et al. 2007)**

Ce travail d'observation et de documentation se poursuit encore activement aujourd'hui, tant les interactions océan-cyclones restent un phénomène unique du fait de l'intensité des énergies naturelles mises en jeu. La campagne CBLAST (Black et al. 2007), qui s'est déroulée en 2004 dans l'Atlantique Nord, en est le parfait exemple et fait office de référence en la matière (Fig. 8). Après s'être consacrée aux flux turbulents en 2003, la campagne CBLAST avait pour objectif de mesurer intensivement la réponse de l'océan au passage des cyclones. Ainsi, lors du cyclone Frances en Septembre 2004, 38 bouées dérivantes équipées de capteurs de pression, de vent et de température, ainsi que 14 flotteurs lagrangiens ont été largués par avion à l'avant du cyclone. Ce dispositif de grande envergure a permis le créer pour la première fois un jeu unique d'observations couvrant avec une précision exceptionnelle l'évolution spatiale et temporelle de l'océan pendant et après le passage du cyclone Frances. Ce sont ces mêmes données qui ont été utilisées dans le cadre de cette thèse pour l'initialisation et la validation des modèles océaniques présentées au Chapitre 5. L'amélioration incessante des moyens d'observations permet encore aujourd'hui de découvrir et de comprendre plus en détails la réponse de l'océan à un cyclone, mais également l'ensemble des processus physiques qui la compose.

## 4.2. Revue des processus océaniques

### 4.2.1. Aspects ondulatoires

Les cyclones tropicaux peuvent être considérés comme un phénomène atmosphérique transitoire dont le champ de vent évolue significativement sur une échelle de temps comparable à la période inertielle locale. Ils sont par conséquent une source importante d'ondes internes de fréquence quasi-inertielle pour l'océan (Shay et Elsberry, 1987). Ces ondes se dispersent latéralement après le passage d'un cyclone de manière analogue aux vagues du sillage formé par un bateau, mais elles se propagent surtout verticalement, ce qui rend la réponse ondulatoire de l'océan tridimensionnelle. Certaines propriétés de ces ondes internes excitées par un cyclone peuvent être déduites simplement à l'aide de la relation de dispersion des ondes d'inertie-gravité :

$$\omega^2 - f^2 - c_n^2 m^2 = 0$$

où  $\omega$  est la fréquence des ondes,  $f$  est la fréquence de Coriolis,  $m$  est le nombre d'onde tel que  $m^2 = k^2 + l^2$  ( $k$  est la composante suivant  $x$  ;  $l$  suivant  $y$ ) et  $c_n$  est la vitesse des ondes associées au  $n^{\text{ème}}$  mode barocline.  $c_0$  est typiquement de l'ordre de 200 m/s pour le mode barotrope et  $c_1$  de l'ordre de 2 à 3 m/s pour le 1<sup>er</sup> mode barocline, cette vitesse diminuant pour les modes supérieurs.

Les vitesses de phase  $c_p$  et de groupe  $c_g$  s'écrivent respectivement :

$$c_p = \frac{\omega}{k} = c_n \left(1 + f^2 / c_n^2 m^2\right)^{\frac{1}{2}} \text{ et } c_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = c_n^2 \frac{1}{c_p} = c_n \left(1 + f^2 / c_n^2 m^2\right)^{\frac{1}{2}}$$

Ces 2 équations indiquent d'une part que  $c_p$  est toujours supérieur à  $c_n$ , et d'autre part que  $c_g$  est toujours inférieur à  $c_p$ . Si l'on considère un cyclone se déplaçant à la vitesse constante  $U_h$  suivant un axe  $x$  et que l'on se place dans le référentiel du cyclone, Nilsson (1995) en déduit alors que :

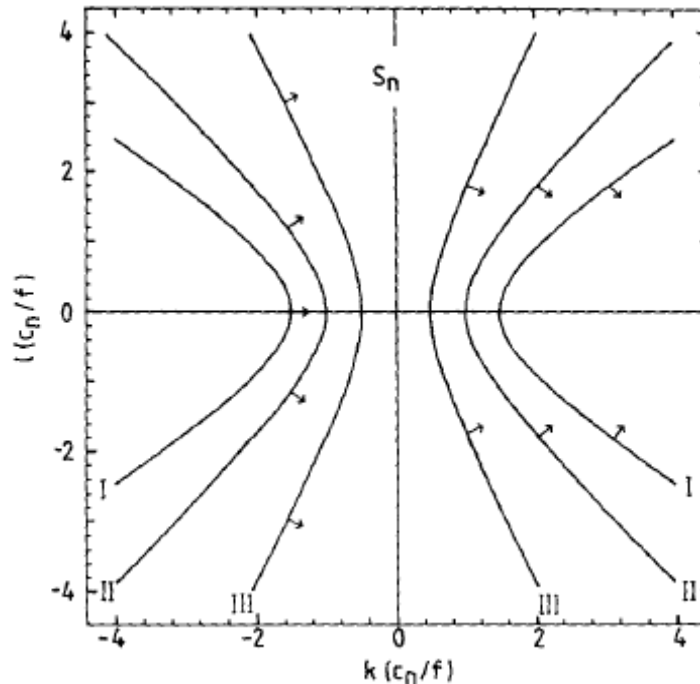
- pour  $c_n > U_h$ , comme  $c_p$  est toujours supérieur à  $c_n$ , il n'existe aucune onde stationnaire par rapport au cyclone. Seuls des courants stationnaires en équilibre géostrophique peuvent être excités par le cyclone.
- pour  $c_n < U_h$ , des ondes stationnaires peuvent exister lorsque  $\omega = U_h l$ , c'est-à-dire lorsque la vitesse de phase de l'onde suivant l'axe de déplacement du cyclone est égale à la vitesse de déplacement du cyclone. Ces ondes stationnaires restent confinées à l'arrière du cyclone car  $c_g$  est toujours inférieur à  $c_n$ .

L'ensemble des couples de nombre d'onde ( $k$ ,  $l$ ) satisfaisant cette condition de stationnarité est décrit par l'équation de dispersion suivante (Nilsson 1995) :

$$(U_h k)^2 - f^2 - c_n^2 (k^2 + l^2) = 0$$

La Fig. 9 représente ces solutions pour trois configurations différentes I, II et III :

$$U_h/c_n = 1,2 \text{ (I)} ; U_h/c_n = 1,4 \text{ (II)} \text{ et } U_h/c_n = 2,2 \text{ (III)}$$

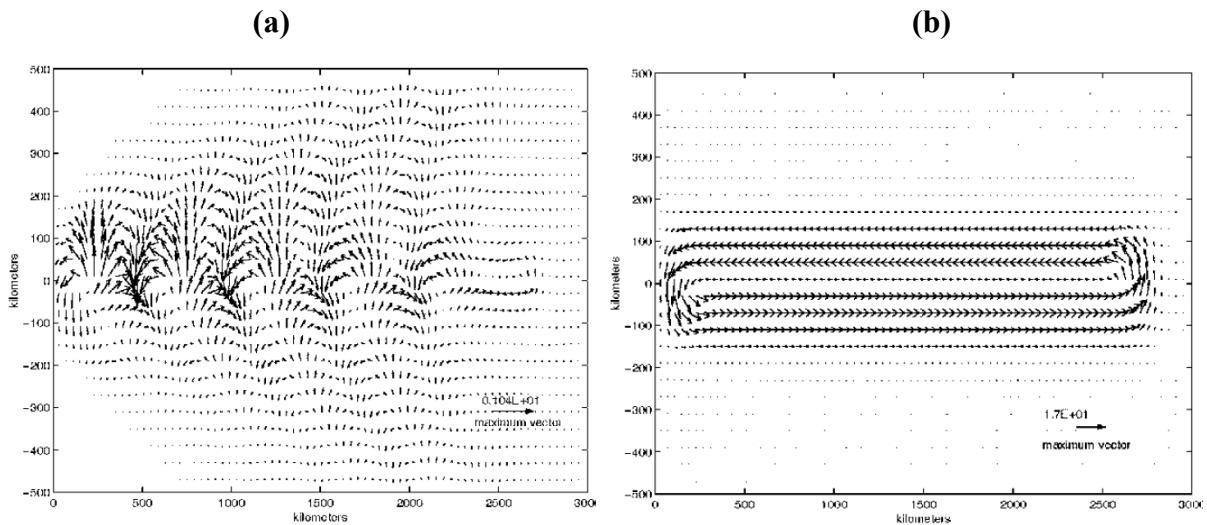


**Fig. 9 Représentation des ondes internes générées par un cyclone se déplaçant vers la gauche dans un  $f$ -plan pour trois configurations de  $U_h/c_n$  (Nilsson 1995)**

La droite  $k=0$  correspond au courant géostrophique ( $\omega=0$ ). Ces ondes ont toutes une forme hyperbolique. Les ondes avec le nombre d'onde le plus faible ( $k$  et  $l < \pm 1$ ) sont excitées le long la trajectoire du cyclone ( $l = 0$ ). Ce nombre d'onde vaut  $f(U_h^2 - c_n^2)^{-\frac{1}{2}}$  et est fréquemment utilisé pour déterminer la longueur d'onde de l'upwelling central formé à l'arrière du cyclone (Shay et al. 1989). Loin de la trajectoire du cyclone, les ondes ont des nombres d'onde plus grands, et par conséquent des vitesses de phase plus faibles et des vitesses de groupes plus élevées qu'au centre. On remarque que l'extension du sillage à l'arrière du cyclone dépend de  $U_h/c_n$  : un sillage étroit est associé à de grandes valeurs de  $U_h/c_n$  (configuration III), et inversement (configuration I). L'élargissement du sillage se fait alors suivant l'angle  $\theta = \tan^{-1}(U_h^2/c_n^2 - 1)^{-\frac{1}{2}}$ . Cet angle est défini à partir de la distance  $c_g t$  qu'a parcouru radialement l'énergie des ondes pendant une durée  $t$  et de la distance  $U_h t$  qu'a parcouru le cyclone pendant cette même durée. Les limites du sillage sont formées par les ondes possédant les vitesses de groupes les plus élevées, c'est-à-dire égal à  $c_n$ .

Les méthodes de décomposition et d'expansion en mode normaux verticaux (Gill 1982, 1984 ; Shay et al. 1989, 1994 ; Nilsson 1995) permettent de décrire séparément la réponse barotrope et barocline de l'océan, ainsi que la propagation verticale des ondes générées. Ce type de modèle n'étant pas utilisé dans le cadre de cette thèse, les équations associées ne sont pas détaillées ici. Gesler (1970) a montré que la réponse barotrope est très différente de la réponse barocline de l'océan à cause des vitesses de propagation des ondes associées très

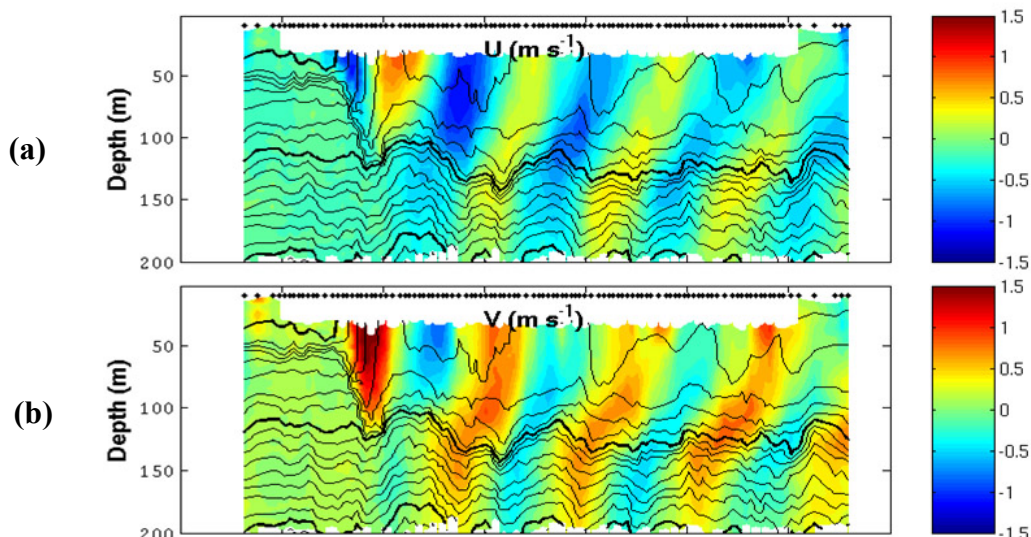
différentes. Lorsque  $U_h/c_n < 1$ , la réponse est de type elliptique (Fig. 10b), alors que lorsque  $U_h/c_n > 1$ , elle est de type hyperbolique (Fig. 10a). En considérant des vitesses typiques de déplacement des cyclones, on obtient  $c_1 < U_h < c_0$ . La composante barocline est donc un sillage formé à l'arrière du cyclone par des ondes quasi-inertielles se propageant lentement, alors que la composante barotrope consiste en un courant géostrophique formant une boucle allongée autour de la trajectoire du cyclone associée à une faible dépression en surface. Les courants barotropes associés sont de l'ordre de 0,01 m/s, alors que les courants baroclines de la couche mélangée sont de l'ordre de 1 m/s (Shay et al. 1990 ; Ginis et Sutyrin 1995) (Fig. 10).



**Fig. 10 Courants (a) baroclines et (b) barotropes générés par un modèle multi-couches à surface libre (Ginis et Sutyrin 1995)**

Gill (1984) a montré que l'énergie capturée par la couche mélangée commence à se propager verticalement au bout de 2 jours, lorsque le déphasage entre les différents modes baroclines excités par le cyclone atteint  $\pi/2$ . Il observe également que les ondes associées aux premiers modes, c'est-à-dire à des fréquences élevées, se propagent plus rapidement. Shay et al. (1989) réalisent une étude en conditions réalistes et montrent que la divergence du champ de vent (un angle de  $20^\circ$  a été utilisé) peut contribuer à hauteur de 25% par rapport au rotationnel du champ de vent dans la réponse barocline de l'océan. Il montre également que la sommation des 4 premiers modes baroclines est suffisante pour décrire correctement la structure du courant observé et que le premier mode se déphase des autres au bout d'une période inertielle et demi, entraînant un déphasage des courants dans la thermocline et une propagation vers le bas de l'énergie associée. La Fig. 11 représente des mesures de courants acquises pendant le passage du cyclone Frances par un flotteur autonome (Sanford et al. 2007). Ces observations ont permis de confirmer ces résultats théoriques, à savoir que l'énergie associée à la rotation horaire des courants avec la profondeur se propage vers le bas, alors que la phase se propage vers le haut au bout de quelques périodes inertielles.

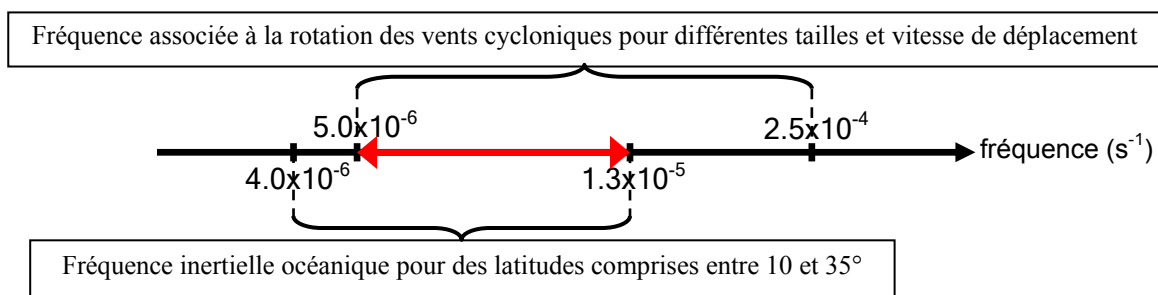




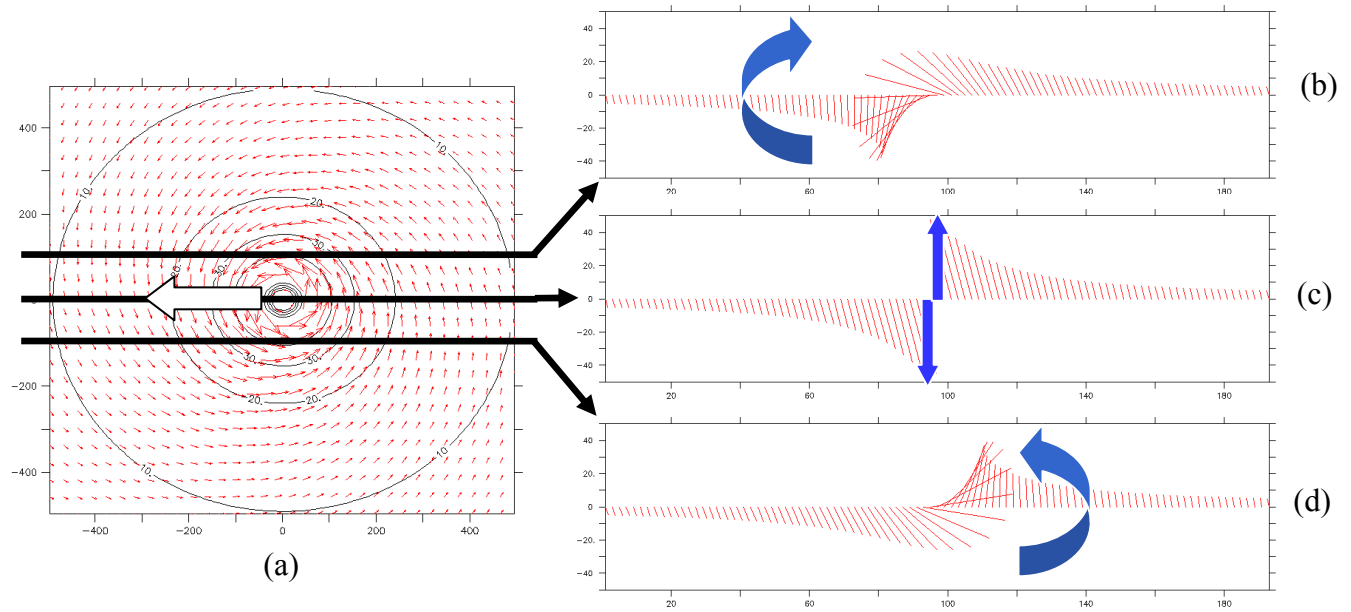
**Fig. 11 Courants (a) longitudinaux et (b) méridiens observés à l'aide d'un flotteur autonome pendant le cyclone Frances (2004) dans le cadre de la campagne CBLAST (Sanford et al. 2007)**

#### 4.2.2. Processus physiques

Les premiers travaux de modélisation ont consisté à étudier la réponse de l'océan à un cyclone stationnaire et axisymétrique. O'Brien et Reid (1967) ont ainsi simulé l'upwelling généré par la divergence des courants à l'aide d'un modèle à 2 couches, cette divergence étant elle-même créée par la rotation cyclonique des vents en surface. Elsberry et al. (1976) se sont intéressés à l'interaction de cet upwelling avec le mélange turbulent créé par les vents du cyclone stationnaire. Ces modèles très simplifiés étaient donc capables de reproduire certaines caractéristiques observées de la réponse océanique, mais restaient irréalistes, en particulier à cause de l'absence de mouvement du cyclone et des paramétrisations du mélange turbulent utilisées. Chang et Anthes (1978) utilisèrent un modèle à gravité réduite 2-couches et prirent en considération le déplacement du cyclone. Ils obtinrent une réponse asymétrique de l'océan en termes de courant et de température, mais uniquement à cause des asymétries du champ de vent car la paramétrisation de l'entraînement qu'ils utilisaient ne dépendait que du vent.



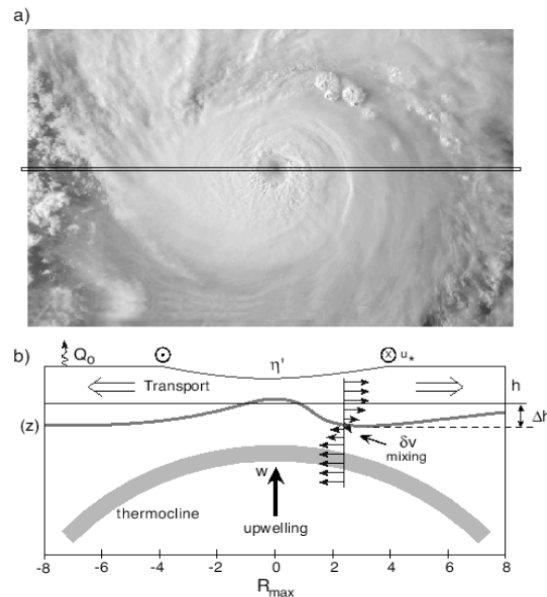
**Schéma 1 Représentation des fréquences propres de l'océan et des fréquences associées au vent et au déplacement des cyclones. La flèche rouge indique l'ensemble des fréquences communes aux 2 milieux.**



**Fig. 12 (a) Vent à 10 m d'un cyclone idéalisé (Holland 1983) se déplaçant vers la gauche  
 (b) Coupe sur la droite de la trajectoire du cyclone du même champ de vent  
 (c) Coupe le long la trajectoire du cyclone du même champ de vent  
 (d) Coupe sur la gauche de la trajectoire du cyclone du même champ de vent  
 Les flèches bleues indiquent le sens de rotation du vent à 10 m.**

Price (1981) fut le premier à démontrer que la nature asymétrique de la réponse océanique est inhérente au couplage entre les vents du cyclone et les courants générés dans la couche mélangée. Les courants ont tendance à tourner inertiuellement (dans le sens des aiguilles d'une montre dans l'Hémisphère Nord) en l'absence d'un gradient de pression stable pour contrebalancer la force d'inertie. Du côté droit de la trajectoire d'un cyclone, le champ de vent tourne également dans le sens des aiguilles d'une montre en fonction du temps lorsque l'on se place du point de vue de l'océan (Fig. 12b). De plus, pour une vitesse de déplacement caractéristique des cyclones, la vitesse de rotation du vent correspond approximativement à celle des courants (Schéma 1). Ceci a pour effet que vents et courants restent à peu près alignés durant le passage du cyclone, permettant ainsi d'accélérer significativement les courants dans la couche mélangée. Du côté gauche (Fig. 12d), on observe le mécanisme inverse car le vent tourne dans le sens inverse des aiguilles d'une montre et n'est donc presque jamais aligné avec le courant. Par conséquent, une forte asymétrie d'un facteur 3-4 en termes d'amplitude des courants est présente de part et d'autre de la trajectoire du cyclone. Cette asymétrie n'est donc pas liée aux asymétries du champ de vent, contrairement à ce qu'ont suggéré les études antérieures. A l'aide de sa paramétrisation du mélange vertical turbulent basée uniquement sur le cisaillement du courant à la base de la couche mélangée, Price (1981) montra également que le biais froid observé sur la droite du cyclone est entièrement lié à l'asymétrie du courant, le bilan de chaleur de la couche mélangée étant gouverné par ce processus. Il montre par la même occasion que le flux net de chaleur en surface est 10 fois moins élevé que le flux de chaleur à la base de la couche mélangée. En moyenne, le bilan de chaleur de la couche mélangée se répartit ainsi : 80% du refroidissement provient du mélange turbulent à la base de la couche mélangée, les 20% restant étant répartis entre le flux turbulents en surface et l'advection. Ainsi, avec des valeurs oscillant entre 500 et 2000 W/m<sup>2</sup>, le flux turbulent de chaleur totale en surface ne représente qu'une très faible contribution au refroidissement de la couche mélangée. Une conséquence intéressante de ce bilan est que les

flux turbulent de chaleur en surface sont pilotés par le refroidissement de la couche mélangée, et non l'inverse. Ces résultats ont pu être redémontrés par la suite dans d'autres études, comme Ginis et Dikinov (1989) et Bender et al. (1993), bien que la paramétrisation de Price (1981) soit critiquée pour sa simplicité (absence de turbulence liée au vent et à la flottabilité).



**Schéma 2 Représentation des différents processus physiques affectant la couche mélangée sous un cyclone (Shay et al. 2000)**

La rotation des courants quasi-inertiels crée alternativement des zones de convergence et de divergence qui ont pour effet d'induire des vitesses verticales à la base de la couche mélangée. Ces vitesses verticales font osciller les masses d'eau de la thermocline vers le haut (upwelling) et vers le bas (downwelling) à une fréquence quasi-inertielle. La distance entre le cyclone et le premier upwelling peut être estimée par le rapport de la vitesse de déplacement du cyclone et de la fréquence inertielle locale, bien que l'angle d'« inflow » joue également un rôle dans la mise en place de l'upwelling. Ces mouvements verticaux créent des anomalies du champ de pression hydrostatique dans l'océan superficiel générant des courants dans la thermocline. Ces courants oscillent à la fréquence inertielle après le passage du cyclone et se propagent progressivement sur la verticale en même temps que l'anomalie de pression (Price, 1983). La distribution spatiale des zones d'upwelling et de downwelling module également fortement la profondeur de la couche mélangée en accentuant ou en atténuant l'effet du mélange turbulent. Le mélange turbulent peut également être légèrement influencé pour les courants de la thermocline qui peuvent accentuer ou atténuer le cisaillement du courant à la base de la couche mélangée. Price (1981) montra également que l'upwelling pouvait accentuer le refroidissement de la TSM de 35% pour un cyclone se déplaçant à 4 m/s en favorisant le mélange turbulent en diminuant la profondeur de la couche mélangée. Ces aspects sont étudiés plus en détail dans l'article (chapitre 6). Greatbatch (1983) étudia les effets du gradient de pression sur la formation des courants quasi-inertiels. Il observa que l'effet du gradient de pression est faible comparé à la force inertielle pour les cyclones rapides, mais qu'il peut modifier les dimensions de la réponse océanique pour les cyclones lents.

Différents travaux montrèrent par la suite le bon comportement des modèles à couches et leur réalisme, sous réserve qu'ils utilisent une paramétrisation de mélange turbulent intégrant

l'effet du cisaillement vertical du courant (Ginis et Dikinov 1989, Cooper et Thompson 1989, Ginis et al. 1992). L'initialisation des modèles à partir des mesures in-situ « pré-cyclone » a également permis d'améliorer de manière significative la qualité des simulations numériques, réaffirmant ainsi la nécessité de réaliser d'avantage de mesures océaniques. Enfin, ces mesures ont permis la validation dynamique et thermique des modèles à couches et de leur paramétrisation de l'entraînement.

## 5. Le mélange turbulent vertical dans les modèles océaniques

Comme nous avons pu le voir précédemment, l'évolution de la couche mélangée sous l'action d'un cyclone est pilotée par le mélange turbulent vertical à sa base. Une bonne représentation de ce processus est par conséquent cruciale dans les modèles océaniques si l'on souhaite étudier en détail cette réponse océanique, mais également l'influence de cette réponse océanique sur le cyclone lui-même. Deux modèles océaniques ont été utilisés dans le cadre de cette thèse : un modèle discrétisé unidimensionnel et un modèle intégral tridimensionnel. Ces deux types d'approche ont une représentation différente du mélange vertical. Nous allons donc décrire dans ce chapitre comment l'on aboutit aux formulations des modèles utilisés dans cette thèse à partir du système des équations primitives qui sert de base à l'ensemble des modèles océaniques.

### 5.1. Le système aux Equations Primitives

Les modèles océaniques reposent de manière générale sur le système classique des équations primitives sur un  $f$ -plan, dont on simplifie l'écriture en considérant que le mélange turbulent dans l'océan est un processus unidimensionnel vertical :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + (\bar{U} \cdot \bar{\nabla}) \cdot \bar{U} &= -f \bar{k} \times \bar{U} - \frac{1}{\rho} \bar{\nabla}_h P - \frac{\partial \overline{U'w'}}{\partial z} \\ \bar{\nabla}_h \cdot \bar{U}_h + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial P}{\partial z} &= -\rho g \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \bar{U} \cdot \bar{\nabla} T &= \frac{F_{sol}}{\rho_0 C_p} \frac{\partial I(z)}{\partial z} - \frac{\partial \overline{T'w'}}{\partial z} \\ \frac{\partial S}{\partial t} + \bar{U} \cdot \bar{\nabla} S &= -\frac{\partial \overline{S'w'}}{\partial z} \end{aligned}$$

$\bar{\alpha}$  représente la valeur de  $\alpha$  moyennée en temps et en espace selon la grille et le pas de temps du modèle, tandis que  $\alpha'$  représente la perturbation par rapport à la valeur moyenne tel que  $\alpha = \bar{\alpha} + \alpha'$  et que  $\overline{\alpha'} = 0$ .  $\bar{U}$  représente le courant,  $T$  la température et  $S$  la salinité.  $F_{sol}$  est le flux solaire net reçu en surface,  $I(z)$  est la fraction de  $F_{sol}$  qui pénètre à la profondeur  $z$ . Les termes représentés en couleur bleu seront négligés dans l'approche unidimensionnelle présentée dans la partie 5.1.2. Les conditions limites en surface sont données par les flux turbulents de surface décrit en Partie 1 :

$$\begin{aligned} -\rho_0 \overline{U'w'}(0) &= \bar{\tau} \\ -\rho_0 C_p \overline{T'w'}(0) &= F_{nsol} = H + LE + F_{ir} \\ -\overline{S'w'}(0) &= E - P \end{aligned}$$

$\bar{\tau}$  est la friction du vent en surface,  $F_{nsol}$  est le flux non-solaire de chaleur en surface, c'est-à-dire la somme du flux de chaleur sensible H, latente LE et infrarouge net  $F_{ir}$ . E et P sont les taux d'évaporation et de précipitation respectivement.

### 5.1.1. La diffusion verticale turbulente

L'élément le plus sensible de ce système d'équations est évidemment la représentation de la turbulence, processus sous-maille qu'il faut exprimer en fonction des quantités résolues. Certains modèles utilisent des paramétrisations adaptées des modèles à couches (Price et al. 1994), mais la plupart utilise la diffusion verticale des quantités résolues par le modèle, i.e.  $\bar{U}$ , T et S, pour représenter le mélange turbulent. Cette approche, dite « eddy diffusivity », repose sur le calcul des coefficients de viscosité  $K_m$  pour le courant et de diffusivité  $K_h$  pour la température et  $K_s$  pour la salinité, permettant de quantifier l'intensité du mélange diffusif tel que:

$$\begin{aligned} -\overline{U'w'} &= K_m \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \\ -\overline{T'w'} &= K_h \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \\ -\overline{S'w'} &= K_s \frac{\partial \bar{S}}{\partial z} \end{aligned}$$

Il existe de nombreuses méthodes pour déterminer les trois coefficients  $K_m$ ,  $K_h$  et  $K_s$ . La plus simple consiste à déterminer ces coefficients en fonction des quantités résolues par le modèle, alors que des méthodes plus sophistiquées utilisent une ou plusieurs équations pronostiques supplémentaires. Mais ces différentes méthodes reposent pour la plus part sur le modèle de longueur de mélange de Prandtl (1979), qui permet de substituer le calcul des coefficients par le calcul de l'énergie cinétique turbulente (ECT) et de la longueur de mélange. Pour la diffusion verticale de la quantité de mouvement, on obtient par exemple :

$$-\overline{U'w'} = K_m \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} = c_k l_k \sqrt{\bar{e}} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z}$$

La longueur de mélange  $l_k$  permet de définir l'extension spatiale du mélange, c'est-à-dire la distance au-delà de laquelle la corrélation entre les fluctuations du courant horizontal et de la vitesse verticale devient nulle.  $c_k$  est une constante et  $\bar{e}$  est l'énergie cinétique turbulente définie par :

$$\bar{e} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$$

En considérant que le coefficient de diffusion de la température est égal à celui de la salinité, et que le coefficient de viscosité est proportionnel au coefficient de diffusion, on peut alors écrire :

$$K_h = K_s = PK_m \text{ où } P \text{ est le nombre turbulent de Prandtl.}$$

Ce nombre varie suivant les modèles, une valeur proche de 1 indiquant que le transport turbulent de chaleur est aussi efficace que celui de quantité de mouvement. Les paramètres  $l$  et  $e$  peuvent être diagnostiqués directement à partir des variables du modèles : de manière très simple à partir du nombre de Richardson décrivant la stabilité de l'écoulement (Pacanowski et Philander 1981) ou de manière plus perfectionnée comme dans « K-Profile Parameterization » (KPP) qui prend en compte l'effet des flux turbulents non-locaux sur le calcul du flux turbulent local. Une autre façon de calculer  $l$  et  $e$  consiste à introduire une équation pronostique supplémentaire permettant de décrire l'évolution de l'énergie cinétique turbulente. Il est fréquent d'utiliser cette équation sous sa forme unidimensionnelle, c'est-à-dire en négligeant les termes d'advection et de diffusion horizontaux (Mellor & Yamada 1982 et Gaspar et al. 1990 parmi d'autres) car ces termes ont des contributions mineures dans le bilan d'ECT de l'océan superficiel (Rosati et Miyakoda 1988). L'équation d'évolution de l'ECT s'écrit alors sous la forme :

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left( \overline{ew'} + \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0} \right) - \overline{U'w'} \cdot \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \overline{b'w'} - \varepsilon$$

où  $p$  est la pression,  $b$  est la flottabilité telle que  $b = g(\rho_0 - \rho)/\rho_0$ ,  $\rho$  étant calculé à partir de l'équation d'état classique et  $g$  est la gravité. Le premier terme à droite est le terme de transport vertical, le deuxième terme est le terme de production dynamique, le troisième est le terme de production thermique et le dernier terme  $\varepsilon$  est la dissipation turbulente. Certains modèles paramétrisent le terme de dissipation suivant le célèbre spectre de la turbulence de Kolmogorov (1942) :

$$\varepsilon = c_\varepsilon \frac{e^{-3/2}}{l_\varepsilon}$$

et prescrivent les différentes longueurs de mélange à partir de la résolution spatiale du modèle. D'autres modèles plus perfectionnés, du type « k-epsilon », introduisent une équation pronostique pour décrire l'évolution de la dissipation turbulente. Cette équation fait intervenir des termes de production et de destruction de la dissipation et des termes de transport turbulent paramétrés par un terme de diffusion. Mais elle présente le défaut d'introduire également sept nouvelles constantes qu'il faut calibrer de manière empirique à partir des données disponibles qui sont relativement rares. Enfin, on note l'existence de modèles, tel que « Mellor-Yamada niveau 4 », utilisant des équations pronostiques pour résoudre explicitement les corrélations du second ordre  $\overline{U'w'}$ ,  $\overline{T'w'}$  et  $\overline{S'w'}$  en faisant intervenir des quantités du troisième ordre. Les quantités du troisième ordre sont alors à nouveau paramétrées grâce à la diffusion verticale. Mais cette approche nécessite la résolution de quatre équations pronostiques supplémentaires, sans évoquer la calibration des constantes associées. De plus, ce type d'approche n'a pas encore démontré des avantages significatifs par rapport aux schémas de fermeture du premier ordre, excepté dans certaines situations très particulières. Leur utilisation reste donc à l'heure actuelle marginale en océanographie.

### 5.1.2. Modèle unidimensionnel et paramétrisation de Gaspar et al. (1990)

Parmi les deux modèles océaniques utilisés dans le cadre de cette thèse, le modèle océanique unidimensionnel de Gaspar et al. (1990) a été mis en œuvre dans le cadre de l'étude du couplage entre l'océan et les cyclones présentée en Partie 3 du manuscrit.

#### **Longueur de mélange**

Le mélange turbulent vertical est représenté par un terme de diffusion verticale, dont les coefficients sont déterminés à partir d'un schéma de fermeture à l'ordre 1,5. Cette paramétrisation utilise l'équation pronostique du bilan unidimensionnel de l'ECT présentée au paragraphe 5.1.1. La dissipation est paramétrée suivant Kolmogorov (1942). Les deux paramètres restant à déterminer sont donc la longueur de mélange turbulent  $l_k$  et la longueur caractéristique de dissipation  $l_\varepsilon$ . Habituellement, ces deux longueurs sont déterminées à partir d'une seule longueur, comme dans Mellor et Yamada (1982) par exemple. Gaspar et al. (1990) utilisent ici une approche originale adaptée de la paramétrisation du mélange atmosphérique de Bougeault et Lacarrère (1989). Il définit les deux longueurs ainsi :

$$l_k = \min(l_u, l_d) \text{ et } l_\varepsilon = (l_u l_d)^{\frac{1}{2}}$$

avec :

$$\frac{g}{\rho_0} \int_z^{z+l_u} [\bar{\rho}(z) - \bar{\rho}(z')] dz' = \bar{e}(z)$$

$$\frac{g}{\rho_0} \int_z^{z-l_d} [\bar{\rho}(z) - \bar{\rho}(z')] dz' = \bar{e}(z)$$

Ces deux nouvelles échelles de longueur représentent la distance qui parcourrait une particule de fluide vers le haut ( $l_u$ ) ou vers le bas ( $l_d$ ) si toute son énergie cinétique turbulente était convertie en énergie potentielle. Ces longueurs sont de plus valables à toutes les profondeurs et pour des stratifications variables. En l'absence de gradient vertical de densité comme dans la couche mélangée par exemple,  $l_u$  et  $l_d$  sont les distances entre la particule considérée et la surface et entre la particule et la base de la couche mélangée, respectivement. Un autre avantage de cette formulation est qu'elle ne fait intervenir aucune constante supplémentaire. Il ne reste donc plus qu'à calibrer les deux constantes  $c_k$  et  $c_\varepsilon$ .  $c_\varepsilon$  est pris égal à 0,7 comme dans Bougeault et Lacarrère (1989).  $c_k$  est calculé à partir d'une approche simplifiée de l'équation de l'ECT en supposant la turbulence stationnaire et homogène et dans le cas d'un profil de densité linéairement stable. Les auteurs obtiennent ainsi une valeur de  $c_k$  égale à 0,1. Cette paramétrisation est utilisée à l'heure actuelle dans de nombreux modèles océaniques, tel que NEMO (Madec 2006) et le modèle unidimensionnel.



### **Modèle unidimensionnel**

Le modèle unidimensionnel utilise le système d'équations dynamiques et thermodynamiques présenté dans le paragraphe 5.1.1, mais en version unidimensionnelle. Cela signifie que les termes d'advection, mais également le terme du gradient de pression pour les équations dynamiques, sont négligés (en bleu dans le système d'équations primitives p. 32). Les colonnes d'eau sont donc indépendantes les unes des autres. Cela se traduit également par l'absence de vitesses verticales générées par la divergence ou convergence des courants.

L'approche unidimensionnelle permet d'une part de réduire les coûts numériques, et d'autre part de faciliter le couplage avec un modèle atmosphérique, comme cela est présenté dans la Partie 3 du manuscrit. En contre partie, les processus tridimensionnels ne peuvent pas être représentés par le modèle. Les effets de l'advection et du gradient de pression sur l'évolution des courants et de la température dans la couche mélangée restent toutefois négligeables par rapport à la force inertielle et au mélange turbulent pendant la phase de forçage de l'océan par le cyclone (Samson et al. 2009). La limitation la plus contraignante du modèle est l'absence de vitesses verticales, et donc l'absence de représentation des zones d'upwelling et de downwelling. Comme indiqué dans le Chapitre 4, on observe la formation d'une zone d'upwelling à l'arrière des cyclones liée à la divergence des courants excités par la circulation cyclonique des vents en surface. Lorsque le cyclone se déplace très lentement, cette zone d'upwelling se forme plus près du centre du cyclone et peut donc interagir avec le mélange turbulent créé dans cette même zone. Cela se traduit par une diminution plus rapide et plus importante de la température de la couche mélangée, à cause de la remontée des eaux froides de l'upwelling qui sont incorporées à la couche mélangée sous l'action de la turbulence. Yablonsky et al. (2009) et Samson et al. (2009) ont estimé que l'upwelling intervient de manière significative (>10%) dans le bilan de température de la couche mélangée pour les cyclones se déplaçant à des vitesses inférieures à 5 m/s. L'upwelling peut ainsi augmenter le refroidissement de presque 50% pour un cyclone se déplaçant à 2 m/s. Nous nous attacherons donc à respecter cette vitesse de déplacement limite lors de l'utilisation du modèle unidimensionnel dans l'étude présentée en troisième partie du manuscrit afin de respecter la validité des hypothèses unidimensionnelles et de ne pas sous-estimer le refroidissement produit.

#### **5.1.3. Validation du modèle unidimensionnel**

Le modèle a été validé dans des situations océanographiques et météorologiques variées, aux moyennes latitudes et en milieu tropical. Il est en particulier capable de reproduire de manière réaliste le refroidissement de la couche mélangée créé par des événements fortement précipitant associés à des vents intenses en Méditerranée (Lebeaupin et al. 2009). Ce type de situation météorologique possède de nombreux points communs avec les cyclones tropicaux. Nous souhaitons ici compléter ce travail de validation en étudiant le comportement du modèle avec le cyclone Frances (2004). Comme nous l'avons indiqué dans le Chapitre 4, ce cyclone et la réponse océanique associée ont été documentés de manière très complète au cours de la campagne de mesure CBLAST. Nous avons par conséquent utilisé les mesures atmosphériques disponibles pour forcer le modèle océanique. Nous avons ensuite comparé la réponse océanique simulée aux mesures océanographiques disponibles, ainsi qu'à une simulation réalisée à l'aide du modèle tridimensionnel PWP (Price et al. 1994, Sanford et al. 2007).

### **Configuration du modèle**

Le modèle océanique s'étend sur un domaine de 20° (de 79°W à 59°W) par 10° (de 18°N à 28°S) avec une résolution spatiale moyenne de 10 km et une résolution temporelle de 30 minutes. Le modèle s'étend jusqu'à 300 m de profondeur avec une résolution verticale constante de 10 m. Les observations disponibles indiquent que l'océan n'est pas affecté par le cyclone au delà de cette profondeur pendant la période d'étude. Chaque colonne océanique est indépendante de ses voisines et forcée par les flux turbulent de surface calculés par la paramétrisation ECUME. Les paramètres atmosphériques utilisés dans le calcul des flux (vent à 10m, température et humidité à 2m) sont également issues des mesures réalisées lors de la campagne et détaillées ci-dessous.

### **Forçage atmosphérique**

Les champs de vent utilisés pour calculer les flux de surface et forcer le modèle océanique sont issus des analyses HWIND produites par la « Hurricane Research Division » de la NOAA. Ces analyses sont produites à partir de l'ensemble des sources d'observations disponibles lors du passage d'un cyclone (bouées, bateaux, avions, dropsondes, satellites, ...). Elles ont une résolution spatiale de 6 km et temporelle de 6 h, ce qui permet de restituer avec une bonne précision la structure du champ de vent à 10 m, ainsi que son évolution.

Ces analyses sont dégradées à la résolution spatiale du modèle océanique, qui est de 10 km dans le cas de Frances. Le champ de vent est déplacé au dessus de la grille du modèle océanique suivant la « best-track » (i.e. la trajectoire de référence) produite par le « National Hurricane Center » avec une résolution temporelle de 6 h. Une interpolation avec une résolution temporelle de 30 minutes est ensuite effectuée afin d'obtenir la position exacte du cyclone à chaque pas de temps du modèle océanique. Le champ de vent est ainsi positionné « au mieux » par rapport au modèle océanique. Concernant la température et l'humidité de l'air à l'intérieur du cyclone, le profil radial à 10 m déduit des dropsondes et donné par D'Asaro et al. (2007) est utilisé:

pour la température,  $T_{10m} = 29 - U_{10m} / 14$  (en °C)

pour l'humidité relative,  $RH_{10m} = 70 + 0,75 U_{10}$  si  $U_{10m} < 40$  m/s  
 $RH_{10m} = 100$  (%) si  $U_{10m} > 40$  m/s

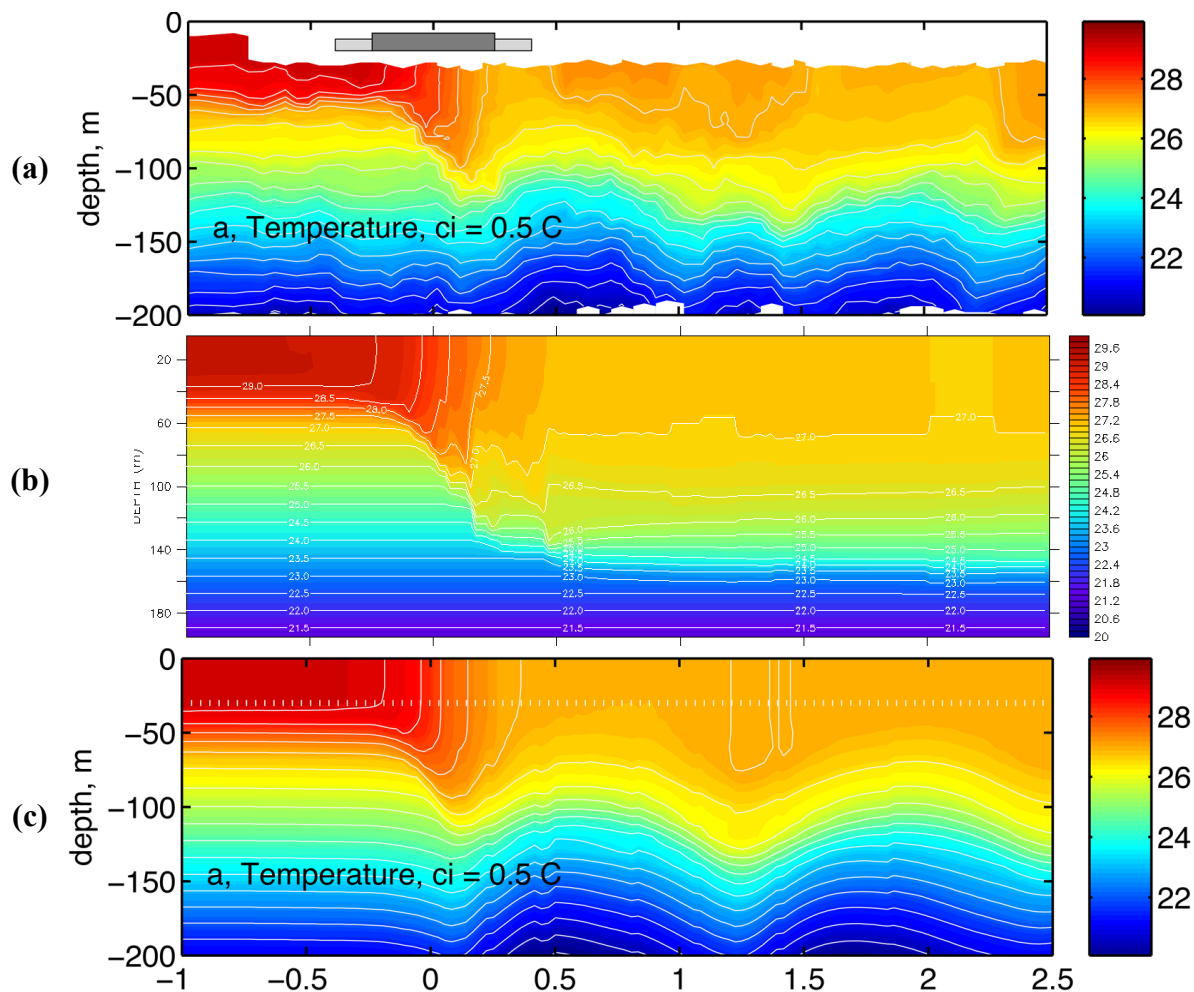
De cette façon, les erreurs liées aux paramètres atmosphériques  $T_{10}$  et  $RH_{10}$  pour le calcul des flux de chaleur en surface sont réduites au maximum dans la zone de vent fort (rayon de 40 km). Les flux d'eau douce et de chaleur associés aux précipitations sont négligés en l'absence de données fiables. Il en est de même concernant le flux solaire net qui est proche de zéro à l'intérieur des cyclones. Il est important de noter que ces approximations ne dégradent pas ou peu la simulation océanique car la salinité dans la couche mélangée est principalement pilotée par l'évaporation et la température de la couche mélangée est gouvernée par le mélange turbulent, les flux de chaleur en surface ne représentant que 5 à 15 % du refroidissement observé (Shay 2001).

### Conditions initiales océaniques

Le modèle océanique est initialisé de manière uniforme à partir des profils verticaux « pré-cyclone » de température et de salinité mesurés par le profileur autonome EM-APEX (numéro 1633) avec une résolution verticale de 10 m près de la surface à l'avant du cyclone comme décrit et utilisé dans Sanford et al. (2007). Les courants initiaux sont négligés et les profils de température et de salinité sont interpolés sur la grille verticale du modèle océanique à une résolution constante de 10 m. Dans ces conditions (océan uniforme), les variations spatiales de la réponse océanique sont uniquement liées aux variations du forçage atmosphérique.

### Résultats de la simulation

Une comparaison entre les profils verticaux mesurés par le profileur autonome (vignette haute des figures 13 à 16), les profils issus du modèle 1D (vignette du milieu) et les simulations numériques réalisées à l'aide du modèle océanique 3D PWP par Sanford et al. (2007) (vignette du bas) est présentée ci-dessous. Les profils du modèle 1D sont extraits à partir de la position interpolée à chaque pas de temps de la position du flotteur, qui n'est malheureusement disponible qu'à intervalles irréguliers. On compare alors le profil vertical mesuré au profil modélisé le plus proche du flotteur à chaque pas de temps. Les séries temporelles des profils verticaux de température, de salinité et de courant sont ainsi déduites.



**Fig. 13** Température (a) observée, (b) Gaspar et al. (1990), (c) Sanford et al. (2007)  
 La barre grise indique un stress supérieur à  $0,5 \text{ N/m}^2$  et la barre noire supérieur à  $2 \text{ N/m}^2$ .  
 L'abscisse est le temps en jour par rapport au passage du cyclone au plus près du flotteur.

L'évolution du profil vertical de température (Fig. 13) est globalement bien représentée par le modèle. En particulier, la phase de refroidissement sous le cyclone est bien vue à la fois en terme d'amplitude ( $-2,5^{\circ}\text{C}$ ) et de « timing ». Malgré l'absence d'observations près de la surface, on note une légère surestimation du refroidissement simulé avec un écart de l'ordre de  $0,2^{\circ}\text{C}$  une demi-journée après le passage du cyclone. L'approfondissement de la couche de mélange ( $\sim 100\text{ m}$ ) et des isothermes associés est également bien représenté par le modèle. On note cependant certaines différences après le passage du cyclone (au delà de 0,5 jour). Tout d'abord, la remontée des isothermes associée à la mise en place du pompage d'Ekman à l'arrière du cyclone est absente dans la simulation à cause des limitations intrinsèques du modèle unidimensionnel. Ensuite, le réchauffement de la CMO provoqué par l'inversion du flux de chaleur sensible en surface et le début de la phase de restratification n'est pas reproduit par le modèle car le flux solaire n'est pas pris en compte dans la simulation.

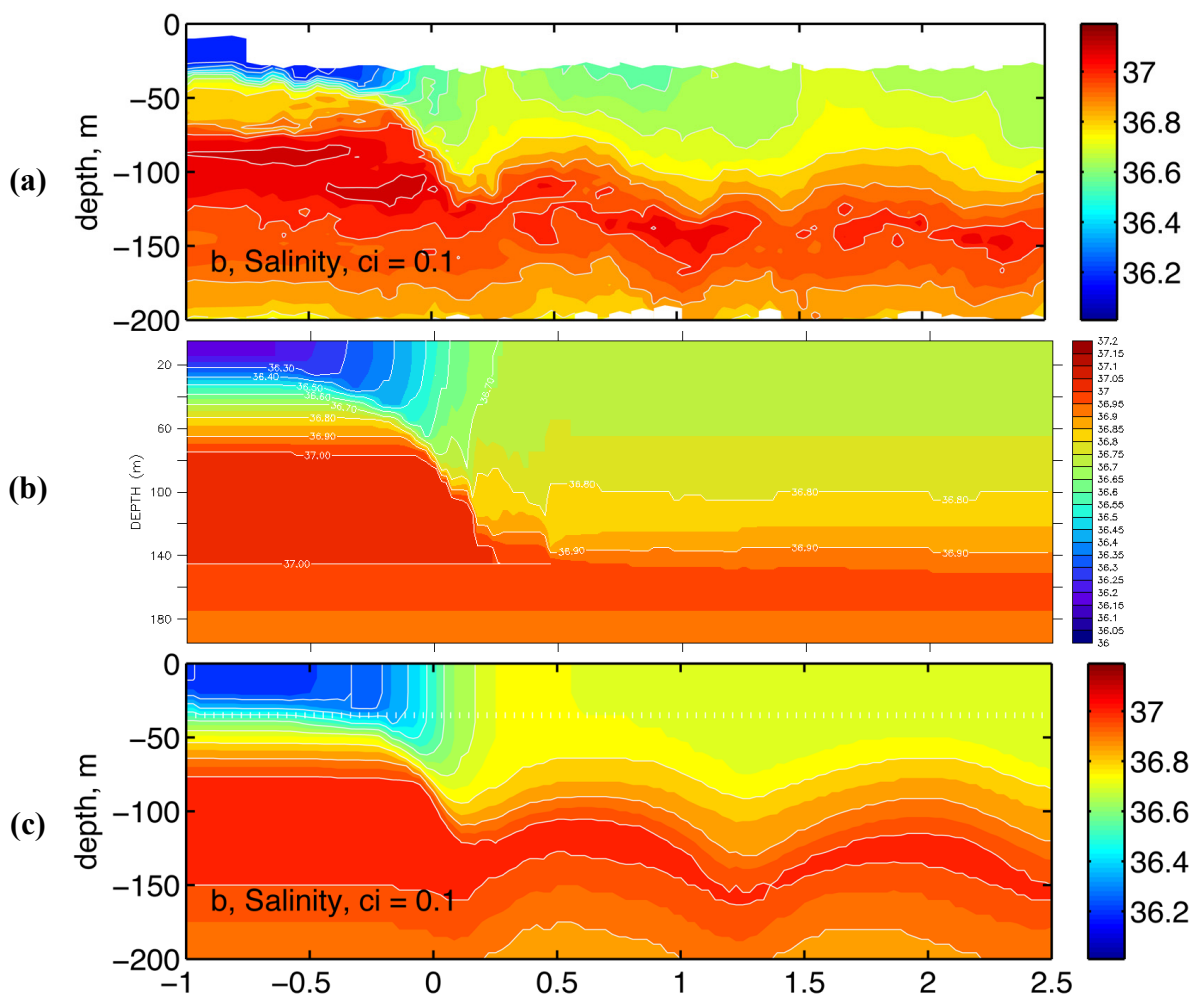
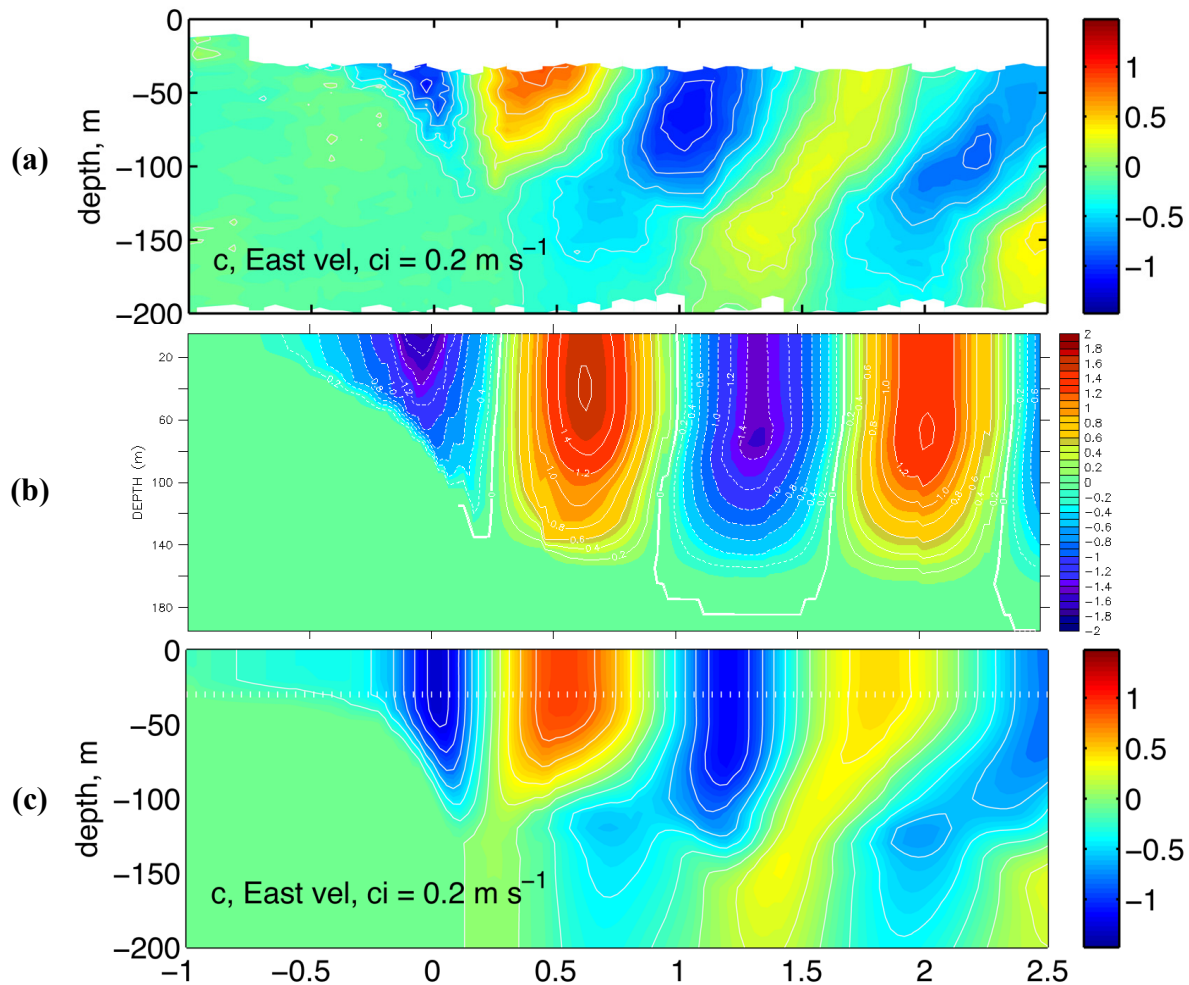


Fig. 14 Même figure que Fig. 13 pour la salinité

L'évolution de la salinité (Fig. 14) est également simulée de manière satisfaisante par le modèle. L'augmentation de la salinité dans la couche de mélange liée à la fois au mélange turbulent avec des eaux plus denses et au flux d'évaporation en surface a une amplitude ( $+0,5$ ) et un déclenchement réalistes, même si l'eau est légèrement plus dense que dans les observations. On note une fois de plus l'absence d'upwelling à l'arrière du cyclone dans la

simulation, ce qui a pour effet de maintenir une profondeur de CMO constante contrairement aux observations où l'on observe des oscillations quasi-inertielles. Les écarts de salinité entre les observations et la simulation peuvent être en partie attribués à l'absence de précipitations dans le modèle, et donc l'absence d'un flux d'eau douce en surface.

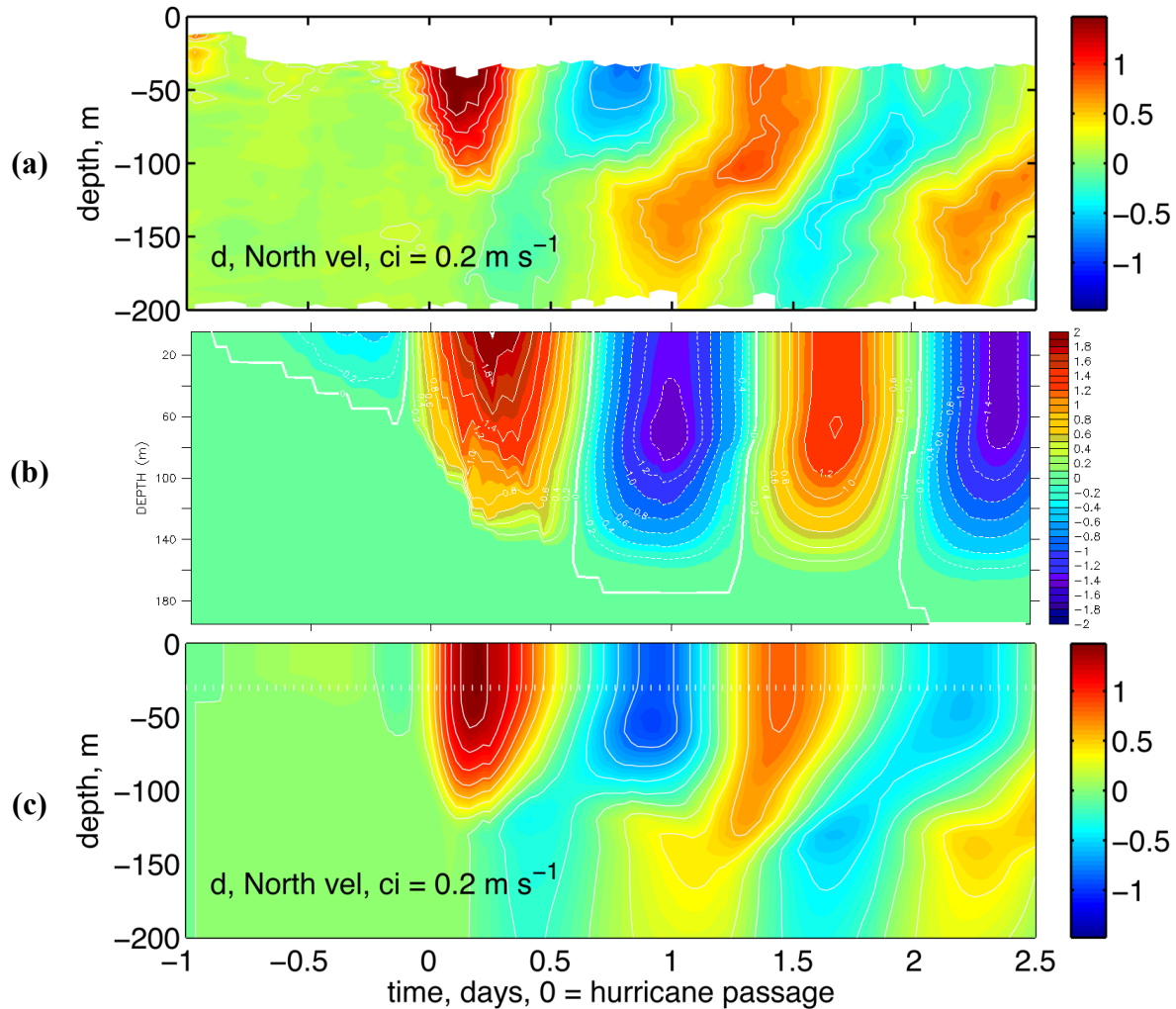
Le modèle se révèle être cependant moins bon pour représenter l'évolution du courant. D'une part, il surestime l'intensité des courants horizontaux, et d'autre part, un déphasage se crée au cours du temps entre les courants observés et simulés (Fig. 15 et Fig. 16). La vitesse de rotation du courant étant à la fois liée à la fréquence locale de Coriolis et à l'intensité du courant, il semble logique qu'une mauvaise simulation de l'intensité du courant entraîne un décalage temporel au niveau des changements de directions du courant.



**Fig. 15** Même figure qu'en Fig. 13 pour le courant zonal (m/s)

Concernant la composante zonale du courant (Fig. 15), lors du passage du cyclone, on observe des écarts de l'ordre de 0,2 m/s (soit 15 %) entre la simulation et les observations. La surestimation du courant dans le modèle s'accompagne d'une pénétration verticale plus importante que dans les observations. Le courant reste également plus longtemps orienté dans la même direction dans le modèle que dans les observations. Un écart de 3 h apparaît ainsi juste après le passage du cyclone. Une demi-journée après le passage du cyclone, l'écart entre observations et simulations s'accroît. Dans le modèle, le courant généré en surface se propage verticalement mais de manière limitée ( $\sim 150$  m) et atteint encore 1,6 m/s, alors qu'il

reste aux alentours de 1 m/s dans les observations et se propage verticalement au delà de 200 m de profondeur dans une direction rétrograde. Le décalage temporel reste constant et augmente le déphasage de 3 h à chaque oscillation. Au delà de deux jours, le courant ne s'est quasiment pas atténué (1,4 m/s) et reste cantonné aux 150 premiers mètres de profondeur dans le modèle, alors qu'il s'atténue et se propage rapidement sur la verticale dans les observations. En fin de simulation, le déphasage entre observations et simulation atteint une demi-journée.



**Fig. 16** Même figure qu'en Fig. 13 pour le courant méridien (m/s)

La même analyse peut être menée concernant la composante méridienne du courant (Fig. 16) avec une surestimation du modèle atteignant 0,2 m/s durant le passage du cyclone (1,8 m/s contre 1,6 m/s) et l'absence d'atténuation et de propagation verticale dans le modèle après le passage du cyclone (1,4 m/s contre 0,8 à 0,6 m/s dans les observations). Le déphasage décrit pour les vitesses zonales est également présent. Plusieurs raisons peuvent être invoquées pour expliquer les difficultés du modèle à représenter correctement les courants. Pendant la phase de forçage, la surestimation systématique des courants (+0.2 m/s) et de leur pénétration verticale peut s'expliquer de différentes manières. Premièrement, on observe une surestimation du flux turbulent de quantité de mouvement calculé par ECUME (+0,5 N/m<sup>2</sup> en moyenne dans la zone de vent fort), comme l'indique une comparaison avec une simulation dont les flux de stress sont calculés directement suivant les valeurs données par Powell et al. (2003) (non présentée). Deuxièmement, il existe des erreurs et des incertitudes au niveau du

positionnement du flotteur par rapport à la grille du modèle, ainsi que des erreurs d'analyse du champ de vent et de best-track qu'il est impossible d'estimer et de corriger. Enfin, concernant la phase de relaxation (post-cyclone), l'absence d'atténuation du courant dans la CMO et de propagation verticale est directement liée à la non-prise en compte du gradient horizontal de pression qui permet de disperser latéralement et verticalement l'énergie piégée dans la couche mélangée. Le gradient de pression influençant également la vitesse de rotation des courants, son absence peut expliquer en partie la rotation plus lente des courants dans la simulation.

Contrairement aux variables thermodynamiques du modèle qui évoluent de manière quasi-unidimensionnelle, le courant a un caractère tridimensionnel beaucoup plus marqué, notamment à cause du gradient horizontal de pression et de l'aspect ondulatoire de la réponse dynamique de l'océan. Il est donc logique que la capacité du modèle à représenter l'évolution des courants soit moins bonne que sa capacité à représenter l'évolution de la température et de la salinité. La comparaison de la simulation 1D avec la simulation 3D confirme clairement ce point. Compte tenu de l'utilisation du modèle dans le cadre de la modélisation couplée, les faiblesses du modèle concernant la représentation des courants après la période de forçage cyclonique n'est pas un point bloquant. L'évolution de la température de surface, paramètre clé dans le cadre de simulations couplées océan-atmosphère, est très bien reproduite par le modèle pendant la période de forçage. Les performances du modèle sont donc très bonnes dans le cadre de l'utilisation qui en est faite ici.

## 5.2. Les modèles intégraux

Une autre approche qui découle naturellement du système d'équations primitives et qui est également utilisée dans le cadre de cette thèse est l'approche intégrale. Ces modèles permettent de représenter de manière intuitive la couche de mélange océanique en tant que couche parfaitement mélangée par la turbulence, et donc uniforme verticalement en termes de température, de salinité et de courants. Les tests réalisés avec le modèle unidimensionnel et présentés dans le paragraphe précédent confirment pleinement cette hypothèse en conditions cycloniques. Juste en dessous de la couche mélangée, le mélange turbulent devient très faible, ce qui se traduit par d'importants gradients de température et de salinité entre la couche mélangée et la thermocline supérieure. Ces gradients sont représentés par une surface de discontinuité entre la couche mélangée et la thermocline supérieure. Cette surface constitue par conséquent la base de la couche mélangée dans un modèle intégral. Les observations disponibles indiquent que les gradients rencontrés juste en dessous de la CMO soumise à un forçage cyclonique s'apparentent effectivement à des discontinuités à la base de la couche mélangée. La couche mélangée est donc considérée comme une couche homogène délimitée par la surface et la thermocline à sa base.

Comme nous l'avons déjà évoqué, la représentation de cette turbulence et de son intensité est la clé pour décrire correctement l'évolution de la couche mélangée soumise à un forçage cyclonique. Dans le cadre d'une approche intégrale, l'action globale de la turbulence sur la couche mélangée est représentée par une vitesse verticale appliquée à la base de la CMO. Ce paramètre permet par conséquent de définir à quelle vitesse la couche mélangée s'approfondit sous l'action du mélange vertical. Les différents travaux présentés dans le Chapitre 4 indiquent que l'approche intégrale est très bien adaptée à l'étude de la réponse de l'océan à un cyclone, sous réserve que la paramétrisation du mélange turbulent soit suffisamment réaliste.

Les équations primitives intégrées sur la profondeur de la couche mélangée s'écrivent pour la partie thermodynamique :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) T = \frac{H + LE}{\rho_0 C_p h} - \frac{\delta T}{h} w_e$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) S = \frac{E + P}{h} - \frac{\delta S}{h} w_e$$

Il est important de noter que toutes les variables exprimées ici sont des grandeurs intégrales représentant les caractéristiques moyennes de la CMO. Lorsque ces mêmes variables sont précédées d'un «  $\delta$  », elles représentent alors la discontinuité de cette grandeur à la base de la couche mélangée.  $T$  est la température,  $S$  la salinité,  $\mathbf{U}$  le vecteur courant horizontal,  $H$  et  $LE$  les flux turbulents de chaleur sensible et latente respectivement,  $\rho_0$  est la densité de l'eau,  $C_p$  est la capacité calorifique de l'eau,  $h$  la profondeur de la couche mélangée,  $E$  et  $P$  les flux d'évaporation et de précipitation, respectivement.  $w_e$  est la vitesse d'entraînement verticale à la base de la couche mélangée. Pour la partie dynamique :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{f} \mathbf{k} \times \mathbf{U} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\boldsymbol{\tau}}{h} - \frac{1}{\rho_0} \nabla P - \frac{\delta \mathbf{U}}{h} w_e \text{ avec } \nabla P = g(h \nabla \rho - \delta \rho \nabla h)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) h = w_e - w_{-h} \text{ avec } w_{-h} = h \nabla \cdot \mathbf{U}$$



où  $f$  est le paramètre de Coriolis,  $\mathbf{k}$  est le vecteur unitaire vertical,  $\boldsymbol{\tau}$  est le vecteur du frottement du vent,  $P$  est la pression et  $w_h$  est la vitesse verticale à la base de la couche mélangée induite par la divergence des courants moyens de la CMO.

Il est possible de définir des couches supplémentaires en dessous de la couche mélangée dont l'évolution de l'interface est décrite par le même jeu d'équations dites à gravité réduite. La seule différence est qu'il n'y a plus de termes de forçage atmosphérique. Le couplage des différentes couches est assuré par le terme de pression. On considère alors la surface qui sépare deux couches comme isopycnale, car seule sa profondeur varie. La dernière couche possède une profondeur infinie, est au repos et le gradient de pression y est nul. Le modèle développé ici possède deux couches : la couche mélangée et la thermocline que l'on considère au repos. Les détails du modèle et l'ensemble de ses équations sont donnés dans l'article, Chapitre 6.

### 5.2.1. La vitesse d'entraînement

L'intégration verticale des équations primitives entraîne également la nécessité de représenter de manière intégrale le mélange turbulent à la base de la couche mélangée. Il n'est alors plus possible de représenter individuellement et explicitement les différents processus physiques générant de la turbulence dans la couche mélangée. Il faut donc paramétrer ces différents processus et la turbulence qu'il génère à partir des variables moyennes de la CMO et des paramètres de forçage atmosphérique. En combinant leurs différents effets, on peut en déduire une vitesse d'approfondissement représentant l'action de la turbulence, également appelée vitesse d'entraînement.

La manière la plus naturelle de réaliser cela est d'effectuer un bilan d'ECT intégrée sur la profondeur de la couche mélangée. La principale hypothèse qui permet d'effectuer ce bilan est qu'il existe un équilibre permanent entre la production d'énergie cinétique turbulente, la conversion en énergie potentielle et la dissipation, en moyenne sur la profondeur de la couche mélangée, soit :

$$\int_{z=-h}^{z=0} \frac{\partial TKE}{\partial t} dz = 0$$

Ce bilan d'énergie cinétique turbulente intégré sur la profondeur de la couche mélangée permet alors de déduire la vitesse d'entraînement à la base de la couche mélangée. Cette vitesse traduit l'intensité de la turbulence dans cette zone, mais surtout la vitesse à laquelle l'eau de la thermocline est mélangée et incorporée à l'eau de la couche mélangée, c'est-à-dire le taux d'approfondissement de la couche mélangée. On distingue trois sources principales de production d'énergie cinétique turbulente dans la couche mélangée: l'action directe du vent en surface, le cisaillement vertical de courant à la base de la couche mélangée et la (dé)stabilisation de la couche mélangée par les flux de flottabilité en surface. Chacun des termes du bilan d'ECT est paramétré à l'aide d'échelles caractéristiques atmosphériques ou océaniques :

- *Friction du vent*

Le flux d'ECT associé à l'action du vent en surface est proportionnel à  $u_*^3$  (Krauss et Turner 1967). Une partie de ce flux est dissipée alors que l'autre partie sert à approfondir la couche mélangée en y entraînant des eaux plus denses à sa base. Ce terme s'exprime en fonction d'une constante  $c_1$  :

$$TKE_w = c_1 u_*^3$$

- *Cisaillement du courant*

Les forçages atmosphériques associés à des vitesses de vents élevées génèrent de forts courants dans la couche mélangée et par conséquent un cisaillement vertical qui crée de la turbulence lorsque ce dernier est suffisamment intense par rapport au saut de densité à la base de la couche mélangée. Le flux d'ECT associé s'exprime donc en fonction du cisaillement du courant  $\partial V$ , de la vitesse d'entraînement  $w_e$  et d'une constante  $c_2$  (Niiler 1975) :

$$TKE_c = c_2 w_e \frac{\Delta V^2}{2}$$

- *Flottabilité*

Le flux d'ECT associé à la flottabilité est le seul terme du bilan pouvant se comporter comme un puit ou une source en fonction du signe du flux de flottabilité totale en surface  $B_0$ . Il dépend du bilan de chaleur radiatif et turbulent net en surface, mais également du bilan évaporation-précipitation. Une perte de flottabilité génère de l'ECT, alors qu'un gain de flottabilité stabilise la couche et atténue l'ECT présente. On l'exprime en fonction de la profondeur de la couche mélangée  $h$  et d'une constante  $c_3$  sous la forme :

$$TKE_b = \int_{z=-h}^{z=0} \overline{w'b'} dz = c_3 h \frac{B_0}{2}$$

- *Création d'énergie potentielle par l'entraînement*

La vitesse d'entraînement résultant des différents termes sources et de la dissipation permet de mélanger les masses d'eau malgré la différence de stabilité entre les deux couches représentée par le saut de flottabilité  $\Delta b$  à la base de la couche mélangée. Ainsi, lorsque la couche mélangée s'approfondit d'une quantité  $\Delta h$ , l'énergie potentielle de la couche mélangée augmente de :

$$\Delta PE = h \Delta b \frac{\Delta h}{2}$$

soit en dérivant par rapport au temps :  $PE = h \Delta b \frac{w_e}{2}$

- *Bilan intégré d'ECT*

L'équilibre entre ces différents termes permet d'aboutir à l'expression intégrée du bilan d'ECT dans la couche mélangée obtenue par Niiler et Krauss (1977) et servant de base commune à toutes les paramétrisations de l'entraînement :

$$h w_e \frac{\Delta b}{2} = c_1 u_*^3 + c_2 w_e \frac{\Delta V^2}{2} + c_3 h \frac{B_0}{2} - h \varepsilon$$

où  $\varepsilon$  représente le terme de dissipation.

On retrouve ainsi trois grandes familles de paramétrisations : celle ne prenant en compte que l'effet de la tension du vent en surface et des flux de flottabilité (Krauss et Turner 1967, Elberry et al. 1976, Chang et Anthes 1978, Gaspar 1988), celle ne prenant en compte que le cisaillement de courant (Pollard et al. 1973, Price 1981), et enfin celle regroupant les 3 mécanismes de production (Deardorff 1983, Samson et al. 2009). Par exemple, Deardorff (1983) a mis au point un schéma de vitesse d'entraînement reposant sur les équations de flux de flottabilité du deuxième ordre et sur les perturbations de densité dans la zone d'entraînement. Il ferme le bilan d'ECT en utilisant plusieurs constantes empiriques issues de résultats expérimentaux et en définissant trois nombres adimensionnés de Richardson servant à caractériser le régime rencontré :

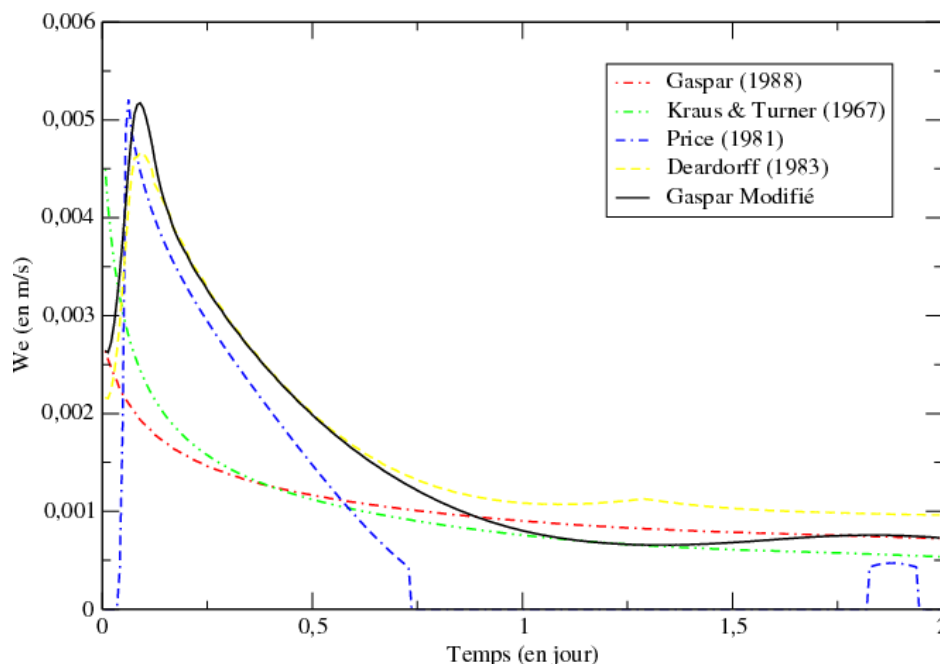
$$R_w = \frac{c_i^2}{u_*^2}, R_c = \frac{c_i^2}{\delta V^2}, R_b = \frac{c_i^2}{w_*^3} \text{ avec } c_i = \sqrt{gh \frac{\Delta T}{T}} \text{ et } w_*^3 = \frac{gQ_0}{\rho_0 C_p T}$$

$c_i$  est l'échelle de vitesse associée au saut de densité à la base de la CMO et  $w_*$  une échelle de vitesse lié à la convection.  $Q_0$  est le flux net de chaleur en surface. Ces trois fonctions représentent la part du mélange turbulent attribuée respectivement à la friction du vent en surface, au cisaillement de courant et à la flottabilité. Cette paramétrisation relativement complète présente de bonnes performances pour simuler l'approfondissement de la couche mélangée soumise à un forçage cyclonique (Khain et Ginis 1991, Bender et al. 1993).

La paramétrisation de Price (1981) génère une vitesse d'entraînement proportionnelle au cisaillement de courant lorsque le nombre  $R_c$  défini ci-dessus devient inférieur à 1, c'est-à-dire lorsque la stabilité de l'interface entre les deux couches n'est plus suffisante pour contrebalancer le cisaillement de courant. Les paramétrisations représentant uniquement la friction du vent et la flottabilité diffèrent principalement les unes des autres par les constantes utilisées et le seuil de déclenchement du mélange.

### 5.2.2. Amélioration et validation de la paramétrisation de Gaspar (1988)

La paramétrisation de Gaspar (1988) fait l'objet ici d'une attention particulière car une version améliorée a été mise au point au cours de la thèse. Cette nouvelle version intègre l'effet du cisaillement du courant sous une forme explicite, tout en respectant le formalisme original de l'auteur. La paramétrisation de Gaspar utilise également des échelles de longueurs caractéristiques spécifiques pour quantifier les effets des différents termes du bilan d'ECT, mais également de la rotation du fluide. Nous avons introduit par conséquent une échelle de longueur supplémentaire associée au cisaillement de courant. Cette approche originale diffère donc de celle employée par Deardorff (1983). Ces longueurs servent en particulier à déterminer une longueur de dissipation intégrale qui intervient dans le calcul du terme de dissipation du bilan d'ECT. D'avantages de détails sont fournis dans l'article au Chapitre 6.

**Inter-comparaison**

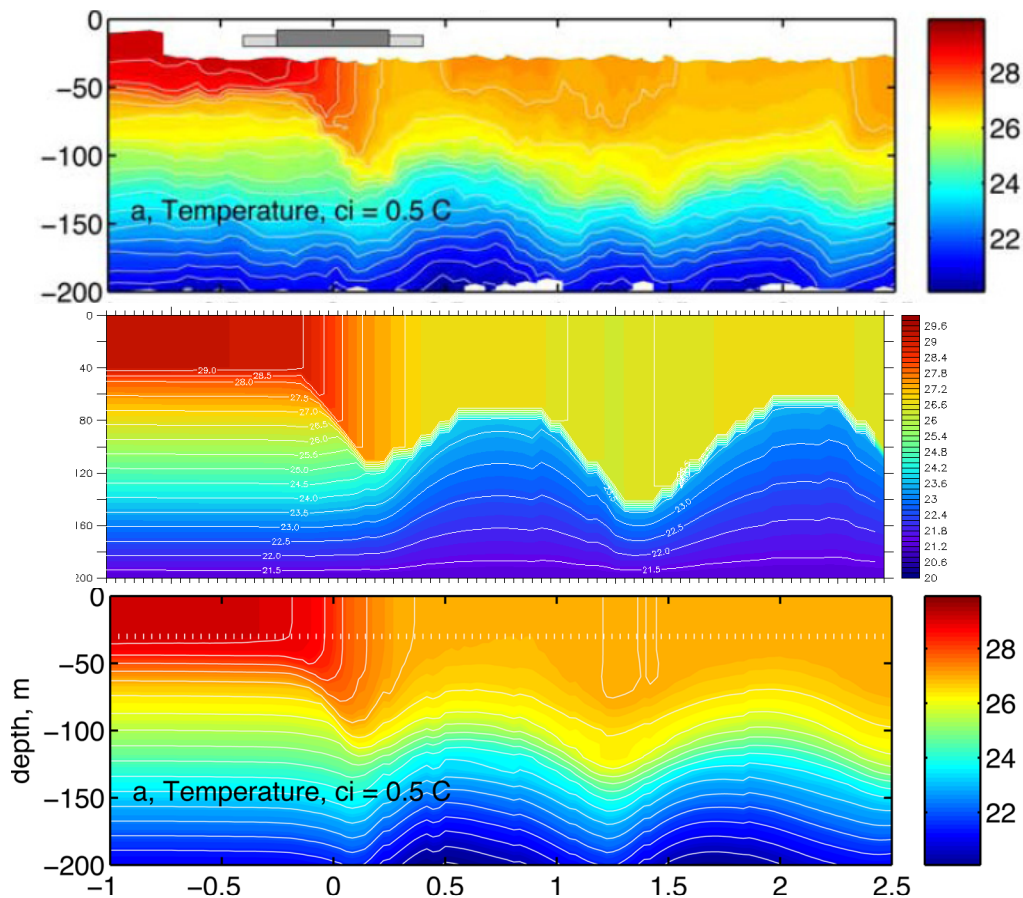
**Fig. 17 Evolution de la vitesse d'entraînement (en m/s) calculée à l'aide de différentes paramétrisations dans un cadre idéalisé, sans effets tridimensionnels, pour un vent uniforme à 40 m/s**

La Figure Fig. 17 permet de comparer les vitesses d'entraînement générées par les différentes paramétrisations présentées ci-dessus pour un vent uniforme soufflant à 40 m/s sur une durée d'intégration de deux jours. Le modèle à couches utilisé pour réaliser cette simulation est présenté en détail dans l'article, Chapitre 6. On peut facilement repérer les paramétrisations prenant en compte le cisaillement de courant au cours de la première journée de simulation, à savoir Price (1981) (P81), Deardorff (1983) (D83) et Gaspar « modifié » (Samson et al. 2009) (GM09). Les vitesses d'entraînement générées par ces paramétrisations sont en effet bien plus importantes que celles générées par les paramétrisations incluant uniquement les effets de la tension du vent et des flux de flottabilité.

Au cours des 12 premières heures, les trois paramétrisations produisent des vitesses avec une amplitude et une évolution très similaires avec un maximum de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-3}$  m/s. La vitesse dans P81 décroît cependant plus rapidement et devient nulle à partir de 18h de simulation. Cette extinction de l'entraînement est liée au critère d'instabilité de cette paramétrisation qui n'est plus rempli, car le saut de densité est devenu trop grand et le courant n'est plus assez intense. On note que l'entraînement se « réenclenche » au cours de la dernière demi-journée de simulation, mais à un niveau moindre. Au-delà de la première journée, les vitesses d'entraînement produites par les autres paramétrisations ont des intensités assez proches variant entre  $0,5 \cdot 10^{-3}$  et  $1 \cdot 10^{-3}$  m/s. D83 produit plus d'entraînement que les autres paramétrisations, alors que GM09 oscille entre G88 et KT69. Il est très intéressant de noter que malgré des approches, des hypothèses et des algorithmes différents, D83 se comporte de manière très similaire à GM09. On peut donc s'attendre à ce que les défauts de G88 pointé du doigt par Jacob et al. (2000, 2004) en conditions cycloniques soient bien corrigés grâce aux modifications apportées.

### Validation du modèle intégral

La validation de cette nouvelle paramétrisation dans le cas d'un forçage cyclonique réel et ses performances sont présentées en détail dans l'article, Chapitre 6. La comparaison entre les mesures in-situ effectuées dans le cyclone Frances (2004) lors de la campagne CBLAST à l'aide de flotteurs profileurs, un modèle 3D complet (PWP, Price et al. 1994) et le modèle intégral utilisant la nouvelle paramétrisation GM09 est présentée en Fig. 18. Le modèle est initialisé et forcé avec les mêmes données que pour le modèle unidimensionnel.



**Fig. 18** Température (°C) (a) observée, (b) Samson et al. (2009), (c) Sanford et al. (2007) *La barre grise indique un stress supérieur à  $0.5 \text{ N/m}^2$  et la barre noire supérieur à  $2 \text{ N/m}^2$ . L'abscisse est le temps en jour par rapport au passage du cyclone au plus près du flotteur.*

La Figure 18 illustre la capacité du modèle à deux couches à reproduire correctement la réponse en température de l'océan pendant et après le passage du cyclone. Noter que les échelles de couleur diffèrent légèrement entre les figures issues de l'article de Sanford et al. (2007) et la figure issue du modèle à deux couches. Les isothermes représentés par les lignes blanches tous les  $0,5^\circ\text{C}$  sont en revanche les mêmes dans les trois panneaux. L'intensité et l'évolution du refroidissement de la couche mélangée sont bien représentées par le modèle avec un refroidissement de  $2^\circ\text{C}$  en  $0,5$  jour à peu près. L'approfondissement de la couche mélangée est également bien reproduit en termes d'amplitude et d'évolution. Sa profondeur augmente d'une cinquantaine de mètres pendant le passage du cyclone. Les oscillations

inertielles de la couche mélangée simulées après le passage du cyclone ont une fréquence très proche de celles simulées par le modèle 3D PWP. Les oscillations simulées par les deux modèles sont en revanche plus marquées que dans les observations. La nouvelle paramétrisation GM09 remplit donc très bien son rôle en approfondissant de manière réaliste la couche mélangée pendant le passage du cyclone. Les performances du modèle sont très bonnes compte tenu de sa simplicité et de sa légèreté face à un modèle tridimensionnel complet. Ce sont pour ces raisons que nous avons utilisé ce modèle pour étudier les bilans de température et d'énergie cinétique dans la couche mélangée en régime cyclonique. Cette étude a fait l'objet d'un article publié et inclus dans le Chapitre 6 de ce manuscrit.

## **6. « Numerical investigation of an oceanic resonant regime induced by hurricane winds »**

### **6.1. Résumé**

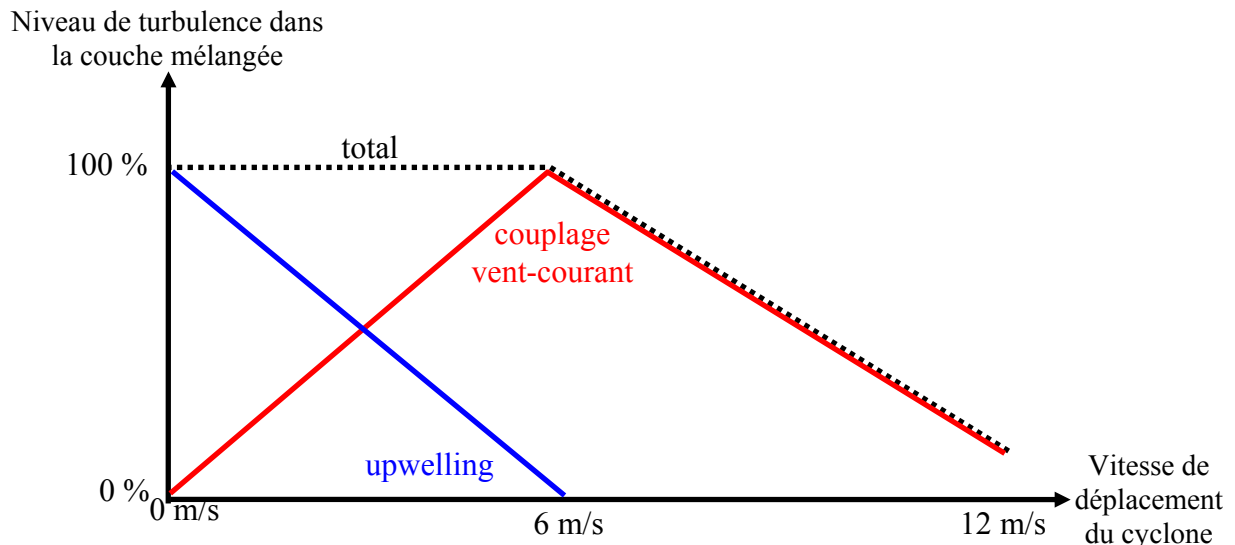
Cette étude décrit de manière détaillée la réponse océanique à un cyclone tropical dans un cadre idéalisé. Cette approche permet de mieux comprendre le rôle des différents processus physiques composant la réponse océanique, leurs interactions et leurs contributions dans l'évolution de la température et des courants observés dans la couche mélangée lors du passage d'un cyclone.

Ce travail se focalise en particulier sur la sensibilité de la réponse océanique à la vitesse de déplacement du cyclone. La réponse océanique dépend en effet de l'intensité et de la taille du cyclone, mais également de sa vitesse de déplacement. Ce dernier paramètre nous a paru être le plus pertinent car contrairement aux autres paramètres qui modulent principalement l'amplitude des différents processus physiques de façon quasi-linéaire, la vitesse de déplacement modifie les processus eux-mêmes, ainsi que leur degré d'interaction. La réponse océanique qui en résulte présente ainsi un comportement fortement non-linéaire en fonction de la vitesse de déplacement du cyclone. L'objet de ce papier est donc d'aboutir à une meilleure compréhension et description de ce caractère non-linéaire.

Nous verrons tout d'abord que deux processus physiques et leurs interactions réciproques sont principalement responsables de la sensibilité de la réponse océanique à la vitesse de déplacement du cyclone. Le premier est l'upwelling généré dans la région centrale du cyclone par la rotation cyclonique des vents. L'intensité et le temps de déclenchement de l'upwelling dépendent en effet fortement de la vitesse de déplacement du cyclone. Nous montrons ainsi qu'un cyclone très lent déclenche un upwelling intense qui se met en place directement sous l'œil du cyclone, alors que pour un cyclone plus rapide, l'upwelling se déclenche à l'arrière de l'œil du cyclone, à une distance proportionnelle à la vitesse de déplacement du cyclone. Cet upwelling a pour effet de ramener les eaux froides de la thermocline très près de la surface. Le deuxième processus mis en avant dans cette étude est le mécanisme de couplage qui s'opère entre les vents du cyclone et les courants qui se créent dans la couche mélangée. L'étude détaillée du bilan d'énergie cinétique de la couche mélangée a révélé l'existence d'une zone de couplage optimal, également appelée zone de résonance, à toutes les vitesses de déplacement du cyclone. Nous montrons que sa localisation et son intensité varient fortement en fonction de la vitesse de déplacement du cyclone. On observe un éloignement de cette zone du centre vers le côté droit du cyclone, ainsi qu'une augmentation rapide de son intensité passant par un maximum, puis diminuant à nouveau lorsque la vitesse de déplacement du cyclone augmente. Il existe donc une configuration optimale où les vents maximums ont une fréquence de rotation très proche de la fréquence de rotation inertielle des courants.

Pour les cyclones se déplaçant lentement, la zone de couplage optimal se situe juste à l'arrière du cyclone, c'est-à-dire dans la même région que le déclenchement de l'upwelling. Dans cette configuration très particulière, nous montrons que la durée qui sépare le déclenchement de l'upwelling du déclenchement du couplage vent-courant est un paramètre déterminant pour caractériser la réponse de la couche mélangée au cyclone. En effet, si l'upwelling prend place juste avant la formation des courants intenses, la diminution de la profondeur de la couche mélangée causée par l'upwelling participe à la formation de courants très intenses, et par conséquent d'un mélange turbulent très fort. Si le cyclone se déplace un

peu plus rapidement, l'upwelling se met en place en même temps et dans la même zone que le couplage vent-courant. On observe alors également une conversion importante d'énergie cinétique en turbulence. Lorsque le cyclone se déplace encore plus rapidement, l'upwelling se met en place trop à l'arrière du cyclone et la zone de couplage vent-courant se décale sur la droite du cyclone. On n'observe alors plus d'interaction entre le mélange turbulent et l'upwelling. Mais un meilleur phasage entre les vents cycloniques et les courants de la couche mélangée permet tout de même de maintenir un niveau de turbulence équivalent. Au-delà de la vitesse de déplacement correspondant au pic de résonance, le niveau de turbulence se met à décroître quasi-linéairement en continuant à se décaler sur la droite du cyclone. La Figure 19 reprend ces différents éléments de manière schématisée.

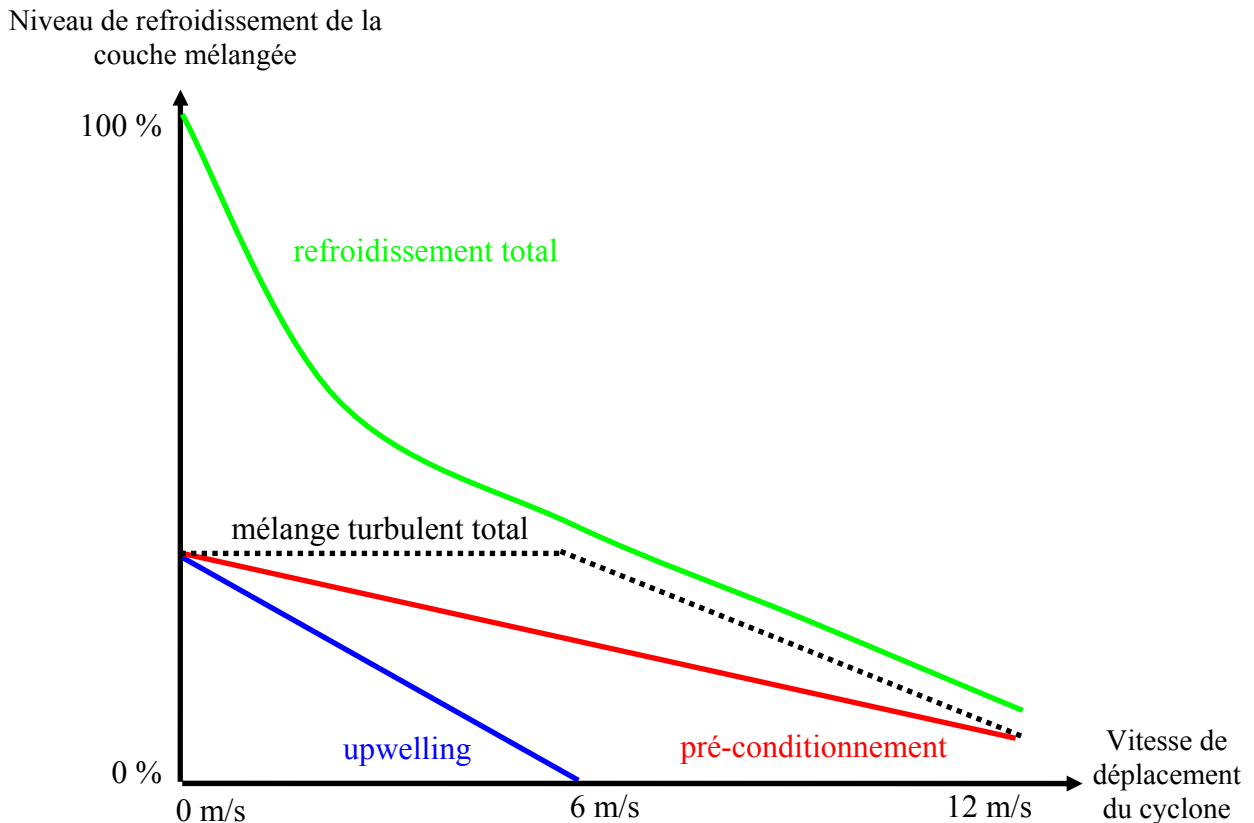


**Fig. 19 Représentation schématisée des contributions de l'upwelling et du couplage vent-courant dans la production du mélange vertical en fonction de la vitesse de déplacement du cyclone**

Ce comportement dynamique très particulier a évidemment des répercussions importantes sur les températures de la couche mélangée que nous étudions à l'aide d'un bilan détaillé. L'entraînement d'eau froide depuis la thermocline vers la couche mélangée est proportionnel à la vitesse d'entraînement et au saut de température à la base de la couche mélangée. Cependant, ce deuxième paramètre est également modifié de manière significative par l'upwelling qui renforce le gradient de température juste en dessous de la couche mélangée. L'upwelling joue donc un double rôle en modifiant à la fois la profondeur de la couche mélangée et le saut de température à la base de la couche mélangée pour les cyclones se déplaçant lentement. Enfin, le saut de température à la base de la couche mélangée montre également une dépendance à la vitesse de déplacement du cyclone, mais indépendamment de l'action de l'upwelling. Un cyclone se déplaçant lentement agit en effet pendant une plus longue période sur la couche mélangée. A l'avant du cyclone, cela se traduit par un approfondissement de la couche mélangée, plus important lorsque le cyclone se déplace lentement. Nous observons également qu'à l'avant du cyclone, la couche mélangée s'approfondit plus rapidement qu'elle ne se refroidit, ce qui entraîne une augmentation du saut de température à la base de la couche mélangée. Nous qualifions cette période de phase de pré-conditionnement, dans le sens où le cyclone exerce une action sur la couche mélangée avant même son arrivée sur cette zone. L'évolution du saut de température à la base de la couche mélangée dépend donc de deux mécanismes : l'action du cyclone à l'avant et l'upwelling sous ou derrière le cyclone. La combinaison de ces deux mécanismes génère



d'importants gradients verticaux de température qui sont ramenés très près de la surface lors de l'upwelling. Lorsque le mélange turbulent se déclenche avec les courants créés sous le cyclone, on observe alors un refroidissement très rapide et intense juste en dessous du cyclone pour les cyclones se déplaçant lentement. Pour des vitesses de déplacement plus rapide, la zone où se forme le mélange vertical est déplacée sur la droite du cyclone et ne coïncide plus avec la région de l'upwelling. Ces résultats sont présentés schématiquement sur la Figure 20.



**Fig. 20 Représentation schématique des contributions respectives des trois mécanismes pilotant la température de la couche mélangée en fonction de la vitesse de déplacement du cyclone**

Au final, ce travail nous a permis de dresser un bilan complet des différents processus physiques et mécanismes responsables de l'évolution des courants, du mélange turbulent et de la température dans la couche mélangée, ainsi que de leurs interactions possibles en fonction de la vitesse de déplacement du cyclone. Leurs actions combinées sur la couche mélangée sont responsables du comportement non-linéaire de la couche mélangée observé pour les cyclones se déplaçant lentement. Les bilans nous ont permis de comprendre pourquoi mélange turbulent et refroidissement n'évoluent pas de la même façon en fonction de la vitesse de déplacement du cyclone. Cette étude montre également que la vitesse de déplacement des cyclones doit être considérée comme un paramètre crucial au même titre que les vitesses de vent si l'on souhaite modéliser correctement la réponse de l'océan à un forçage cyclonique.

Enfin, cette étude établit également la limite entre les comportements tridimensionnel et unidimensionnel de la température dans la couche mélangée en fonction de la vitesse de déplacement du cyclone. Cette valeur située aux alentours de 6 m/s permet de connaître le régime de validité de l'hypothèse « 1D » sur laquelle repose le modèle océanique unidimensionnel présenté dans le paragraphe 5.1 et utilisé dans la Partie 3 de ce manuscrit.

## **6.2. Article**

# Numerical investigation of an oceanic resonant regime induced by hurricane winds

Guillaume Samson · Hervé Giordani · Guy Caniaux · Frank Roux

Received: 23 May 2008 / Accepted: 12 May 2009  
© Springer-Verlag 2009

**Abstract** The oceanic mixed layer (OML) response to an idealized hurricane with different propagation speeds is investigated using a two-layer reduced gravity ocean model. First, the model performances are examined with respect to available observations relative to Hurricane Frances (2004). Then, 11 idealized simulations are performed with a Holland (Mon Weather Rev 108 (8):1212–1218, 1980) symmetric wind profile as surface forcing with storm propagation speeds ranging from 2 to 12 m s<sup>-1</sup>. By varying this parameter, the phasing between atmospheric and oceanic scales is modified. Consequently, it leads to different momentum exchanges between the hurricane and the OML and to various oceanic responses. The present study determines how OML momentum and heat budgets depend on this parameter. The kinetic energy flux due to surface wind stress is found to strongly depend on the propagation speed and on the cross-track distance

from the hurricane center. A resonant regime between surface winds and near-inertial currents is clearly identified. This regime maximizes locally the energy flux into the OML. For fast-moving hurricanes (>6 m s<sup>-1</sup>), the ratio of kinetic energy converted into turbulence depends only on the wind stress energy input. For slow-moving hurricanes (<6 m s<sup>-1</sup>), the upwelling induced by current divergence enhances this conversion by shallowing the OML depth. Regarding the thermodynamic response, two regimes are identified with respect to the propagation speed. For slow-moving hurricanes, the upwelling combined with a sharp temperature gradient at the OML base formed in the leading part of the storm maximizes the oceanic heat loss. For fast propagation speeds, the resonance mechanism sets up the cold wake on the right side of the hurricane track. These results suggest that the propagation speed is a parameter as important as the surface wind speed to accurately describe the oceanic response to a moving hurricane.

Responsible Editor: Richard John Greatbatch

G. Samson · H. Giordani · G. Caniaux  
Centre National de Recherches Météorologiques,  
Groupe d'étude de l'Atmosphère Météorologique,  
Météo-France, CNRS,  
42 avenue Gaspard Coriolis,  
31057 Toulouse Cedex 01, France

G. Samson (✉)  
Laboratoire de l'Atmosphère et des Cyclones,  
Université de La Réunion, Météo-France, CNRS,  
15 avenue René Cassin,  
97715 Saint-Denis Cedex 09, France  
e-mail: guillaume.samson@meteo.fr

F. Roux  
Laboratoire d'Aérodynamique, Université Toulouse 3, CNRS,  
14 avenue Edouard Belin,  
31400 Toulouse, France

**Keywords** Air–sea interactions · Oceanic mixed layer · Hurricane propagation speed · Entrainment parameterization · Upwelling · Resonant regime · Near-inertial currents

## 1 Introduction

In hurricane conditions, the upper layers of the ocean receive large amounts of kinetic energy and undergo a strong heat loss. The intense currents excited by the hurricane in the oceanic mixed layer (OML hereafter) generate turbulence by shear. This turbulence entrains cold waters from the thermocline into the OML. This process is mainly responsible for the local cooling

observed in the oceanic wake of hurricanes (Price 1981; Sanford et al. 1987; Shay et al. 1992, among others). As a consequence, the oceanic response is entirely forced by the amount of momentum transferred from the hurricane to the ocean. In turn, the ocean response influences the hurricane intensity (Schade 2000). It is therefore important to accurately represent this transfer of momentum and to understand how the ocean responds to this strong energy input.

Two main reasons have been invoked to explain how hurricanes generate such strong oceanic responses. First, the very strong hurricane winds at surface level transfer important amount of momentum into the ocean. Determining the relationship between wind speed and momentum flux in high-wind regimes is a crucial point which has been extensively studied from both theoretical (Emanuel 1986, 1995, 2003) and experimental (Powell et al. 2003; Donelan et al. 2004; Black et al. 2006) approaches.

The second point is that the momentum flux does not depend only on wind intensity but also on the phasing between the atmosphere and the ocean. The timescale associated with hurricane winds is imposed by the hurricane size—typically the radius of maximum wind (RMW hereafter)—and by the hurricane propagation speed ( $U_H$  hereafter). The timescale of the subtropical OML is roughly equal to the local Coriolis frequency,  $f$ , but it also depends on its depth and the stratification below. Scale analyses performed by Price (1981) and Greatbatch (1983) showed that hurricane winds change over a timescale similar to the oceanic inertial frequency. More precisely, the transfer of momentum is maximized on the right side of the hurricane track where winds and near-inertial currents evolve cyclonically with close frequencies, whereas the transfer of momentum is close to zero on the left side where winds and currents evolve in an opposite way (Price 1981, 1983; Price et al. 1994).

The present study aims to explore how the OML responds to an idealized hurricane with different timescales. The timescales are investigated by varying the propagation speed of the atmospheric forcing. The purpose is to determine how the transfer of momentum varies and to understand how the OML momentum and heat budgets are affected. The framework of this study is purely academic in order to control the environment.

For this purpose, a simplified two-layer ocean model is used. Atmospheric (maximum wind, RMW) and oceanic (vertical density profile and latitude) parameters are idealized in order to isolate the role of the hurricane propagation speed. This model is similar to those used by Geisler (1970), Chang and Anthes (1978), and Greatbatch (1983, among others) in their studies of the OML dynamics and thermodynamics under a moving hurricane. In Section 2, the model is described and a simulation of the Hurricane Frances on 4th September 2004 is compared

with observations collected during the CBLAST campaign (Black et al. 2006). This validation allows us to be fairly confident in the temperature and kinetic energy budgets presented in the following sections. Section 3 describes the experiments designed to explore the range of oceanic responses with respect to hurricane propagation speeds varying from 2 to 12 m s<sup>-1</sup>. The OML dynamics is investigated in Section 4 by quantifying the kinetic energy budget during the forcing period. Finally, the OML heat budget is analyzed in Section 5 to identify the thermodynamic processes induced by different surface momentum inputs. Results are summarized and compared with previous relevant studies in Section 6.

## 2 Description of the numerical model

### 2.1 Equations

The model used in this study is a two-layer reduced gravity model. The upper layer is an active layer where the prognostic equations are derived from the vertically integrated full-primitive equations system over the mixed layer depth. The rigid lid approximation is made to simplify the equations. This first layer overlies a motionless layer where the temperature and salinity profiles are represented by their vertical linear gradients. Because of the absence of dynamics in the thermocline layer, this model is not able to represent the vertical energy dispersion observed in the oceanic wake to the rear of hurricanes. This downward propagation is induced by the excitation of high baroclinic modes and by the pressure gradient coupling between the OML and thermocline layers (Gill 1984; Shay et al. 1989, 1992; Price et al. 1994). In this study, we only focus on the OML evolution during the forced stage, defined here as the period during which the surface winds induce a significant momentum transfer into the OML, as opposed to the relaxation stage when the surface winds do not influence the OML response anymore. As shown by Greatbatch (1984), horizontal currents stay confined within the OML during the forcing stage.

The conservations of momentum, heat, and salt for the OML are described by the following equations:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + f \mathbf{k} \times \mathbf{U} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} \\ = \frac{1}{\rho_0} \frac{\tau}{h} - \frac{1}{\rho_0} \nabla P - \frac{\delta \mathbf{U}}{h} w_e \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) T = \frac{Q_S + Q_L}{\rho_0 C_p h} - \frac{\delta T}{h} w_e \quad (2)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla)S = \frac{E - P}{h} - \frac{\delta S}{h} w_e \tag{3}$$

where  $h$  is the OML depth and  $\mathbf{U}[u,v]$ ,  $T$ , and  $S$  are the OML depth-integrated horizontal current, temperature, salinity, respectively;  $\rho_0$  and  $C_p$  are the density and specific heat of seawater;  $\boldsymbol{\tau}$  is the wind stress vector;  $Q_S$  and  $Q_L$  are the sensible and latent heat flux respectively;  $E$  and  $P$  are the evaporation and precipitation;  $w_e$  is the entrainment velocity representing the turbulent mixing across the OML base;  $\delta$  represents the discontinuity of the different prognostic variables at the OML base; and  $\mathbf{k}$  is the vertical unit vector and  $g$  the gravitational acceleration. Radiative fluxes and precipitation have second-order contributions compared to the surface heat and moisture fluxes induced by hurricane winds and are not taken into account here. All the model surface parameters are derived from the air–sea exchange bulk flux parameterization presented in Section 2.2. The horizontal pressure gradient in the OML overlying a motionless layer is expressed as:

$$\nabla P = g(h\nabla\rho - \delta\rho\nabla h) \tag{4}$$

where  $\rho$  is the OML water density computed from a classical linear state equation. The OML depth evolves by turbulent deepening and by vertical motions induced by the divergence or the convergence of the OML currents. Its prognostic equation is written as:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla)h = w_e - w_{-h} \tag{5}$$

with

$$w_{-h} = \frac{1}{\rho_0 h} \nabla \cdot \mathbf{U} \tag{6}$$

and where  $w_{-h}$  is the vertical velocity at the OML base and  $w_e$  is the entrainment velocity calculated according to Gaspar (1988)'s parameterization based on the Niiler and Krauss (1977) general turbulent closure equation. This equation is derived from the turbulent kinetic equation (TKE) integrated over the OML depth and is written as (Gaspar 1988):

$$0.5 h \delta b w_e = m_2 u_*^3 + 0.5 w_e (\delta u^2 + \delta v^2) - 0.5 h B(h) - h \varepsilon_m \tag{7}$$

with

$$b = g(\rho_0 - \rho)/\rho_0, m_2 = 2.6, B(h) = \frac{Q_S + Q_L}{\rho_0 C_P} \text{ and } \varepsilon_m = E_m^{3/2}/l$$

In this equation, the left-hand term represents the change in potential energy due to the entrainment

velocity. The first term on the right-hand side is the net flux of TKE due to surface wind stress; this term is parameterized following Kraus and Turner (1967). The second term is a source of TKE due to the vertical shear of the current at the OML base. This term was originally parameterized as a function of  $u_*^3$  and did not resolve explicitly the entrainment produced by the current shear at the OML base. This parameterization weakness has been pointed at by Jacob and Shay (2003) and is now replaced by the Niiler and Kraus (1977)'s formulation as written in Eq. 7 which allows to explicitly represent the change in the entrainment velocity induced by the current shear. The third term represents the surface buoyancy flux and the fourth term is the TKE dissipation.  $\varepsilon_m$  is parameterized as a function of the OML depth-integrated TKE, denoted  $E_m$ , and of the dissipation length  $l$  following Kolmogorov (1942) and Garwood (1977). In Eq. 7, the same set of constants as in Gaspar (1988) is used. This modified parameterization allows us to obtain more realistic OML deepening and cooling in case of strong currents (see Section 2.3).

In the second layer, the temperature stratification is specified as a linear function (Price 1981; Bender et al. 1993):

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = w_e \frac{T_2 - T_{ref}}{h - z_{ref}} \tag{8}$$

where  $T_2$  is the second layer top temperature,  $T_{ref}$  the temperature at the base of the second layer, and  $z_{ref}$  is the depth at the base of the second layer (200 m in our simulations). The base of the second layer is kept fixed during the simulations. Consequently, the evolution of  $T_2$  depends only on the entrainment velocity and the OML depth. The same equation holds for the salinity. The temperature jump at the OML base is deduced from the OML temperature  $T$  and the second layer top temperature  $T_2$  as follows:

$$\delta T = T - T_2. \tag{9}$$

In equations 1, 2, and 3, the prognostic variables are staggered in space over a regular horizontal grid. All prognostic variables are collocated at the same grid points. The horizontal advection is computed by using a second-order upstream scheme and the temporal derivative is deduced from a first-order forward scheme. Model boundaries are open, with horizontal relaxation toward the initial model density and depth profiles. With a horizontal resolution of 10 km and a time step of 15 min, the model is unconditionally stable and is able to simulate over several days the OML response. As a consequence, it is well adapted to perform numerous simulations with different atmospheric forcings.

### 2.2 Surface forcing and fluxes

Surface turbulent fluxes are computed using a parameterization derived from flux measurements at sea (Weill et al. 2003). This provides an accurate estimate of the different neutral-stability 10-m exchange coefficients used in the conventional bulk aerodynamics formulas, for wind intensity up to  $30 \text{ m s}^{-1}$ :

$$\tau = \rho_a C_{d10n} U_{10n} \mathbf{U}_{10n} \quad (10)$$

$$Q_S = \rho_a C_{pa} C_{h10n} U_{10n} \Delta T_{10n} \quad (11)$$

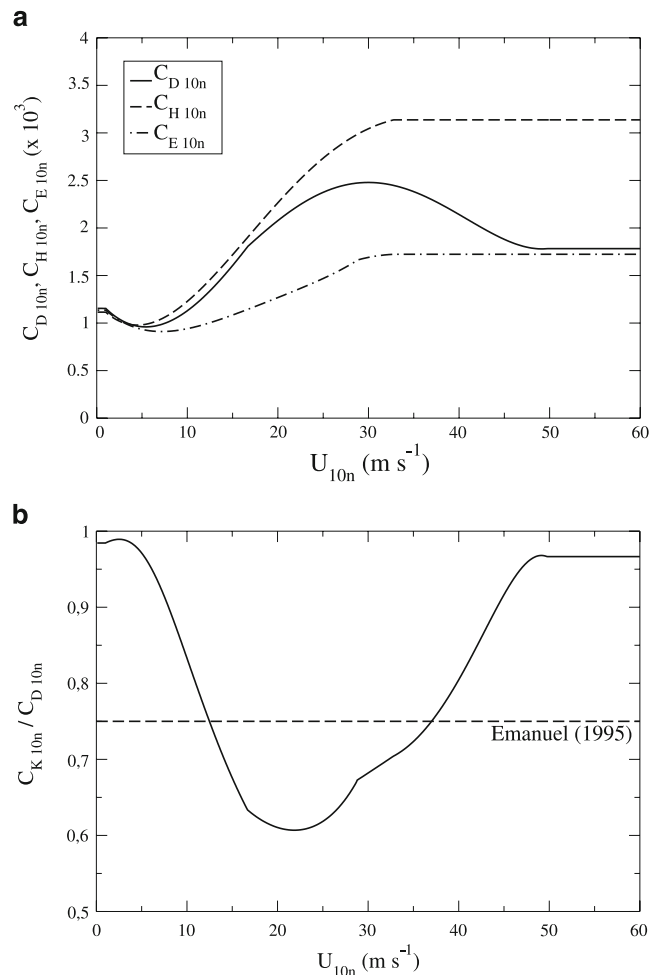
$$Q_L = \rho_a L_{va} C_{e10n} U_{10n} \Delta q_{10n} \quad (12)$$

$\rho_a$  is air density,  $C_{pa}$  the heat capacity of air,  $L_{va}$  the latent heat of vaporization,  $C_{d10n}$  the drag coefficient,  $C_{h10n}$  the sensible heat flux exchange coefficient,  $C_{e10n}$  the latent heat flux exchange coefficient,  $U_{10n}$  the neutral equivalent wind speed at 10 m,  $\Delta T_{10n}$  the difference between the 10-m and surface temperatures, and  $\Delta q_{10n}$  the difference between the 10-m and surface specific humidity.

Under hurricane conditions, recent field and laboratory measurements (Powell et al. 2003; Donelan et al. 2004; Makin 2005) and theoretical studies (Emanuel 1986, 1995) have shown that the transfer coefficients saturate ( $C_{d10n}$  even declines) for high winds. This is related—but not as yet well understood—to the sea state not being fully developed under hurricanes, to the flow separation mechanism at waves crest, and to the generation of sea spray.  $C_{d10n}$  shows a clear dependence on the sea state (French et al. 2007), while  $C_{e10n}$  and  $C_{h10n}$  remain constant and show a weak sensitivity to the sea state (Drennan et al. 2007). To take into account this saturation mechanism, the transfer coefficients are changed for wind speeds larger than  $30 \text{ m s}^{-1}$  instead of being extrapolated, as usually done.  $C_{d10n}$ ,  $C_{h10n}$ , and  $C_{e10n}$  used to compute surface fluxes are shown in Fig. 1a as functions of the neutral equivalent wind speed. The coefficients compare well with the measurements made during the CBLAST campaign in 2003 and 2004 (Black et al. 2006). Figure 1b shows the ratio of the enthalpy ( $C_{k10n}$ ) to momentum exchange coefficients. This ratio is in good agreement with the theoretical results from Emanuel (1986, 1995) and is greater than the 0.75 threshold for hurricane development defined by Emanuel for winds stronger than  $37 \text{ m s}^{-1}$ . For winds greater than  $50 \text{ m s}^{-1}$ , the ratio  $C_{k10n}/C_{d10n}$  stays constant with a value near 1.

### 2.3 Validation of the OML simulation for Hurricane Frances (2004)

To test the model ability to correctly reproduce the OML response to a moving hurricane and to validate the



**Fig. 1** a Neutral 10-m drag (solid line), sensible heat (dash line), and latent heat (dash-dot line) coefficients as functions of wind speed at 10-m height. These coefficients are from Weill et al. (2003), completed with the experimental values from Powell et al. (2003) and Donelan et al. (2004) for wind speeds larger than  $30 \text{ m s}^{-1}$ . b Ratio of the enthalpy to drag neutral 10-m coefficients. The dashed line is the 0.75 threshold for hurricane development proposed by Emanuel (1995)

modifications applied to the Gaspar (1988) entrainment parameterization, we simulate the OML response to Hurricane Frances (2004). This case study is selected because it was observed, measured, and simulated in the context of the CBLAST experiment (Black et al. 2006; Chen et al. 2007; Sanford et al. 2007, among others). Consequently, comparisons with our simulation can easily be made.

Frances originated as a strong tropical wave which developed into a tropical depression on 25th August 2004, 1,400 km west-southwest of the Cape Verde islands. The next day, it was upgraded to tropical storm then to hurricane status. Frances strengthened rapidly, reaching category 3 intensity on the 27th and category 4 on the 28th. Its intensity fluctuated as it traveled westward during the next

several days. It passed north of the Antilles on 1st September, struck the Bahamas on 2nd–3rd September, and made first landfall in south-central Florida on 4th September. Late on 5th September, it reached the Gulf of Mexico near Tampa as a tropical storm and, after a short trip over water, it landed again in the Florida Panhandle, headed north, and weakened to tropical depression while causing heavy rainfall in the southern and eastern USA and in the eastern Canada.

The numerical simulation lasts from 00 UTC on 31st August 2004 until 00 UTC on 4th September. The model domain extends from 18° N to 28° N and from 62° W to 78° W, which includes the National Hurricane Center best track for Frances during this period. During the first 2 days, Frances underwent a series of eyewall replacement cycles while moving west–northwestward, but it remained a category 4 storm. Over the two following days, Frances was affected by westerly wind shear, and it weakened to category 3 (100–110 kt winds) on 2th–3th September near of the Bahamas, then to a category 2 system (85–90 kt) on 3rd–4th September. An airborne deployment of floats and drifters took place on 31st August ahead of the hurricane and captured its cold wake with unprecedented precision. The details of the experiment, measurements, and oceanic response can be found in D'Asaro et al. (2007).

The pre-storm vertical profiles of temperature and salinity measured by an autonomous profiling float about 55 km to the right of the hurricane track (Sanford et al. 2007) are used to initialize the model. The OML depth diagnosed from this profile using a 0.2°C jump criterion is equal to 40 m. The initial variables are deduced from the profiles averaged over the OML depth. The temperature and temperature jump,  $\delta T$ , obtained are 29.26°C and 0.76°C, respectively, and the salinity and salinity jump,  $\delta S$ , obtained are 36.33 and –0.38, respectively. As deduced from the measured profile, the depth and temperature at the second layer base in Eq. 8 are taken as:  $z_{\text{ref}}=200$  m and  $T_{\text{ref}}=21^\circ\text{C}$ , respectively.

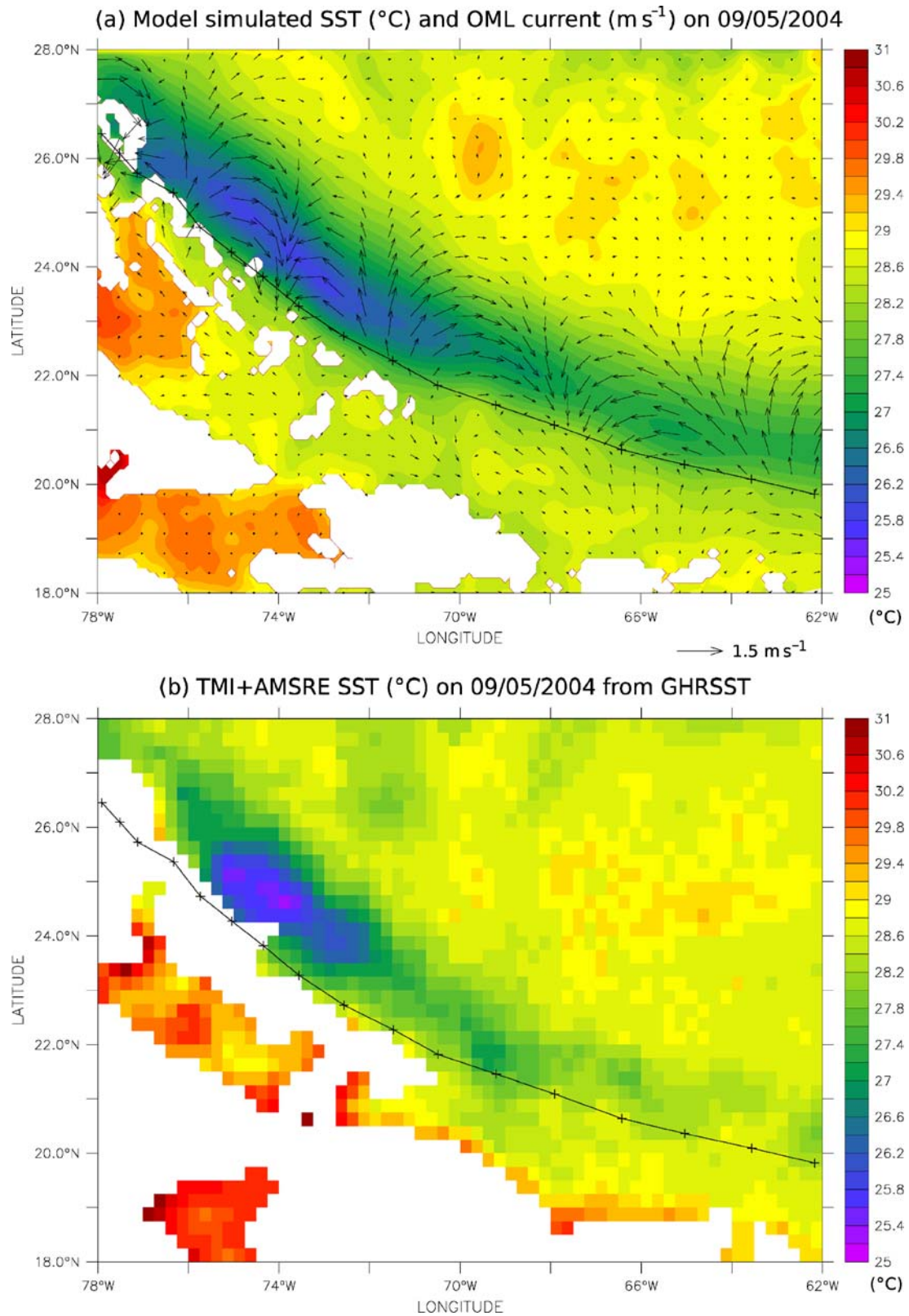
To take into account the spatial variations of the pre-storm sea surface temperature (SST) in the simulation domain, a blended SST analysis of the 31st August with a 0.1° resolution, provided by the Centre de Météorologie Spatiale (Météo-France, Lannion, France), is used. The thermocline temperature gradient is then corrected to match the 200-m temperature  $T_{\text{ref}}$  measured by the float and chosen as reference. Because of weak pre-hurricane currents ( $\leq 0.2$  m s<sup>-1</sup>), initial currents are ignored and the OML model is initially at rest. To represent the atmospheric forcing, we use the “HWIND” 10-m wind analysis with a 0.1° horizontal resolution and a 6-h temporal resolution from Hurricane Research Division (HRD, NOAA/AOML, Miami, FL, USA; Powell et al. 1998). This analysis accurately represents the hurricane surface wind field and takes into account the changes of wind intensity and

structure by integrating the satellite and in situ measurements made during CBLAST. A linear interpolation is performed between two successive analyses to avoid any abrupt change in the wind field used to force the ocean model. The wind field is then moved over the OML model with a propagation speed deduced from the 6-h National Hurricane Center best track.

The OML model temperature and currents response excited by Frances after a 5-day integration period are shown in Fig. 2a. Strong near-inertial currents are observed on the right side of the hurricane track with an intensity reaching 1.5 m s<sup>-1</sup> below the hurricane and 1 m s<sup>-1</sup> just after its passage. The currents extend to roughly 150 km from the hurricane track. Divergence and convergence are alternatively created by the quasi-inertially rotating currents behind the storm. The wavelength of these simulated inertial waves is about 500 km, which compares well with the along-track characteristic scale from Greatbatch (1984):  $2\pi U_H/f=525$  km for a latitude of 23° and a mean propagation speed  $U_H$  of 4.8 m s<sup>-1</sup>. The intensity and structure of the oceanic currents shown in Fig. 2 compare reasonably well with the results of simulations obtained by Chen et al. (2007).

The temperature in the OML is strongly affected by Frances as well. The coolest waters, with SST perturbations of –2°C to –3.5°C, are observed where the strongest currents are generated, to the right of the hurricane track. Cooling from –0.5°C to –1°C, mainly generated by wind-stress-induced turbulence and surface heat fluxes, is observed in regions where near-inertial currents and shear instabilities are weak, on the left side. A zone of colder waters ( $\Delta\text{SST} \approx -3.5^\circ\text{C}$ ) at 24–26° N, 73–76° W is also clearly observed in the TMI<sup>1</sup>/AMSR-E<sup>2</sup> SST analysis product (GHRSSST-PP<sup>3</sup> project, Donlon et al. 2007) and in the simulated SST field on 5th September with a good agreement in location, coverage, and intensity (Fig. 2b). This local cooling took place between 12 UTC on 2nd September and 00 UTC on 4th September when Frances reached its maximal intensity (935 hPa and 120–125 kt) at about 07 UTC on 1st September, then decreased to category 3 (100–110 kt) on 2nd–3rd September and category 2 (85–90 kt) on 3rd–4th September. However, the hurricane propagation speed slowed down from 5.5 m s<sup>-1</sup> on 1st September to 3.8 m s<sup>-1</sup> on 3rd September.

The OML simulated response is also compared locally with the vertical profiles measured by the autonomous profiling float 55 km to the right of the hurricane track (at about 22.2° N, 70.0° W) just after the passage of Frances at 17 UTC on 1st September (see Table 1). The OML depth-integrated maximum cooling and currents deduced from the vertical profiles compare well with the simulated ones, with, however, an underestimation of 12.5% for the current and an overestimation of 4.3% for the cooling. The maximum simulated OML depth is also in good agreement with the measured one with



**Fig. 2** **a** OML temperature ( $^{\circ}\text{C}$ ) and currents ( $\text{m s}^{-1}$ ) simulated at 00 UTC on 5 September 2004 after the passage of Hurricane Frances. **b** TMI and AMSRE optimally interpolated SST ( $^{\circ}\text{C}$ ) on 5 September 2004 from GHRSSST-PP (see Donlon et al. 2007). *TMI* TRMM microwave

imager, *TRMM* tropical rainfall measuring mission, *AMSRE* advanced microwave scanning radiometer for EOS, *EOS* Earth observing system, *GHRSSST-PP* GODAE high-resolution sea surface temperature pilot project, *GODAE* global ocean data assimilation experiment



**Table 1** Observed (from Sanford et al. 2007; D’Asaro et al. 2007) and simulated characteristics of the OML response to Hurricane Frances (2004)

	EM-APEX data OML mean values	2-layer model OML bulk values	differences
OML depth, $h$ (m)	120 m	110 m	-8.3 %
OML cooling, $\Delta T$ (°C)	-2.2°C	-2.3°C	+4.3 %
OML current, $U, V$ (m s <sup>-1</sup> )	1.6	1.4	-12.5 %

a weak underestimation of 8.3%. This shows that the model reproduces realistically both the dynamical and thermodynamical OML responses to Frances. It is difficult to precisely determine the reasons for the model errors considering the uncertainties in the atmospheric forcing and the surface fluxes coefficients (the precision of float measurements is about 0.02 m s<sup>-1</sup>). Another source of error can be the neglect of pre-hurricane currents in our simulation. The currents were weaker than 0.2 m s<sup>-1</sup> and could have slightly influenced the OML response. Despite these uncertainties, the model skills are robust and compare reasonably well with other multilayer models skills (e.g., Price 1983).

This validation indicates that the present OML model and its entrainment parameterization correctly represent the structure and amplitude of the OML dynamic and thermodynamic fields during this hurricane forcing event. When the original version of the Gaspar (1988)’s entrainment parameterization is used, the dynamically induced cooling is strongly underestimated (not shown) and does not produce an asymmetrical cooling on either side of the hurricane track. This result highlights and confirms the importance of accurately representing the shear-induced mixing to obtain realistic OML response in hurricane conditions. As the oceanic thermal and dynamical responses induced by Hurricane Frances were realistically simulated, the model is now used to investigate how the OML depends on the phasing between hurricane winds and OML near-inertial currents.

### 3 Experimental design

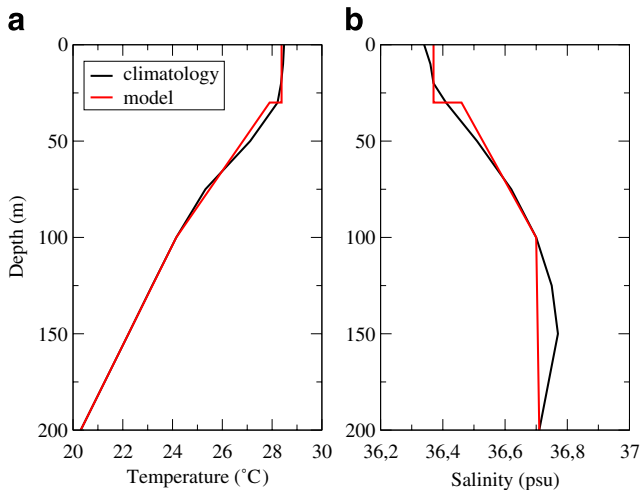
In this section, a set of idealized experiments is designed to explore a large range of OML responses to idealized hurricane forcings. Consequently, all the atmospheric and oceanic parameters of the model are kept constant, except for the hurricane propagation speed  $U_H$ .

#### 3.1 Initial and boundary conditions

Atmospheric parameters are set to values typical of hurricanes regions: the 2-m air temperature is fixed at 26°C

and the 2-m relative humidity at 85%. Surface winds are represented by an idealized axisymmetric and steady wind field of a typical (category 3) hurricane using the Holland (1980) wind profile with a maximum wind of 50 m s<sup>-1</sup> and a RMW of 60 km, which corresponds to a central pressure of about 960 hPa. The surface wind field intensity is presented in Appendix, Fig. 16. A uniform inflow angle of 15° is imposed to represent the convergent radial component of the surface wind field. This axisymmetric wind field is moved westward over the oceanic domain at a constant latitude of 30° N. The local inertial period at this latitude is about 24 h. Previous studies have examined the effect of wind asymmetry induced by hurricane propagation on the OML response. Chang and Anthes (1978) observed that the global current and temperature patterns remain similar whether a propagation speed of 5 m s<sup>-1</sup> is taken into account or not. Price (1981) showed that for maximum winds of 35 m s<sup>-1</sup> and a propagation speed of 8.5 m s<sup>-1</sup>, this asymmetric component enhances the SST cooling by 15% on the right-hand side of the hurricane track. Simulations taking into account this effect conducted with our model confirm these previous results (the most asymmetric case is presented in Appendix). We found that asymmetry has only a minor impact on the intensity of the OML thermodynamical and dynamical response. Furthermore, the wind–current coupling mechanism is not altered by the asymmetric wind field. Consequently, the structure of the OML thermodynamical and dynamical response is not modified when the asymmetric wind field is used. According to these results, we chose not to include this asymmetry in the wind field to study the resonant regime. With this hypothesis, all the OML simulations presented here are forced with the same wind field. The different regimes of oceanic responses described hereafter are therefore only induced by changes in the propagation speed of the storm.

The model surface fluxes are calculated following the method described in Section 2.2 at every time step to take into account the model SST evolution. The initialization procedure uses June–July–August averaged climatological temperature and salinity profiles from Levitus et al. (1994) averaged over the typical North Atlantic hurricane region (20–30° N, 60–80° W; Fig. 3). The initial values in the OML model are deduced from these profiles. The initial OML temperature (Fig. 3a) is 28.4°C, corresponding to an air–sea temperature difference of 2.4°C, with an OML depth of 30 m and a temperature jump of 0.7°C at the OML base. Initial OML salinity (Fig. 3b) is set to 36.4 with a salinity jump of -0.1. These values are representative of the OML during the hurricane season over the tropical Atlantic. A  $T_{ref}$  (see Eq. 8) temperature of 20.3°C and a  $S_{ref}$  salinity of 36.7 at a reference depth  $Z_{ref}$  of 200 m are used to calculate the vertical density gradient representing the upper thermocline and the density jump at the OML base. The ocean is initially horizontally homogeneous and at rest.



**Fig. 3** **a** JJA climatological temperature profile from Levitus et al. (1994) and initial temperature profile in the model. **b** JJA climatological salinity profile from Levitus et al. (1994) and initial salinity profile in the model

3.2 Numerical simulation sets

Eleven simulations were performed with hurricane propagation speeds varying from 2 to 12 m s<sup>-1</sup> with a 1-m s<sup>-1</sup> step. Observations indicate that most hurricanes move with a velocity within this range. When the hurricane propagation speed varies, the structure and intensity of the local coupling between the surface wind stress and the OML currents change. These variations can be evaluated with a scaling parameter derived from the Rossby number referred as the “non-dimensional storm speed” *S*. However, the formulation of this parameter differs among authors (Geisler 1970; Price 1983; Greatbatch 1984) because the spatial scale associated with the wind field was chosen according to the context and the objectives of these studies. Here, the spatial scale associated with the hurricane is taken as the distance between the two wind maxima (2 RMWs). The associated change in the wind direction is about 180° (π radians). Hence, this atmospheric timescale can be compared to a half-inertial period corresponding to a rotation of the oceanic currents of 180° (π radians). Finally, we obtain the following expression:

$$S = \pi U_H / (2fRMW). \tag{13}$$

This parameter compares the “local inertial period” ( $T_i=2\pi/f$ ) to the “surface wind inversion time” ( $T_h=4 RMW/U_H$ ) in the central region. Under hurricane conditions, *S* is usually O(1), which means that for the ocean, the wind forcing evolves locally on a timescale close to the OML inertial period. When  $S < 1$  ( $> 1$ ), the near-inertial rotation of the surface current is faster (slower) than the wind rotation. In both cases, the energy transfer from the hurricane to the OML is not optimum. When  $S=1$ , both

periods are equal and there is a perfect match between the atmospheric and oceanic timescales. This special configuration is referred to as the “resonant regime.” In our simulations, *S* varies from 0.72 to 4.32 when  $U_H$  varies from 2 to 12 m s<sup>-1</sup> with  $S=1$  for  $U_H=3$  m s<sup>-1</sup> (see Table 2).

3.3 Budget equations

Kinetic energy and heat budgets are derived from the integration of 1 and 2 from the beginning (0) to the end (*t*) of the forced stage. The beginning of the forced stage is defined as the moment when the wind starts to blow over the budget region, i.e., 1,000 km ahead of the storm. The end of the forced stage is defined as the moment when the variations of the surface forcing terms in the budget equations become negligible with respect to the variations of the other terms (a threshold of 10% is used). The following equations express the evolution of the OML mean kinetic energy (MKE hereafter) and of the temperature (MT hereafter):

- OML MKE budget:

$$\begin{aligned} \text{MKE}(t) &= \int_0^t \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial |U|^2}{\partial t} \right] dt' \tag{14} \\ &= \int_0^t \left[ \underbrace{\frac{\tau \times U}{\rho_0 h}}_{(a)} - \underbrace{(U \cdot \nabla) |U|^2}_{(b)} - \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \left( U \frac{\partial P}{\partial x} + V \frac{\partial P}{\partial y} \right)}_{(c)} \right. \\ &\quad \left. - \underbrace{\frac{w_e}{h} |U|^2}_{(d)} \right] dt'. \end{aligned}$$

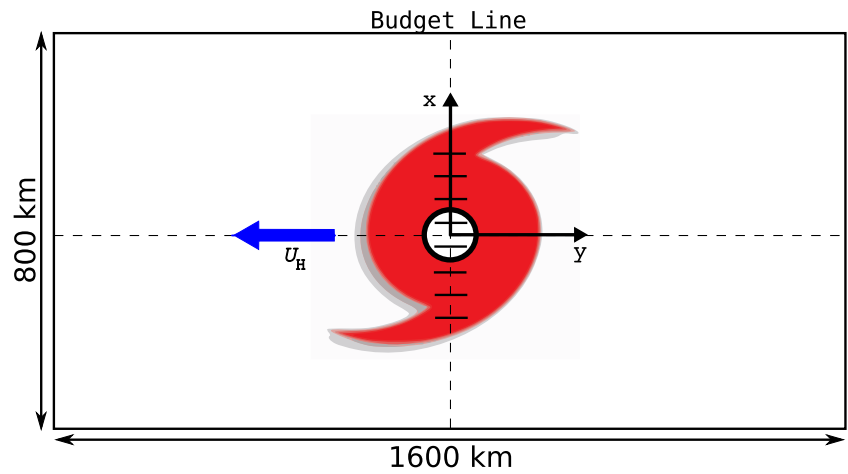
The left-hand term represents the total OML MKE. The first term (a) on the right corresponds to the kinetic energy transferred from the hurricane winds to the OML currents; it is referred to as “MKE production”. The second term (b) is the contribution of the horizontal advection of kinetic energy. The third term (c) represents the OML kinetic energy modification induced by the horizontal pressure gradient and is referred to as “pressure gradient” term. The last term (d) corresponds to the MKE converted into turbulent kinetic energy (TKE hereafter) by vertical shear and is referred to as “MKE entrainment.”

- OML temperature budget :

$$\begin{aligned} \text{MT}(t) &= \int_0^t \frac{\partial T}{\partial t} dt' \tag{15} \\ &= \int_0^t \left[ \underbrace{\frac{Q_S + Q_L}{\rho_0 C_p h}}_{(a)} - \underbrace{(U \cdot \nabla) T}_{(b)} - \underbrace{\frac{w_e}{h} \delta T}_{(c)} \right] dt'. \end{aligned}$$

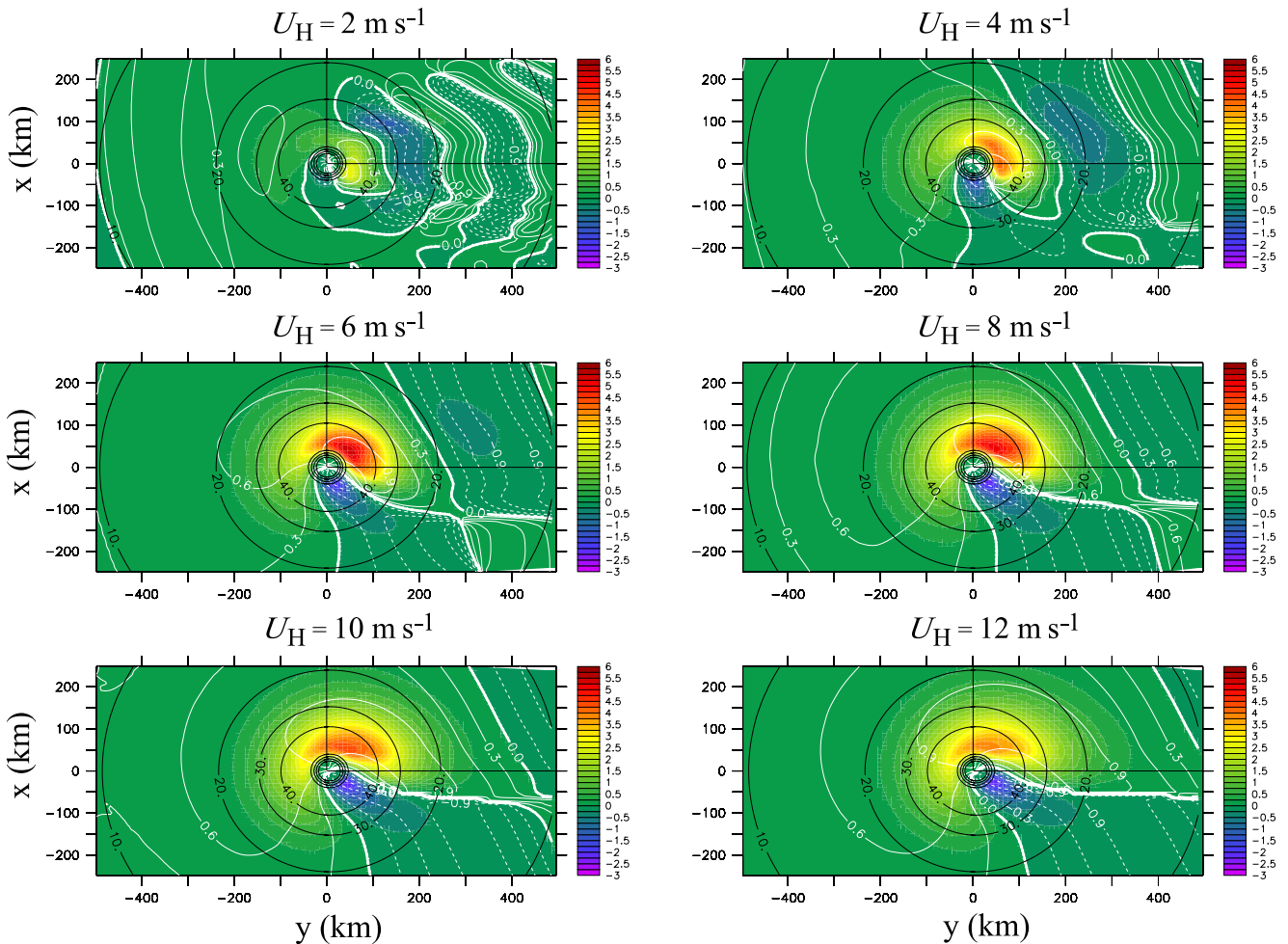
The left-hand side term is the OML temperature. The first term (a) on the right represents the contribution of surface heat (latent and sensible) fluxes. The second term (b) is the

**Fig. 4** Scheme representing the experimental design, the model domain dimensions, the spatial axes, and the budget line



contribution of the horizontal advection of heat. The third term (c) is associated with the turbulent entrainment at the OML base and is referred to as “*T* entrainment” hereafter.

The budgets are calculated along the cross-track section (defined as the *x*-axis, positive to the right of the track) in the central part of the simulation domain (“budget line” in Fig. 4). This line is divided into seven 1-RMW (60-km)-



**Fig. 5** Scalar product  $[\tau \times \mathbf{U}]/\rho$  ( $\text{m}^3 \text{s}^{-3}$ ) for propagation speeds from 2 to 12  $\text{m s}^{-1}$ . White contours are the cosine of the angle between the wind and current vectors, the solid (dashed) contours denote positive

(negative) values, the contour interval is 0.3. Black contours indicate the 10- $\text{m s}^{-1}$  isotachs of the surface wind

**Table 2** Values of the “non-dimensional storm speed”  $S$  as a function of the propagation speed  $U_H$  ( $\text{m s}^{-1}$ )

$U_H$ ( $\text{m s}^{-1}$ )	$S$
2	0.72
4	1.44
6	2.16
8	2.88
10	3.60
12	4.32

*TMI* TRMM microwave imager, *TRMM* tropical rainfall measuring mission, *AMSRE* advanced microwave scanning radiometer for EOS, *EOS* Earth observing system, *GHST-PP* GODAE high-resolution sea surface temperature pilot project, *GODAE* global ocean data assimilation experiment

long segments corresponding to different distances from the hurricane center, from  $-3$  RMW to  $+3$  RMW ( $-180$  to  $+180$  km). The wind speed is larger than  $20 \text{ m s}^{-1}$  for all segments. The budget terms are averaged over these segments in order to show representative values. The perpendicular  $y$ -axis is positive in the direction opposite to the hurricane propagation.

#### 4 OML mean kinetic energy budget

##### 4.1 Instantaneous wind energy flux

To compare the simulation behavior with the storm speed parameter  $S$  defined in Section 3.2, the scalar product  $\boldsymbol{\tau} \times \mathbf{U}/\rho$  (where  $\boldsymbol{\tau}$  and  $\mathbf{U}$  are the surface wind stress and the OML current vectors, respectively, and  $\rho$  is the OML density) is presented in Fig. 5 for different propagation speeds. This term represents the local and instantaneous kinetic energy flux transferred from the surface wind to the OML current. It is referred to as the “wind–current coupling” and is expressed in  $\text{m}^3 \text{ s}^{-3}$ .

Positive values are observed for all simulations (Fig. 5). The positive region is well correlated with the zones where the winds are strong and nearly oriented along the direction of the currents. Its position and intensity vary according to  $U_H$ . As  $U_H$  increases, the positive zone moves from the rear-left quadrant to the right quadrant of the hurricane with an anticlockwise rotation. This zone is larger and extends further to the right of the hurricane when the propagation is faster. When  $U_H$  increases from  $2$  to  $6 \text{ m s}^{-1}$ , its intensity increases quickly, then it decreases slightly for faster propagation speeds. The maximum value is observed in the rear-right quadrant for  $U_H=5 \text{ m s}^{-1}$  which is slightly larger than the value deduced from the “non-dimensional storm speed”  $S=1$ . An explanation of this behavior is given in Section 4.2.

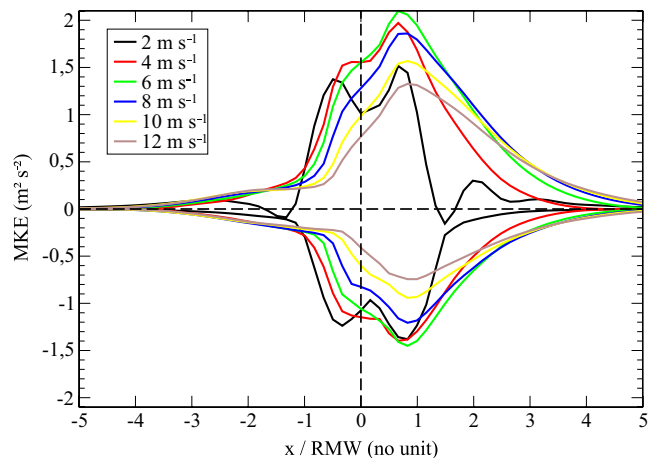
When the hurricane moves faster than  $4 \text{ m s}^{-1}$ , the wind and current become perpendicular in some regions, which leads to substantial reduction in the energy transfers. The region with negative values corresponds to a zone where the OML current is decelerated by the surface winds. The negative wind energy flux is two times weaker than the positive one and is less sensitive to the hurricane propagation speed. Its position moves anticlockwise from front to rear-left quadrant with increasing  $U_H$  (Fig. 5).

Figure 5 gives some details about the complex relationship between the surface winds and the OML currents. The kinetic energy flux from the hurricane to the OML is spatially heterogeneous, and its structure and amplitude strongly depend on the hurricane propagation speed. The next section looks precisely at the whole OML kinetic energy budget in order to understand how the modification of the surface kinetic energy flux affects the OML dynamic response.

##### 4.2 OML mean kinetic energy production and entrainment

Following Eq. 14, Fig. 6 displays the cross-track spatial distribution of the time-integrated positive MKE production and negative MKE entrainment for the different hurricane propagation speeds.

The cross-track distribution and the maximum value of the MKE production is strongly modified depending on  $U_H$ . For  $U_H=2 \text{ m s}^{-1}$ , the MKE production is quasi-symmetric with respect to the storm center ( $x=0$ ) with two peaks located near  $x=-1$  RMW and  $x=+1$  RMW. The cross-track repartition of the MKE production is narrow ( $-1.5 \text{ RMW} < x < +1.5 \text{ RMW}$ ). For faster moving storms, the distribution of MKE production becomes unimodal with a maximum to the right of the hurricane track ( $x > 0$ ). The peak of MKE production to the left of track ( $x < 0$ ) moves progressively inward and finally disappears for  $U_H > 6 \text{ m s}^{-1}$ . At  $U_H=6 \text{ m s}^{-1}$

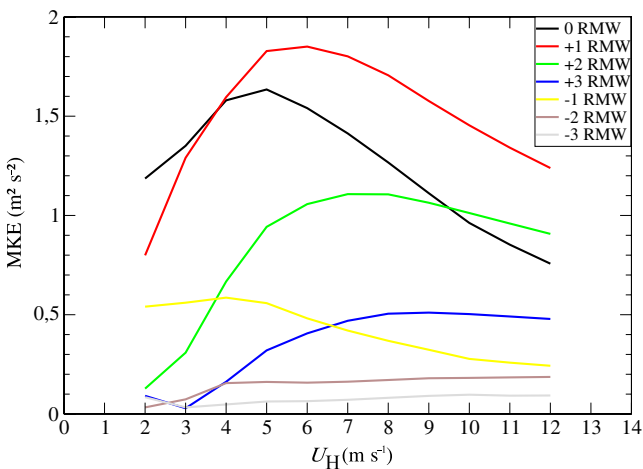


**Fig. 6** Cross-track section (along the  $x$ -axis) of MKE production ( $\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) and MKE entrainment ( $\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) for different hurricane propagation speeds (color lines)

$s^{-1}$ , a maximum MKE production of  $2.1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  is found at  $x=+1$  RMW. For  $U_H > 6 \text{ m s}^{-1}$ , the peak at  $x=+1$  RMW decreases and the MKE production distribution extends further outward. This behavior is consistent with the spatial structure and intensity of the wind–current coupling presented in Section 4.1 and Fig. 5 for different  $U_H$ . This mechanism is responsible for the cross-track distribution and intensity of MKE production.

Figure 7 shows the relationship between MKE production and propagation speed for different cross-track distances from the storm center and allows us to examine how the wind–current coupling mechanism locally modifies the MKE production. The relationship between MKE production and  $U_H$  is clearly nonlinear. Except for  $x=-2$  and  $-3$  RMW where the MKE production is very weak, a maximum of MKE production corresponding to an optimum wind–current coupling exists in each region for different  $U_H$ . Considering that the hurricane wind profile leads to a longer period of wind rotation with the distance to the storm center, the propagation speed determines the cross-track position (along the  $x$ -axis) of the optimal wind–current coupling region. As seen in Fig. 7, there is a quasi-linear relationship between  $U_H$  and the cross-track position of this maximum of MKE production.

To the left of the track ( $x < 0$  in Fig. 7), the MKE production is weak, with a maximum of only  $0.6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  at  $x=-1$  RMW for  $U_H=4 \text{ m s}^{-1}$ . Along the track at the center of the storm ( $x=0$ ), the maximum of MKE production ( $1.6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) is obtained for  $U_H=4.5 \text{ m s}^{-1}$ . Following the scale analysis conducted in Section 3, this maximum should, however, be obtained for  $S=1$ , i.e.,  $U_H=3 \text{ m s}^{-1}$ . Two main reasons can be invoked to explain the difference between the theoretical and numerical results. Firstly, the timescales associated with the hurricane and the OML used



**Fig. 7** MKE production ( $\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) as a function of the hurricane propagation speed ( $\text{m s}^{-1}$ ) for different cross-track regions (segments along the  $x$ -axis). Values are averaged over a cross-track distance of 1 RMW

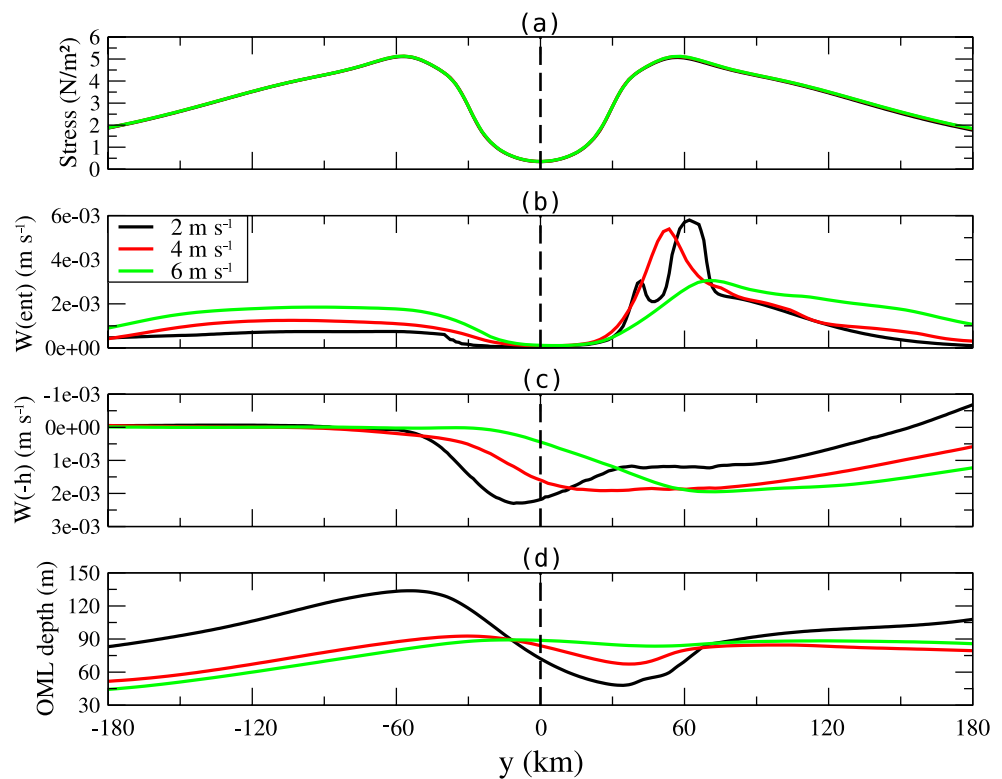
to calculate  $S$  are approximations of real evolution times of wind field and OML currents. The frequency of OML currents rotation is not exactly equal to the local inertial frequency, but it is slightly shifted because of non-local processes taking place in the OML and in the upper thermocline (horizontal pressure gradient produced by vertical motions), as shown by Price (1983) and Shay et al. (1992). Secondly, we supposed that the wind rotates by  $180^\circ$  over a distance of 2 RMW to define the length scale,  $L$ , associated with the hurricane. But the presence of a radial (inflowing) wind component induces a slower rotation of the horizontal wind compared to the case of a purely azimuthal circulation. As a consequence, the optimal wind–current coupling in the central region occurs for a slightly faster propagation speed,  $U_H=4.5$  instead of  $3 \text{ m s}^{-1}$ . Nonetheless, parameter  $S$  remains a robust indicator about the resonant regime in the central region of the storm.

To the right of the track ( $x > 0$  in Fig. 7), the MKE production strongly decreases when the propagation speed is slightly different from the optimum value (e.g.,  $6 \text{ m s}^{-1}$  at +1 RMW,  $8 \text{ m s}^{-1}$  at +2 RMW). These nonlinear variations are due to the strong coupling between wind stress and current, illustrating the importance of the resonance regime there. Left of track, the variations of MKE production depends less on the propagation speed because surface winds and OML currents are not so strongly phased.

Coming back to the MKE entrainment term, Fig. 6 shows that a large part of MKE is converted into TKE in regions where the current is strong enough to generate shear or where the OML is shallow. The symmetry between MKE production and MKE entrainment shows that both processes are almost balanced, the sum of these two terms being, however, positive. The distribution of MKE entrainment is narrower than the MKE production one, and it extends from  $-1$  RMW to  $+3$  RMW. For propagation speeds faster than  $6 \text{ m s}^{-1}$ , roughly 60% of the MKE production is converted into TKE. This ratio does not depend on  $U_H$ . For speeds slower than  $6 \text{ m s}^{-1}$ , the ratio increases, and it depends on  $U_H$ . For example, the ratio increases to 75% for  $U_H=4 \text{ m s}^{-1}$  and to 95% for  $U_H=2 \text{ m s}^{-1}$  in the central region ( $-1 \text{ RMW} < x < +1 \text{ RMW}$ ). A consequence is that the MKE entrainment in the OML remains roughly constant for  $2 < U_H < 6 \text{ m s}^{-1}$  (Fig. 6).

Figure 8 shows the along-track ( $y$ -axis) structure of wind stress (a), entrainment velocity (b), kinematic velocity (c), and OML depth (d) in the central region ( $-1 \text{ RMW} < x < +1 \text{ RMW}$ ) during the forced stage for three propagation speeds. The profile of kinematic vertical velocity (Fig. 8c) confirms that the upwelling occurrence is strongly related to the propagation speed (O’Brien 1967). For  $U_H=2 \text{ m s}^{-1}$ , a first upwelling occurs in the leading quadrant close to the hurricane center ( $y \approx -10 \text{ km}$ ), whereas for  $U_H=4$  and

**Fig. 8** Along-track ( $y$ -axis, in km) variations of **a** wind stress,  $\tau$  ( $\text{N m}^{-2}$ ), **b** entrainment velocity,  $w_e$  ( $\text{m s}^{-1}$ ), **c** vertical kinematic velocity,  $w_{-h}$  ( $\text{m s}^{-1}$ ), and **d** OML depth,  $h$  (m), in the central region (segment at  $x=0$ )



$6 \text{ m s}^{-1}$ , it occurs in the rear quadrant ( $y \approx +30$  and  $+60 \text{ km}$ , respectively). This displacement depends quasi-linearly on the propagation speed of the storm. With a longer residence time, the slowest hurricanes trigger an intense upwelling near the hurricane eye region ( $-60 \text{ km} < y < 60 \text{ km}$ , Fig. 8a), which strongly reduces the OML depth from 130 to 50 m (Fig. 8d). Such a shallowing is possible because it occurs just below the eye region, i.e., in a region with light winds (Fig. 8a) and where the OML deepening induced by entrainment is weak (Fig. 8b). Then, this shallow OML (Fig. 8d) sets up a very favorable environment to generate strong entrainment velocities (Fig. 8b), leading to large turbulence and OML deepening (Fig. 8c) during the second wind maximum in the rear quadrant (Fig. 8a).

For  $U_H = 6 \text{ m s}^{-1}$ , the maximum kinematic (Fig. 8c) and entrainment velocities (Fig. 8b) are observed in the rear quadrant of the hurricane and are in phase with the occurrence of the second wind maximum (Fig. 8a). Vertical velocities associated with the upwelling and with the turbulent deepening are opposite and have a similar intensity; therefore, the OML depth remains deep (around 80–90 m, Fig. 8d) between the first and the second wind peaks (Fig. 8a). In these conditions, the passage of the second wind maximum over this region does not produce much entrainment and turbulence because of deeper OML compared to the case of slow-moving hurricanes.

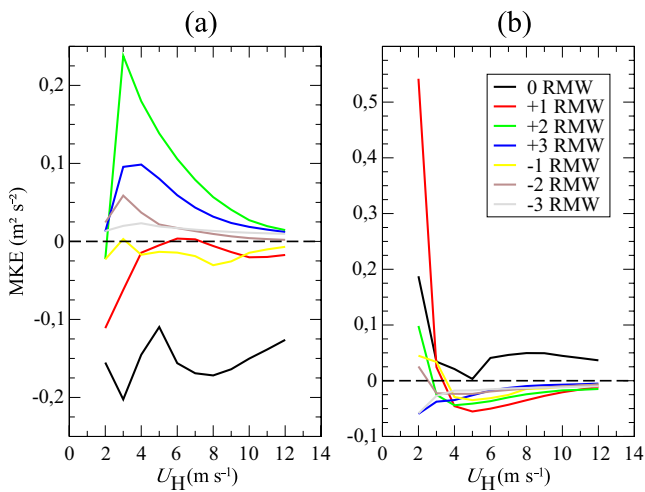
These results highlight the influence of the propagation speed on the OML structure. Only slow-moving storms

induce “out-of-phase” upwelling and turbulent deepening which shallow the OML during the passage of the storm eye then cause marked entrainment velocities and rapid OML deepening during the second wind maximum. This shift enhances the MKE entrainment by about 35% at  $U_H = 2 \text{ m s}^{-1}$ . Hence, the lag between upwelling and turbulent deepening for slow-propagating storms influences the MKE budget in the central region as much as the optimum wind–current coupling at  $6 \text{ m s}^{-1}$ . This result points out the consequences of the residence time of a storm on ocean dynamics.

### 4.3 Horizontal advection and pressure gradient contributions

Figure 9 shows the contributions of the horizontal advection (Fig. 9a) and pressure gradient terms (Fig. 9b) in the MKE budget (14) as a function of  $U_H$  for different cross-track regions. Horizontal advection and pressure terms remains small— $O(0.1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2})$ —compared to the MKE production and MKE entrainment terms— $O(1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2})$ —and can be considered as second-order contributions to the MKE budget.

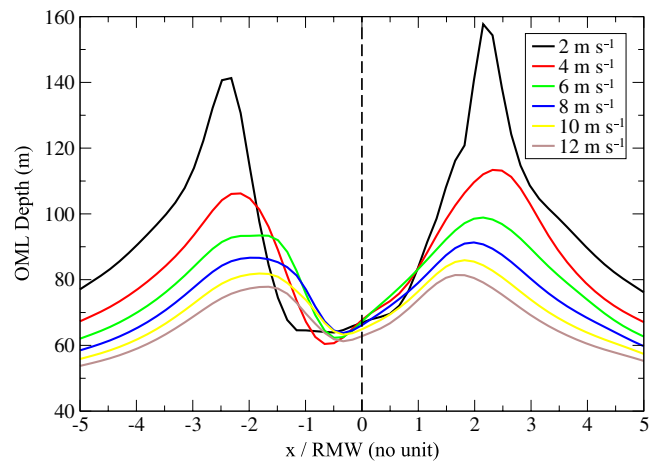
For all propagation speeds, horizontal advection (Fig. 9a) is always negative in the central part of the domain for  $-1 < x < +1 \text{ RMW}$  and is positive farther. This implies that the MKE injected into the OML in the central region is exported radially by the current in the cross-track directions. The horizontal transport accounts for MKE



**Fig. 9** **a** MKE horizontal advection term ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ) as a function of the hurricane propagation speed ( $\text{m s}^{-1}$ ) for different cross-track distances ( $x$ -axis). **b** MKE horizontal pressure gradient term ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ) as a function of the hurricane translation speed ( $\text{m s}^{-1}$ ) for different cross-track distances ( $x$ -axis)

variations of  $+0.1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  for  $2 < U_H < 7 \text{ m s}^{-1}$ , less than  $+0.05 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  for  $U_H > 7 \text{ m s}^{-1}$  in most regions, except in the central part of the storm ( $-0.2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) and at  $x = +2 \text{ RMW}$  ( $+0.25 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) where strong currents are found.

The contribution of the pressure term sharply decreases with the hurricane propagation speed (Fig. 9b). For  $U_H < 4 \text{ m s}^{-1}$ , the pressure term nearly balances the advection term ( $+ 0.2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) in the central region. Consequently, horizontal advection and pressure gradient have opposite effects on the OML MKE budget and tend to cancel themselves in the central region. A cross-track section of the OML depth averaged over one inertial period ( $\sim 24 \text{ h}$ ) for different propagation speeds is shown in Fig. 10 to achieve a better understanding of the pressure gradient behavior. At  $x = +1 \text{ RMW}$ , strong values ( $+0.55 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) are mainly induced by the large gradient of OML depth, in relation with strong upwelling in this region (Fig. 10). At larger distances ( $x > +1 \text{ RMW}$ ), the cross-track variations of the OML depth are mainly induced by MKE entrainment and compensating downwelling. Left of the track ( $x < 0$ ), the presence of a steep slope of OML depth induced by upwelling (Fig. 10) is insufficient for the pressure gradient to contribute significantly to the MKE budget because the current intensity is too small here (weak wind–current coupling; see Fig. 5). The largest depth gradient is located at  $x = \pm 1 \text{ RMW}$  and its amplitude decreases with the propagation speed. Beyond  $\pm 2\text{--}3 \text{ RMW}$ , the slope of the OML depth becomes negative, which explains why the pressure gradient is negative in these regions (Fig. 9b). Furthermore, the pressure gradient diminishes when the propagation speed increases because the OML depth cross-track gradient diminishes as well (Fig. 10). As a consequence, the pressure gradient contribution to the MKE budget is



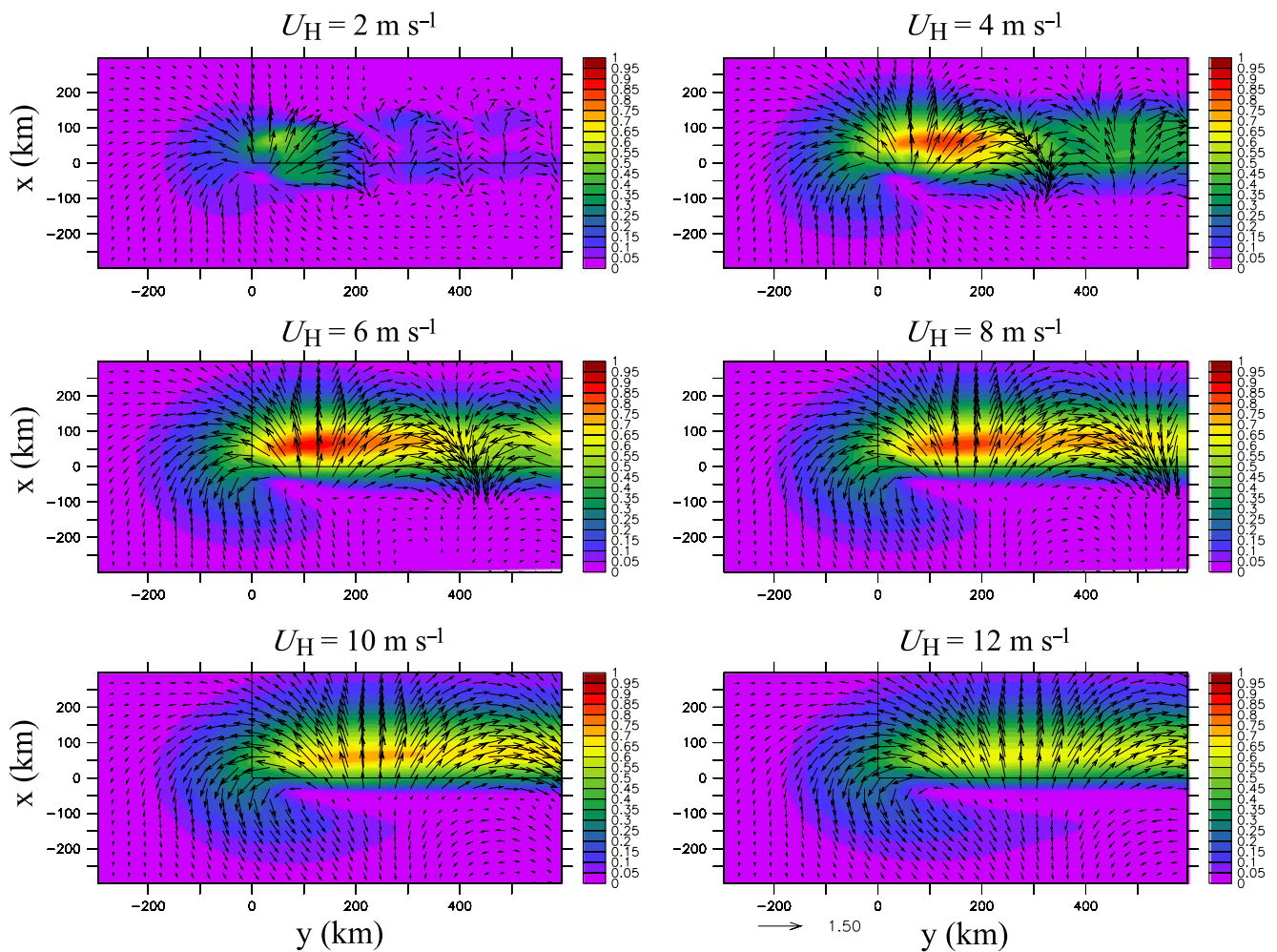
**Fig. 10** Cross-track section ( $x$ -axis) of the OML depth (m) for different hurricane propagation speeds

highly correlated with the cross-track variations of OML depth. Note also that for slow-moving hurricanes, the upwelling is asymmetric with respect to the hurricane center and is slightly biased to the left of the track (between 0 RMW and  $-1 \text{ RMW}$ ). This feature can be induced by the horizontal pressure gradient when its contribution is important, as shown by Greatbatch (1983).

#### 4.4 MKE distribution

The spatial distribution of the MKE in the OML during the forced stage is presented in Fig. 11. For slow propagation speeds, the MKE stored in the OML at the end of the forced stage is weak and with small cross-track and along-track extensions. Intensities are less than  $0.2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  for  $U_H = 2 \text{ m s}^{-1}$  and  $0.4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  for  $U_H = 4 \text{ m s}^{-1}$ . These moderate intensities and extensions result from a positive wind–current coupling zone confined in the central region and from a high conversion ratio between MKE production and MKE entrainment in the central region, as shown in Section 3.2.

For faster hurricanes, the MKE becomes more asymmetric and follows the spatial distribution of the MKE production term (Fig. 7). It extends to larger distances to the right of the track when  $U_H$  increases. The MKE is maximum ( $0.6$  to  $0.7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) at  $+1 \text{ RMW}$  for  $U_H > 4 \text{ m s}^{-1}$ . The MKE shows a small sensitivity to the propagation speed because the variations of MKE production depending on the wind–current coupling are almost balanced by those of MKE entrainment when the upwelling does not influence the MKE entrainment anymore. As a consequence, the MKE stored in the OML at the end of the forced stage are similar for different propagation speeds. Moreover, the horizontal advection and gradient pressure terms act to spatially homogenize and to propagate laterally the MKE stored in the OML (Section 4.2). Consequently, these processes also contribute to obtain



**Fig. 11** Spatial distribution of the net MKE change ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ) and current vectors during the forcing period for  $U_H=2, 4, 6, 8, 10,$  and  $12 \text{ m s}^{-1}$ . Black lines indicate the position of the hurricane center

similar MKE at the end of the forced stage. Left of the track, the MKE never exceeds  $0.05 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  for all the propagation speeds (Fig. 11).

**5 OML temperature budget**

The dynamic response of the OML to the passage of a hurricane is known to have a dramatic impact on its thermodynamic structure. This section investigates the OML thermodynamic response to the hurricane propagation speeds and its links with the dynamics.

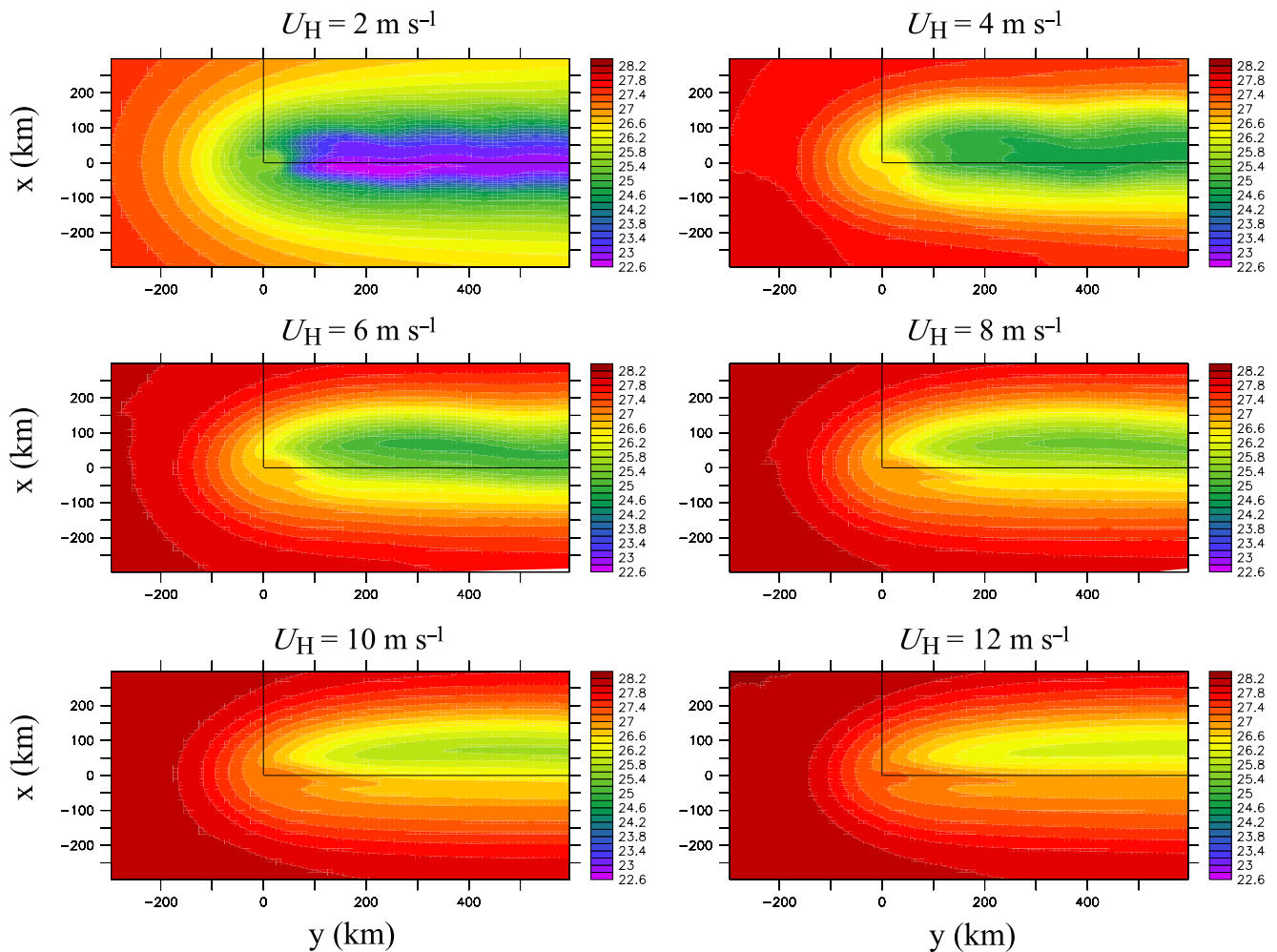
**5.1 Spatial structure of the cooling**

The spatial distribution of OML temperature (or SST) during the forced stage for six hurricane propagation speeds is presented on Fig. 12. The amplitude of the cooling depends strongly on the propagation speed, with the largest impact (a maximum temperature variation,  $\Delta\text{SST}=-5.6^\circ\text{C}$ ,

with a minimum SST value,  $\text{SST}_{\min}=22.8^\circ\text{C}$ ) for  $U_H=2 \text{ m s}^{-1}$  and the weakest one ( $\Delta\text{SST}=-2.4^\circ\text{C}$ ,  $\text{SST}_{\min}=26.0^\circ\text{C}$ ) for  $U_H=12 \text{ m s}^{-1}$ . Hence, the most intense dynamic and thermodynamical responses are not obtained for the same propagation speed. Regarding the spatial structure (Fig. 12), the SST response is quasi-symmetric for slow-moving hurricanes ( $U_H < 6 \text{ m s}^{-1}$ ) and becomes asymmetric for fast-moving ones. These SST patterns are consistent with the OML dynamic structures (Fig. 11) and with the MKE production and MKE entrainment terms discussed in Section 4 (Figs. 6 and 7). This clearly indicates that the structure of the OML is mainly driven by the  $T$  entrainment induced by the current shear at the OML base.

However, the cooling displays spatial patterns and intensities which are different from the dynamical fields (Fig. 11) in the front quadrant. In this region, the cooling reaches  $-2.7^\circ\text{C}$  for  $U_H=2 \text{ m s}^{-1}$  and  $-1^\circ\text{C}$  for  $U_H=12 \text{ m s}^{-1}$  (Fig. 12), although the MKE production is weak there. Consequently, the front and rear regions are studied independently in the next sections.





**Fig. 12** Simulated OML temperature ( $^{\circ}\text{C}$ ) for  $U_H=2, 4, 6, 8, 10,$  and  $12 \text{ m s}^{-1}$  during the forcing period. The *black lines* indicate the position of the hurricane center. The initial temperature is  $28.4^{\circ}\text{C}$

### 5.2 Cooling in the front quadrant of the storm

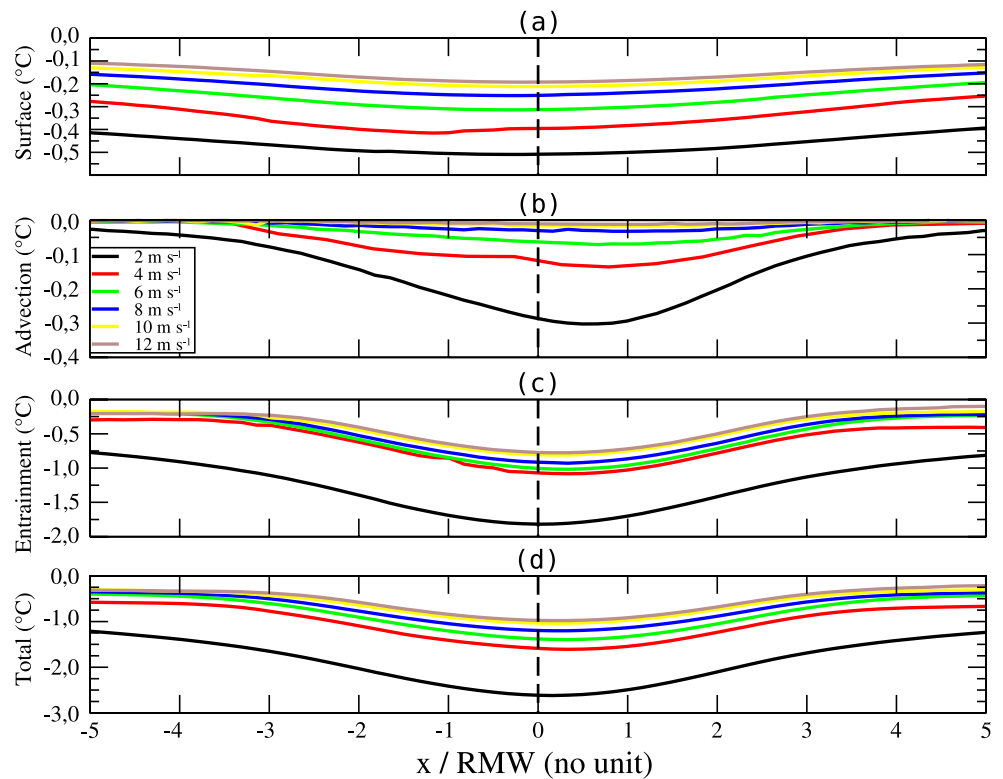
In order to understand the cooling patterns observed in Fig. 12 ahead of the storm ( $y < -60 \text{ km}$ ), a cross-track section at  $y=-60 \text{ km}$  of the contributions of net surface heat flux, advection, and  $T$  entrainment to the OML cooling and their sum is presented in Fig. 13 for different propagation speeds. In the central region ( $-1 \text{ RMW} < x < +1 \text{ RMW}$ ), the surface heat fluxes (Fig. 13a) induce about 20% of the cooling for all the propagation speeds and depends quasi-linearly on  $U_H$ . The horizontal advection contribution (Fig. 13b) is small compared to the other terms, contributing to about 10% of the cooling.  $T$  entrainment (Fig. 13c) accounts for about 65% of the cooling observed at  $y=-60 \text{ km}$  (Fig. 13d) for slow propagation speeds, increasing up to 75% for fast propagation speeds. Finally, the OML heat loss ahead of the hurricane (Fig. 13d) accounts for 48% of the total heat loss (front and rear regions) observed in Fig. 12 for  $U_H=2 \text{ m s}^{-1}$  and 62.5% for  $U_H=12 \text{ m s}^{-1}$ . This

means that about half the OML cooling takes place upstream of the storm, and this part is quasi-independent of  $U_H$ .

At cross-track distances beyond  $\pm 3 \text{ RMW}$ , the diminution of the wind intensity ( $25 \text{ m s}^{-1}$  at  $x=\pm 3 \text{ RMW}$ ) induces a substantial decrease of the  $T$  entrainment contribution (Fig. 13c), down to 50% of the net cooling observed ahead of the hurricane. Surface heat fluxes cooling (Fig. 13a) play a more important role with a contribution up to 40% or 50%, while the contribution of horizontal advection (Fig. 13b) remains unchanged. This suggests that ahead of the storm, the surface heat fluxes contribution is less sensitive to the wind intensity than  $T$  entrainment.

The cooling due to the  $T$  entrainment (Fig. 13c) and horizontal advection (Fig. 13b) is quasi-symmetric with respect to the hurricane track. This indicates that the asymmetric wind–current coupling mechanism is not efficient ahead of the hurricane. This result is coherent with the distribution of the wind–current coupling presented in Fig. 5.

**Fig. 13** Cross-track section ahead of the hurricane center (at  $y = -60$  km) of the cooling ( $^{\circ}\text{C}$ ) induced by: **a** surface heat fluxes, **b** horizontal advection of heat, **c**  $T$  entrainment, and **d** the sum of these three terms



### 5.3 Cooling under and behind the storm

After the storm passage, a cooling difference of about  $2^{\circ}\text{C}$  is observed in the central region between the simulations with  $U_H = 2$  and  $4 \text{ m s}^{-1}$  (Fig. 12). To understand the physical processes occurring here, Fig. 14 shows the along-track ( $y$ -axis) structure of OML depth, entrainment velocity, temperature jump at the OML base ( $\delta T$ ), and the SST in the central region. As in Fig. 8, only three propagation speeds are presented in Fig. 14.

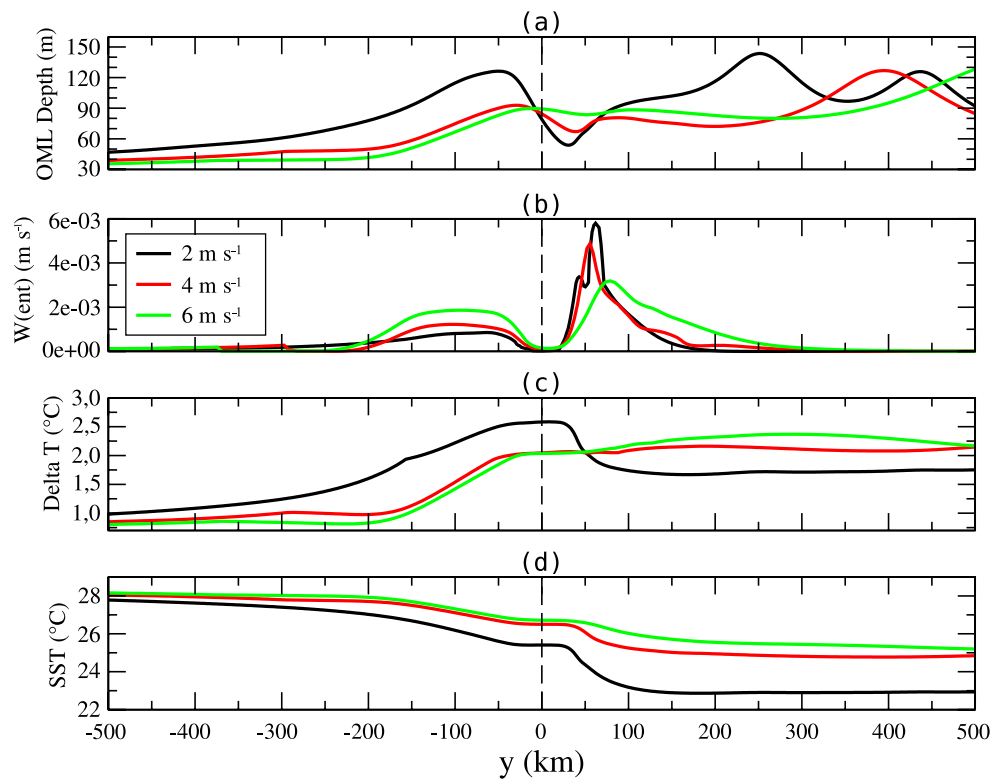
Large along-track variations of the OML depths are found for slow-moving hurricanes (Fig. 14a). Ahead of the storm, just before the first upwelling, the OML is  $30 \text{ m}$  deeper for  $U_H = 2 \text{ m s}^{-1}$  than for  $4$  and  $6 \text{ m s}^{-1}$ . This is because the wind stress generates mixing here during a longer period for slow-moving hurricanes than for fast ones. This deepening progressively induces a sharp temperature jump at the base of the OML, reaching  $2.5^{\circ}\text{C}$  for  $U_H = 2 \text{ m s}^{-1}$  and  $2^{\circ}\text{C}$  for  $4$  and  $6 \text{ m s}^{-1}$  (Fig. 14c). This stage can be considered as a “preconditioning” phase which modifies the upper ocean structure before the upwelling takes place.

When the upwelling and the “out-of-phase” mechanism described in Section 4.2 take place for low  $U_H$ , this sharp temperature jump (Fig. 14c), combined with shallow OML depths (Fig. 14a) and intense turbulent mixing velocities (Fig. 14b), induces a strong cooling (e.g.,  $2.5^{\circ}\text{C}$  for  $U_H = 2 \text{ m s}^{-1}$ ;  $1.5^{\circ}\text{C}$  for  $U_H = 4 \text{ m s}^{-1}$ ) during the storm passage (Fig. 14d). Such a cooling near the center of the hurricane is only possible because of the succession of the preconditioning

phase followed by the out-of-phase mechanism. For storms moving faster than  $6 \text{ m s}^{-1}$ , the upwelling no longer modifies the OML significantly, the cooling decreases and the area of maximum cooling moves to the right of the track (Fig. 12). This shift is related to the displacement of the areas of MKE production and MKE entrainment, discussed in Section 4.

Figure 15 is a cross-track section of net surface heat flux, horizontal advection,  $T$  entrainment contributions to the total cooling, and their sum cumulated for  $-60 \text{ km} < y < 200 \text{ km}$ . This domain (under and behind the storm) underwent a cooling period during which the  $T$  entrainment is driven by the current shear induced by the wind–current phasing mechanism (Fig. 5). For slow-moving storms, the cooling is symmetric and quasi-totally induced by  $T$  entrainment (Fig. 15c, d). This distribution confirms the important role played by the upwelling and the temperature jump  $\delta T$  at the OML base, just below the hurricane. For faster propagation speeds, the total cooling is asymmetric and extends to the right of the track (Fig. 15d). The same behavior was observed for the MKE entrainment (Fig. 6). A resonant regime similar to that described in Section 4 for MKE is also occurring for temperature via the  $T$  entrainment. This resonance mechanism enables a constant cooling ( $-2^{\circ}\text{C}$ ) to be maintained at  $x = +1 \text{ RMW}$  for  $4 < U_H < 6 \text{ m s}^{-1}$  (Fig. 15c). For  $x > +1.5 \text{ RMW}$ , the cooling area produced by  $T$  entrainment migrates further away from the hurricane when  $U_H$  increases, in agreement with the displacement and the spread of the area of positive wind–current coupling (Fig. 5).

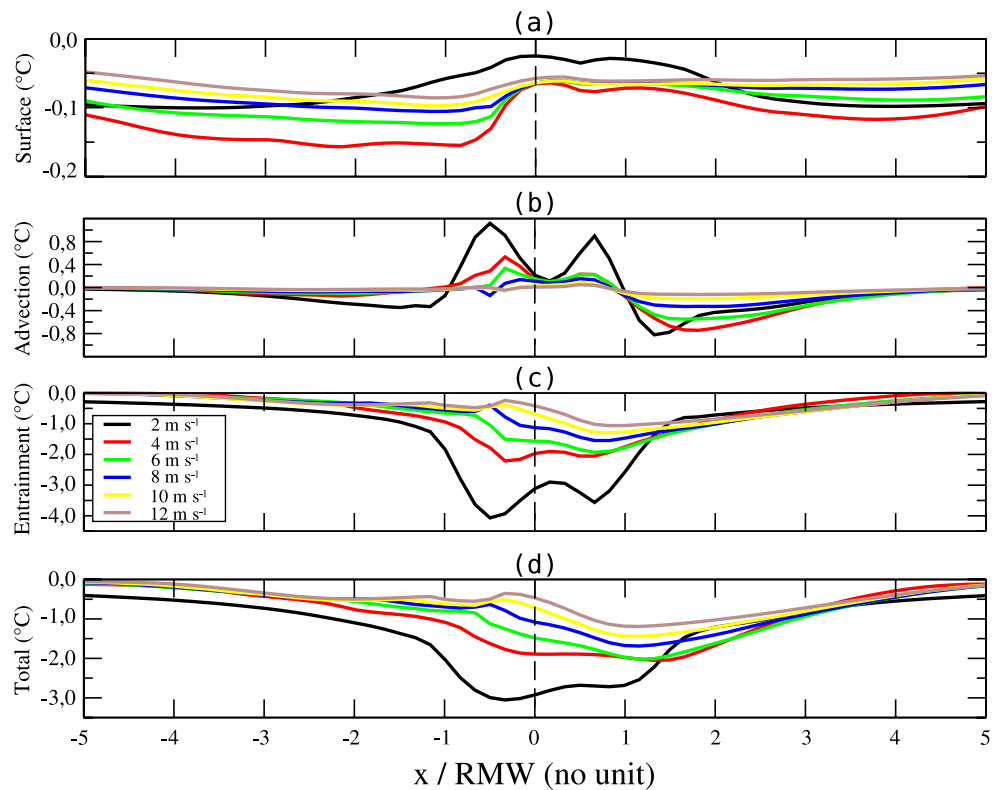
**Fig. 14** Along-track ( $y$ -axis, in km) variations of **a** OML depth,  $h$  (m), **b** OML entrainment velocity,  $w_e$  ( $\text{m s}^{-1}$ ), **c** OML temperature jump,  $\delta T$  ( $^{\circ}\text{C}$ ), and **d** OML temperature ( $^{\circ}\text{C}$ )



Contrary to the upstream region, the contribution of surface heat fluxes (Fig. 15a) to the OML heat budget is very weak compared to the  $T$  entrainment (Fig. 15c) under and behind the storm. The associated cooling is about  $-0.1^{\circ}\text{C}$ ,

which represents 5% to 10% of the total cooling. In the central region ( $-1 < x < +1$  RMW), the minimum cooling ( $\approx -0.05^{\circ}\text{C}$ ) is obtained for  $U_H = 2 \text{ m s}^{-1}$  and the maximum cooling ( $\approx -0.17^{\circ}\text{C}$ ) for  $U_H = 4 \text{ m s}^{-1}$  to the left side of the

**Fig. 15** Cross-track section of the cooling ( $^{\circ}\text{C}$ ) induced under and beneath the storm (for  $-60 \text{ km} < y < 200 \text{ km}$ ) by: **a** surface heat flux, **b** horizontal advection of heat, **c**  $T$  entrainment, and **d** the sum of these three terms



track. Globally, the contribution of surface heat fluxes is stronger on the left side. That can be explained by a weaker air–sea temperature difference on the right side. This cross-track difference results from the asymmetric  $T$  entrainment. Consequently, the surface heat fluxes are directly connected to the intensity of the  $T$  entrainment.

The horizontal advection locally induces large warming in the central region ( $-1 < x < +1$  RMW; Fig. 15b). Intensities range from  $+1^\circ\text{C}$  for  $U_H=2 \text{ m s}^{-1}$  to  $+0.1^\circ\text{C}$  for  $12 \text{ m s}^{-1}$ . At greater distances from the center, the advection cools the OML, with intensities ranging from  $-0.8^\circ\text{C}$  for  $2 \text{ m s}^{-1}$  to  $-0.1^\circ\text{C}$  for  $12 \text{ m s}^{-1}$ . Hence, the horizontal advection of heat tends to attenuate the cold wake by transporting warmer waters there. This process efficiently decreases the cross-track temperature gradient.

Finally, it is important to note that the heat loss in the OML is not a linear function of the hurricane propagation speed because the processes involved in the OML heat budget are strongly nonlinear.

## 6 Conclusion

Idealized simulations of the OML response to hurricanes moving with different propagation speeds were presented. We used a two-layer model based on the full primitive equations, integrated over the OML depth. The entrainment parameterization of Gaspar (1988) was modified in order to take into account the production of turbulence by current shear. The model was validated by comparisons with observations of Hurricane Frances (2004), which showed that the simulated SSTs are in good agreement with the satellite-derived values. The simulated dynamics of the cold wake compare quite well with the profiler data from Sanford et al. (2007). These results indicate that a simple integral model is able to simulate realistically the mean characteristics of the OML response to a moving hurricane. The kinetic energy and heat budgets were derived from the integration of the momentum and thermodynamic equations during the forced stage.

The non-dimensional storm speed  $S$  (Price 1983; Greatbatch 1984) is used to characterize the wind–current coupling and the OML response. The length scale associated with the wind field is based here on geometric considerations defined from the rotation angles of the wind and the current beneath the storm. We obtained an estimate of the ratio between the oceanic inertial and wind rotation frequencies in the central region of the storm. The hurricane propagation speed corresponding to the theoretical resonant regime (i.e.,  $S=1$ ) is  $U_H=3 \text{ m s}^{-1}$ . The MKE budget analysis has shown that the maximum MKE production during the forcing period is found at the propagation speed of  $4.5 \text{ m s}^{-1}$  in the central region. This

value is slightly higher than the theoretical value deduced from  $S$ . The approximations made in the definition of the oceanic response frequency and of the atmospheric length scale can explain this difference.

The intensity and structure of the local coupling between surface wind and OML currents strongly depend on the hurricane propagation speed. This coupling modulates the wind stress energy flux at the air–sea interface by creating two main zones of positive and negative energy transfer. These areas spread and move anticlockwise around the storm center as  $U_H$  increases. A similar behavior was observed in the earlier study of Chang and Anthes (1978).

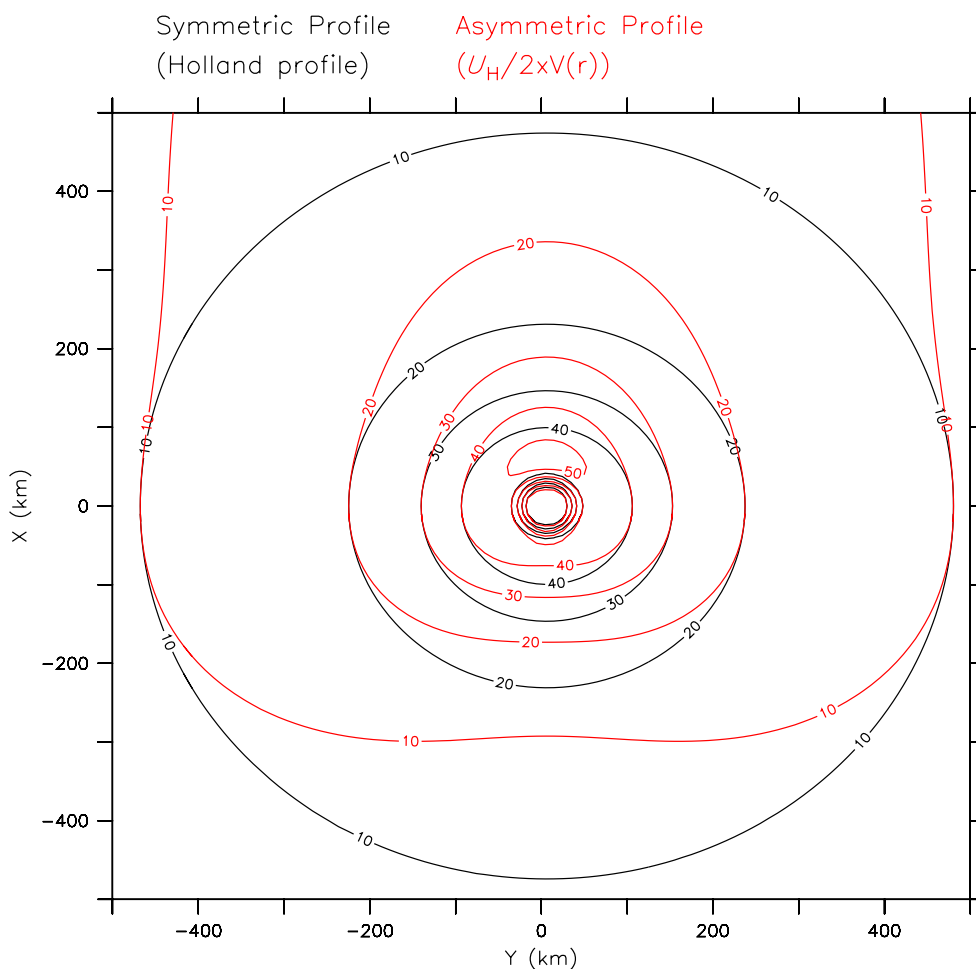
The MKE production is found to be a strongly nonlinear function of the hurricane propagation speed with different local maxima depending on the cross-track distance. A local resonant regime is deduced from the MKE production analysis. Considering that the hurricane wind profile imposes a decrease of the wind rotation frequency with the distance to the storm center, the propagation speed defines the cross-track position of the local resonant regime.

About 60% of the MKE injected in the OML is dissipated. This ratio (dissipation over MKE injection) remains quasi-constant for  $U_H > 6 \text{ m s}^{-1}$ , suggesting that the MKE entrainment adjusts to the propagation speed. Consequently, the MKE production is quasi-balanced by the MKE entrainment for fast-moving hurricanes so that the MKE at the end of the forcing period is roughly constant.

For slow-moving hurricanes ( $<6 \text{ m s}^{-1}$ ), MKE entrainment and vertical turbulent mixing increase dramatically in the central region due to the influence of the upwelling which occurs in the MKE entrainment zone (Price 1981). A detailed analysis shows that for slow-moving hurricanes, upwelling and entrainment velocities are out of phase before the second wind peak. This mechanism increases the MKE entrainment up to 40% in the central region compared to the case without upwelling. Finally, the MKE storage is very weak for slow-moving hurricanes because upwelling strongly enhances MKE entrainment in the region of maximum MKE production. Similar behavior was observed by Chang and Anthes (1978) in terms of current intensity when a storm moves slowly. For faster hurricanes, the shift between upwelling and entrainment is too important and a resonant regime can be set up on the right side of the track where a zone of maximum MKE production occurs.

In the MKE budget, the contributions of horizontal advection and pressure gradient terms are small compared to the other terms. Horizontal advection exports energy outside the central region whatever the propagation speed. The pressure term tends to trap MKE in the central region for slow-moving hurricanes and to export MKE out of the central region for faster hurricanes. This behavior is induced by cross-track variations of the OML depth, which is shallower in the

**Fig. 16** Symmetric and asymmetric surface wind fields ( $\text{m s}^{-1}$ ) with  $10\text{-m s}^{-1}$  isocontours



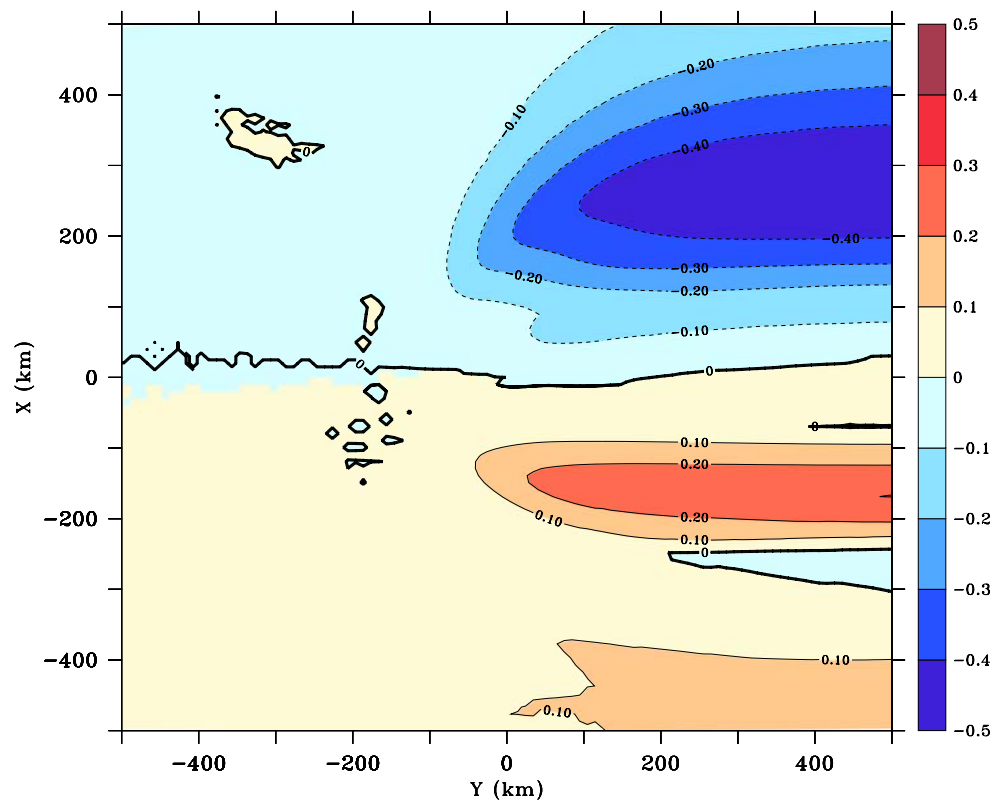
central region due to upwelling. Advection is broadly balanced by the pressure term for slow-moving hurricanes. For faster hurricanes, both terms are weak.

The heat budget is strongly affected by the surface winds ahead of the hurricane. About 50% of the total heat loss occurs upstream independently of  $U_H$ . This cooling is not related to the wind-current coupling mechanism which is negligible ahead of the storm. This can be seen as a “preconditioning” phase of the OML during which the temperature jump through the thermocline increases for slow-moving hurricanes. When the upwelling is set up in the central region, it strongly enhances the entrainment because of the strong entrainment velocity and large temperature jump at the top of the thermocline. This mechanism is associated with the “out-of-phase” mechanism described previously. In the central region, it contributes to increase the total OML cooling by nearly 80% for  $U_H=2 \text{ m s}^{-1}$  and 50% for  $U_H=4 \text{ m s}^{-1}$  compared to the case without upwelling and with a fixed temperature jump. These results are in agreement with Greatbatch (1983) who observed that the OML cooling increases by a factor 2 for  $U_H=2.5 \text{ m s}^{-1}$  and with Price (1981) who found that the cooling increases by 35% for  $U_H=4 \text{ m s}^{-1}$  when the upwelling is taken into account. For

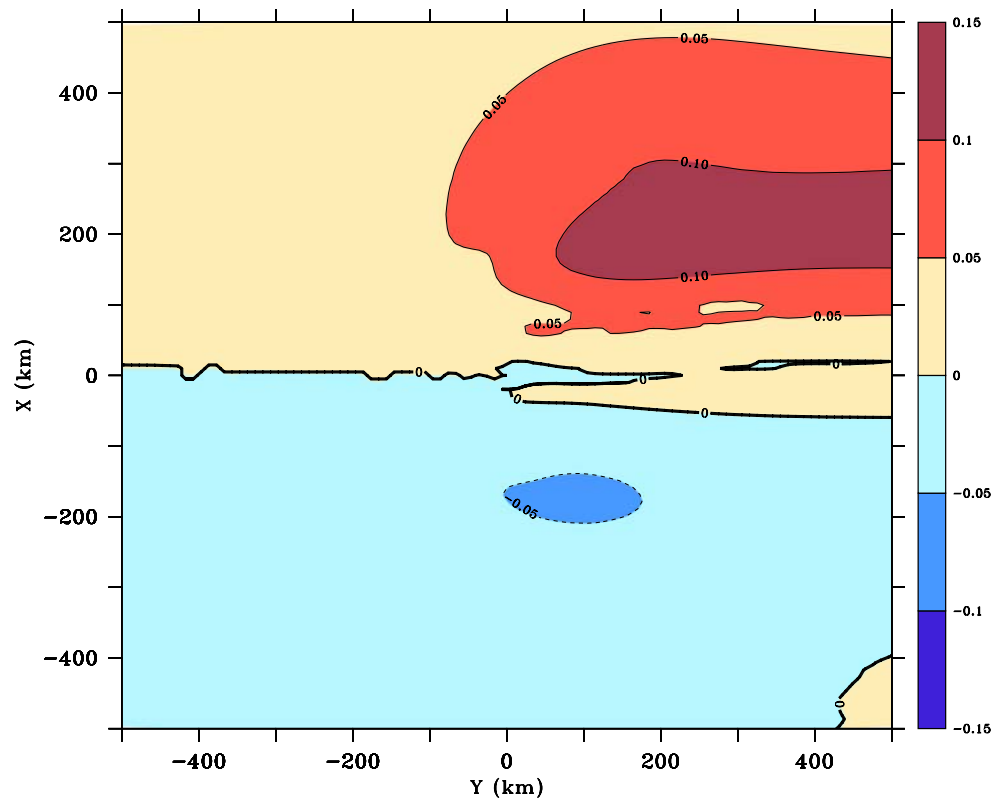
fast-moving hurricanes, the OML temperature response is directly driven by the local resonant regime which explains the shift of the cold wake to the right of the track. Surface heat fluxes have a negligible contribution (5–10%) to the heat budget beneath and after the storm. Horizontal advection redistributes the heat content by carrying warmer water into the cold wake.

These results highlight the role of the hurricane propagation speed on the OML dynamics and thermodynamics. For slow-moving storms, the OML structure is sensitive to the propagation speed which sets up the sequence of central upwelling and entrainment velocity near the central part of the storm. In this regime, small variations of the propagation speed can induce large variations in the OML currents and temperature. The results obtained for Hurricane Frances (2004) illustrate this point quite well. With a 6-h time resolution, the variations of the hurricane propagation speed are well resolved and allow to properly simulate the strongest cooling. Finally, this study highlights the necessity to consider the propagation speed as a key parameter to accurately describe and understand the oceanic response to a moving hurricane.

**Fig. 17** SST difference between the symmetric and the asymmetric cases ( $^{\circ}\text{C}$ ) for  $U_H = 12 \text{ m s}^{-1}$



**Fig. 18** MKE difference between the symmetric and the asymmetric cases ( $\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$ ) for  $U_H = 12 \text{ m s}^{-1}$



**Acknowledgments** This work was supported by the Université Paul Sabatier Toulouse III, Météo-France and the Centre National de la Recherche Scientifique. We would like to thank Tom Sanford and John Dunlap for providing the autonomous profiling float (EM-APEX) data and Françoise Orain for providing the SST analysis fields.

## Appendix

### Impact of the wind field asymmetry on the OML response

An additional simulation has been conducted to quantify the effect of an asymmetric component in the surface wind field on the oceanic response. This asymmetry depends directly on the hurricane propagation speed. As a consequence, we investigate the case of the fastest moving storm ( $U_H=12 \text{ m s}^{-1}$ ) to check the range of validity of our results.

The surface wind field is multiplied by  $(1 + c \cos \theta)$ , where  $\theta$  is the horizontal azimuth (increasing counterclockwise from east) and  $c=U_H/2V(r)$ , where  $V(r)$  is the surface wind speed at a radial distance  $r$  from the storm center. For  $U_H=12 \text{ m s}^{-1}$  and  $V_{\max}=50 \text{ m s}^{-1}$ , we obtain  $c=0.12$  which is comparable with the asymmetry factors used in previous studies (Chang and Anthes 1978; Price 1981; Greatbatch 1983). For distances greater than RMW,  $c$  increases because of the decrease of  $V(r)$ , and the asymmetric component becomes more important on each side of the storm track. In Fig. 16, this new asymmetric wind field is compared to the symmetric one.

When applying the asymmetric factor, the wind speed reaches  $56 \text{ m s}^{-1}$  on the right side of the hurricane and decreases to  $44 \text{ m s}^{-1}$  on the left side of the hurricane. The extensions of the 20 and  $10\text{-m s}^{-1}$  isotachs are multiplied by a factor 2 on the right-hand side of the hurricane.

The impact of this asymmetric wind field on the SST pattern is presented in Fig. 17 in terms of SST difference between the asymmetric and the symmetric case. On the right-hand side of the storm, the wind asymmetry intensifies the maximum cooling by  $0.4^\circ\text{C}$  between 200 and 350 km (i.e., 3.3 and 5.8 RMW). This means that the perturbation induced by the asymmetric wind field is mostly located outside the studied region. Between 0 and +3 RMW, the temperature difference is equal or less than  $0.3^\circ\text{C}$ , which is small compared to the cooling induced by the symmetric wind field ( $2.2^\circ\text{C}$ ). As a consequence, the maximum cooling location remains at the same place in both cases. This difference is twice as small as the cooling difference observed between the simulations with  $U_H=10$  and  $12 \text{ m s}^{-1}$ . On the left side of the storm, the cooling decreases by  $0.2^\circ\text{C}$  between 100 and 200 km (1.6 and 3.3 RMW). This difference is small compared to the  $1.6^\circ\text{C}$  cooling observed in this region with the symmetric wind field. The central region temperature (between  $-2$  and  $+2$

RMW) difference induced by the asymmetric wind field is equal or less than  $0.1^\circ\text{C}$ . Finally, the SST response extends slightly more on the right side of the storm than in the symmetric case, but the cooling differences are small compared to that induced by varying the propagation speed.

The impact of the asymmetric wind field on the MKE pattern is presented in Fig. 18 in terms of MKE difference between the asymmetric and the symmetric case. The maximum MKE difference, which is less than  $0.15 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ , is located between 150 and 300 km (i.e., 3.3 and 5.8 RMW) on the right-hand side of the storm. This difference is small compared to the maximum MKE produced by the symmetric wind field between 50 and 100 km (i.e., 0.8 and 1.7 RMW) which is about  $0.65 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ . The left-hand side of the hurricane is not affected in terms of MKE by the asymmetric wind field because of the very small amount of MKE in this region. The MKE distribution in the central region ( $-100 \text{ km} < x < 100 \text{ km}$ ) is also not modified by the asymmetric wind field ( $<0.05 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ ). Globally, we observe a slightly more biased MKE distribution toward the right of track, but it does not modify the characteristics of the MKE pattern observed in the symmetric case.

These results are in good agreement with the previous findings of Chang and Anthes (1978), Price (1981), and Greatbatch (1983) who showed that the wind asymmetric component has a small impact on the OML response. Moreover, we found that the impact of the asymmetric wind field decreases when the storm translation speed decreases. Furthermore, when decreasing  $U_H$ , the cooling induced by the resonance mechanism and nonlinear dynamics strongly increases, while the cooling induced by the wind field asymmetry decreases. Hence, we can conclude that the asymmetric wind field has a limited impact on the OML response and can be ignored without compromising the validity of our results.

## References

- Bender A, Ginis I, Kurihara Y (1993) Numerical simulations of tropical cyclone–ocean interaction with a high-resolution coupled model. *J Geophys Res* 98(D12):23245–23263. doi:10.1029/93JD02370
- Black P, D'Asaro E, Drennan E, French J, Niiler J, Sanford T, Terrill E, Walsh E, Zhang J (2006) Air–sea exchange in hurricanes: synthesis of observations from the coupled boundary layer air–sea transfer experiment. *Bull Am Meteorol Soc* 88:357–374. doi:10.1175/BAMS-88-3-357
- Chang S, Anthes R (1978) Numerical simulations of the ocean's nonlinear, baroclinic response to translating hurricanes. *J Phys Oceanogr* 8:468–480. doi:10.1175/1520-0485(1978)008<0468: NSOTON>2.0.CO;2
- Chen S, Price J, Zhao W, Donelan M, Walsh E (2007) The CBLAST-hurricane program and the next-generation fully coupled atmosphere–wave–ocean models for hurricane research and prediction. *Bull Am Meteorol Soc* 88:311–317. doi:10.1175/BAMS-88-3-311

- D'Asaro E, Sanford T, Niiler P, Terrill E (2007) Cold wake of Hurricane Frances. *Geophys Res Lett* 34:15. doi:10.1029/2007GL030160
- Donelan M, Haus B, Reul N, Plant W, Stiassnie M, Graber H, Brown O, Saltzman E (2004) On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds. *Geophys Res Lett* 31:18. doi:10.1029/2004GL019460
- Donlon C, Robinson I, Casey KS, Vazquez-Cuervo J, Armstrong E, Arino O, Gentemann C, May D, LeBorgne P, Piollé J, Barton I, Beggs H, Poulter DJS, Merchant CJ, Bingham A, Heinz S, Harris A, Wick G, Emery B, Minnett P, Evans R, Llewellyn-Jones D, Mutlow C, Reynolds RW, Kawamura H, Rayner N (2007) The global ocean data assimilation experiment high-resolution sea surface temperature pilot project. *Bull Am Meteorol Soc* 88:1197–1213. doi:10.1175/BAMS-88-8-1197
- Drennan W, Zhang J, French J, McCormick C, Black P (2007) Turbulent fluxes in the hurricane boundary layer. Part II: latent heat flux. *J Atmos Sci* 64(4):1103–1115. doi:10.1175/JAS3889.1
- Emanuel K (1986) An air–sea interaction theory for tropical cyclones. Part I. Steady-state maintenance. *J Atmos Sci* 43(6):585–605. doi:10.1175/1520-0469(1986)043<0585:ASITF>2.0.CO;2
- Emanuel K (1995) Sensitivity of tropical cyclones to surface exchange coefficients and a revised steady-state model incorporating eye dynamics. *J Atmos Sci* 52(22):3969–3976. doi:10.1175/1520-0469(1995)052<3969:SOTCTS>2.0.CO;2
- Emanuel K (2003) A similarity hypothesis for air–sea exchange at extreme wind speeds. *J Atmos Sci* 60(11):1420–1428
- French J, Drennan W, Zhang J, Black P (2007) Turbulent fluxes in the hurricane boundary layer. Part I: momentum flux. *J Atmos Sci* 64(4):1089–1102. doi:10.1175/JAS3887.1
- Garwood R Jr (1977) An oceanic mixed layer model capable of simulating cyclic states. *J Phys Oceanogr* 7(3):455–468. doi:10.1175/1520-0485(1977)007<0455:AOMLMC>2.0.CO;2
- Gaspar P (1988) Modeling the seasonal cycle of the upper ocean. *J Phys Oceanogr* 18(2):161–180. doi:10.1175/1520-0485(1988)018<0161:MTSCOT>2.0.CO;2
- Geisler J (1970) Linear theory of the response of a two layer ocean to a moving hurricane. *Geophys Astrophys Fluid Dyn* 1:249–272
- Gill AE (1984) On the behavior of internal waves in the wakes of storms. *J Phys Oceanogr* 14(7):1129–1151. doi:10.1175/1520-0485(1984)014<1129:OTBOIW>2.0.CO;2
- Greatbatch R (1983) On the response of the ocean to a moving storm: the nonlinear dynamics. *J Phys Oceanogr* 13(3):357–367. doi:10.1175/1520-0485(1983)013<0357:OTROTO>2.0.CO;2
- Greatbatch R (1984) On the response of the ocean to a moving storm parameters and scales. *J Phys Oceanogr* 14(1):59–78. doi:10.1175/1520-0485(1984)014<0059:OTROTO>2.0.CO;2
- Holland G (1980) Analytic model wind press profiles hurricanes. *Mon Weather Rev* 108(8):1212–1218
- Jacob S, Shay L (2003) The role of oceanic mesoscale features on the tropical cyclone-induced mixed layer response. A case study. *J Phys Oceanogr* 33(4):649–676. doi:10.1175/1520-0485(2003)33<649:TROOMF>2.0.CO;2
- Kolmogorov AN (1942) The equation of turbulent motion in an incompressible fluid. *Izv Akad Nauk SSSR Ser Fiz* 6:56–58
- Kraus EB, Turner JS (1967) A one-dimensional model of the seasonal thermocline. II. The general theory and its consequences. *Tellus* 19:98–106
- Levitus S, Boyer TP (1994) *World Ocean Atlas 1994, vol 4. Temperature*. NOAA Atlas NESDIS 4. US Government Printing Office, Washington, DC, 117 pp
- Levitus S, Burgett R, Boyer TP (1994) *World Ocean Atlas 1994, vol 3. Salinity*. NOAA Atlas NESDIS 3. US Government Printing Office, Washington, DC, 99 pp
- Makin V (2005) A note on the drag of the sea surface at hurricane winds bound-layer. *Meteorology* 115(1):169–176
- Niiler P, Kraus E (1977) One dimension models of the upper ocean. In: Kraus EB (ed) *Modeling and prediction of upper layers of the ocean*. Pergamon, New York, pp 143–172
- O'Brien JJ (1967) The non-linear response of a two-layer, baroclinic ocean to a stationary, axially-symmetric hurricane. Part II. Upwelling induced by momentum transfer. *J Atmos Sci* 24(2):208–214
- Powell M, Houston S, Amat L, Morisseau-Leroy N (1998) The HRD real-time hurricane wind analysis system. *J Wind Eng Ind Aerodyn* 77:53–64
- Powell M, Vickery P, Reinhold T (2003) Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones. *Nature* 422:279–283. doi:10.1038/nature01481
- Price J (1981) Upper ocean response to a hurricane. *J Phys Oceanogr* 11(2):153–175. doi:10.1175/1520-0485(1981)011<0153:UORTAH>2.0.CO;2
- Price J (1983) Internal wave wake of a moving storm. Part I: scales, energy budget and observations. *J Phys Oceanogr* 13(6):949–965. doi:10.1175/1520-0485(1981)011<0153:UORTAH>2.0.CO;2
- Price J, Sanford T, Forristall G (1994) Forced stage response to a moving hurricane. *J Phys Oceanogr* 24(2):233–260. doi:10.1175/1520-0485(1994)024<0233:FSRTAM>2.0.CO;2
- Sanford T, Black P, Haustein J, Feeney J, Forristall G, Price J (1987) Ocean response to a hurricane. Part I: observations. *J Phys Oceanogr* 17(11):2065–2083. doi:10.1175/1520-0485(1987)017<2065:ORTAHP>2.0.CO;2
- Sanford T, Price J, Girton J, Webb D (2007) Highly resolved observations and simulations of the ocean response to a hurricane. *Geophys Res Lett* 34(13):L13604. doi:10.1029/2007GL029679
- Schade L (2000) Tropical cyclone intensity and sea surface temperature. *J Atmos Sci* 57(18):3122–3130
- Shay L, Elsberry R, Black P (1989) Vertical structure of the ocean current response to a hurricane. *J Phys Oceanogr* 19(5):649–669. doi:10.1175/1520-0485(1989)019<0649:VSOTOC>2.0.CO;2
- Shay L, Black P, Mariano A, Hawkins J, Elsberry R (1992) Upper ocean response to Hurricane Gilbert. *J Geophys Res* 97(C12):20227–20248. doi:10.1029/92JC01586
- Weill A, Eymard L, Caniaux G, Hauser D, Planton S, Dupuis H, Brut A, Guerin C, Nacass P, Butet A et al (2003) Toward a better determination of turbulent air–sea fluxes from several experiments. *J Clim* 16(4):600–618





## **Partie 3 : Rétroaction de l'océan sur les cyclones tropicaux**

Nous avons étudié en détail à travers les deux premières parties du manuscrit le comportement des flux turbulents en surface pour des vents cycloniques et la réponse de l'océan engendrée par le passage d'un cyclone. Nous allons dans cette troisième partie nous intéresser à la rétroaction qu'exerce l'océan sur les cyclones à travers l'étude d'un cas réel, le cyclone Ivan (2008) dans l'océan Indien sud-ouest. Avant cela, une présentation des principales caractéristiques atmosphériques et océaniques du bassin Indien sud-ouest sera faite afin de mettre en avant les caractéristiques qui distinguent ce bassin des autres bassins cycloniques. Une revue des études réalisées sur le couplage entre l'océan et les cyclones sera également présentée afin de mieux situer notre étude dans son contexte scientifique.



## 7. Caractéristiques océaniques et atmosphériques du bassin Indien sud-ouest

Ce chapitre vise à replacer l'étude du cyclone Ivan dans son contexte régional, à savoir le bassin Indien sud-ouest. Cette zone possède en effet des caractéristiques particulières vis à vis des autres bassins cycloniques qu'il est important de connaître afin de mieux comprendre la naissance et l'évolution du cyclone Ivan, mais également des cyclones de ce bassin en général.

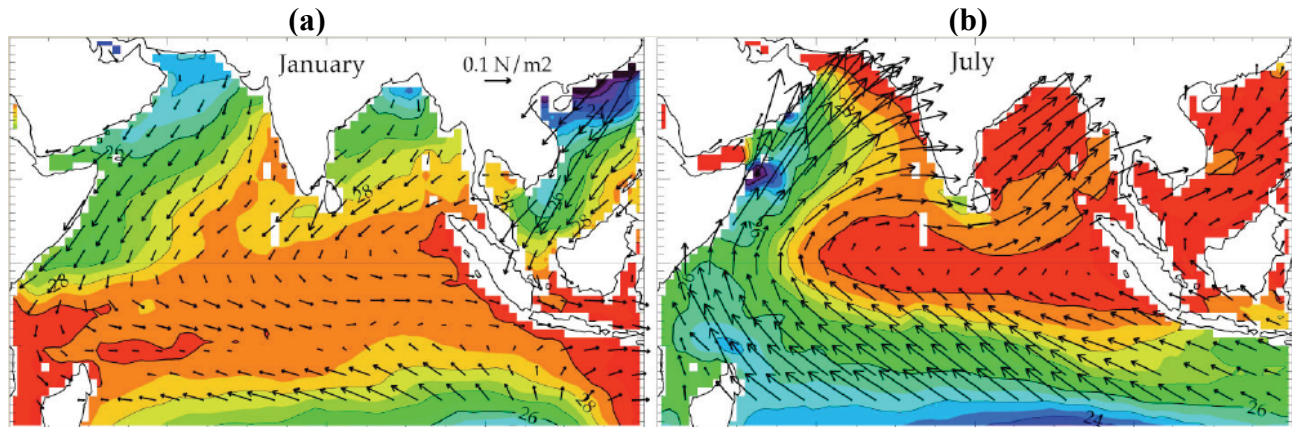
### 7.1. Propriétés océaniques du BISO

L'océan Indien possède plusieurs caractéristiques particulières qui font de lui un océan unique. Mais l'intérêt scientifique suscité par cet océan est très récent, comme en témoigne l'absence de données in-situ régulières avant les années 80. Il est ainsi resté pendant très longtemps le moins étudié de tous les océans. Cette tendance est en train de s'inverser avec la mise en place d'un réseau d'observations pérennes étendu sur une grande partie du bassin qui permettra dans un proche avenir de comprendre d'avantage le fonctionnement de cet océan (voir le paragraphe 7.1.3).

#### 7.1.1. Le dôme de la thermocline des Seychelles-Chagos

L'océan Indien est le plus petit des océans, s'étendant de la baie du Bengale jusqu'à l'Antarctique sur 9600 km, et du sud de l'Afrique jusqu'à l'Australie occidentale sur 7800 km, pour une profondeur moyenne de 3800 m et une superficie totale de  $75.10^6$  km<sup>2</sup>. Il est le seul bassin à être dissymétrique par rapport à l'équateur car il est borné au nord par le continent indien.

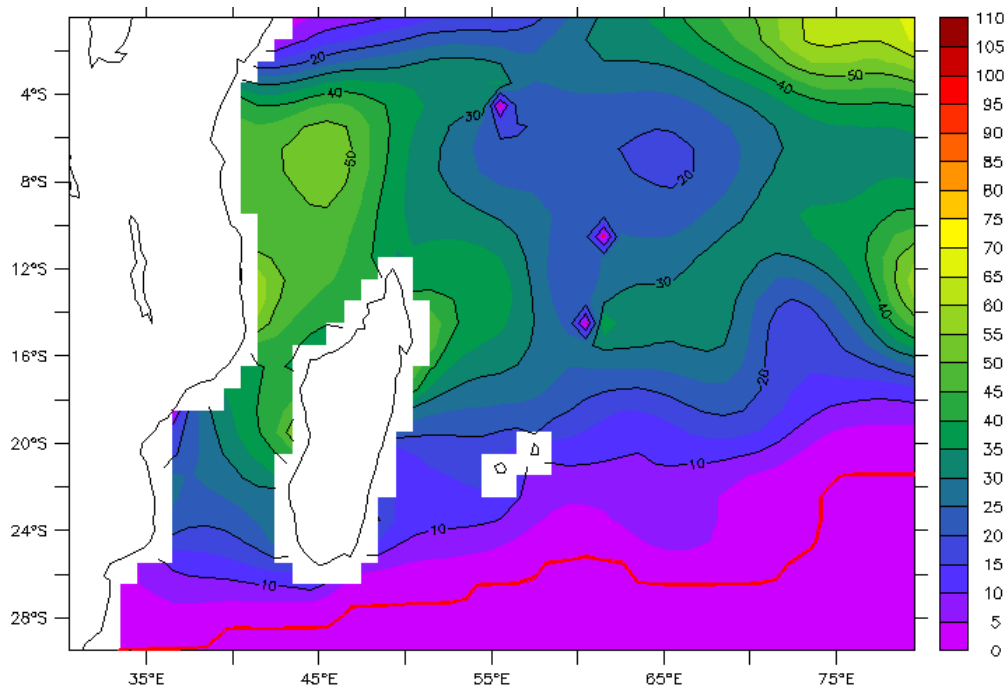
On observe tous les ans un phénomène unique de renversement des vents associés à l'alternance des moussons d'hiver et d'été dans la partie nord et équatoriale du bassin (Fig. ), qui a des répercussions importantes en terme de circulation océanique pour cette partie du bassin. Pendant les mois de Décembre à Mars, c'est-à-dire pendant le cœur de la saison cyclonique côté hémisphère Sud, un vent de nord-est souffle au nord de l'équateur, s'orientant progressivement au nord-ouest et s'affaiblissant entre l'équateur et 10°S (Fig. 21a). Des hautes pressions s'installent sur le continent asiatique et la ZCIT (zones de convergence intertropicale) se déplace au sud de l'équateur, aux alentours de 5°S. Cette période correspond à la saison sèche pour la partie sud de l'Asie. Au sud de l'équateur, la présence d'une zone de basses pressions aux alentours de 10°S forme avec la ceinture de hautes pressions située plus au sud (1000 km au nord des îles Kerguelen) un gradient de pression à l'origine des Alizés, vent de sud-est régulier soufflant jusque vers 10°S.



**Fig. 21 Configuration synoptique climatologique des vents (vecteurs) et de la TSM (couleurs) pendant (a) la mousson d'hiver et (b) la mousson d'été**

De Juin à Septembre, la mousson d'été s'installe sur la partie nord du bassin, associée à la formation d'une zone de basse pression entre le nord de l'Arabie et le Pakistan. La zone de hautes pressions située dans l'hémisphère Sud se décale vers le sud de l'Afrique. Il en résulte une inversion et un renforcement du gradient de pression nord-sud, s'accompagnant d'un basculement des vents dans la partie nord du bassin. Le flux d'Alizés se renforce et s'oriente progressivement au sud-ouest au-dessus de 10°S (Fig. 21b). Cette configuration s'accompagne également de fortes précipitations en Asie et en Inde sous la forme principalement de dépressions de mousson s'échappant de la ZCIT.

Contrairement aux autres bassins, cette configuration atypique des vents génère peu de divergence des courants, et donc d'upwelling, au niveau de l'équateur, mais plutôt aux alentours de 10°S, zone à cheval entre les Alizés réguliers soufflant entre 20°S et 10°S, et le vent associé aux moussons soufflant au nord de l'équateur. En dessous de 20°S, on ne distingue quasiment pas de changements de circulation océanique en lien avec les moussons. Cette zone d'upwelling, dite « Seychelles Chagos Thermocline Ridge » ou SCTR, s'étend à l'est de 50°E entre 5°S et 15°S, c'est-à-dire dans la principale région de cyclogenèse du bassin Indien sud-ouest (BISO). Elle se caractérise par une thermocline proche de la surface et une couche de mélange peu profonde, ce qui rend la température de surface très réactive aux forçages atmosphériques dans cette zone. Le dôme est présent tout au long de l'année et suit un cycle annuel lié à celui du vent, mais c'est pendant l'été austral, c'est-à-dire la saison cyclonique, qu'il est le plus marqué. Malgré la présence de l'upwelling, les TSM restent élevées dans cette région, en particulier pendant les mois de Janvier et Février où elles atteignent 28.5 à 30°C. Des études climatologiques ont révélé un lien significatif entre les TSM de cette zone et l'activité cyclonique dans le BISO (Jury et al. 1999; Xie et al. 2002).

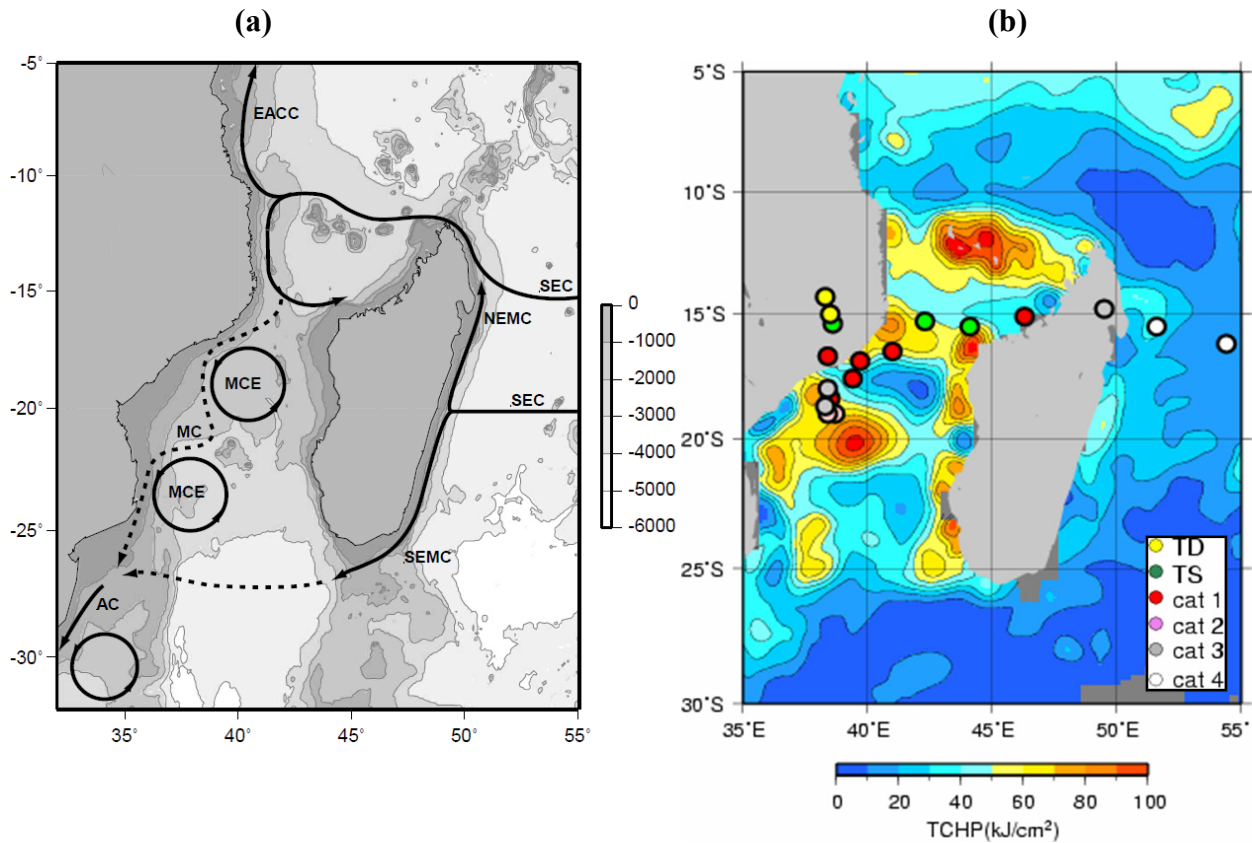


**Fig. 22 Contenu thermique climatologique ( $\text{kJ}/\text{cm}^2$ ) pour le mois de Janvier diagnostiqué à partir de la climatologie World Ocean Atlas 2005**

Compte tenu de sa structure particulière, les contenus thermiques associés au SCTR sont très faibles et peuvent donc être un facteur limitant l'intensité des cyclones dans cette zone (Fig. 22). On observe en effet sur le BISO que seulement 40% des TT atteignent le stade de CT en moyenne, contre 55 à 60% dans les autres bassins possédant des contenus thermiques plus élevés. Mais le SCTR est également sujet à une très forte variabilité de l'échelle intra-saisonnière (en lien avec la MJO) à inter-annuelle (en lien avec le dipôle de l'Océan Indien), pouvant ainsi aboutir à des variations de TSM de 1 à 2°C et de contenu thermique d'un facteur 3, comme ce fut le cas pendant la saison cyclonique 2006-2007 (Vialard et al. 2009). Ces observations suggèrent que la variabilité naturelle du SCTR est suffisamment importante pour moduler l'activité cyclonique dans cette zone.

### 7.1.2. Les tourbillons du canal du Mozambique

Un autre aspect original du BISO est la présence permanente de tourbillons océaniques dans le canal du Mozambique, qui est également une des zones de cyclogenèse du BISO. Des études récentes (Shay et al. 2000) ont montré que les tourbillons océaniques présents dans le Golfe du Mexique et dans le Pacifique Nord-Ouest jouent un rôle important pour les cyclones passant au-dessus d'eux, car leur présence modifie fortement la structure verticale de l'océan, le contenu thermique associé, et par conséquent le réservoir d'énergie disponible pour le cyclone. Les tourbillons chauds jouent le rôle d'un isolant entre le cyclone et les eaux froides de la thermocline en atténuant fortement le refroidissement de la TSM engendré par le cyclone. Les tourbillons froids au contraire favorisent un refroidissement très rapide de la TSM, et par conséquent contribuent à affaiblir significativement le cyclone. L'exemple le plus tristement célèbre est celui du cyclone Katrina, qui frappa sévèrement la Nouvelle-Orléans en 2005 après s'être rapidement intensifié en passant au dessus d'un tourbillon chaud du Golfe du Mexique.

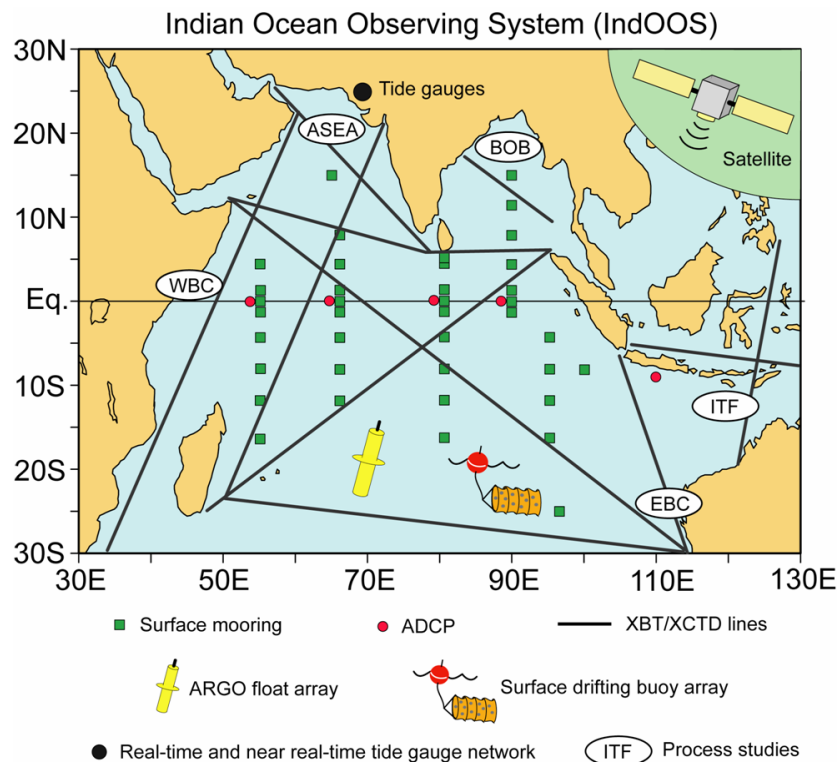


**Fig. 23 (a) Courants et tourbillons autour de Madagascar; (b) contenu thermique superposé avec la trajectoire et l'intensité du cyclone Hudah (2000)**

Les tourbillons du canal du Mozambique ne se forment pas de la même manière que les tourbillons observés dans le Golfe du Mexique qui proviennent d'instabilités du courant des Antilles. Leur formation est liée à la présence de Madagascar, qui empêche la création d'un courant de bord Ouest comme on l'observe dans les autres océans. Le courant Sud-Equatorial situé entre 15°S et 20°S est dirigé vers l'ouest jusqu'à sa rencontre avec Madagascar où il se sépare en 2 branches distinctes contournant la grande île par le nord (courant nord-est de Madagascar) et le sud (courant sud-est de Madagascar) (Fig. 23a). Ces deux branches alimentent le courant des Aiguilles au sud-est de l'Afrique. Les tourbillons cycloniques froids se forment à la pointe sud de Madagascar par un mécanisme de réflexion identique à celui du courant des Aiguilles, et remonte ensuite dans la partie est du canal du Mozambique (Gründlingh 1985, Lutjeharms 1988). Ces études suggèrent également que les tourbillons anticycloniques chauds se formeraient par instabilité barocline au nord du canal, en amont du rétrécissement de la largeur et de la profondeur du canal vers 17°S (Fig. 23a). On dénombre tout au long de l'année 4 à 5 tourbillons anticycloniques d'un diamètre de 200km et d'une profondeur supérieure à 2000m se propageant dans la partie ouest du canal en direction du pôle. Leur variabilité inter-annuelle reste cependant encore mal comprise. Même si aucune étude ne s'est encore intéressée au lien possible entre ces tourbillons et l'intensité des cyclones tropicaux dans le canal du Mozambique, l'intensification rapide de certains cyclones récents, tels que Eline (2000), Hudah (2000) ou encore Japhet (2003), semble être en lien avec leur passage au dessus d'un tourbillon chaud comme l'illustre la Fig. 23b.

### 7.1.3. Quelques mots sur RAMA

Comme on a pu le constater dans ce paragraphe, l'océan Indien sud-ouest demeure encore mal compris, tout comme son lien avec les cyclones tropicaux du bassin (voir paragraphe 7.2). Mais ces lacunes risquent de bientôt disparaître avec la mise en place progressive d'un réseau de bouées ancrées nommé RAMA qui est l'acronyme de « Research Moored Array for African-Asian-Australian Monsoon Analysis and Prediction », à l'image du réseau PIRATA dans l'Atlantique tropical et du réseau TAO dans le Pacifique. La mise en place de ce réseau d'observations permettra une surveillance globale des océans le long de la ceinture équatoriale. Déjà complété au tiers, le réseau RAMA va également permettre de surveiller en permanence la zone de cyclogenèse du bassin en fournissant à la fois des données atmosphériques (pression, vent, température, humidité) et océaniques (température, salinité). Il sera donc possible de mesurer de manière globale les TSM et les contenus thermiques du bassin, mais également d'obtenir des données uniques si un cyclone est amené à passer près d'une bouée (Fig. 24).



**Fig. 24 Disposition des bouées ancrées du projet RAMA (McPhaden et al. 2009)**

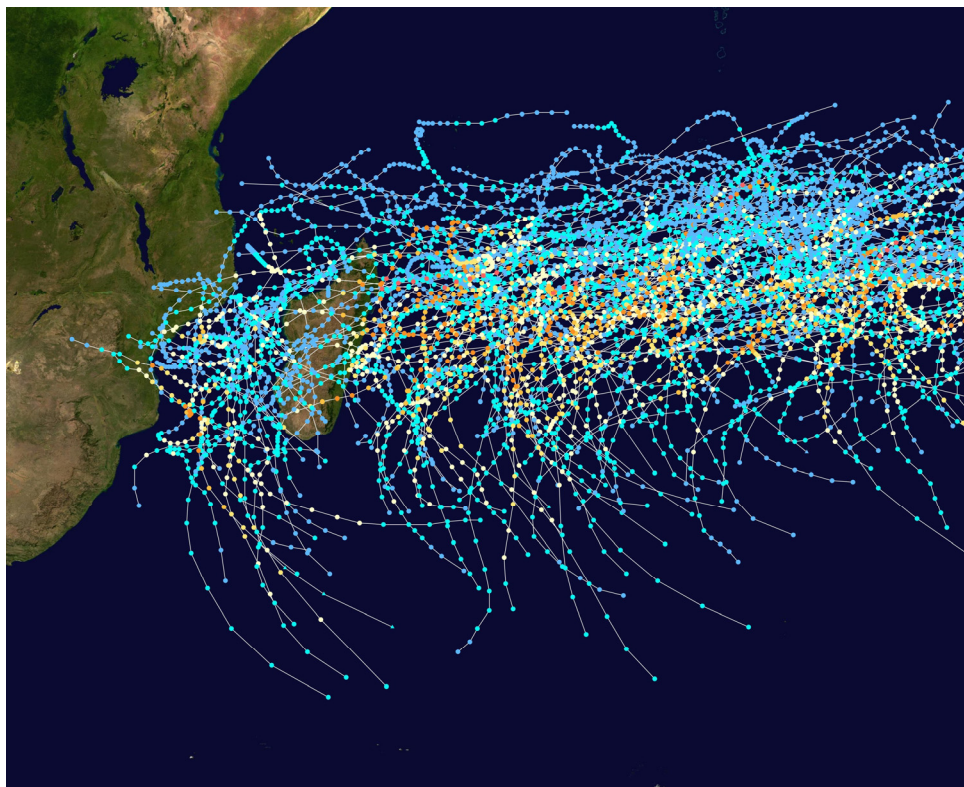
La première bouée ancrée installée dans le BISO lors de la campagne Vasco-Cirene en 2007 (Duvet et al. 2009, Vialard et al. 2009) a déjà démontré sa grande utilité pour les prévisionnistes en charge de la surveillance des cyclones et suscité un grand intérêt scientifique pour les chercheurs en fournissant un jeu de données météo-océaniques très complet sur le cyclone Dora au cours de sa phase de cyclogenèse. On peut donc espérer au cours des prochaines années une plus grande compréhension et une meilleure prévision des cyclones sur le bassin grâce au réseau RAMA.



## 7.2. Climatologie et variabilité des cyclones tropicaux du bassin Indien sud-ouest

### 7.2.1. Caractéristiques principales (d'après Neumann 1993)

On dénombre chaque année en moyenne sur le globe 84 tempêtes tropicales (TT) avec un écart type de 8, et 45 cyclones tropicaux (CT) avec un écart type de 6. 12,4% d'entre eux prennent naissance dans le bassin Indien sud-ouest, soit en moyenne annuelle 10,5 TT avec un écart type de 2,5 et 4,5 CT avec un écart type de 2,5. A titre de comparaison, l'activité cyclonique de l'Atlantique nord est inférieure à celle du BISO (11,6%). Le BISO est le troisième bassin le plus actif après les bassins Pacifiques nord-ouest et nord-est. Il faut toutefois garder à l'esprit que ces statistiques ne sont représentatives que de la période couvrant 1967 à nos jours car une couverture satellite globale suffisante à l'observation des cyclones n'a été atteinte que vers 1970. La période d'observation reste donc à l'heure actuelle inférieure à 40 ans. En se basant sur la période de 1967/1968 à 1996/1997, soit 30 ans, une étude menée sur le BISO par le CMRS de la Réunion a abouti à des statistiques différentes (9,1 TT et 4,85 CT par an en moyenne), ce qui illustre le degré d'incertitude associé à ces statistiques élaborées sur des durées relativement courtes, mais également lié aux méthodologies utilisées.



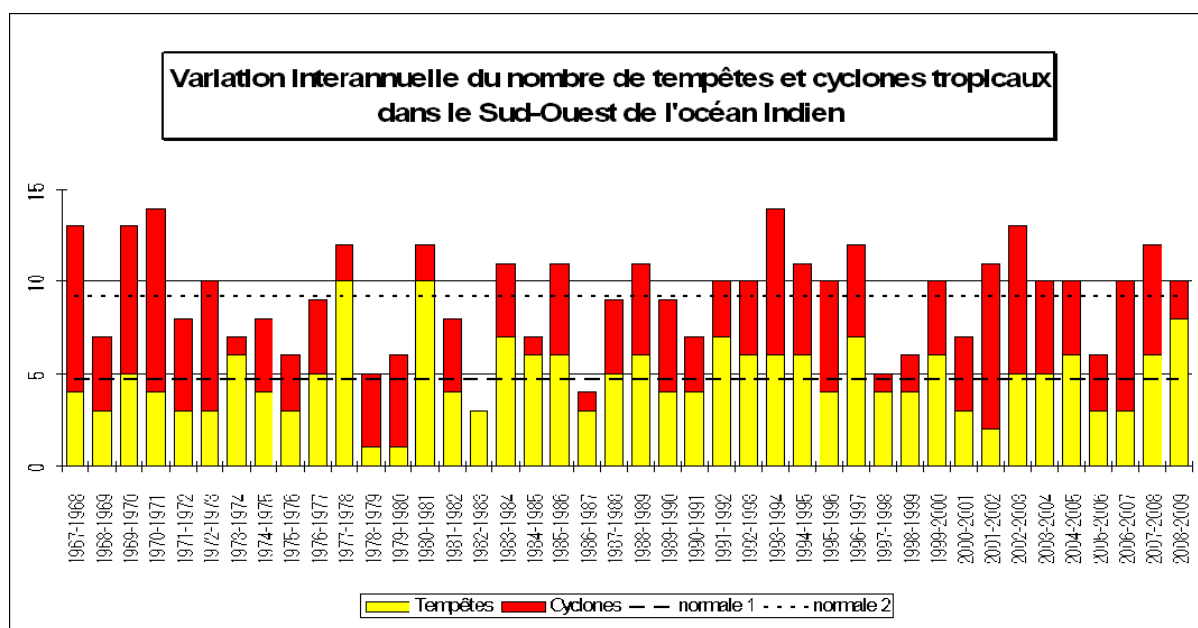
**Fig. 25** Trajectoire et intensités des cyclones tropicaux du BISO de 1980 à 2005  
(Wikipedia)

On distingue dans le BISO trois différentes zones géographiques d'activité cyclonique. La principale couvre la région 10-20°S, 55-70°E, mais on distingue également une zone autour de l'île de Diego Garcia vers 15°S, 85°E, ainsi que la région du canal du Mozambique, situé entre Madagascar et le sud-est de l'Afrique. Les trajectoires observées des systèmes sur ces zones sont relativement classiques, s'orientant vers le sud-ouest jusqu'à des latitudes de 22-23°S avant de s'incurver en direction du sud-est (Fig. 25). Ces trajectoires sont principalement gouvernées par la cellule sub-tropicale de hautes pressions le long de laquelle « glissent » les météores. Il arrive également que des systèmes traversent l'Océan Indien d'est en ouest pour venir heurter les côtes de Madagascar, et parfois même se réintensifier sur le canal du Mozambique avant de frapper à nouveau les côtes africaines ou malgaches. On observe enfin certaines saisons des trajectoires erratiques en présence d'un flux directeur trop faible ou de centres d'actions ayant des influences opposées sur le météore. Ces systèmes avec des trajectoires chaotiques sont les plus délicats à prévoir et leur caractère quasi-stationnaire peut se révéler dévastateur lorsque des terres se situent à leur proximité.

Des systèmes peuvent se former dès début Septembre et jusqu'à fin Mai, mais 90% d'entre-eux prennent naissance entre le 15 Novembre et le 30 Avril, avec un pic d'activité en Janvier et Février regroupant presque la moitié de l'activité cyclonique. Le maximum d'activité climatologique est atteint le 20 Janvier, puis diminue lentement du 20 Février jusqu'au 10 Mai. Cependant, il arrive régulièrement que des perturbations tropicales, et certaines années des tempêtes tropicales, se forment au cours de la saison fraîche, illustrant une certaine variabilité des saisons cycloniques.

## 7.2.2. Variabilité intra-saisonnière à pluri-annuelle

L'activité cyclonique montre au cours des 40 dernières années une certaine variabilité inter-annuelle, sans toutefois exhiber de tendance sur le long terme. Mais cette variabilité reste encore trop peu étudiée (on dénombre moins d'une dizaine d'études sur le sujet) et mal comprise. On distingue cependant certains facteurs climatologiques exerçant une influence sur l'activité cyclonique du bassin.



**Fig. 26** Activité cyclonique du BISO de 1967 à 2009 (CMRS La Réunion)

Concernant la variabilité inter-annuelle de l'activité cyclonique (Fig. 26), l'oscillation australe (ENSO), durant les années El Niño, a pour effet de diminuer l'intensité des vents sur le bassin Indien sud, entraînant une augmentation de la TSM (jusqu'à 1°C) entre 15°S, 60°E et 35°S, 100°E, et donc un renforcement de la convection dans cette zone. Mais ces conditions plus favorables que la normale sont compensées par un renforcement du cisaillement des vents d'ouest et un affaiblissement de la circulation anticyclonique en haute troposphère lors des années El Niño (Ho et al. 2006). L'oscillation quasi-biennale (QBO) favorise l'activité cyclonique sur le bassin durant sa phase de propagation vers l'est en diminuant le cisaillement vertical du vent (Jury 1993).

Concernant la variabilité intra-saisonnière, les oscillations du type « Madden-Julian » d'une période de 30 à 60 jours produisent un renforcement des vents d'ouest entre 15°S et l'équateur sur l'ensemble du bassin Indien, ainsi qu'un renforcement de la circulation cyclonique en basse couche et de la convection entre 40°E et 100°E. Cette anomalie de circulation s'inverse ensuite et entraîne un renforcement des vents d'est près de l'équateur, freinant le développement de la convection sur la majeure partie de l'océan Indien sud. La zone de cyclogenèse se déplace vers l'est avec la propagation de l'oscillation, qui module également la trajectoire des cyclones (Bessafi et al. 2006). Enfin, les ondes d'échelle synoptique jouent également un rôle important dans les variations intra-saisonnières de l'activité cyclonique du bassin. Les ondes équatoriales de Rossby et de Kelvin modulent de manière significative l'activité convective, et par conséquent l'activité cyclonique sur le bassin (Jury et al. 1991).

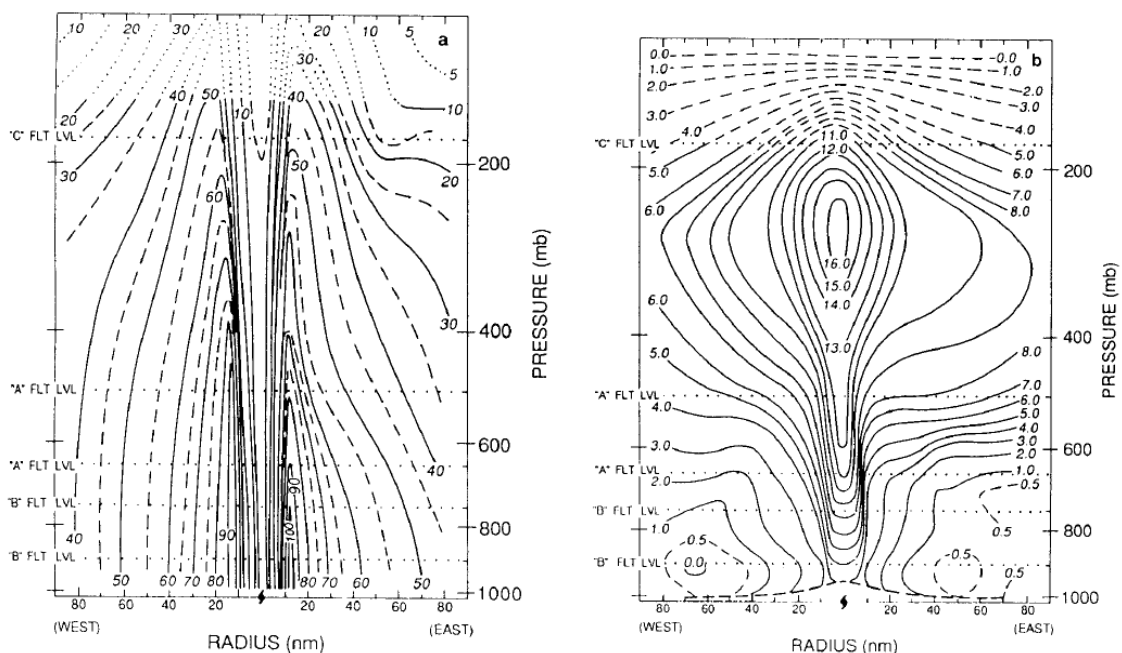
Malgré la prédictibilité de ces perturbations atmosphériques de grande échelle, d'autres paramètres encore mal identifiés modulent également l'activité cyclonique sur différentes échelles de temps, rendant à l'heure actuelle la prévision saisonnière de l'activité cyclonique sur le bassin quasi-nulle.

## 8. Revue des études sur les interactions océan-cyclone

### 8.1. Processus internes gouvernant l'intensité des cyclones

Avant d'aborder la revue bibliographique des études couplées sur les cyclones tropicaux, ce chapitre synthétise les principaux mécanismes internes gouvernant l'évolution de l'intensité des cyclones. Il a pour objectif de permettre une meilleure compréhension du phénomène cyclonique, mais également de comprendre quel rôle joue la surface océanique vis-à-vis de l'intensité des cyclones. Son contenu s'appuie sur le rapport TCP-38 « Global Perspectives on Tropical Cyclones » de l'Organisation Mondiale de la Météorologie.

Les cyclones tropicaux sont des tourbillons à cœur chaud maintenus par le relâchement convectif de la chaleur latente extraite de l'océan sous-jacent. On peut distinguer deux régions : la région interne comprenant les bandes spiralées (longueur de 100 à 300 km), le mur de l'œil (largeur de 10 à 100 km) et l'œil du cyclone (rayon de 5 à 50 km) et qui est relativement axisymétrique; et la région externe s'étendant sur plus de 1000 km autour du cyclone et qui est une zone de transition très asymétrique où se mélangent la circulation cyclonique, la vitesse de déplacement du cyclone et la circulation associée à l'environnement synoptique. C'est cette zone caractérisée par une importante asymétrie du vent qui gouverne la trajectoire du cyclone. Elle joue également un rôle important en faisant converger de l'humidité depuis les régions équatoriales et de la vorticité planétaire depuis les hautes latitudes vers le centre du cyclone. Toutefois, nous ne nous intéresserons pas à cette région et aux problématiques liées à la trajectoire des cyclones car la rétroaction de l'océan ne concerne principalement que la région interne du cyclone.

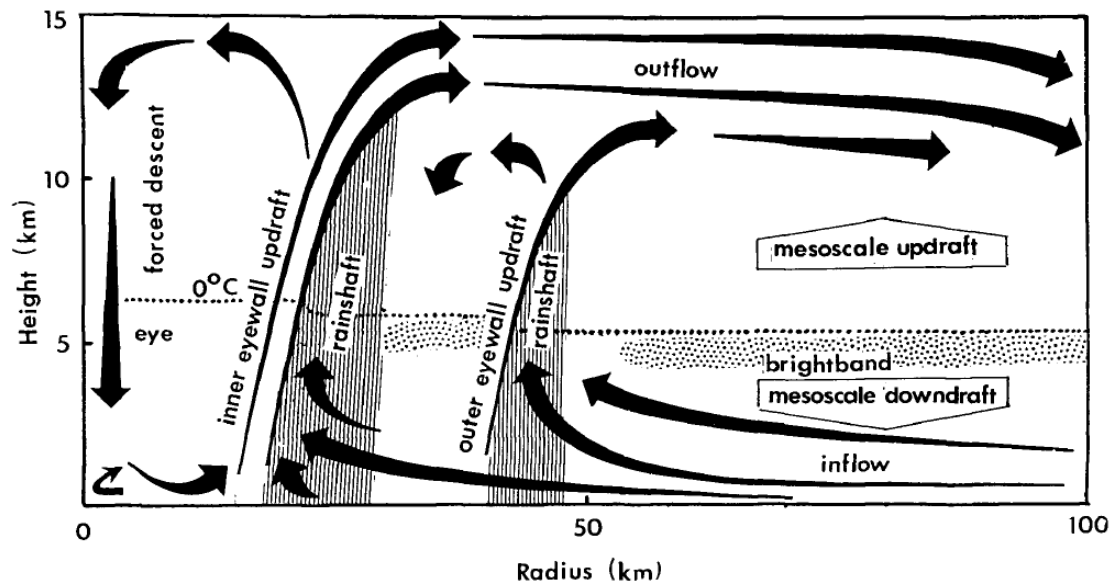


**Fig. 27** Section radiale (a) du vent tangentiel (nœuds) et (b) de l'anomalie de température (  C) dans le cyclone Hilda en 1964 (Hawkins et Rubsam 1968)

Dans la zone interne et en moyenne azimutale, c'est-à-dire en considérant la circulation comme axisymétrique (ce qui est généralement le cas pour les cyclones matures), le champ de vent peut être décomposé dans le repère cylindrique du cyclone en une composante tangentielle ou rotationnelle, dite primaire, et une composante radiale et verticale ou divergente, dite secondaire.

Les vents tangentiels résultent de l'équilibre du gradient radial de pression, de la force de Coriolis et de la force centrifuge. Cette dépression centrale est le résultat de l'anomalie positive de température présente en altitude (Fig. 27). Cette anomalie de température comprise généralement entre 10 et 20°C provient elle-même de la compression adiabatique que subit l'air dans la zone de subsidence forcée qu'est l'œil du cyclone, et non du chauffage diabatique convectif du mur de l'œil. Cette subsidence compensatoire se développe en réponse aux ascendances convectives prenant place dans le mur de l'œil, la convection profonde pouvant atteindre 15 km d'altitude dans cette zone. Le taux de chauffage par condensation dans cette zone est de l'ordre de  $5.10^{13}$  W (Marks 1985), ce qui permettrait en théorie de réchauffer la colonne atmosphérique de 12°C par jour. Mais une grande partie de cette chaleur sert en réalité à compenser le refroidissement adiabatique lié à l'ascendance de l'air dans le mur de l'œil.

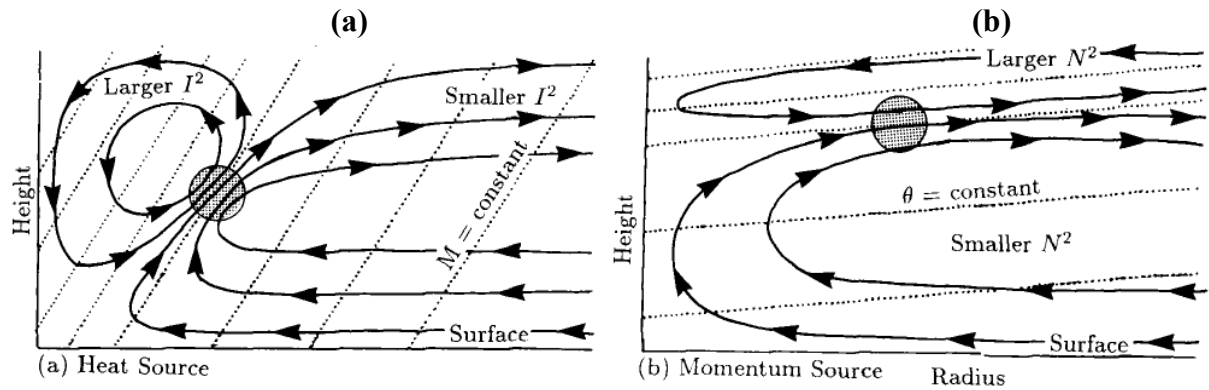
La circulation associée est cyclonique en basse couche et près du centre, mais diminue avec l'altitude jusqu'à devenir anticyclonique près de la tropopause pour des distances radiales supérieures à une centaine de kilomètres du centre (Rhiel 1963). La circulation primaire peut atteindre localement des valeurs maximales de 100 m/s juste au dessus de la couche limite, qui est de l'ordre de 500 m dans un cyclone.



**Fig. 28 Schéma de la circulation secondaire, de la distribution des précipitations et des mouvements verticaux dans un cyclone tropical (Willoughby 1988)**

La composante radiale du champ de vent (Fig. 28) est une circulation forcée diabatement car elle se développe en réponse au frottement en surface et au chauffage par condensation. Près de la surface, la circulation secondaire est convergente et conserve une température potentielle quasi-constante. Autour du centre, c'est-à-dire au niveau du mur de l'œil, l'air saturé en humidité s'élève. A la tropopause, la circulation devient divergente. Une subsidence forcée est également présente au centre, c'est-à-dire dans l'œil du cyclone. Cette circulation

secondaire permet de transporter jusqu'au cœur du cyclone de la chaleur, de l'humidité et de la quantité de mouvement. Bien que beaucoup plus faible que la circulation primaire (10 m/s au maximum, soit quasiment un ordre de grandeur moins élevé), la circulation secondaire joue un rôle crucial car elle permet de compenser la perte d'énergie du cyclone par frottement et refroidissement radiatif en redistribuant les sources locales de chaleur et de moment angulaire. De cette façon, elle maintient et contrôle indirectement la circulation primaire.



**Fig. 29** Circulation secondaire induite dans un vortex équilibré par (a) une source de chaleur et (b) une source de quantité de mouvement cyclonique

Eliassen (1951) a établi à partir de l'équilibre du gradient et de l'hydrostatisme une équation permettant de diagnostiquer la circulation agéostrophique induite par une source de chaleur ou de quantité de mouvement. Shapiro et Willoughby (1982) ont adapté cette équation diagnostique aux cyclones afin d'en déduire les caractéristiques de la circulation secondaire en fonction des sources de chaleurs et de quantité de mouvement que l'on rencontre typiquement dans un cyclone. De manière simplifiée (atmosphère barotrope, pas d'advection par la circulation secondaire), cette équation peut s'écrire sous la forme :

$$I^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + N^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} = \frac{\partial \tau}{\partial z} + \frac{\partial Q}{\partial r}$$

avec  $\frac{\partial \Psi}{\partial z} = -v_r$ ,  $\frac{\partial \Psi}{\partial r} = w$ ,  $N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}$ ,  $I^2 = f \frac{\partial M}{\partial r}$  et  $M = fr + v$

$\Psi$  est la fonction de courant de la circulation secondaire stationnaire,  $\tau$  est une source de quantité de mouvement et  $Q$  est une source de chaleur.  $I^2$  représente la stabilité inertielle horizontale et s'exprime en fonction du gradient radial de pseudo-moment angulaire  $M$ .  $N^2$  représente la stabilité statique verticale et s'exprime en fonction du gradient vertical de température potentielle  $\theta$ .

La conservation du pseudo-moment angulaire et de la température potentielle sont les deux contraintes imposées à une particule en mouvement. La « facilité » avec laquelle ce mouvement se met en place dépend de la stabilité inertielle  $I^2$  sur l'horizontale et de la stabilité statique  $N^2$  sur la verticale. Dans ces conditions, une source de quantité de mouvement  $\tau$  génère une circulation secondaire sur les surfaces inclinées iso- $\theta$  dont le forçage tend à s'opposer à la tendance de  $M$  induit par la source  $\tau$  (Fig. 29b). De la même façon, une source de chaleur  $Q$  génère une circulation secondaire sur les surfaces inclinées

iso-M dont l'effet tend à réduire la tendance de  $\theta$  induite par la source diabatique  $Q$  (Fig. 29a). Les sources  $\tau$  et  $Q$  agissent habituellement de concert et induisent une circulation secondaire dans le plan  $(r,z)$  dont l'ascendance prend une inclinaison par rapport à la verticale égale à  $\alpha = \arctan(I^2/N^2)$ . C'est cette inclinaison qui donne au mur de l'œil des cyclones intenses la forme d'un amphithéâtre.

L'approche stationnarisée d'Eliassen (1951) donne la circulation secondaire en équilibre avec les sources de chaleur et de quantité de mouvement. Mais en réalité, la localisation et l'intensité des sources évoluent sans cesse à l'intérieur des cyclones, ce qui oblige la circulation secondaire à s'ajuster en permanence à la nouvelle distribution des sources. Ce sont ces ajustements de la circulation secondaire qui font évoluer la pression centrale et la circulation primaire, et donc la structure et l'intensité du cyclone.

Lorsque la convection se maintient tout autour du centre du cyclone, la composante verticale de la circulation secondaire se renforce de manière homogène, entraînant également une augmentation de la subsidence compensatrice forcée au centre du cyclone. Cela provoque une augmentation de l'anomalie centrale de température par compression adiabatique et une diminution de la pression au niveau du sol. Cette diminution de la pression centrale crée une augmentation du gradient radial de pression dont la position du nouveau maximum se retrouve plus près du centre que l'ancien maximum. La circulation tangentielle, qui est en équilibre avec ce gradient de pression, s'ajuste donc à cette nouvelle distribution en se contractant et en se renforçant. Ce mécanisme explique la contraction du mur de l'œil que l'on observe en même temps que les phases d'intensification des cyclones (Willoughby et al. 1982, Willoughby 1998).

Mais le cyclone ne peut pas supporter cette contraction indéfiniment. En dessous d'une certaine taille critique, la stabilité inertielle ne peut plus être maintenue. On assiste alors à un enroulement de la bande spiralée sur elle-même et à la formation progressive d'un deuxième mur de l'œil dont le rayon est largement supérieur au mur de l'œil qui s'est contracté. La contraction et l'intensification de l'activité convective dans ce deuxième mur entraîne progressivement un affaiblissement puis la disparition complète de l'ancien mur. Une fois ce remplacement terminé, le cyclone reprend son intensification jusqu'au prochain cycle. Ce comportement, encore très mal compris, ne s'observe cependant pas dans tous les cyclones, certains atteignant un état d'équilibre ne nécessitant pas la mise en place de ce cycle.

La convection étant pilotée par les flux de chaleur à la surface de l'océan, on peut donc s'attendre à un effet important du couplage entre l'océan et le cyclone sur la convection et la dynamique du cyclone.

## 8.2. Etudes idéalisées du couplage océan-cyclone

Sutyryn et Khain (1979, 1984) furent les premiers à mettre en place un couplage entre un modèle de cyclone axisymétrique simplifié et un modèle océanique multi-couche afin d'étudier l'influence du refroidissement de l'océan sur les cyclones. Ils montrèrent l'importance de la vitesse de déplacement du cyclone et de la profondeur initiale de la couche mélangée pour déterminer l'amplitude du refroidissement de l'océan et de sa rétroaction sur le cyclone. Ils observèrent une augmentation de la pression centrale de 5 à 10 hPa et une diminution des vents maximums de 15% sur une période d'intégration de 24h. Ginis et al. (1989) montra que le couplage avec l'océan peut induire des changements de trajectoire et de vitesse de déplacement du cyclone. Le cyclone simulé a tendance à se déplacer plus rapidement que le flux de grande échelle en mode forcé, et plus lentement en mode couplé. Khain et Ginis (1991) observent avec le même modèle que les cyclones habituellement déviés vers la droite en mode forcé sont déviés vers la gauche en activant le couplage avec l'océan. Les auteurs expliquent ce comportement par une modification du gradient horizontal de l'anomalie de chauffage diabatique dans le mur de l'œil, paramètre pouvant influencer la trajectoire d'un cyclone (Willoughby 1992). En mode forcé, une anomalie positive se forme grâce à une anomalie positive des flux de chaleur en surface liée au caractère asymétrique du champ de vent créé par le déplacement du cyclone. En mode couplé, le refroidissement de l'océan entraîne une anomalie négative des flux de chaleur en surface qui, une fois transportée en altitude, produit une anomalie négative de chauffage diabatique suffisante pour inverser le gradient observé dans la simulation forcée. Ces premiers résultats doivent cependant être considérés avec précaution du fait de la très faible résolution (~50 km) des modèles, de leur durée d'intégration courte (~48 h) et de la représentation trop simplifiée du flux de grande échelle (déplacement de la grille du modèle atmosphérique au dessus de la grille du modèle océanique).

Bender et al. (1993) réalisa différentes simulations idéalisées à l'aide du modèle haute-résolution ( $1/6^\circ$ ) du GFDL et montra pour un cyclone se déplaçant dans un flux de grande échelle de 5 m/s que le couplage avec l'océan entraîne une diminution des valeurs maximales du flux turbulent de chaleur totale de 30 % en moyenne sur 72 heures d'intégration. Concernant le flux de chaleur sensible, l'auteur observe même une inversion au niveau du « cold wake », se traduisant par une perte locale d'énergie thermique du cyclone vers l'océan de l'ordre de  $10 \text{ W/m}^2$ . Les précipitations totales sont également affectées par le couplage avec une diminution de 10 à 20% sur la droite du cyclone, contre 5 à 10% sur la gauche du cyclone. La diminution de la température potentielle atteint 2 à  $6^\circ\text{C}$  au-dessus du « cold wake » dans la couche limite atmosphérique et entraîne une diminution de l'anomalie de température potentielle au centre du cyclone de l'ordre de  $4^\circ\text{C}$ . Le gradient radial de température potentielle diminue de 25% avec celui de pression. Concernant l'intensité, ces modifications thermodynamiques se traduisent par une diminution de la pression centrale de 14 hPa et de 5 m/s pour le vent maximum pour un refroidissement maximum de  $3,7^\circ\text{C}$  de la TSM. Les effets du couplage deviennent significatifs à partir de 36 heures de simulation. Les principaux résultats des autres simulations idéalisées sont résumés dans le tableau suivant extrait de l'article afin de caractériser la gamme d'interactions possibles entre l'océan et le cyclone. Contrairement aux travaux précédents de Ginis, Bender et al. (1993) n'observent pas de déviation significative du cyclone liée au couplage, excepté pour les cyclones de déplaçant à 2,5 m/s, dont l'intensité plus faible diminue la dérive de la trajectoire liée à l'effet beta (Fiorino et Elsberry, 1989).



**TABLE 3.** Differences Between the Coupled and the Noncoupled Models Averaged for the Final 48 hours of the Integrations Presented in This Study

Basic Flow, m s <sup>-1</sup>	Translational Speed, m s <sup>-1</sup>	Coupled–Noncoupled		
		Minimum Sea Level Pressure Difference, hPa	Maximum Surface Wind Difference, m s <sup>-1</sup>	Maximum SST Decrease, °C
	1.7	<i>No Basic Flow</i> 16.4	-7.0	-5.6
		<i>Westerly Flow</i>		
2.5	2.2	15.6	-6.7	-4.6
5.0	4.2	12.0	-4.8	-3.7
7.5	6.6	7.0	-2.6	-3.0
		<i>Easterly Flow</i>		
2.5	3.8	11.8	-5.0	-4.1
5.0	6.1	9.7	-3.7	-3.2
7.5	8.3	7.7	-2.8	-2.6

The average translational speed for each storm is also included in column 2. SST, sea surface temperature.

### Tableau 2 Récapitulatif des tests de sensibilité effectués par Bender et al. (1993)

Falkovich et al. (1995) montrent qu'en l'absence de flux directeur synoptique, le refroidissement induit par un cyclone peut atteindre 6°C et entraîner une augmentation de 30 à 40 hPa de la pression centrale. Le maximum d'intensité est atteint au bout de 48h de simulation couplée, contre 72h dans la simulation forcée. Le flux de chaleur latente est divisé par 2 sur un rayon de 240 km autour du centre du cyclone. La structure du cyclone est plus compacte en mode forcé qu'en mode couplé, avec un rayon de vent maximum 2 fois plus grand en couplé. Cette extension plus importante et le relâchement des gradients radiaux associés sont une conséquence de la diminution de l'énergie statique humide dans la couche limite près du centre du cyclone à cause des TSM plus basses. Cela entraîne un décalage de la convection plus loin du centre du cyclone dans la simulation couplée, aboutissant à un équilibre dynamique différent de la simulation forcée. Les différences de trajectoires observées sont attribuées d'une part aux interactions entre la structure du champ de vent et le gradient de vorticité planétaire (effet « Beta ») en accord avec Fiorino et Elsberry (1989), et d'autre part, aux différences de distributions spatiales de chauffage diabatique liées au couplage avec l'océan, car les cyclones ont tendance à dévier leur trajectoire dans la direction du maximum de convection (Willoughby 1990, 1992).

Chan et al. (2001) ont réalisé dans le cadre de simulations idéalisées à 25km de résolution une vaste étude de sensibilité de l'intensité d'un cyclone en faisant varier la TSM de 25   31°C, la profondeur de la CMO de 25   100m, le saut de température à la base de la CMO de 0.05°C/m   0.2°C/m et en rajoutant un tourbillon océanique. Ils observent un déphasage de 6h entre les variations de TSM et d'intensité du cyclone et différentes relations « TSM-pression centrale » en fonction de la TSM initiale sont mises en évidence. Pour une TSM < 27°C, le cyclone se comble (-9 hPa/°C), pour 27°C < TSM < 30°C, une augmentation de 16 hPa/°C est observée et pour une TSM > 30°C, une augmentation de 12 hPa/°C. La barrière de développement de 27°C est en accord avec Gray et al. (1979) qui l'ont estimé climatologiquement à 26,5°C. Emanuel (1991) trouve un changement de 10.5 hPa/°C pour une TSM comprise entre 20 et 31°C. L'auteur observe en mode couplé une grande sensibilité à la profondeur initiale de la CMO lorsque celle-ci est inférieure ou égale à 50m et une relation quasi-linéaire entre l'augmentation du saut de température, et donc de la stratification, à la base de la CMO et la diminution de l'intensité du cyclone. La présence d'un tourbillon d'un rayon de 200km avec des TSM de 30°C (27°C en dehors) provoque une surintensification du cyclone de 15 hPa et son influence se fait ressentir sur le cyclone dès 24h avant son passage sur le tourbillon et jusqu'à 18h après.

### 8.3. Etude de l'influence du couplage pour des cas réels

Bender et Ginis (2000) ont étudié les performances de leur modèle couplé sur un ensemble de 163 cyclones et tempêtes. Ils montrent en particulier l'intérêt de représenter le « cold wake » dès l'instant initial de la simulation pour obtenir une simulation plus réaliste. Le couplage et la présence du « cold wake » initial affecte fortement l'évaporation (diminution maximale de 65%), mais également l'énergie statique humide  $\theta_e$ , qui peut diminuer de 8°C au maximum. Les auteurs montrent aussi qu'il existe une bonne corrélation entre le gradient radial de  $\theta_e$  et celui de pression, ce qui confirme le rôle crucial de l'approvisionnement du cyclone en air chaud et humide dans l'intensité du cyclone. Ils notent qu'en moyenne, le refroidissement local simulé influence moins l'intensité du cyclone que ce qui est suggéré par les études théoriques d'Emanuel (1988) et de Holland (1997), qui prévoient une augmentation de 30 hPa pour une diminution de 1°C de la TSM au niveau du mur de l'œil. Les simulations ont donné au maximum une augmentation de la pression de 40 hPa pour une diminution de TSM de 3°C sur un disque de 100 km. Statistiquement, le couplage ne modifie pas la trajectoire des cyclones simulés ni la distribution tangentielle et radiale du vent au-delà d'un rayon de 300 km. De manière plus générale, le couplage avec l'océan a permis d'obtenir une diminution des erreurs d'intensité de 26% en moyenne sur 135 cas, atteignant 60% pour les intensités comprises entre 960 et 970 hPa. En raison d'une résolution horizontale insuffisante, la prévision de l'intensité des cyclones dont la pression centrale est inférieure à 940 hPa a été dégradée par le couplage car le modèle était incapable de simuler correctement l'intensité de ces cyclones avec ou sans couplage avec l'océan (à cause de la résolution spatiale du modèle). Hong et al. (2000) ont étudié en détail le cas du cyclone Opal (1995), qui s'est intensifié de 49 hPa en 14h suite à son interaction avec un talweg puis avec un tourbillon anticyclonique chaud identifié par une anomalie de hauteur dynamique de 30 cm et une TSM de 29°C. Le passage du cyclone provoque au niveau du tourbillon une diminution de la TSM de 0,5°C, contre 2 à 3°C à l'extérieur du tourbillon. En termes de contenu thermique, les auteurs observent une diminution de 18 kcal/cm<sup>2</sup> en 14h, passant de 43 à 27 kcal/cm<sup>2</sup>. En retirant le tourbillon, l'intensité maximale du cyclone diminue de 17 hPa, la température potentielle équivalente de 3°C au niveau du cœur du cyclone et les flux de chaleur maximums passent de 2600 à 1500 W/m<sup>2</sup>. L'auteur établit finalement qu'une diminution de la TSM de 1°C entraîne une augmentation de la pression centrale de 5 hPa, ce qui est en accord avec le résultat théorique d'Emanuel (1988) qui est de 6 hPa pour 1°C.

On remarque donc qu'une forte dispersion existe entre les différents travaux menés pour déterminer le rôle du couplage océan-atmosphère dans l'intensité des cyclones. Il apparaît suite à cette revue bibliographique qu'il n'existe pas de relation simple entre le refroidissement induit par le cyclone et les conséquences de ce refroidissement sur son intensité. Enfin, d'autres études plus récentes (Chen et al. 2007) intégrant un modèle de vagues en plus du couplage océan-atmosphère ont montré un impact visible du champ de vagues sur la réponse océanique et sur le cyclone, mais ces effets restent très faibles comparés au couplage océan-atmosphère lui-même. Ces aspects sont abordés plus en détails dans la Partie 1.



## 9. Étude du cyclone tropical Ivan et de son interaction avec l'océan

### 9.1. Synopsis et motivations

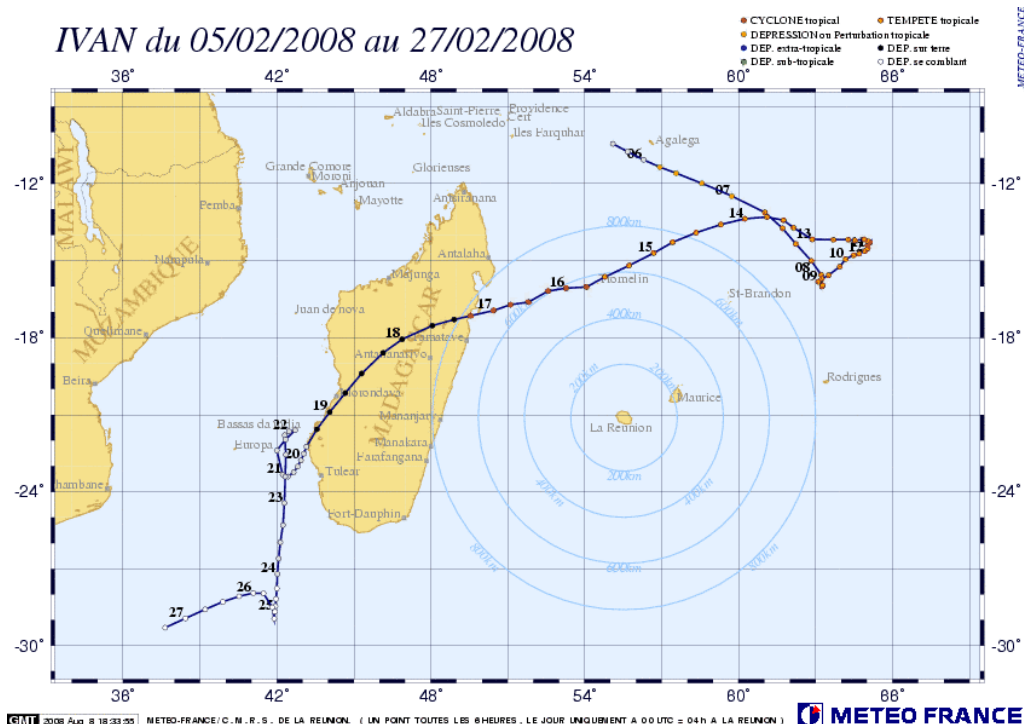
#### 9.1.1. Synopsis

La saison 2007-2008 a été plus active que la moyenne avec 17 tempêtes tropicales (contre 12 en moyenne), 9 cyclones tropicaux (contre 6 en moyenne) et 4 cyclones tropicaux intenses (contre 3 en moyenne). Au début du mois de Février, la zone de convergence intertropicale, bien alimentée par un flux de mousson établi sur tout le bassin, est très active avec la persistance d'une large zone de convection profonde. Au cœur de cette zone vont prendre naissance les futurs cyclones tropicaux Hondo, système le plus puissant de la saison (64 m/s le 7 Février) et Ivan, qui fit l'atterrissage le plus puissant de la saison sur la côte Nord-Est de Madagascar le 17 Février (59 m/s le 16 Février).

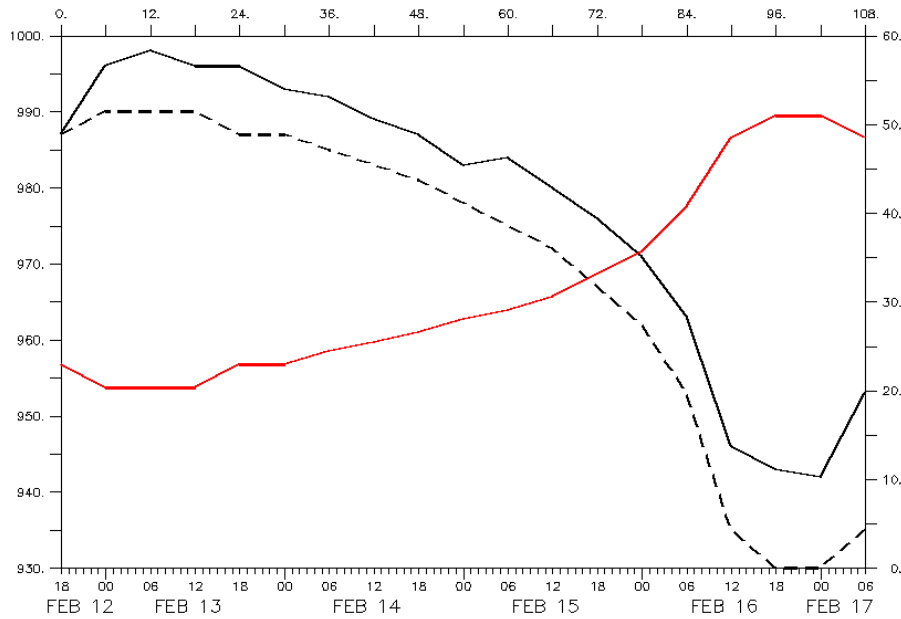
Durant sa cyclogenèse, le futur système Ivan est qualifié de zone perturbée au cours de la journée du 5 Février. Situé à l'Ouest de l'île d'Agalega, l'intensification du système est limitée par un cisaillement modéré d'Est jusqu'au 6 Février où la convection commence à s'organiser grâce à une alimentation en basse couche par un flux de mousson soutenu. Son intensification se poursuit au cours de la nuit suivante avec la mise en place d'une circulation fermée en basses couches et l'organisation de la convection profonde en bandes incurvées. Son intensification rapide, aidée par le passage d'une anomalie de tropopause en cours de nuit, se poursuit durant la matinée du 7 Février jusqu'au stade de tempête tropicale modérée (TTM). Le système est alors baptisé Ivan et poursuit son intensification jusqu'à la nuit du 7 Février où il devient forte tempête tropicale (FTT). Mais durant la matinée du 8 Février, le déplacement Sud-Est du système, jusqu'alors piloté par une dorsale proche équatoriale, est fortement ralenti par la formation d'une dorsale subtropicale vers 70°E. Le système se retrouve alors quasi-stationnaire pendant plus de 24h, avec un léger déplacement vers le Sud. Sous l'effet combiné de plusieurs centres d'action, le système se déplace lentement et de façon erratique, dessinant une boucle durant les 2 jours suivants. Il faudra attendre la nuit du 11 au 12 Février pour qu'Ivan accélère à nouveau en direction de l'Ouest. Durant cette longue phase de quasi-stationnarité, Ivan a pu se maintenir grâce au flux de mousson soutenu et malgré le cisaillement d'Est présent durant cette période. Oscillant entre le stade de FTT et de TTM, le système se retrouve au dessus d'un océan dont il a complètement épuisé l'énergie disponible, ce qui engendre un effondrement de la convection pendant la nuit du 11 au 12 Février et la journée du 12 Février. Il faut attendre la reprise d'un déplacement en direction de l'ouest sous l'influence de la dorsale subtropicale et l'arrivée sur des eaux non encore refroidies par Ivan pour que l'intensification reprenne significativement. Ces conditions plus favorables se traduisent dans l'après-midi du 13 Février par la formation d'un œil fermé et le passage au stade de FTT dans la matinée du 14 Février.

Après un passage à plus de 300 km au Nord de l'île de Saint-Brandon, Ivan se déplace à près de 10 nœuds en direction de l'ouest sud-ouest sur la façade nord-est de la dorsale subtropicale. La convection s'organise progressivement en bande incurvée, alors que le système approche de l'île de Tromelin. Le mur de l'œil est en cours de fermeture alors qu'il touche l'île. L'îlot se trouve ensuite au centre de l'œil, permettant de classer Ivan en CT. Le

centre du système passe sur l'île le 15 en début d'après-midi, puis la station météo est touchée par la deuxième partie d'un mur de l'œil bien formé. Le minimum de pression enregistré est de 962,2 hPa à 15h UTC, les vents ont atteint 52 nœuds en moyenne sur 10 minutes et 80 nœuds en rafales (41m/s le 15 Février à 12h32 UTC) lors du premier passage du mur, les instruments ayant cessé de fonctionner avant le deuxième passage du mur. Ivan poursuit alors en direction de l'ouest à l'ouest sud-ouest à une vitesse moyenne de 8 nœuds, devenant une menace pour la côte nord-est de Madagascar. Il s'intensifie encore passant le stade de CTI au cours de la matinée du 16 Février. Suivant une trajectoire régulière en direction de l'ouest sud-ouest à près de 7 nœuds, le système s'intensifie encore pour atteindre à 13UTC son maximum d'intensité (920 hPa, 105 nœuds de vent moyen sur 10 minutes). Il touche vers 04h UTC le 17 Février le sud de l'île de Sainte Marie qui subit des vents estimés à plus de 230 km/h en pointe (rafales de 95 nœuds enregistrées le 17 à 03h UTC), puis la grande île à près de 100 km au nord de Toamasina un peu après 06h UTC, avec une intensité de 935 hPa et des vents de l'ordre de 95 nœuds. Le tourbillon résiduel provoque sur terre encore de fortes précipitations malgré la convection qui s'effondre près du centre grâce à la convergence avec le flux de mousson au nord qui maintient une bande convective active. Il poursuit une trajectoire ouest sud-ouest en direction de la côte sud-ouest malgache sur le canal à une vitesse moyenne de 8 à 10 nœuds, évoluant sur la façade nord-ouest de la dorsale subtropicale. Dans la journée du 18, la trajectoire s'oriente un peu plus sud-ouest, prolongeant un peu la présence sur terre de la circulation résiduelle. Le centre ressort finalement en mer sur le canal du Mozambique le 19 à 00 UTC au sud du 22S. Les conditions environnementales sont peu favorables, malgré des TSM encore élevées sur la zone. Le système subit un cisaillement vertical d'ouest et une intrusion d'air sec par le sud-ouest. Durant les deux jours suivants, le système va remonter légèrement vers le nord sous la poussée de la dorsale, mais reste sous l'effet d'un fort cisaillement vertical de nord, sans aucun potentiel de ré-intensification. Le système amorce sa transition extra-tropicale, puis se dissipe au cours de la journée du 22 Février. La trajectoire et les intensités du cyclone Ivan sont récapitulées en Fig. 30 et Fig. 31.



**Fig. 30** Trajectoire et intensité du cyclone tropical Ivan d'après les données "Best-Track" du CMRS de La Réunion



**Fig. 31 Vent maximum à 10 m (en rouge, m/s) et minimum de pression au niveau de la mer (en noir, hPa) déduit de deux relations vent-pression (Dvorak 1975 en pointillé, Knaff et Zehr 2007 en trait plein)**

### 9.1.2. Intérêts du cas d'étude

La période d'étude sélectionnée s'étend du 12 Février 18h au 17 Février 06h. Le début de cette période correspond à l'accélération du cyclone en direction de l'ouest après avoir effectué sa longue boucle en plus de cinq jours. La fin de la période correspond à l'atterrissage du cyclone sur Madagascar. L'évolution de l'intensité du cyclone sur cette période est présentée en Fig. 31. Les objectifs de cette étude sont les suivants :

- Au cours de la période sélectionnée, les conditions atmosphériques de grande échelle évoluent peu et restent favorables à l'intensification du cyclone (cisaillement vertical faible et flux de basse couche bien établi). Cette configuration est donc idéale pour déterminer l'influence de la TSM sur l'intensité cyclone.

- Au cours des cinq jours précédant la période d'étude, le cyclone a formé une grande boucle tout en refroidissant fortement l'océan. Cette grande poche d'eau froide ( $< 23^{\circ}\text{C}$ ) est située juste en dessous du cyclone au début de la période d'étude. Au large de Madagascar, une large poche d'eau chaude ( $> 29^{\circ}\text{C}$ ) est également présente initialement. Le cyclone suit par conséquent un fort gradient de TSM le long de sa trajectoire pendant la période d'étude. Nous souhaitons comprendre comment cette augmentation progressive de la TSM sous le cyclone a affecté l'intensité de ce dernier.

- Nous allons quantifier l'influence du couplage du cyclone avec l'océan sur l'intensité du cyclone. Nous pensons que la rétroaction de l'océan sur le cyclone pourra être clairement identifiée au cours de la période d'étude pendant la phase d'intensification rapide du cyclone.

- Enfin, nous désirons effectuer une validation approfondie des modèles atmosphériques et océaniques dans leur fonctionnement en mode couplé.

## 9.2. Le système couplé Méso-NH, Surfex/Ecume et Océan 1D

Ce chapitre décrit les différents composants formant le système couplé utilisé pour réaliser les simulations numériques du cyclone tropical Ivan présentées dans les chapitres suivants.

### 9.2.1. Le modèle atmosphérique Méso-NH

Les simulations numériques présentées dans les paragraphes suivants ont été réalisées à l'aide du modèle atmosphérique Méso-NH (Lafore et al., 1998). C'est un modèle de recherche de méso-échelle de type « cloud-resolving » développé conjointement entre le Centre National de Recherches Météorologiques et le Laboratoire d'Aérodynamique depuis 1992. Il est destiné à simuler les mouvements atmosphériques sur une large gamme d'échelles spatiales s'étendant du mètre jusqu'au millier de kilomètres. Le caractère non-hydrostatique du modèle, associé à une résolution explicite de la convection et à une paramétrisation microphysique élaborée, font de Méso-NH un modèle bien adapté à l'étude des systèmes convectifs des moyennes latitudes, tels que les épisodes cévenoles (Ducrocq et al. 2002), mais également des latitudes tropicales, tels que les lignes de grain et les cyclones tropicaux (Nuissier *et al.* 2005). Des études menées depuis 2000 ont démontré la capacité du modèle à reproduire avec réalisme d'une part la structure dynamique et thermodynamique de différents cyclones matures (Nuissier *et al.* 2005, Jolivet et al. 2009), et d'autre part l'intensification d'une tempête tropicale en cyclone (Samson et al. 2006). Les variables pronostiques du modèle Méso-NH sont les suivantes :

- Pour la dynamique, les trois composantes du vent
- Pour la thermodynamique, la température potentielle
- Pour la microphysique, les rapports de mélange des six espèces d'eau (vapeur, eau nuageuse, eau liquide précipitante, glace primaire, graupel et neige)
- Pour la turbulence, l'énergie cinétique turbulente

Excepté pour les rapports de mélange, la composante verticale du vent et l'énergie cinétique turbulente, les variables pronostiques peuvent être initialisées à partir de champs idéalisés ou issus d'analyses de grande échelle de modèles opérationnels (IFS, Arpège, Aladin, Arome). La résolution verticale et horizontale peut-être variable. L'imbrication de modèles selon la technique du « grid nesting » permet de simuler des phénomènes d'échelles variées avec une interaction entre les modèles emboîtés. Le caractère non-hydrostatique du modèle permet de prendre en compte les variations d'accélération verticale au sein des cellules convectives de quelques kilomètres de diamètre composant les systèmes convectifs de méso-échelle. Le champ de pression est diagnostiqué par la résolution à l'aide d'une méthode itérative (solveur de pression) d'une équation elliptique tridimensionnelle construite à l'aide des équations du mouvement et de l'équation de continuité.

Le modèle Méso-NH possède un ensemble complet de paramétrisations des différents processus physiques. Les principales paramétrisations utilisées dans les simulations sont présentées ci-dessous :

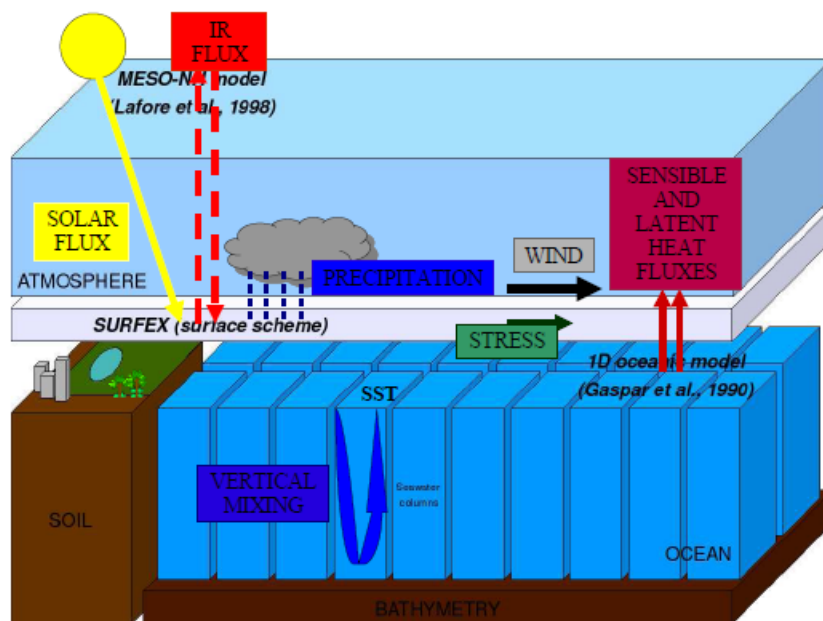
- la paramétrisation microphysique de Pinty et Jabouille (1998) mettant en jeu six espèces pour l'eau sous forme de vapeur, solide et liquide (vapeur d'eau, eau liquide nuageuse, eau liquide précipitante, grésil, neige et glace primaire). Plus de trente processus microphysiques (comme la nucléation, l'accrétion, la fusion...) sont représentés dans ce schéma microphysique.

- le schéma de turbulence (en énergie cinétique turbulente fermé à l'ordre 1.5) est celui décrit par Cuxart et al. (2000). La formulation de la longueur de mélange est celle de Bougeault et Lacarrère (1989).
- le schéma de rayonnement est le schéma RRTM (Mlawer et al. 1997) utilisé dans le modèle opérationnel du Centre Européen de Prévision du Temps à Moyen termes (IFS).
- la convection peu profonde sous-maille est paramétrée jusqu'à des résolutions de 1 km par le schéma de Kain et Fritsch (1990) adapté par Bechtold et al. (2001). Le même schéma est utilisé pour la convection profonde jusqu'à des résolutions de 5 km. En dessous, l'on considère que la convection profonde est explicitement résolue par le modèle.

Des formations supplémentaires concernant la configuration, l'initialisation et les conditions limites du modèle utilisées spécifiquement dans le cadre de cette étude sont données dans le paragraphe 9.3.

### 9.2.2. Description du couplage entre les modèles

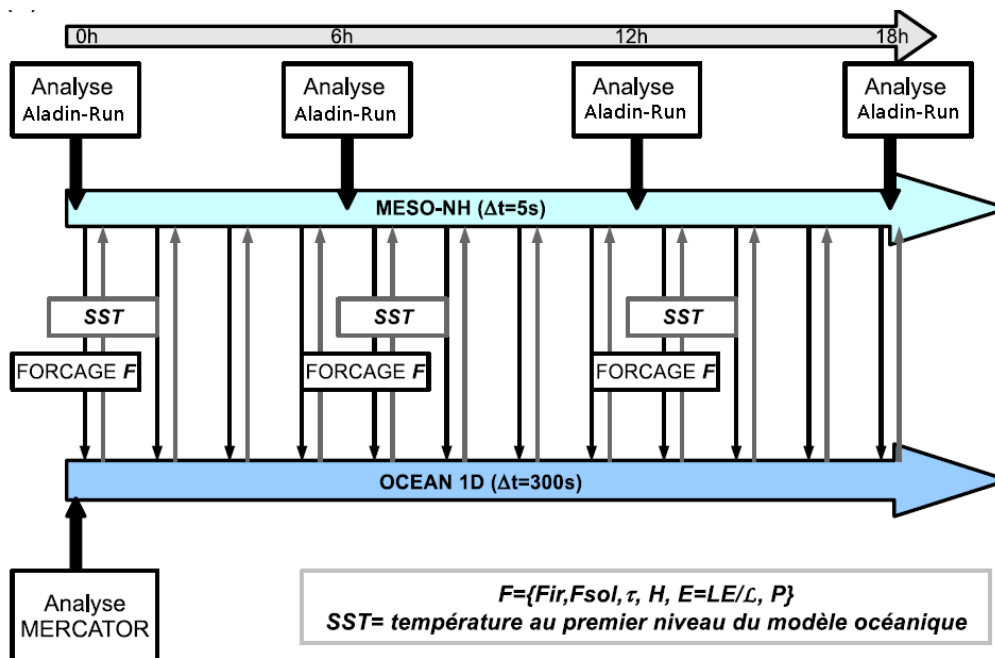
Pour étudier l'impact des vents cycloniques sur la couche de mélange océanique et sa rétroaction sur le cyclone, nous utilisons une modélisation couplée entre l'océan et l'atmosphère. Ce système couplé se compose du modèle océanique unidimensionnel décrit et validé dans le Chapitre 5.1 (baptisé « Océan-1D »), de la paramétrisation Ecume présentée en Partie 1 et du modèle atmosphérique Més0-NH. Le Schéma 1 représente ce couplage et les paramètres physiques dont il dépend.



**Schéma 1 Couplage entre le modèle océanique unidimensionnel Océan-1D, la surface (Surfex/Ecume) et le modèle atmosphérique Més0-NH (Lebeaupin et al. 2008)**



Les échanges entre la surface et l'atmosphère sont réalisés par le biais d'une interface standardisée permettant un couplage généralisé entre l'atmosphère (MésO-NH) et la surface (Surfex/Ecume). Pendant un pas de temps du modèle, chaque maille de la surface reçoit comme information la température de l'air, l'humidité spécifique, les composantes horizontales du vent, la pression, les précipitations totales et les flux radiatifs. En retour, Surfex calcule les flux moyens de quantité de mouvement, de chaleur sensible et de chaleur latente via la paramétrisation Ecume et les nouveaux paramètres radiatifs (température de surface, albédo et émissivité). Il renvoie ensuite ces quantités moyennées sur la période de couplage vers MésO-NH. Toutes ces informations sont alors utilisées comme nouvelles conditions limites de surface par les schémas de turbulence et radiatifs atmosphériques. L'albédo qui est utilisé dans le calcul des flux radiatifs peut lui aussi être calculé selon plusieurs formules selon le type de surface considéré. Pour la mer, l'albédo peut être soit uniforme, soit dépendant de l'angle zénithal selon la formule de Taylor et al. (1996).



**Schéma 2 Fonctionnement du couplage entre Océan-1D et MésO-NH adapté de Lebeaupin et al. 2008**

Contrairement à Ecume, le modèle océanique n'est pas appelé à chaque pas de temps, mais toutes les 10 minutes. Cette fréquence de couplage, qui correspond au pas de temps du modèle océanique dans cette étude, est adaptée à la vitesse d'évolution de l'océan qui est beaucoup plus lente que celle de l'atmosphère. Lorsque Surfex appelle le modèle Océan-1D, il lui fournit comme conditions limites les flux de quantité de mouvement, de chaleur sensible et de chaleur latente calculés par Ecume moyennés sur les dix minutes écoulées depuis le dernier appel du modèle océanique. Océan-1D calcule alors le nouvel état océanique correspondant au forçage et renvoie la nouvelle TSM à Ecume. Ecume recalcule alors les nouveaux flux turbulents de surface correspondant à la nouvelle TSM, puis renvoie ces informations comme conditions limites au modèle MésO-NH (Schéma 2). Plusieurs modifications ont été apportées à la configuration originale utilisée dans Lebeaupin et al. (2008). En particulier, le nombre de niveaux verticaux du modèle Océan-1D a été réduit par 2 par rapport à la configuration originale de Lebeaupin et al. (2008). La grille originale est composée de 40 niveaux de dimension variable. Elle s'étend de la surface jusqu'à 4000 m de profondeur avec une

résolution de 10m jusqu'à 100 mètres et de 1000 m pour les derniers niveaux. Comme la réponse de l'océan lors du passage d'un cyclone ne dépasse jamais 300 m de profondeur durant la phase active du forçage (Partie 2), nous avons choisi de réduire le nombre de niveaux à 20, dont le dernier est à une profondeur de 500 m. Cette configuration permet d'économiser un temps de calcul précieux, sans pour autant dégrader la qualité des résultats. La résolution verticale dans la zone d'intérêt, c'est-à-dire dans les premiers 200 m, est de 10 m en moyenne. La résolution horizontale du modèle est identique à celle du modèle atmosphérique, soit 4 km dans nos simulations. Une gestion de la bathymétrie a été intégrée dans le modèle 1D océanique par un système de masque. De cette façon, le modèle 1D n'effectue aucun transfert d'énergie vers ou en provenance du fond. Seule l'énergie contenue dans les niveaux libres supérieurs est prise en compte. Des développements ont également été faits afin de pouvoir utiliser les analyses du modèle océanique opérationnel Mercator (Bahurel et al. 2004) pour initialiser simplement le modèle 1D.

## **9.3. Configuration des expériences et initialisation des modèles**

### **9.3.1. Configuration**

Afin de répondre aux différentes questions scientifiques posées dans le Chapitre 9.1, deux simulations numériques sont réalisées à l'aide des modèles décrits précédemment : l'une utilisant Méso-NH forcé par une TSM constante, l'autre utilisant Méso-NH en mode couplé avec le modèle Océan-1D. L'activation du couplage rend ainsi l'océan interactif, ce qui va lui permettre d'évoluer sous l'action du cyclone et d'interagir avec le cyclone.

Les deux simulations débutent le 12 Février à 1800 UTC, alors que le cyclone se déplace sur la poche d'eau froide qu'il a créée au cours des jours précédents, et qu'il commence à accélérer en direction du nord-ouest sous l'influence de la dorsale sub-tropicale. Le modèle est intégré sur une période de 108 heures, soit 4,5 jours. La prévision s'arrête le 17 Février à 0600 UTC, échéance correspondant à l'atterrissage d'Ivan sur Madagascar. Le domaine s'étend de 45,5°E à 68,10°E et de 22,25°S à 9,22°S avec une résolution spatiale de 4 km, soit 600 points de grille en longueur et 300 points de grille en largeur. Le modèle dispose de 35 niveaux verticaux (dont 5 dans la zone tampon) répartis de manière non-uniforme, avec une densité plus importante près de la surface dans la zone de convergence du flux de basses couches, ainsi qu'entre 10 km et 12 km d'altitude dans la zone de divergence du flux. Une étude portant sur la sensibilité du modèle à la résolution verticale (Samson et al. 2006) a en effet montré qu'en répartissant les niveaux verticaux de manière cohérente avec la dynamique du cyclone tropical, il est possible de représenter de manière réaliste la structure verticale d'un cyclone avec une trentaine de niveaux seulement. Les zones dynamiquement sensibles dans le cyclone sont la couche limite où l'on trouve la branche convergente de la circulation secondaire, et la zone située juste sous la tropopause, où l'on trouve la branche divergente de la circulation secondaire. La densité de niveau a par conséquent été renforcée dans ces deux zones. Le premier niveau vertical se situe à 20 m d'altitude et on dénombre 10 niveaux sur les 30 jusqu'à 2 km d'altitude. La résolution horizontale de 4 km est suffisamment élevée pour représenter explicitement la convection profonde sur l'ensemble du domaine, la convection peu profonde restant paramétrée suivant le schéma de Kain-Fritsch (1990).

Le modèle atmosphérique est forcé à ses frontières par les analyses du modèle opérationnel Aladin-Réunion (Faure et al. 2006) produites toutes les 6 heures à 10 km de résolution horizontale. Ces analyses sont interpolées à une résolution de 4 km et projetées sur la grille Méso-NH. Entre deux analyses successives, les conditions limites latérales sont interpolées linéairement afin de fournir au modèle un forçage cohérent à chaque pas de temps.

### 9.3.2. Conditions initiales atmosphériques

#### ***Les bénéfices de l'assimilation de données méso-échelle sans « bogussing »***

Méso-NH est initialisé à partir de l'analyse du 12 Février 18h00 UTC produite par le modèle opérationnel de Météo-France Aladin-Réunion. Ce modèle a été spécifiquement adapté au bassin Indien Sud-Ouest afin de fournir des prévisions plus précises que celles fournies par les modèles globaux, en particulier vis-à-vis des cyclones tropicaux et de l'île de La Réunion. C'est la première fois que ce nouveau modèle opérationnel est utilisé pour initialiser Méso-NH. Il permet de s'affranchir de l'étape de « bogussing », qui consiste à remplacer le cyclone présent initialement dans l'analyse par un cyclone synthétique reconstitué à partir d'observations ou des données Best-Track. Cette procédure est généralement nécessaire car les cyclones vus par les modèles coupleurs sont la plus part du temps mal positionnés et ont une intensité fortement sous-estimée comparée à la réalité. Cela est dû à la faible résolution spatiale de ces modèles qui n'est pas suffisante pour représenter correctement la structure des cyclones, et par conséquent, leur intensité.

Il est donc important de corriger l'état initial du modèle afin d'obtenir des conditions initiales plus proches du cyclone observé. La technique utilisée, dite du « bogussing », consiste dans un premier temps à filtrer le cyclone vue par l'analyse du modèle opérationnel coupleur en retirant la circulation atmosphérique liée au cyclone. On obtient alors une atmosphère ne contenant plus que les circulations de grande échelle. Un vortex de vent est ensuite reconstruit à partir des données disponibles (radar, in-situ ou Best-Track), permettant ainsi de représenter la structure dynamique du cyclone de manière bien plus réaliste que celle vue par le modèle coupleur. Cette procédure permet également de repositionner le cyclone, de manière à ce que sa position coïncide parfaitement avec celle observée à un instant donné. L'anomalie de température associée à la circulation cyclonique est ensuite dérivée grâce à l'équation du vent thermique. La nouvelle analyse contient ainsi un cyclone mieux positionné avec une structure dynamique et thermique plus réaliste que l'analyse initiale du modèle coupleur. Mais cette procédure possède également d'importants défauts. Tout d'abord, elle est relativement lourde à mettre en œuvre. Ensuite, la méthode de filtrage ne peut retirer parfaitement la circulation cyclonique sans modifier également une partie du signal associée à la circulation de grande échelle. Ces changements, même légers, peuvent ainsi induire une augmentation des erreurs de prévision en termes de trajectoire. Enfin, l'inclusion d'un vortex synthétique issu de l'équilibre du vent thermique perturbe fortement le modèle au cours des premières échéances. Une période d'adaptation et de rééquilibrage des champs, appelée « spin-up », est réalisée par Méso-NH. Cette période s'étend généralement sur 6 heures, voire 24 heures dans le cas d'une circulation cyclonique faible.

L'utilisation des analyses Aladin-Réunion permet d'éviter cette étape de filtrage et de « bogussing » des champs initiaux. Le processus d'assimilation 3D-Var de pseudo-observations du champ de vent et de la pression centrale permet en effet d'inclure de manière plus souple et plus propre un vortex cyclonique équilibré dans le modèle, sans modifier pour autant la circulation de grande échelle. La création de ces pseudo-observations se fait en deux étapes. Tout d'abord, on utilise les différentes observations réalisées par les prévisionnistes (pression centrale, pression environnementale, vent maximum, rayon de vent maximum, rayon de tempête et rayon de grand frais) pour recréer un champ de vent tridimensionnel complet à l'aide du modèle analytique de Holland (1980). Une fois ce champ reconstitué, des valeurs ponctuelles sont prélevées et intégrées en tant qu'observations avec les observations conventionnelles dans le schéma d'assimilation de données. Méso-NH bénéficie ainsi indirectement de l'assimilation de données d'Aladin-Réunion, mais également de sa

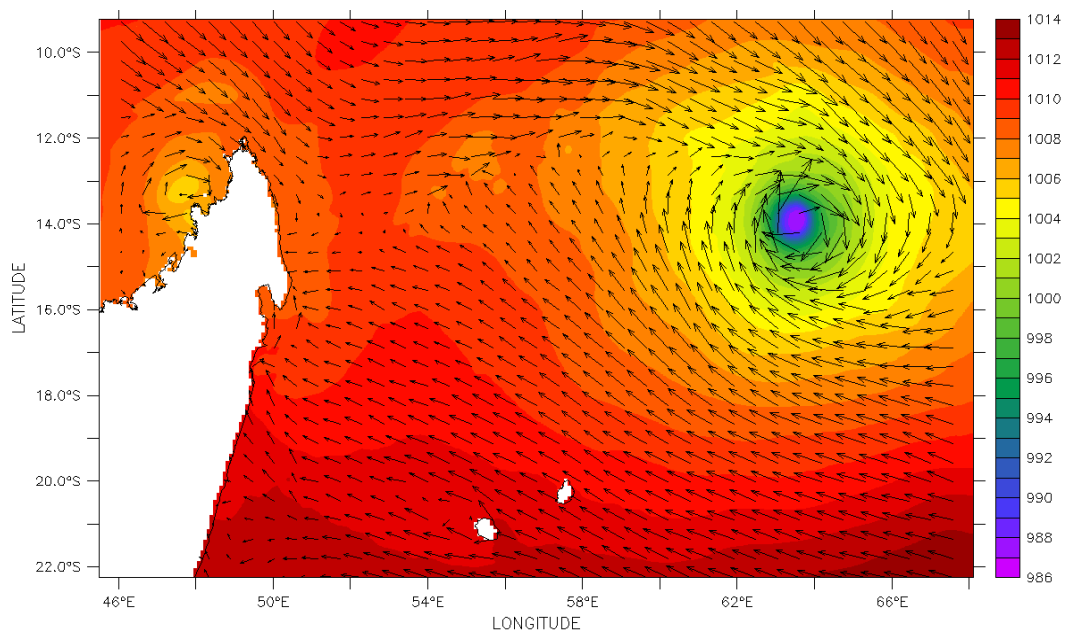
résolution horizontale ( $\sim 10$  km) plus haute que celle des modèles globaux généralement utilisés. Ce dernier point permet en particulier d'accéder plus facilement et à moindre coût à des échelles spatiales plus fines dans Méso-NH. Enfin, le temps d'adaptation de Méso-NH aux champs initiaux de l'analyse est rapide ( $< 12$  heures), ce qui rend les simulations exploitables dès 12 heures d'échéance.

Un dernier point intéressant est que les analyses Aladin-Réunion interpolées à 4 km de résolution et forçant directement le modèle Méso-NH à 4 km de résolution ont permis d'améliorer de manière sensible la prévision de la trajectoire du cyclone Ivan par rapport aux analyses Aladin-Réunion à 10 km de résolution, forçant un premier modèle Méso-NH à 12 km de résolution à l'intérieur duquel est imbriqué un deuxième modèle à 4 km de résolution. Ce résultat indique que l'emboîtement de modèles peut, dans certains cas, dégrader la prévision de trajectoire des cyclones, car les techniques de transfert de l'information au niveau des frontières entre les modèles introduisent une source d'incertitude supplémentaire et peuvent modifier les caractéristiques du flux de grande échelle au point d'influencer la trajectoire d'un cyclone.

L'utilisation des analyses Aladin-Réunion interpolées à 4 km, bien que disponibles uniquement à partir de 2007, constitue donc une amélioration importante pour l'initialisation des simulations Méso-NH, et est amenée à remplacer progressivement la procédure de filtrage-bogussing décrite précédemment, en particulier en l'absence de données in-situ ou radar.

### Qualité de l'analyse initiale

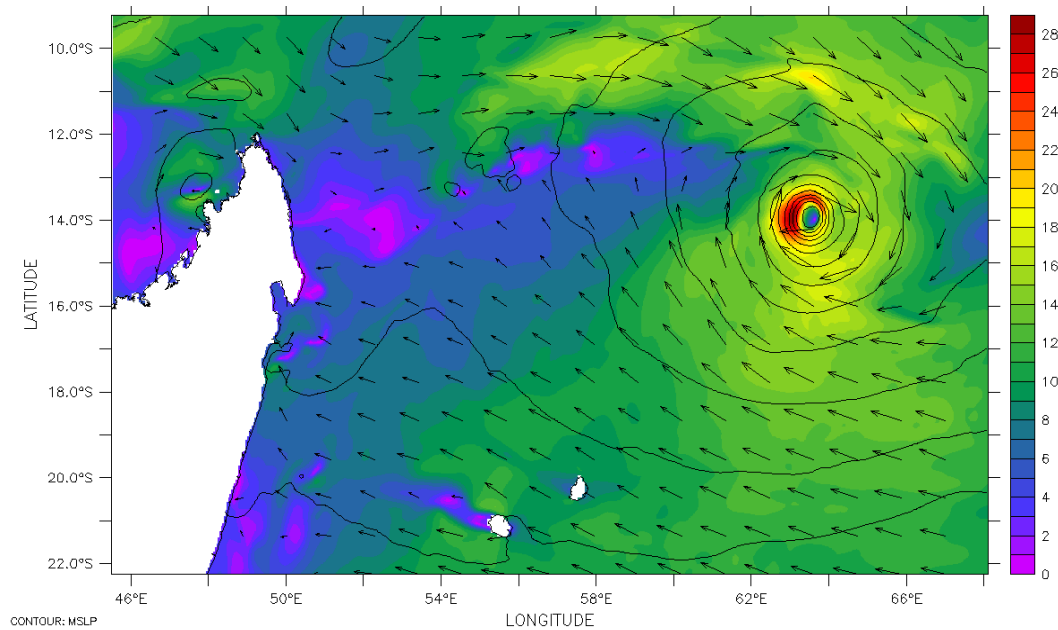
Dans le cas d'Ivan, l'analyse Aladin-Réunion produit un cyclone centré en  $63,61^\circ\text{E}$  et  $13,95^\circ\text{S}$  d'après la localisation du minimum de pression au niveau de la mer avec une pression centrale (MSLP) de 986 hPa. La position déduite du minimum de vent à 10 m est légèrement différente :  $63,65^\circ\text{E}$  et  $13,99^\circ\text{S}$ , pour des vents à 10 mètres atteignant localement  $28,8$  m s<sup>-1</sup> à l'Ouest du centre du cyclone ( $63,08^\circ\text{E}$  et  $13,91^\circ\text{S}$ ) (Fig. 32 et Fig. 33).



**Fig. 32** Pression au niveau de la mer (hPa, couleur) et direction du vent à 10 mètres issus de l'analyse Aladin-Réunion du 12 Février 18h00 UTC

L'analyse positionne correctement le cyclone puisque la Best-Track (BT) du CMRS indique que le cyclone est situé à 63,70°E et 14,18°S, soit une erreur de positionnement initiale de l'ordre de 10 km. La pression minimale au niveau de la mer est estimée à 987 hPa d'après la BT, contre 986 hPa dans l'analyse. L'analyse initiale représente donc de manière très satisfaisante la position et la pression centrale du cyclone Ivan le 12 Février 1800 UTC.

Le champ de vent initial est dissymétrique, avec une ceinture de vents plus forts à l'Ouest et au Nord du cyclone. L'intensité du cyclone est légèrement surestimée par l'analyse, puisque les vents les plus forts sont en moyenne de 26 m s<sup>-1</sup> sur le demi-quadrant situé à l'ouest du cyclone, contre 23 m s<sup>-1</sup> selon la BT du CMRS. Le rayon de vent maximum est de 60 km, ce qui est légèrement plus grand que les 55 km donnés par la BT. Enfin, les flux de mousson et d'alizés sont bien représentés en basse couche. L'analyse produite par Aladin-Réunion décrit donc le cyclone tropical Ivan de manière réaliste à l'instant initial de la simulation.



**Fig. 33** Module et direction du vent à 10 mètres (m/s, couleur et vecteur) et pression au niveau de la mer (hPa, iso-contours) le 12 Février 18h00 UTC

### 9.3.3. Conditions initiales océaniques

Le modèle Océan-1D est initialisé à partir de l'analyse du 12 Février 00h00 UTC produite par le modèle océanique opérationnel Mercator PSY3V1.

#### ***L'analyse Mercator***

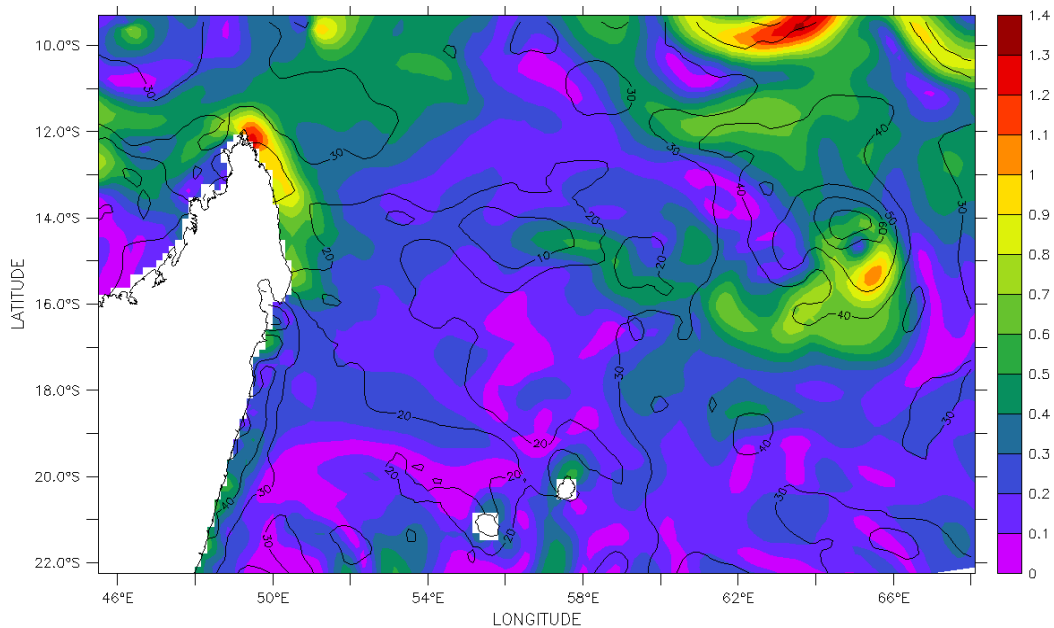
La phase d'analyse de ce modèle couvre 14 jours à cause des délais liés à la récupération, au post-traitement et à la validation des observations devant être assimilées. Durant une première phase de 7 jours, le modèle assimile le maximum de données disponibles et produit des analyses journalières dites « best estimate ». Durant la deuxième phase de 7 jours, toutes les données assimilables ne sont pas encore disponibles. Le modèle produit alors des analyses comprenant moins d'observations appelées « hindcast ». Le schéma d'assimilation utilisé dans cette version du modèle est un schéma d'interpolation optimale qui assimile uniquement les

anomalies de hauteurs dynamiques déduites des mesures altimétriques des satellites Envisat, Jason-1 et GFO. La résolution horizontale des analyses sur la zone est de  $0.25^\circ$  et la résolution verticale de l'ordre de 10 m jusqu'à 100 m de profondeur et de 25 m jusqu'à 250 m de profondeur. C'est la même grille verticale que celle utilisée dans le modèle Océan-1D. Le modèle Mercator est adapté du modèle OPA 8.2 (Madec et Delecluse 1999) reposant sur les équations primitives.

### **Les courants initiaux dans la couche de mélange océanique**

Les courants initialement présents dans l'analyse Mercator sont issus de la dynamique propre du modèle Mercator, du forçage atmosphérique utilisé (les analyses opérationnelles de l'ECMWF dans ce cas) et de l'assimilation des données altimétriques. Ces courants sont par conséquent une superposition des courants géostrophiques et des courants induits par le cyclone (Fig. 34). Le cyclone représenté dans les analyses du Centre Européen est cependant mal positionné et possède une structure grossière et une intensité sous-estimée en termes de vent, comparée au cyclone produit par les analyses Aladin-Réunion. Il existe donc une incohérence entre le forçage atmosphérique de Mercator et l'état initial de Méso-NH. Ainsi, afin d'éviter que les courants présents dans l'analyse ne viennent perturber les courants générés par le modèle Océan-1D, nous n'avons pas incorporé les courants initiaux dans la simulation couplée. De plus, les courants initiaux moyens de la couche de mélangée sont relativement faibles (0,4 m/s au maximum) le long de la trajectoire du cyclone et ne devraient donc pas influencer de manière significative la réponse océanique produite par le cyclone.

Une autre solution qui permettrait d'intégrer des courants initiaux dans la simulation océanique serait de calculer les courants géostrophiques à partir du champ de masse de l'analyse Mercator et de prescrire ces courants tout au long de la simulation. Le courant simulé serait alors la résultante de la composante géostrophique issue de l'analyse Mercator et de la composante agéostrophique calculée par le modèle Océan-1D.



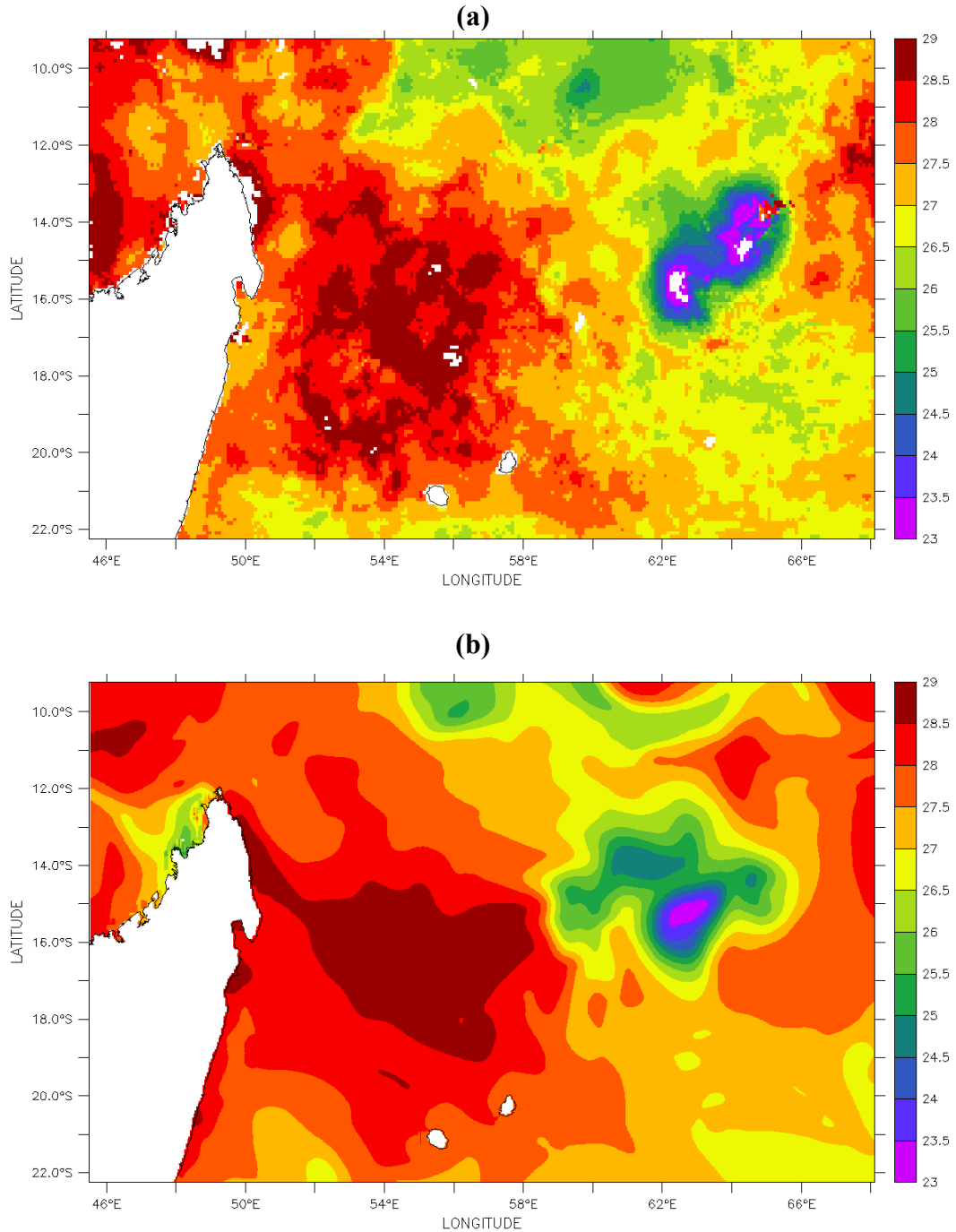
**Fig. 34 Courants moyens de la couche mélangée (m/s, couleur) et profondeur de la couche mélangée (m, iso-contours) issus de l'analyse Mercator du 12 Février 0000 UTC.**

### **Choix de l'analyse de TSM de référence**

Les analyses satellites des températures de surface de la mer utilisées dans cette étude sont produites par le REMSS (Remote Sensing Systems), compagnie financée par la NASA pour le traitement et l'analyse des données satellites. Ces analyses sont créées de manière journalière avec une résolution horizontale de 25 km. Elles sont issues d'une interpolation optimale des données micro-ondes acquises par les capteurs TMI (TRMM Microwave Imager) et AMSR-E (Advanced Microwave Scanning Radiometer) des satellites TRMM (Tropical Rainfall Measuring Mission) et Aqua, respectivement. Le principal avantage de ces capteurs est leur capacité à effectuer des mesures en conditions nuageuses (mais non pluvieuses). Les données micro-ondes sont donc particulièrement bien adaptées à l'observation du refroidissement de la TSM induit par les cyclones tropicaux, contrairement aux capteurs infrarouges également utilisés pour reconstituer les champs de TSM. D'autres grandeurs physiques, telles que le vent, le contenu intégré en vapeur d'eau, le contenu en eau nuageuse et le taux de précipitation, peuvent être également dérivées de ces données micro-ondes. Différentes corrections (liées aux biais des capteurs, au cycle diurne, ...) et contrôles de qualité sont appliqués à ces données (Donlon et al. 2002) avant d'être interpolée de manière optimale suivant le schéma décrit dans Reynolds et Smith (1994).

Le choix de cette analyse de TSM a été fait suite à la comparaison de nombreuses analyses de TSM effectuée en suivant différents critères. Tout d'abord, de nombreuses analyses TSM ne disposent pas d'une résolution spatiale suffisante pour représenter correctement le « sillage » d'eau froide formé par le cyclone, ainsi que les gradients de TSM associés à ce refroidissement localisé. Compte tenu des dimensions caractéristiques du cyclone, et en particulier de son rayon de vent maximum, seules les analyses disposant d'une résolution supérieure ou égale à 30 km sont capables de correctement représenter les dimensions et la structure du sillage. Comme indiqué auparavant, les analyses doivent nécessairement intégrer les données micro-ondes disponibles afin de disposer d'informations en présence de nuages. Ceci est d'autant plus important dans le cas d'Ivan, qui est resté dans la même zone pendant presque 5 jours. Enfin, un paramètre très important est la fenêtre temporelle utilisée pour intégrer les données et produire l'analyse quotidienne. Certaines analyses utilisent en effet des fenêtres temporelles de 7 jours, ce qui permet de collecter beaucoup plus de données pour une même zone mais qui, en contre-partie, provoquent un fort lissage temporel du champ de TSM. Ce type de produits n'est par conséquent pas adapté pour observer la réponse en TSM à un forçage atmosphérique rapide et intense. On observe ainsi d'une analyse à l'autre des variations très importantes de la TSM dans la zone où Ivan a effectué une boucle, avec des écarts atteignant localement 4°C entre deux analyses pour une même échéance. En prenant en compte ces différentes considérations, il en ressort que les analyses produites par le REMSS sont les mieux adaptées pour restituer correctement le sillage produit par un cyclone en l'absence de données in-situ. Elles disposent en effet d'une résolution spatiale de 25 km, d'une fenêtre temporelle d'intégration de 1 jour et intègrent à la fois les données issues des capteurs TMI et AMSR-E.

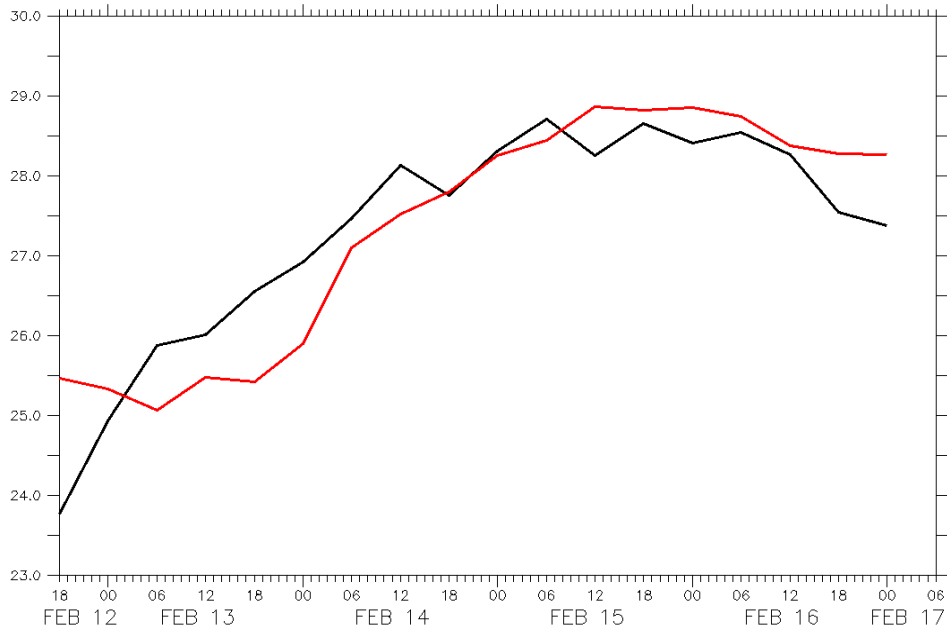
**La température initiale de la surface de la mer**



**Fig. 35 TSM (°C) de l'analyse (a) REMSS et (b) Mercator le 12 Février 00h00 UTC**

L'analyse de TSM Mercator est en bon accord avec l'analyse du REMSS (Fig. 35). On distingue clairement la large zone d'eaux refroidies par le cyclone pendant plus de 5 jours. Cette zone s'étend sur un carré de 4° de côté, avec des TSM localement inférieures à 23°C dans les deux analyses. La température de la seconde poche d'eau froide formée aux alentours du 11 Février est toutefois surestimée dans l'analyse Mercator. A l'ouest de cette poche froide, l'analyse Mercator représente correctement une vaste zone dont la TSM est supérieure à 28°C, atteignant même localement 29°C. Le gradient zonal de température entre la zone froide et la zone chaude apparaît plus resserré dans l'analyse Mercator par rapport à celle du REMSS.





**Fig. 36 TSM (°C) de l'analyse Mercator (en rouge) et de l'analyse du REMSS (en noir) interpolées le long de la trajectoire BT d' Ivan le 12 Février 00h00 UTC**

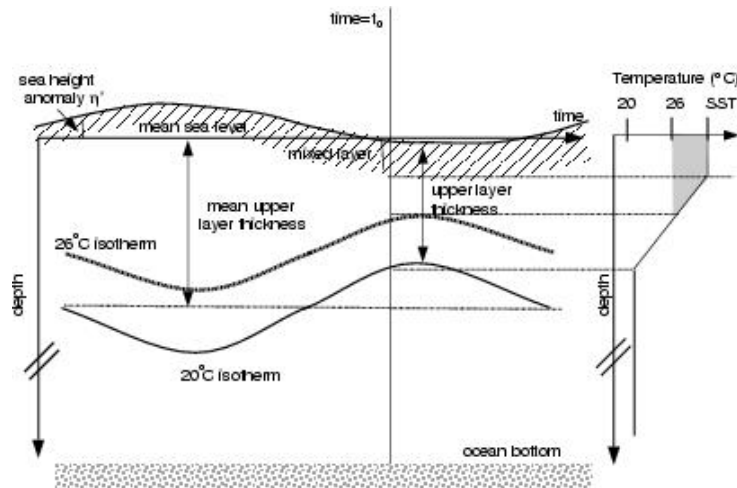
Le long de la trajectoire du cyclone, l'analyse Mercator est également très proche de l'analyse REMSS en termes de TSM (Fig. 36). On observe un écart important entre les TSM (1,5°C) lorsque le cyclone se situe encore au dessus du deuxième minimum de TSM créé le 11 Février et qui est sous-estimé dans l'analyse Mercator. La zone froide est également plus étendue dans l'analyse Mercator dans la direction où se déplace le cyclone, ce qui a pour conséquence de le maintenir sur des eaux plus froides plus longtemps. Le gradient de température est également plus prononcé le long de la trajectoire du cyclone. La zone chaude est très bien représentée en termes de placement et de valeur par rapport aux données du REMSS. La qualité de l'analyse Mercator est donc suffisamment réaliste concernant la TSM pour être utilisée comme condition initiale dans les simulations forcées et couplées.

### ***Le contenu thermique océanique initial***

Le contenu thermique océanique (OHC) est défini ici comme l'intégrale entre la surface et la profondeur de l'isotherme 26°C de l'écart de la température par rapport à 26°C multiplié par sa masse volumique et sa capacité calorifique :

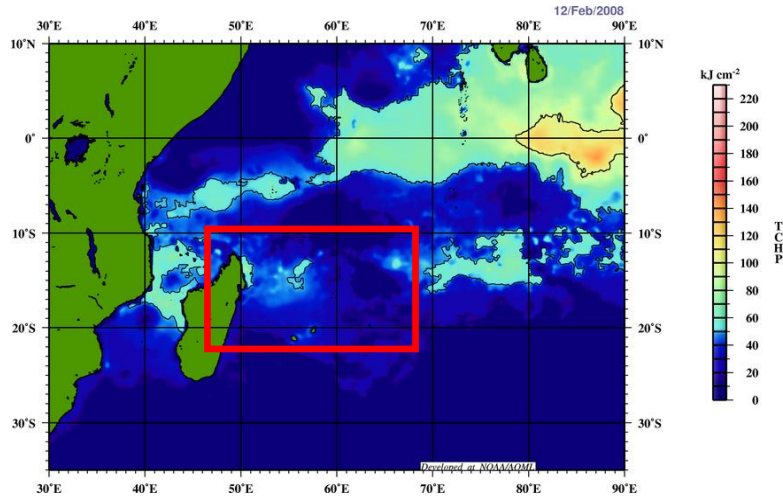
$$OHC = \int_{z_{T=26^{\circ}C}}^{z_{0m}} \rho C_p (T(z) - 26) dz$$

C'est un paramètre intégral permettant de représenter l'énergie thermique océanique disponible pour le cyclone. Il tient compte de la structure thermique verticale de l'océan et permet donc de vérifier si l'analyse Mercator représente correctement le profil vertical de température dans les couches superficielles de l'océan.



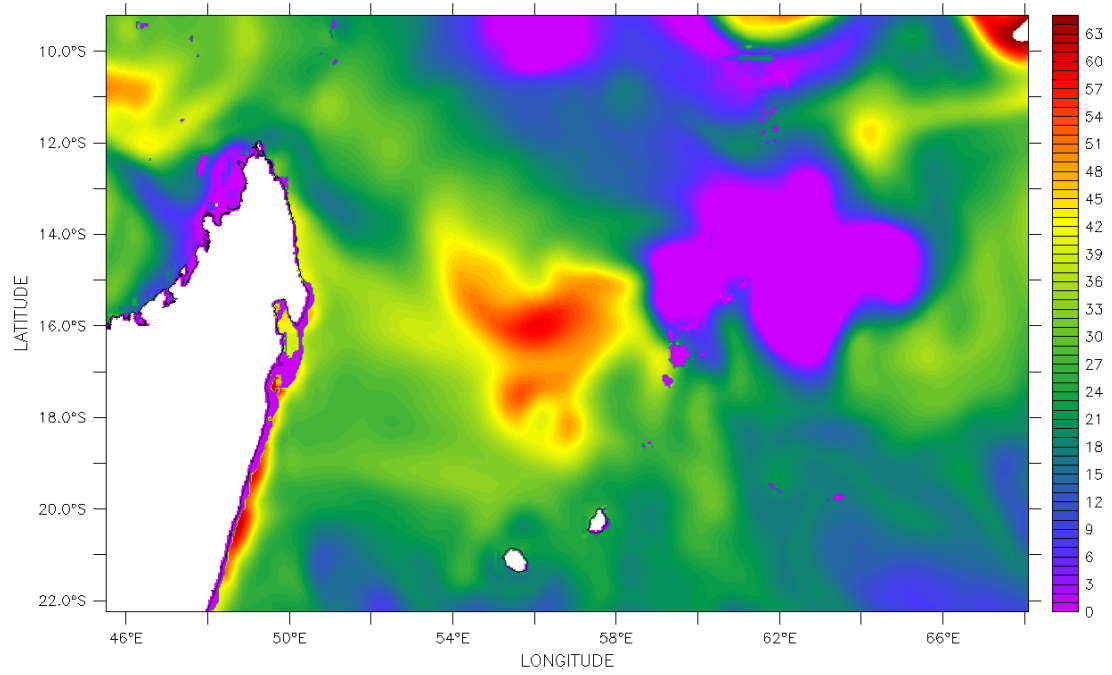
**Schéma 3** Illustration de la relation entre les anomalies de hauteur dynamique et la profondeur de l'isotherme 26°C (Goni et al, 1996)

Les valeurs et la structure du champ diagnostiqué à partir de l'analyse Mercator sont comparées aux champs de contenu thermique produits par l'AOML (Atlantic Oceanographic and Meteorological Laboratory). Ces contenus thermiques sont déduits à l'aide d'un modèle à 2 couches et de relations statistiques entre la profondeur climatologique de l'isotherme 26°C et les anomalies de hauteur dynamiques dérivées des mesures altimétriques (Goni et al, 1996), comme l'illustre le Schéma 3.



**Fig. 37** Contenu thermique ( $\text{kJ}/\text{cm}^2$ ) analysé par l'AOML pour le 12 Février 2008

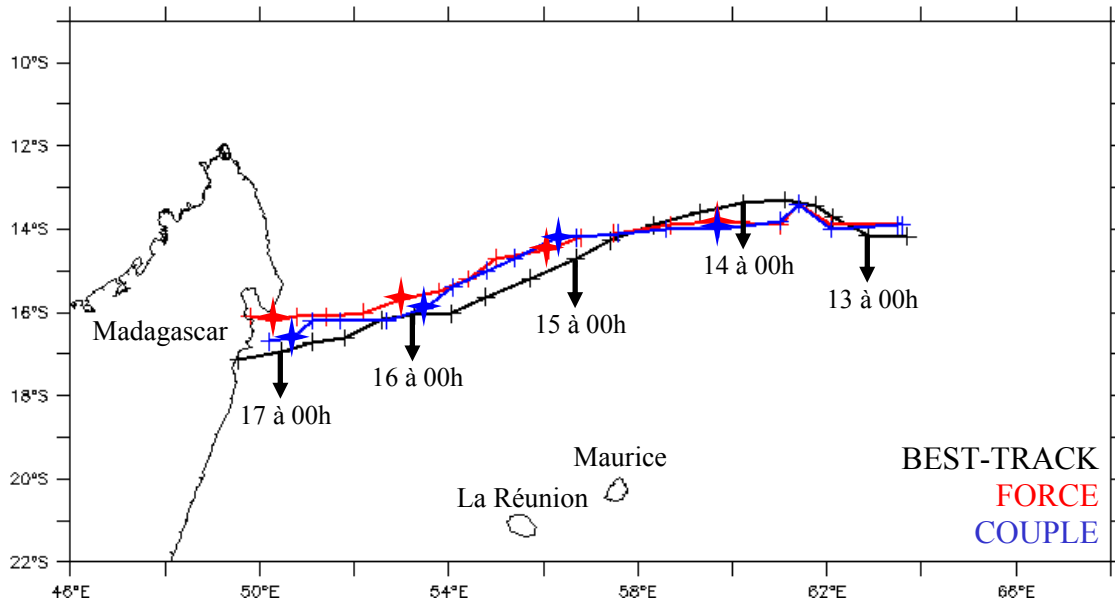
On observe sur les figures Fig. 37 et Fig. 38 un contenu thermique nul, ou proche de zéro, au niveau de la poche d'eau froide créé par le cyclone au cours de sa phase quasi-stationnaire ( $\text{TSM} < 26^\circ\text{C}$ ), et juste à l'ouest de cette zone, une large zone avec des contenus thermiques atteignant  $60 \text{ kJ cm}^{-2}$ . Une troisième zone avec des contenus thermiques de l'ordre de  $40 \text{ kJ cm}^{-2}$  est située entre Madagascar et  $54^\circ\text{E}$ . Ces contenus thermiques ne sont pas très élevés par rapport à ce que l'on peut observer durant la saison cyclonique dans d'autres bassins, ce qui a pu constituer un facteur limitant l'intensification d'Ivan. La comparaison des simulations forcées et couplées nous permettra de répondre à cette question.



**Fig. 38** Contenu thermique ( $\text{kJ}/\text{cm}^2$ ) de l'analyse Mercator du 12 Février 00h00 UTC

## 9.4. Validation et analyse de la simulation atmosphérique

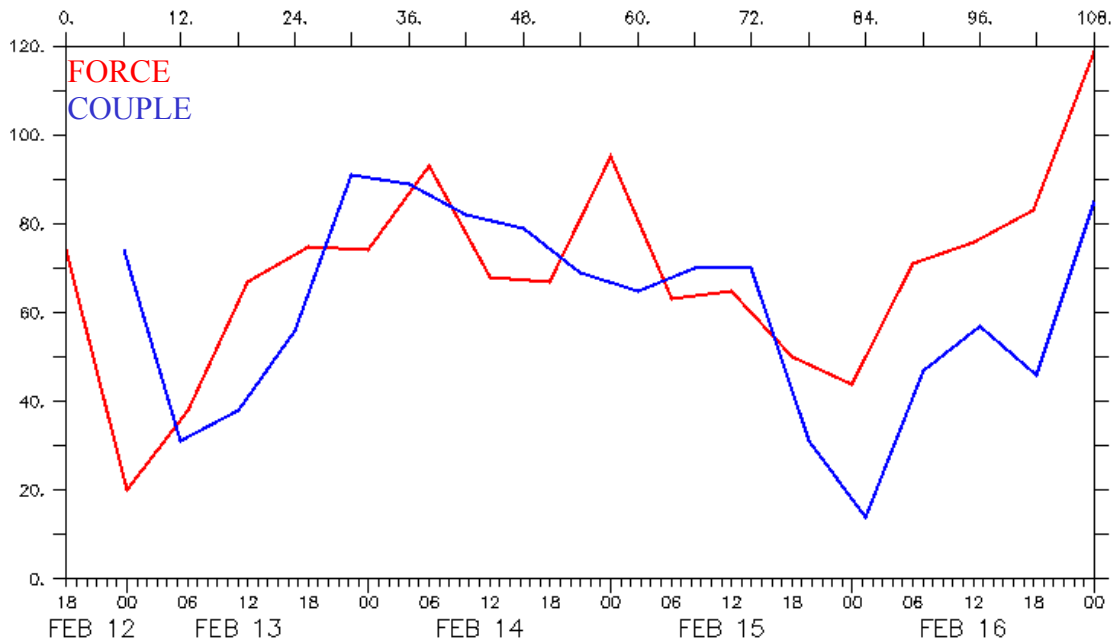
### 9.4.1. Trajectoires et erreurs de distance



**Fig. 39** Trajectoire observée (en noir) et simulée (forcé en rouge, couplé en bleu)  
Chaque croix est espacée de 6 h.

Les trajectoires du cyclone Ivan prévues par Méso-NH dans les simulations forcées et couplées (Fig. 39) sont très proches de la trajectoire observée sur l'ensemble des 108 heures d'échéance, c'est à dire jusqu'à son atterrissage sur Madagascar. Les différences entre les deux simulations sont très faibles (Fig. 40), i.e. 25 km au maximum, ce qui indique que la trajectoire du cyclone n'est pas ou peu modifiée par le couplage avec l'océan. Ce résultat est en accord avec les observations faites dans les précédentes études présentées au chapitre 7.2. Elles montrent en effet que le couplage avec l'océan peut influencer directement la trajectoire simulée uniquement pour les cyclones se déplaçant très lentement ( $< 3$  m/s). Des différences de trajectoire sont également observées dans certains cas de cyclones très intenses, mais ceci est dû à un effet indirect du couplage avec l'océan. Il faut en effet attendre que les intensités et la structure du champ de vent simulées dans la simulation couplée divergent fortement de la simulation forcée pour observer un faible changement de trajectoire. Ce mécanisme décrit dans la littérature pourrait expliquer les différences de trajectoire observées en fin de simulation.

La vitesse de déplacement du cyclone est globalement bien reproduite dans les deux simulations. Du début de la simulation jusqu'au 15 Février 00h, les cyclones simulés ont tendance à se déplacer plus rapidement par rapport aux observations. Le décalage est de l'ordre de 3h. Au cours de la journée du 15 Février, la vitesse de déplacement du cyclone de la simulation couplée diminue légèrement. Un retard de l'ordre de 3 h se forme par rapport aux observations, alors que le cyclone de la simulation forcée conserve quelques heures d'avances par rapport aux observations.



**Fig. 40 Erreurs de prévision des distances (km) par rapport à la trajectoire BT**

Durant les 12 premières heures de simulation correspondant au « spin-up » du modèle, le vortex se met en mouvement et se recule dans une position très proche de la BT (25 km d'erreur) avec une vitesse de déplacement légèrement plus rapide. Cette période correspond à la phase d'accélération du cyclone qui vient de passer 5 jours à se déplacer très lentement sur la même zone. Le cyclone remonte ensuite légèrement en direction du nord-ouest d'après la BT, alors que la trajectoire modélisée est d'avantage orientée vers l'ouest. Cela entraîne une augmentation de l'erreur de distance entre la position réelle et celle prévue (75 km). A partir du 14 Février, la trajectoire d'Ivan s'oriente au sud-ouest. Le cyclone modélisé change de direction moins rapidement, ce qui a pour conséquence de le placer légèrement au nord de la trajectoire observée, avec une erreur de position restant aux alentours de 75 km jusqu'au 16 Février.

Après un rapprochement des trajectoires simulées et observées à 84 h d'échéance, le cyclone simulé s'oriente à l'ouest de la trajectoire observée et sa vitesse de déplacement ralentit à l'approche du continent, contrairement au cyclone réel. Les trajectoires des deux cyclones simulés sont très proches jusqu'à 78 h d'échéance. Au delà, c'est à dire à partir du 16 Février 18h00 UTC, on observe des différences significatives entre les 2 trajectoires: la trajectoire de la simulation couplée reste orientée sud-ouest, alors que la trajectoire de la simulation forcée adopte une direction ouest. Ces directions différentes entraînent un accroissement de l'erreur de positionnement plus important au cours des dernières échéances dans la simulation forcée que dans la simulation couplée. On observe également un atterrissage plus précoce dans la simulation forcée par rapport à la simulation couplée. En fin de simulation à 108h d'échéance, l'erreur de position est de 120 km pour la simulation forcée et de 80 km pour la simulation couplée. On observe donc une légère divergence des trajectoires lorsque les cyclones atteignent leur maximum d'intensité respectif.

La trajectoire des cyclones étant principalement pilotée par la circulation de grande échelle, la bonne prévision de la trajectoire du cyclone Ivan par Méso-NH nous renseigne sur la qualité des analyses d'Aladin-Réunion. Ce bon comportement indique également que Méso-NH répercute bien sur l'ensemble de son domaine l'impact des forçages atmosphériques appliqués à ses frontières latérales. On note enfin que l'utilisation d'une résolution de 4 km a

permis une légère amélioration de la prévision de trajectoire par rapport à une simulation réalisée à 12 km de résolution. Cela montre que la trajectoire du cyclone est également influencée par les structures de fine échelle.

### ***Le tracker, source d'incertitudes***

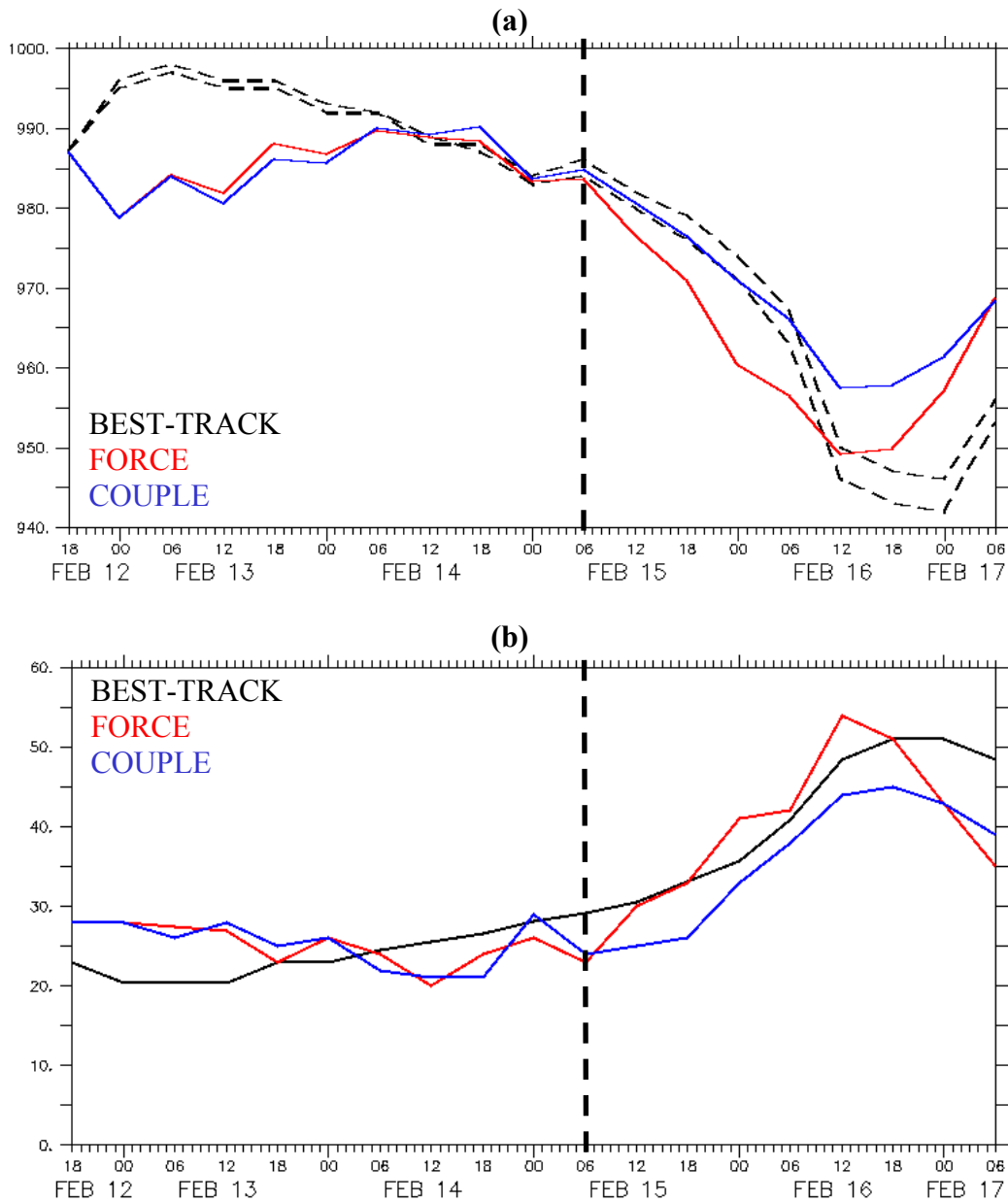
Les fluctuations observées dans les erreurs de distance au cours de cette période sont en partie liées à la faible intensité du système. Le système de repérage du centre du cyclone utilisé pour suivre les déplacements du cyclone simulé, également appelé « tracker », perd en précision lorsque le cyclone est faible et possède une structure fortement dissymétrique, comme c'est le cas jusqu'au 15 Février. Ces incertitudes induisent donc une erreur supplémentaire de l'ordre de 10 km qui vient s'ajouter à l'erreur de positionnement du cyclone modélisé. Cette erreur est dépendante de la méthode utilisée par le tracker et des paramètres pris en compte pour identifier le centre de la circulation cyclonique. Cette limitation inhérente à la façon dont on définit le centre d'un cyclone (minimum de vent ou de pression au niveau de la mer, minimum de géopotentiel, maximum de tourbillon relatif, ...) empêche donc de connaître parfaitement la localisation du centre d'un cyclone.

## 9.4.2. Intensité en termes de pression et de vent

Les paramètres disponibles dans la BT pour valider les simulations en termes d'intensité sont le minimum de pression au niveau de la mer (Fig. 41a) et le vent maximum à 10 mètres (Fig. 41b). Le vent maximum et son rayon sont définis par les prévisionnistes élaborant les BT en considérant une zone couvrant au moins sur un quart (idéalement une moitié) de cercle autour du centre du cyclone.

### ***La problématique de la relation « vent-pression »***

La pression centrale au niveau de la mer est déduite des valeurs maximales du vent en utilisant une relation empirique vent-pression. Cette relation (Dvorak 1972) est dérivée des mesures réalisées par avion à l'intérieur des cyclones tropicaux de l'Atlantique Nord. En l'absence de mesures in-situ régulières dans l'océan Indien, cette relation n'a pu être validée pour ce bassin. Mais les rares observations disponibles indiquent que la relation vent-pression décrivant l'intensité des cyclones du bassin Indien sud-ouest est différente de la relation de Dvorak (1972). D'autres relations vent-pression établies à partir d'observations réparties sur tout le globe et plus sophistiquées (prise en compte de paramètres supplémentaires, tels que la pression environnementale et la latitude), sont également utilisées par les prévisionnistes (Knaff et Zehr 2007). A cause des incertitudes importantes qui subsistent au sujet de la relation vent-pression et en l'absence d'une référence fiable pour l'Océan Indien, les pressions déduites de deux relations vent-pression sont présentées sur la Fig. 41. Suivant la relation considérée, les différences peuvent dépasser localement 10 hPa, en particulier quand le cyclone est à son maximum d'intensité. La qualité des deux simulations dépend donc également de la relation vent-pression considérée. Pour lever ces incertitudes inhérentes au choix de la relation vent-pression utilisée et aux manques d'observations dans l'Océan Indien, ainsi que pour donner plus d'objectivité à cette analyse, nous avons fait le choix de comparer les vents maximums simulés à ceux de la BT, plutôt que d'utiliser la pression centrale. La pression centrale sera plutôt utilisée dans le cadre de l'inter-comparaison entre les simulations forcées et couplées.



**Fig. 41 (a) Pression centrale au niveau de la mer (hPa) simulée et BT**  
**(b) Vent maximum à 10 mètres (m/s) simulé et BT**

L'évolution de l'intensité d'Ivan au cours de la période d'étude peut être divisée en deux phases dont la séparation est symbolisée par la ligne pointillée sur les différentes figures.

On distingue tout d'abord aussi bien en termes de pression que de vent une première phase où l'intensité du cyclone évolue très lentement. Cette période s'étend du 12 Février 18h au 15 Février 06h, soit une durée de 60h. Ce comportement est visible à la fois dans les données BT et dans les simulations forcées et couplées. Au cours de ces 60h, le vent maximum n'a augmenté que de 10 m/s et la pression centrale a baissé de 10 hPa. Cette phase est globalement bien représentée par le modèle, mais le cyclone simulé est plus intense en termes de vent (~ 5 m/s) jusqu'au 13 Février 18h et en termes de pression (10 à 15 hPa) jusqu'au 14 Février 06h. Entre le 14 Février 06h et le 15 Février 06h, l'évolution de la pression simulée est comparable à celle de la BT, alors que le vent est légèrement sous-estimé (< 5 m/s). Les écarts entre les simulations couplées et forcées sont très faibles, ce qui indique que le

couplage de l'océan avec le cyclone n'a pas eu d'effet significatif pendant cette période. Cela peut s'expliquer d'une part, par la présence d'eaux déjà très froides sur cette zone (à cause de la boucle effectuée par le cyclone au cours des jours précédents) qui est bien représentée dans l'analyse océanique initiale. D'autre part, la relativement faible intensité du système au cours de cette période peut limiter son degré d'interaction avec l'océan. Enfin, il est intéressant de noter que les fluctuations du champ de pression liées à la marée barométrique sont représentées à la fois dans les observations et dans les simulations au cours de cette période.

La deuxième période se caractérise par l'intensification rapide du cyclone Ivan. Entre le 15 Février 06h et le 16 Février 12h, la pression centrale se met à diminuer de plus en plus rapidement avec un maximum de 18 hPa en 6h entre 06h et 12h le 16 Février, soit 3 hPa/h. En termes de vent maximum, on observe une augmentation de 8 m/s en 6h au cours de la même période. Les deux simulations reproduisent relativement bien cette phase d'intensification rapide du cyclone. On distingue cependant des écarts significatifs qui augmentent entre les deux simulations pendant cette période. Le cyclone « forcé » débute son intensification beaucoup plus rapidement que le cyclone « couplé ». Dans la simulation forcée, la pression centrale devient inférieure à la pression observée dès le 15 Février 06h, et à partir du 15 Février 18h, l'intensité du vent simulé dépasse les valeurs observées. Dans la simulation couplée, l'évolution de la pression est d'avantage en accord avec celle observée, même si la pression centrale minimale reste plus élevée que celle observée et simulée en forcé. En termes de vent, on note une sous-estimation tout au long de cette période de l'ordre de 5 m/s, mais les variations du maximum de vent sont mieux reproduites par rapport à la simulation forcée. Au final, la simulation forcée tend à surestimer l'intensité du champ de vent alors que la simulation couplée tend à la sous-estimer. Les variations du vent et de la pression sont cependant mieux reproduites dans la simulation couplée pendant cette phase d'intensification rapide. En particulier, le maximum de vent est atteint à la même échéance dans la simulation couplée et dans les observations, mais 6h plus tôt dans la simulation forcée. Au maximum d'intensité du cyclone, on note des écarts de 9 hPa et de 10 m/s entre les deux simulations. Cela représente une diminution de -20% en termes de pression et de -35% en termes de vent pour la simulation couplée par rapport à la simulation forcée. Le couplage avec l'océan affecte par conséquent de manière significative l'intensité du cyclone, mais également son évolution. Il permet en particulier d'obtenir des variations d'intensité plus proches de celles observées. On note enfin que l'évolution globale de l'intensité du cyclone est plus rapide dans la simulation forcée que dans la simulation couplée. Nous analyserons ces résultats plus en détail dans le chapitre 9.6.2.

Au delà de 96h, l'intensité des cyclones simulés commence à décroître à cause de l'influence de Madagascar. En adoptant une trajectoire ouest au cours des dernières échéances, le cyclone se rapproche plus tôt de la grande île dans la simulation forcée par rapport à la simulation couplée et à la réalité. Cela explique la diminution plus rapide de l'intensité du vent au delà de 96h.



### 9.4.3. Structure du champ de vent et des précipitations

#### Comparaison aux données Best-Track

En termes de structure dynamique, nous allons utiliser le rayon de vent maximum (Fig. 42), ainsi que les extensions des zones où le vent atteint le stade de « grand frais » (28 noeuds) (Fig. 43) et de « tempête » (48 noeuds) (Fig. 44) pour effectuer la comparaison.

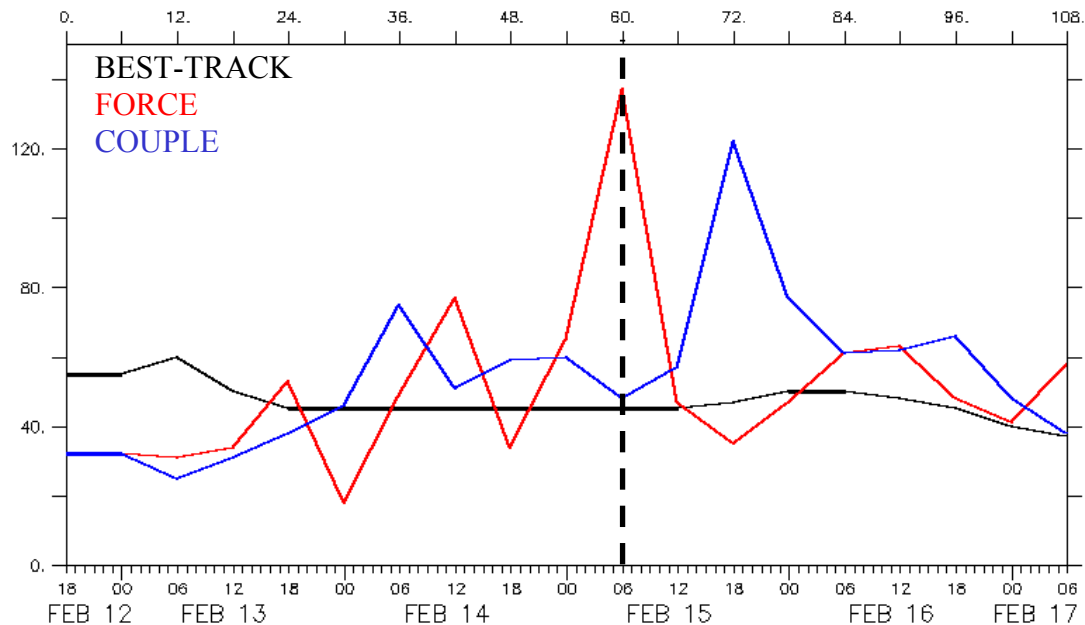
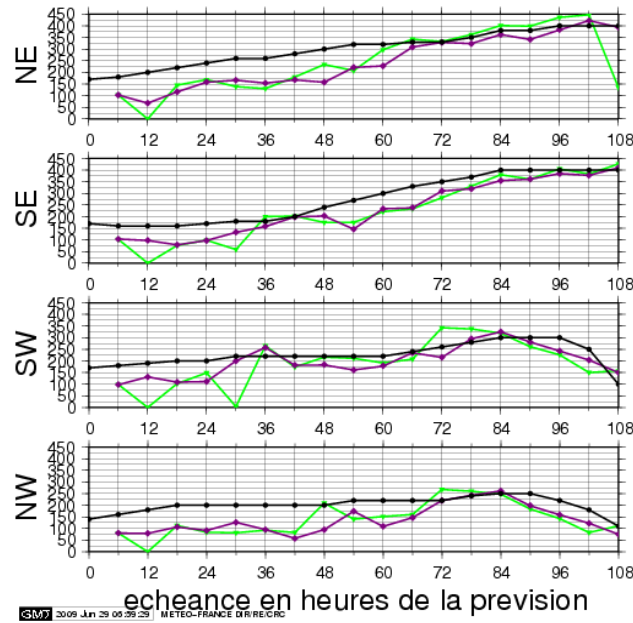


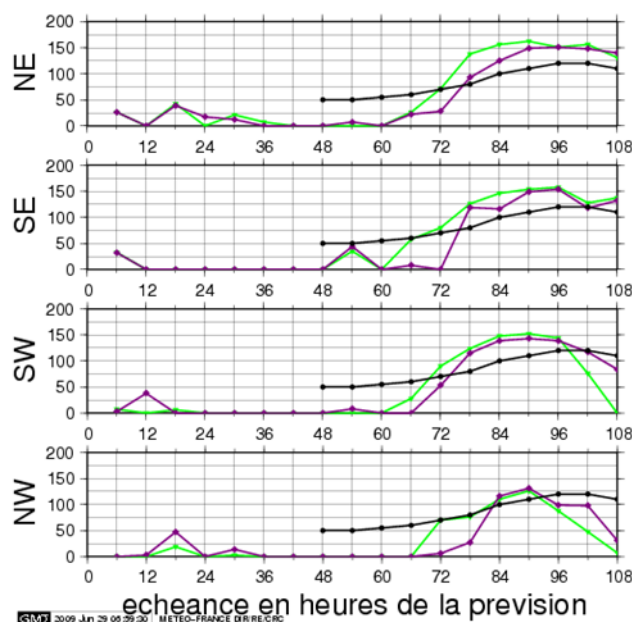
Fig. 42 Rayon du vent maximum à 10 mètres (km)

Le rayon de vent maximum (RVM) évolue relativement peu au cours de la période d'étude avec des valeurs comprises entre 45 et 50 km. On distingue uniquement des valeurs plus élevées (60 km au maximum) en début de période. Les RVM simulés en forcé et en couplé ont tendance à légèrement surestimer le rayon de vent maximum avec des valeurs oscillant autour de 60 km. Les fluctuations permanentes du RVM au cours de la première période dans les deux simulations sont en partie liées au problème de positionnement du centre du cyclone par le tracker évoqué dans le chapitre précédent. L'intensité relativement faible du cyclone et sa structure dissymétrique rendent en effet la localisation du centre de la circulation et du RVM très variable pendant cette phase. On note toutefois dans les deux simulations une augmentation brutale du RVM suivi juste après d'un rétrécissement rapide. Ce saut correspond à la formation d'une nouvelle zone de vent maximum situé à plus de 100 km au nord du centre du cyclone. Cette nouvelle zone de vent fort se contracte cependant très rapidement et vient se positionner au niveau de l'ancien rayon de vent maximum. Ce changement rapide de structure est présent dans les deux simulations, mais avec un déphasage temporel de 12h. Il coïncide avec le démarrage de l'intensification rapide des cyclones simulés, ce qui suggère un lien entre le changement de structure et d'intensité des cyclones simulés (Willoughby et al. 1982, Willoughby 1990). Une analyse détaillée montre que ce phénomène s'apparente à un remplacement partiel du mur de l'œil du cyclone car on observe également une contraction de la zone de convection profonde. Ces variations brusques n'apparaissent toutefois pas dans les observations et ne peuvent donc pas être formellement validées.



**Fig. 43 Rayon de grand frais (28 nœuds) dans les 4 quadrants cardinaux (BT en noir, Forcé en vert, Couplé en mauve)**

La structure du cyclone en dehors de la zone de vent fort évolue de manière asymétrique au cours de la période d'étude. On observe en effet que le rayon de grand frais (Fig. 43) est égal à 150 km dans tous les cadrants en début de période. Le modèle sous-estime ce rayon dans tous les quadrants de 50 km. Ce rayon augmente progressivement au fur et à mesure que le cyclone s'intensifie, mais il augmente plus rapidement dans les quadrants orientés Est pour atteindre 400 km, contre 275 km en moyenne côté Ouest. Le cyclone n'a donc pas le temps de s'axi-symétriser avant son atterrissage. Malgré une sous-estimation du rayon de grand frais durant la première moitié de la simulation, le modèle parvient ensuite à bien reproduire l'augmentation du rayon de grand frais, ses dimensions maximales et l'aspect très asymétrique est-ouest du cyclone. A partir de 84 h d'échéance, le rayon de grand frais diminue plus rapidement dans la simulation forcée à cause de l'atterrissage plus précoce que dans la réalité, comme expliqué dans la partie précédente. Les différences entre les simulations forcées et couplées sont très faibles, ce qui indique que le couplage n'affecte pas la structure d'Ivan à cette distance du centre.

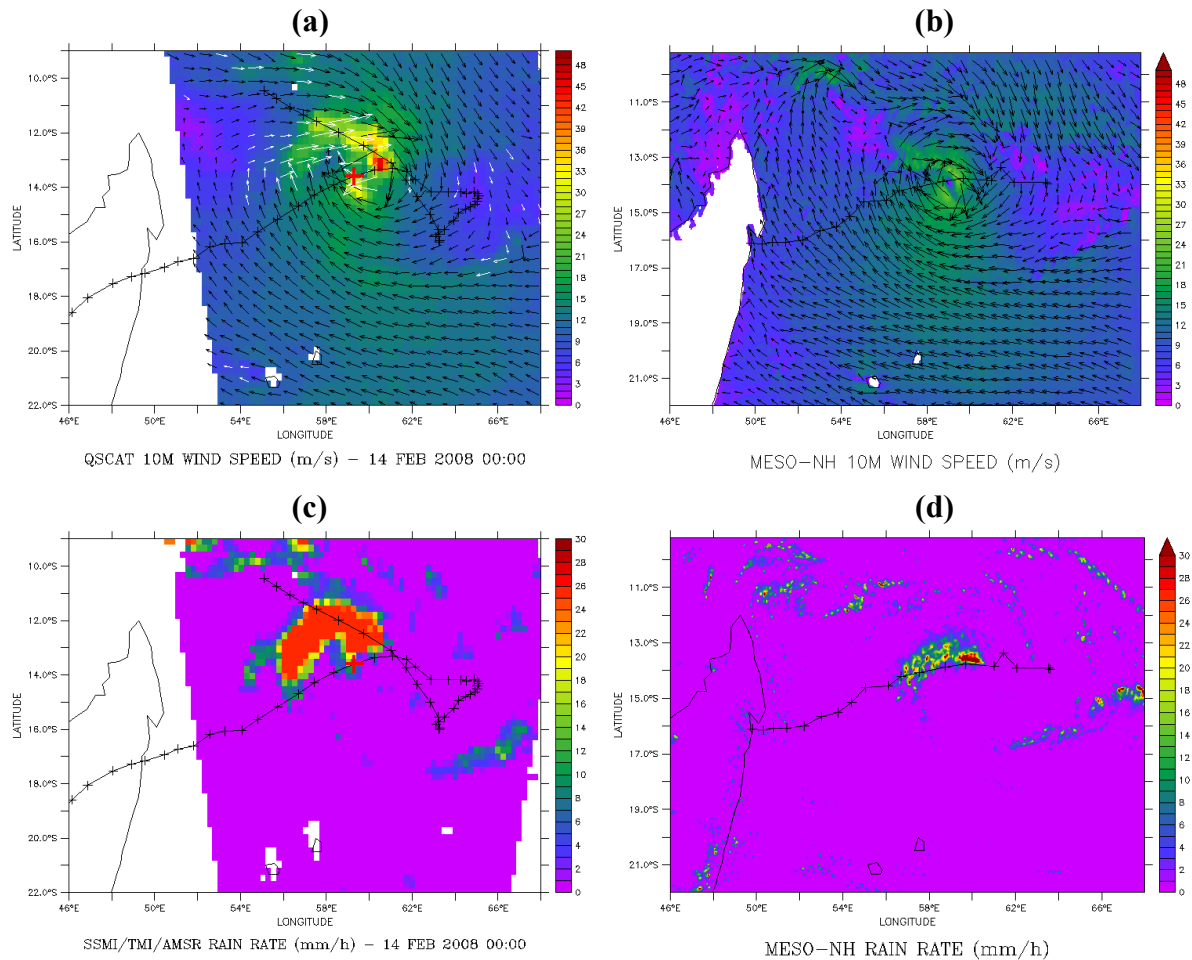


**Fig. 44 Rayon de tempête (48 nœuds) dans les 4 quadrants cardinaux (BT en noir, Forcé en vert, Couplé en mauve)**

Le rayon de tempête (Fig. 44) évolue de manière plus symétrique que le rayon de grand frais au cours de la période d'étude. Le seuil « tempête » est franchi à partir de 48h d'échéance et s'élargit de 50km jusqu'à 120 km lors du maximum d'intensité du cyclone à 96h d'échéance. Le modèle reproduit une augmentation plus tardive et plus rapide du rayon de tempête. La phase d'augmentation débute aux alentours de 60h, voire 72h suivant le cadran considéré, puis dépasse le rayon observé pour atteindre des valeurs de l'ordre de 150km. Le couplage avec l'océan induit un léger retard dans l'élargissement du rayon de tempête lié à l'intensification plus lente du cyclone dans la simulation couplée. Les rayons maximums atteints dans chaque cadran sont très proches dans les deux simulations, ce qui indique que la structure dynamique du cyclone est peu affectée par le couplage pour des distances supérieures ou égales à 150 km, soit trois fois le rayon de vent maximum.

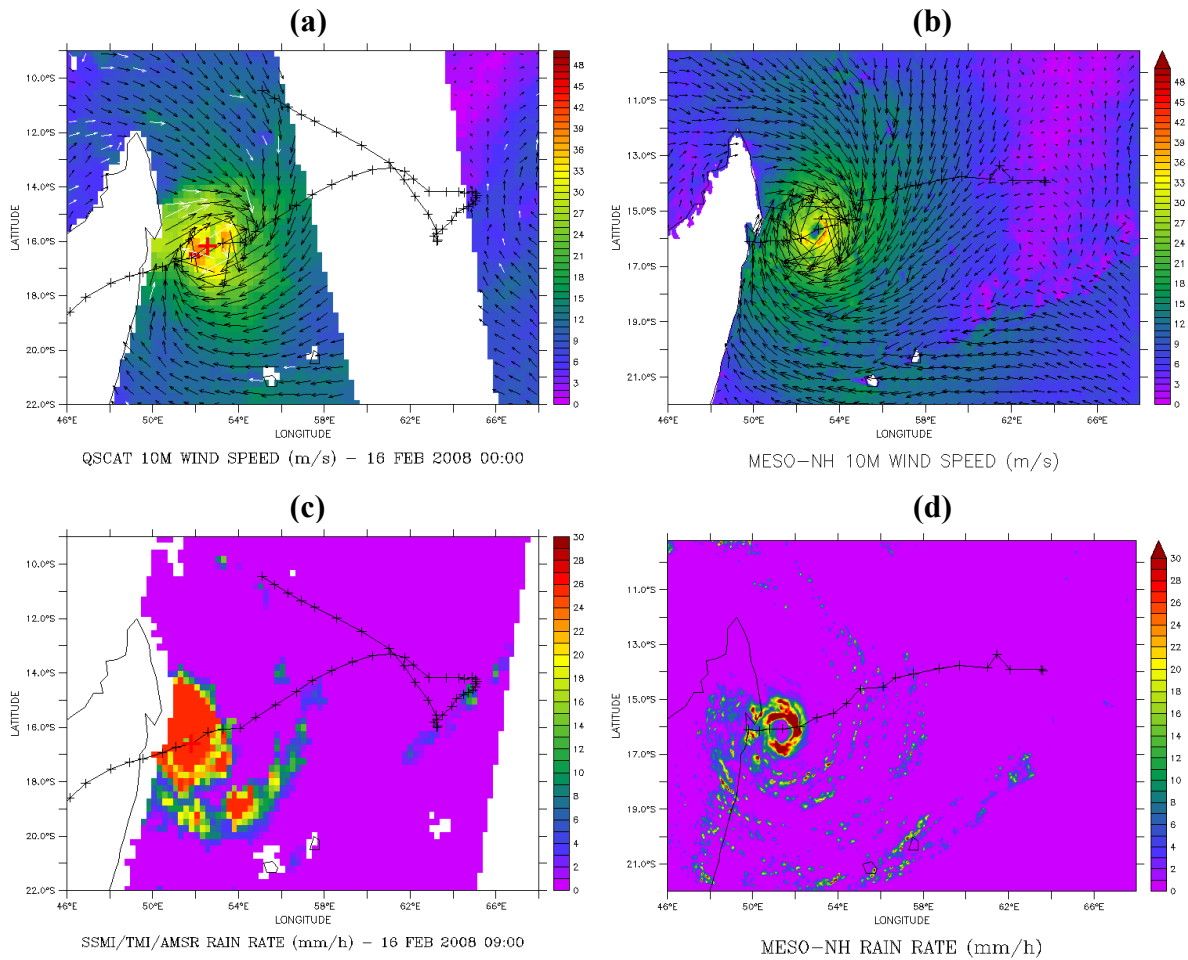
### **Comparaison aux données satellites**

Le REMSS produit des analyses quotidiennes du champ de vent à 10m à partir des données issues du diffusiomètre Quikscat, ainsi que des estimations des précipitations instantanées à partir de quatre radiomètres micro-ondes (SSMI et TMI) disposés sur différents satellites géostationnaires (F13, F14, F15 et TRMM). Ces données ne sont pas assez précises ( $0.25^\circ$ ) et régulières (cyclone présent dans la fauchée tous les 2 à 3 jours) pour permettre une comparaison quantitative avec les simulations du cyclone Ivan, mais elles se révèlent intéressantes pour mener une comparaison qualitative entre la structure des champs simulés et observés. Il faut également tenir compte des limitations des instruments en termes d'intensité (50 m/s pour le vent et 25 mm/h pour la pluie) et de la contamination possible des mesures de vent par la pluie (représentée par des vecteurs de couleur blanche dans les figures ci-dessous). Enfin, nous ne présenterons ici que des champs issus de la simulation forcée car la précision des analyses de REMSS n'est pas suffisante pour pouvoir comparer les deux simulations aux observations et déterminer laquelle s'en rapproche le plus. Nous nous contentons ici de vérifier que la structure dynamique et convective du cyclone est bien réaliste afin de pouvoir accorder une certaine confiance aux résultats présentés ensuite.



**Fig. 45 Intensité et direction du vent à 10 mètres le 14 Février (m/s) (a) REMSS (b) Méso-NH (les vecteurs blancs indiquent la présence de pluie) et précipitations (mm/h) (c) REMSS (d) Méso-NH**

Des données de vent et de précipitation sont disponibles simultanément pour les dates du 14 Février 02h11 UTC (Fig. 45) et du 15 Février 14h30UTC (Fig. 46). Nous avons donc choisi ces deux dates afin d'effectuer une comparaison avec les champs du modèle. Pour la première date, la structure simulée du champ de vent est très proche de celle observée dans l'analyse Quikscat. On retrouve une circulation très asymétrique avec deux zones où le vent est plus fort; l'une est localisée au nord du centre et l'autre au sud-ouest. L'orientation du flux est également très similaire avec une zone marquée de convergence à l'ouest du centre de la circulation. En termes de précipitation, le système est encore très affaibli par son passage au dessus de la poche d'eau froide et la convection est en train de se réorganiser autour du centre. Nous observons par conséquent une forte dissymétrie puisque des précipitations significatives ne sont présentes qu'au nord-ouest du centre de la circulation. Le reste de la circulation cyclonique est quasiment dénué de précipitations. La position de cette bande précipitante coïncide avec la zone de convergence du flux en basses couches, ce qui indique que les précipitations sont pilotées par ce forçage dynamique. Le modèle reproduit bien la localisation et la structure de la bande précipitante et ne génère pas de précipitations au sud et à l'ouest du cyclone conformément au produit satellite.



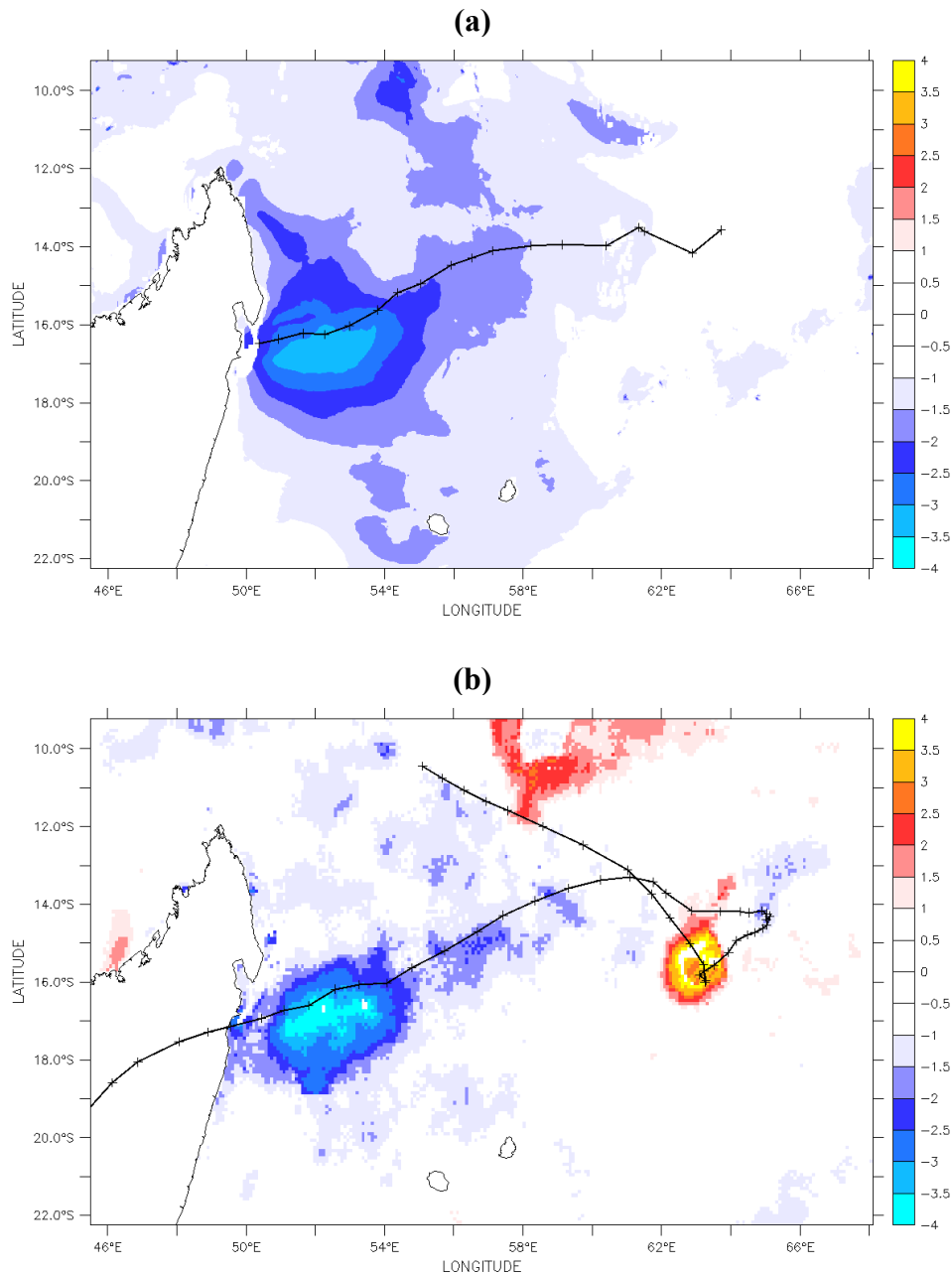
**Fig. 46** Même figure que Fig. 45 pour le 15 Février 14h30 UTC

L'analyse satellite du 15 Février 14h30 UTC est comparée avec les sorties du modèle de 15h00 UTC. Concernant le vent à 10 mètres, on observe qu'une axisymétrisation de la circulation cyclonique a eu lieu au cours des dernières 36 h à la fois dans les observations et la simulation. La zone de vent maximum a une forme quasi-circulaire avec des vents plus forts à l'Est et au Sud-Est du centre. On retrouve bien cette structure et la localisation des vents maximums dans la simulation. La zone de convergence au Nord-Ouest du centre est encore visible dans l'analyse et la simulation, mais elle s'est fortement atténuée au cours du processus d'axisymétrisation et d'intensification du cyclone. Concernant les précipitations, on observe également qu'elles forment désormais un cercle continu autour du centre de la circulation, ce qui indique que la formation complète d'un mur de l'œil a eu lieu depuis l'analyse du 14 Février. L'œil du cyclone dénué de précipitations apparaît clairement dans les observations et la simulation. La convection reste cependant plus intense au Nord-Ouest du cyclone, toujours à cause de la convergence plus marquée en basse couche dans cette zone. Cette asymétrie est présente à la fois dans les observations et les simulations.

## 9.5. Validation et analyse de la réponse océanique

La réponse océanique est analysée en termes de TSM, de contenu thermique, de profondeur de la couche mélangée et de courant.

### 9.5.1. Température de surface de la mer



**Fig. 47** Différence de TSM ( °C) entre le 13 Février 00h00 UTC et le 17 Février 00h00 UTC (a) simulée par le modèle Océan-1D dans la simulation couplée (b) déduite des analyses du REMSS

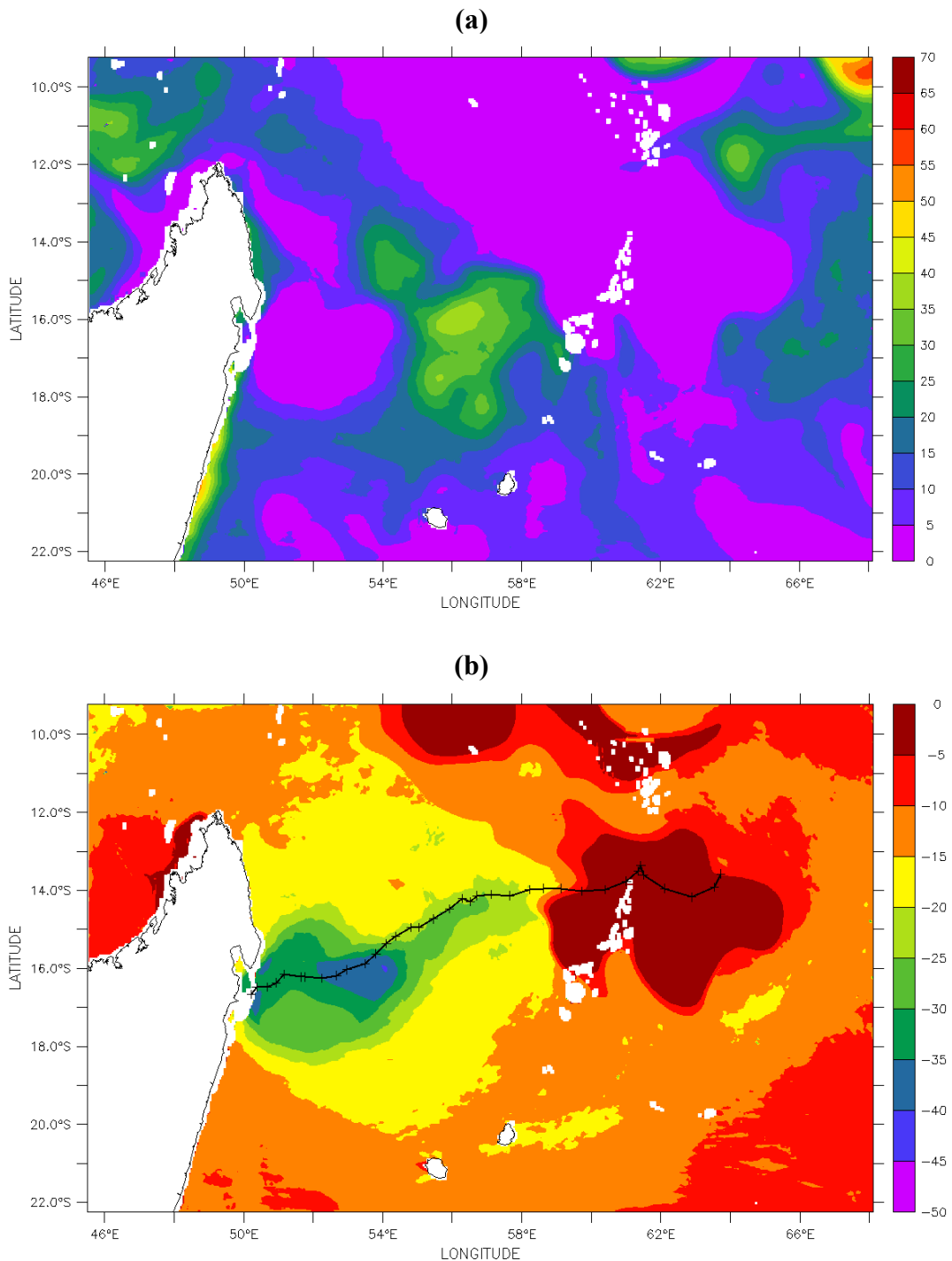
Le refroidissement obtenu en fin de simulation est comparé à celui déduit des analyses TSM du REMSS (Fig. 47). On observe clairement dans l'analyse du REMSS, ainsi que dans la simulation couplée, le « sillage » laissé par le cyclone sur l'océan en termes de TSM. Une large poche d'eau froide, dont la température initiale a diminué de 4°C dans les observations, et de 3,5°C dans la simulation, s'est formée au large de Madagascar pendant la période d'intensification rapide du cyclone. Cette légère sous-estimation du refroidissement peut être attribuée à la sous-estimation des vents maximums dans la simulation couplée. Il est important de noter que les limites associées au caractère unidimensionnel du modèle océanique ont été respectées dans le cadre de cette simulation car le cyclone Ivan se déplace à des vitesses supérieures à 5 m/s pendant la période d'étude. A cette vitesse, l'upwelling se déclenche après le passage du cyclone, en dehors de la zone de mélange turbulent vertical créé directement sous le cyclone. L'upwelling n'amplifie donc pas le refroidissement dans cette configuration.

Jusqu'à 24h d'échéance, le refroidissement sous le cyclone ne dépasse pas 1°C. Cela s'explique par la faible intensité du système au début de la période d'étude et le contenu thermique initialement nul dans cette zone. Le refroidissement atteint 1,5°C à partir de 36 heures d'échéance, 2°C à partir de 60h. La structure de la zone refroidie devient également de plus en plus dissymétrique au cours des échéances. Le refroidissement augmente ensuite très rapidement au fur et à mesure que le cyclone s'intensifie. Il dépasse 3°C à partir de 84h sur la gauche du cyclone. Le pic est atteint à 90h et se poursuit jusqu'à 102 h d'échéance. Au delà, la diminution rapide de l'intensité du cyclone entraîne une diminution du refroidissement associé à l'approche de la grande île. La localisation, l'extension et l'amplitude de la zone refroidie sont bien représentées par le modèle océanique, mais la validation ne peut être d'avantage approfondie en raison de l'absence de mesures océaniques in-situ. On remarque également que la restratification observée après le passage du cyclone dans l'analyse du REMSS n'est pas reproduite par le modèle. Ce problème est secondaire vis à vis de la présente étude, mais il doit être d'avantage étudié afin d'être corrigé. Il peut provenir de différentes sources d'erreur (sous-estimation des flux radiatifs en surface, surestimation des flux turbulents en conditions stables et calmes), mais la plus probable est que les courants générés par le cyclone restent piégés dans la couche de mélange océanique trop longtemps après son passage dans le modèle Océan-1D. Or dans la réalité, les processus tridimensionnel permettent une propagation latérale et en profondeur de l'énergie cinétique contenue dans la couche mélangée. L'absence des processus 3D dans le modèle induit par conséquent un stockage prolongé de l'énergie cinétique dans la CMO qui pourrait ralentir la restratification tant que les courants ne se sont pas dissipés. Si ce piégeage des oscillations d'inertie est effectivement responsable du retard de la restratification, nous pourrions envisager d'introduire un terme d'amortissement de ces ondes dans le modèle unidimensionnel.

### 9.5.2. Contenu thermique océanique

Le contenu thermique a beaucoup évolué au cours de la simulation en dehors de la poche d'eau froide présente initialement. On note en particulier une diminution du contenu thermique qui coïncide avec l'intensification du cyclone Ivan. La zone présentant le contenu thermique initialement le plus élevé ( $\sim 65 \text{ kJ/cm}^2$ ) est toujours présente en fin de simulation avec des valeurs diminuées presque de moitié par rapport aux valeurs initiales (Fig. 48). Cela signifie par conséquent que le cyclone n'a pas utilisé toute l'énergie océanique disponible au cours de son intensification dans cette zone. En revanche, la totalité du contenu thermique a

été utilisée au delà de 78h d'échéance, c'est à dire entre 54°E et Madagascar. Dans cette zone, la plus forte diminution du contenu thermique atteint 45 kJ/cm<sup>2</sup> et correspond à la phase d'intensification rapide du cyclone. Cette phase d'intensification ainsi que l'intensité maximale du cyclone ont donc été contraintes par l'apport énergétique limité de l'océan.

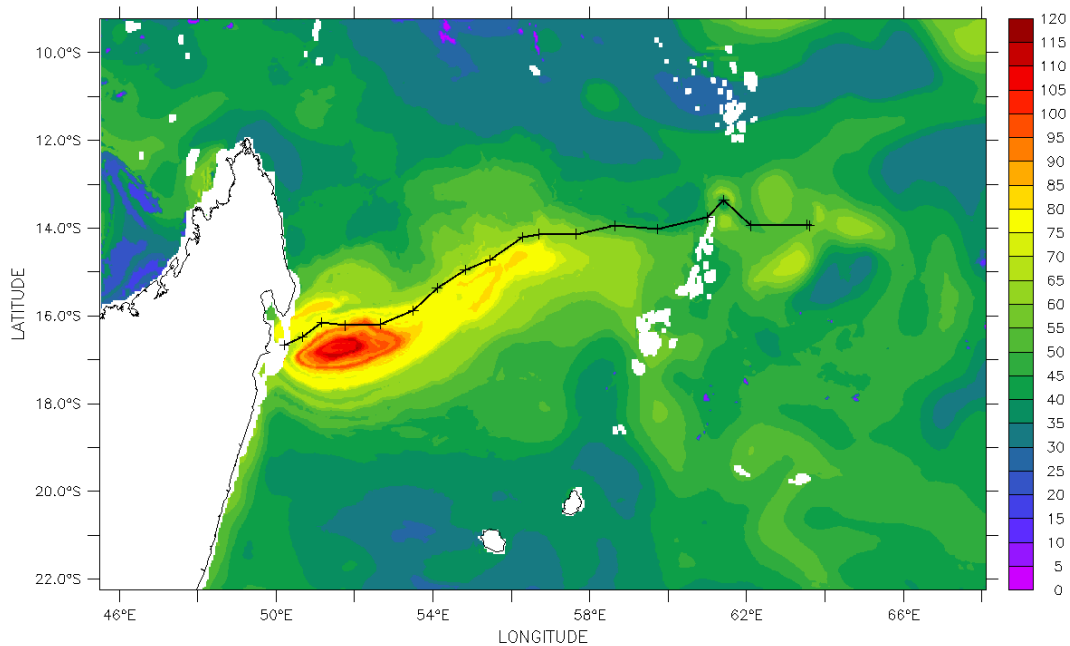


**Fig. 48 (a) Contenu thermique (kJ/cm<sup>2</sup>) le 17 Février 00h00 UTC dans la simulation couplée (b) Différence de contenu thermique (kJ/cm<sup>2</sup>) entre le 13 Février et le 17 Février dans la simulation couplée**



### 9.5.3. Profondeur et courants de la couche mélangée

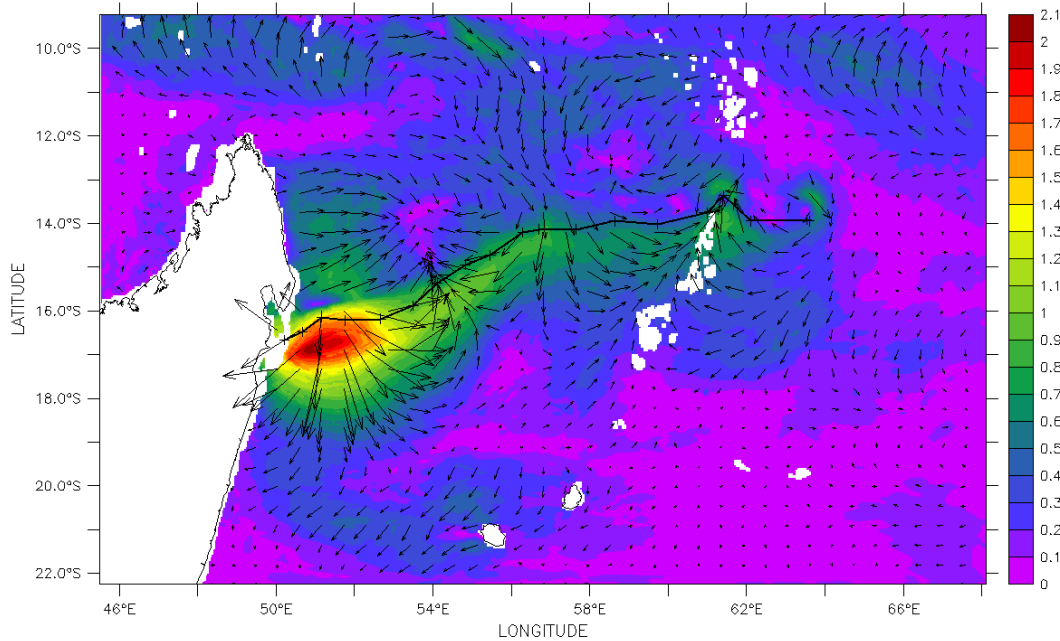
La profondeur de la couche mélangée est diagnostiquée en utilisant un critère en température : un écart en température supérieur à  $0,5^{\circ}\text{C}$  entre la température de surface et la température du niveau vertical situé juste en dessous de la couche mélangée. La couche mélangée s'approfondit sous l'effet du mélange vertical turbulent, mais cesse son approfondissement lorsque l'énergie cinétique turbulente devient insuffisante pour mélanger des masses d'eau plus denses de la thermocline avec les masses d'eau de la couche mélangée.



**Fig. 49 Profondeur de couche mélangée simulée le 17 Février à 00h00 UTC**

En fin de simulation, la profondeur de la couche mélangée (Fig. 49) a fortement augmenté par rapport aux valeurs initiales, qui étaient de l'ordre de 30 à 40 m. On observe désormais une couche mélangée dont la profondeur atteint localement 120 m et dont la structure est fortement dissymétrique par rapport à la trajectoire du cyclone. La zone concernée par les profondeurs les plus importantes s'étend sur environ 150 km sur la gauche de la trajectoire du cyclone. Au-delà de cette distance, la couche mélangée présente une structure comparable de part et d'autre de la trajectoire du cyclone. Cet aspect dissymétrique est présent tout le long de la trajectoire du cyclone et se manifeste clairement dès 24h de simulation.

La CMO possède la même structure spatiale que celle des courants moyens de la CMO (Fig. 50), ce qui indique que les courants horizontaux de la CMO sont à l'origine du mélange turbulent vertical, et donc de l'approfondissement de la couche de mélange dans la simulation. L'intensité des courants dans la CMO et la profondeur de la CMO sont fortement corrélés car la principale source de mélange turbulent est le cisaillement du courant, comme nous l'avons détaillé dans la Partie 2. De manière simplifiée, on peut également mettre en relation le contenu thermique de l'océan et la profondeur de la couche mélangée. Lorsque cette dernière dépasse la profondeur initiale de l'isotherme  $26^{\circ}\text{C}$  (80 m au maximum ici), la température de la couche mélangée intègre de l'eau dont la température est inférieure à  $26^{\circ}\text{C}$ , ce qui se traduit par un contenu thermique océanique nul (tel qu'il est défini ici).



**Fig. 50 Courants moyens simulés dans la couche mélangée le 17 Février à 00h00 UTC**

On retrouve concernant le courant moyen dans la couche mélangée une structure très similaire à celle observée pour la profondeur de la couche mélangée, c'est à dire une structure fortement dissymétrique par rapport à la trajectoire du cyclone, et dont l'intensité est en lien direct avec l'intensité des vents cycloniques (Fig. 50).

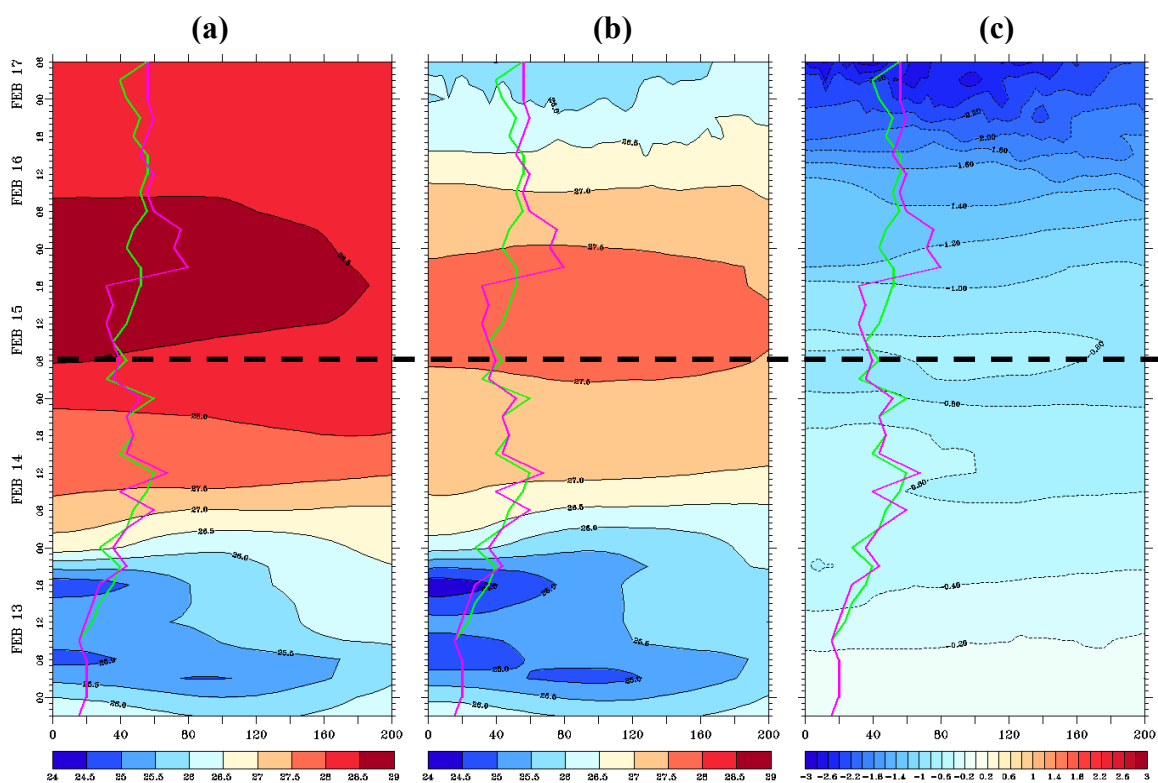
Comme expliqué dans la Partie 2, c'est le couplage entre les vents du cyclone et les courants de la CMO qui est responsable de cette dissymétrie. Toutefois dans l'hémisphère Sud, la rotation de la Terre est représentée par la force de Coriolis qui dévie les courants océaniques vers la gauche. Les vents cycloniques évoluent également différemment dans l'hémisphère Sud: de manière anti-horaire sur la gauche du cyclone et horaire sur la droite du cyclone. On se retrouve donc avec une situation parfaitement inversée par rapport à celle rencontrée dans l'hémisphère Nord. Le couplage vent-courant prend place sur la gauche du cyclone, alors que les rotations dans des sens contraires des vents et du courant sur la droite du cyclone empêche la formation des courants de ce côté. L'intensité des courants ainsi produits ne dépasse pas 1 m/s sur la droite du cyclone, contre plus de 2 m/s sur la gauche du cyclone lorsque celui-ci atteint son pic d'intensité. Durant la phase d'intensification, on observe des courants de l'ordre de 0,5 m/s sur la droite contre 1 m/s sur la gauche du cyclone. L'extension de la zone de courants intenses est également beaucoup plus importante sur la gauche du cyclone où elle atteint plus de 250 km, contre 100 km sur le côté droit au maximum. Il est également intéressant de noter que, malgré un champ de vent très dissymétrique et fluctuant au cours de la phase d'intensification du cyclone, la réponse océanique est plutôt régulière et présente peu de variations spatiales, hormis la dissymétrie gauche-droite par rapport à la trajectoire du cyclone. Le mécanisme de couplage est donc dominant par rapport aux fluctuations de petite échelle du champ de vent, et a pour effet de filtrer ces variations trop rapides (supérieures à la fréquence inertielle) et d'obtenir une réponse océanique relativement lissée.

## 9.6. Effet du couplage avec l'océan sur le cyclone modélisé

Nous avons observé dans le chapitre précédent que la réponse océanique au passage du cyclone Ivan est très intense et se traduit en surface par une diminution marquée et dissymétrique de la TSM par rapport au cyclone. Nous allons ici analyser comment se répercute ce refroidissement sur le cyclone, et dans quelle mesure cela limite son intensification. Nous allons nous intéresser au rôle de la poche d'eau froide présente dès l'instant initial, ainsi qu'au rôle du refroidissement généré au cours de la simulation.

Dans le but d'une approche plus synthétique, certains résultats sont présentés sous la forme de diagramme temps-espace de type « HovMöller ». Nous nous plaçons pour cela dans un repère cylindrique dont l'origine est centrée sur le centre du cyclone. Les champs du modèle sont ensuite moyennés azimutalement sur l'ensemble du cercle de façon à ne dépendre plus que du rayon, c'est à dire la distance entre le centre du cyclone et le point considéré. On peut alors présenter l'évolution temporelle de ces champs moyennés azimutalement sous la forme d'un diagramme dont le rayon varie entre 0 et 200 km. Les rayons de vent maximum des simulations forcées (en vert) et couplées (en mauve) sont représentés sur les diagrammes afin de mieux comparer les deux simulations, mais également à titre de point de repère commun à l'ensemble des figures. Enfin, on effectue également dans certains cas une moyenne radiale afin d'obtenir l'évolution temporelle d'une quantité sous forme unidimensionnelle.

### 9.6.1. Aspects globaux



**Fig. 51 Diagramme temps-rayon de la TSM (°C) dans la simulation**

**(a) Forcée, (b) Couplée, (c) Différence « Couplée – Forcée »**

**— RVM forcé ; — RVM couplé**

### Température de surface de la mer

On distingue clairement en moyenne azimutale la zone d'eau froide initiale sous le cyclone jusqu'au 14 Février 00h dans les simulations couplées et forcées (

Fig. 51). Les différences de TSM entre les deux simulations sur cette période sont inférieures à 0,5°C à cause des TSM initiales déjà très basses et de la faible intensité du cyclone, comme nous l'avons déjà indiqué au Chapitre 9.5. A partir du 14 Février 00h, le cyclone passe au dessus du gradient de température caractérisé par une augmentation de 1°C en moins de 24h dans la simulation forcée. Dans la simulation couplée, ce gradient est atténué de 0,5°C par rapport à la simulation forcée. La période du 15 Février 06h au 16 Février 06h correspondant au passage du cyclone sur les eaux les plus chaudes. Ces températures sont comprises entre 28,5°C et 29°C dans la simulation forcée. Elles sont à peu près inférieures de 1°C dans la simulation couplée. Au-delà du 16 Février 06h, la TSM diminue légèrement (< 0,5°C) dans la simulation forcée. Dans la simulation couplée, on observe un net refroidissement qui s'accroît jusqu'à la fin de la simulation pour atteindre 2,4°C. Le refroidissement simulé s'accroît à partir du 15 Février 18h car le cyclone s'intensifie alors qu'il se retrouve sur une région avec des contenus thermiques plus faibles. Bien que le refroidissement soit confiné dans le quadrant arrière-gauche du cyclone, on note que sa signature reste très prononcée en moyenne azimutale. Un autre point intéressant est que la structure de la TSM en moyenne azimutale dépend peu du rayon considéré entre 0 et 200 km. Cela est également valable pour le refroidissement qui est quasi homogène entre 0 et 200 km.

### Vent à 10 mètres et pression en surface

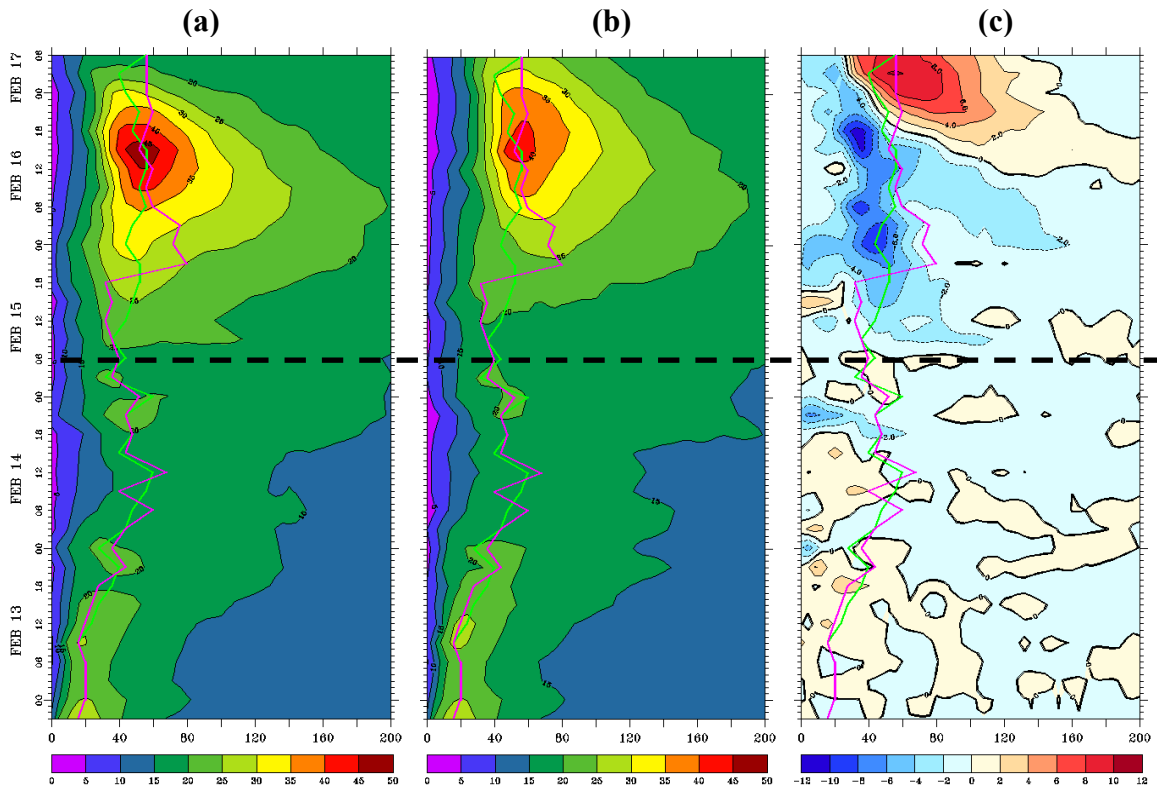
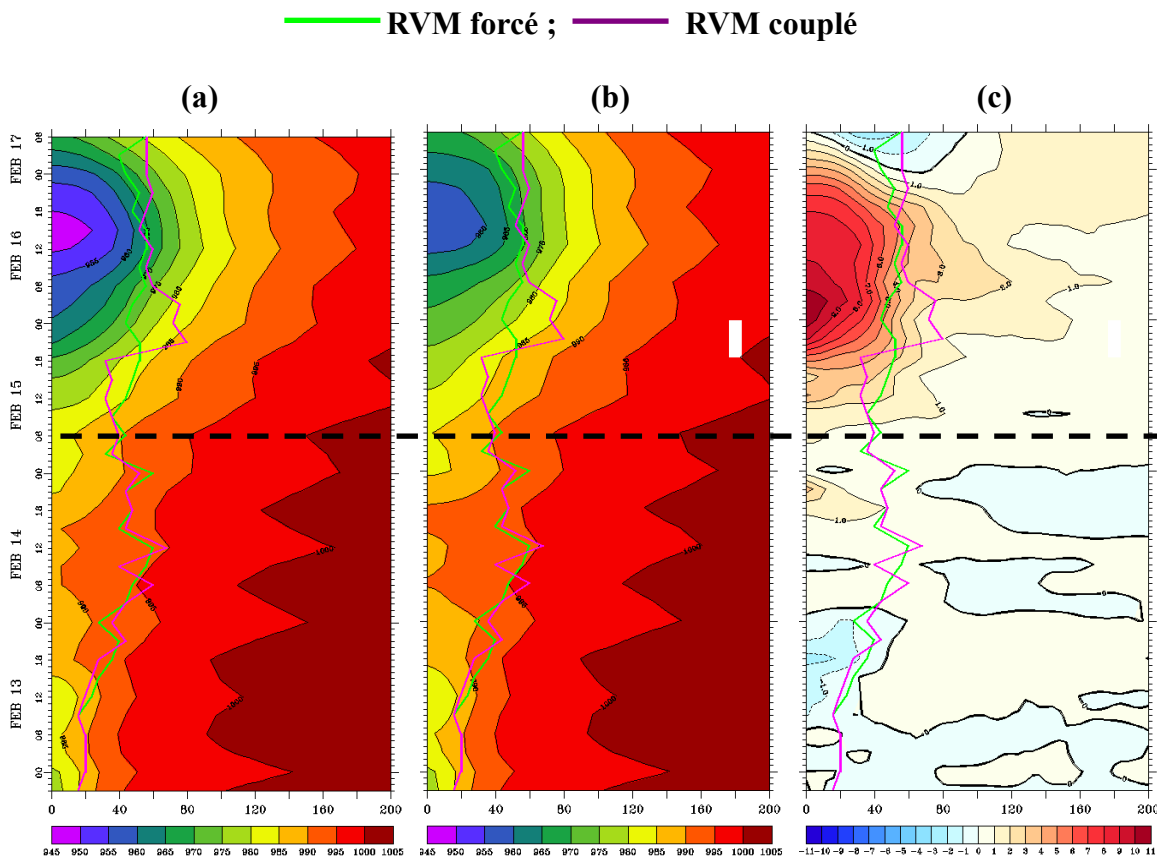


Fig. 52 Même figure que Fig. 51 pour le vent à 10 mètres (m/s)  
 (a) Forcée (b) Couplée (c) Différence « Couplée – Forcée »



**Fig. 53 Même figure que  
Fig. 51 pour la pression en surface (hPa)  
(a) Forcée (b) Couplée (c) Différence « Couplée – Forcée »**

Les évolutions en moyenne azimutale du vent à 10 m (Fig. 52) et de la pression en surface (Fig. 53) permettent de distinguer clairement les deux phases de la vie d'Ivan, à savoir une période de stagnation de l'intensité du système jusqu'au 15 Février 06h, et après cette date un changement brutal de structure et d'intensité caractérisé par la formation de gradients importants de vent et de pression.

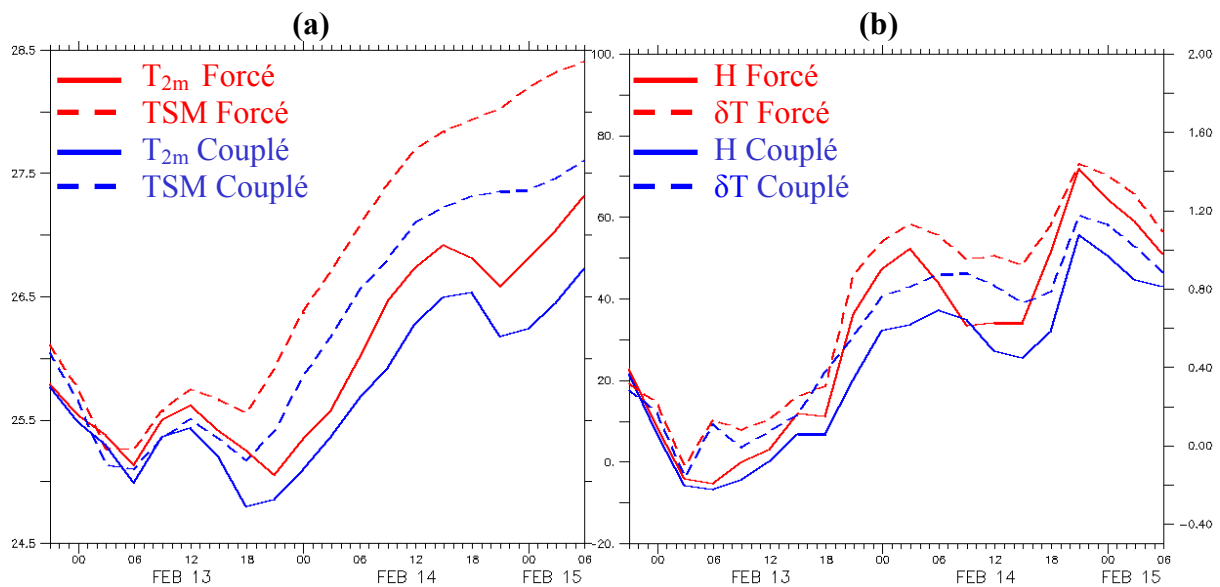
Au cours de la première période, l'évolution des cyclones simulés est très similaire pour des distances radiales comprises entre 0 et 200km en termes de vent et de pression. Quelques différences de l'ordre de 2 hPa et de 4 m/s sont visibles à l'intérieur du RVM, mais il est impossible de distinguer un effet clair du couplage, malgré des écarts de TSM entre les deux simulations qui progressent de 0,2°C à 0,8°C sur cette période. On note également un relâchement du gradient radial de pression et un élargissement de la zone de basse pression symbolisée par la position de l'isobare 1000 hPa au cours de cette période. Le comportement du champ de vent est en accord avec l'évolution du gradient radial de pression comme le montre l'évolution du vent maximum et de l'isotach 10 m/s sur cette période.

A partir du 15 Février 06h, les deux simulations divergent de manière permanente et significative au fur et à mesure que le cyclone s'intensifie. La différence de pression centrale s'accroît jusqu'à atteindre 11 hPa le 16 Février 03h. L'extension spatiale de ces écarts de pression est faible puisqu'au delà de 80 km, on observe des écarts inférieurs à 2 hPa. Ce creusement s'accompagne donc d'une augmentation importante du gradient radial de pression. Des écarts de pression de 8 hPa persistent jusqu'au 16 Février 18h, puis se réduisent rapidement et finissent par s'inverser à cause de la proximité du cyclone avec Madagascar qui

entraîne une diminution rapide de l'intensité du cyclone dans la simulation forcée. Concernant le vent, le creusement plus intense dans la simulation forcée s'accompagne de manière simultanée d'une augmentation de la vitesse du vent au niveau du RVM, ainsi qu'à l'intérieur de ce rayon, atteignant localement 12 m/s. Les écarts les plus importants sont confinés à l'intérieur du RVM principalement à cause de la structure plus compacte du cyclone dans la simulation forcée, c'est à dire un RVM plus petit. Au delà de 180 km de rayon, les différences du champ de vent sont inférieures à 2 m/s. On observe une inversion des anomalies de vents au cours des dernières 12 heures de simulation car le cyclone de la simulation couplée effectue son atterrissage plus tard. Au delà de 150 à 200 km de rayon, les différences d'intensité entre les deux cyclones sont négligeables ( $< 1$  hPa ou  $< 2$  m/s), ce qui indique que les deux cyclones simulés retrouvent des structures dynamiques très similaires en s'éloignant du centre.

Ces observations confirment d'une part la nécessité de concentrer notre étude sur un rayon de 200 km autour du cyclone, et d'autre part, de diviser l'étude suivant les deux périodes décrites ci-dessus. Le chapitre 9.6.2 sera consacré à la période « 1 », qui correspond à la phase de stagnation de l'intensité du cyclone, de faible impact du couplage (structure et intensité des cyclones simulées quasi-identiques) et d'influence de la zone d'eau froide initiale. Le chapitre 9.6.3 se consacrera à la période « 2 » correspondant à la phase d'intensification rapide du cyclone durant laquelle l'influence du couplage avec l'océan devient significative. La date séparant ces deux périodes est le 15 Février 06h en accord avec les observations et les simulations.

### 9.6.2. Période 1 : du 13 au 15 Février



**Fig. 54** Évolution en moyenne azimutale (de 0 à 360°) et radiale (de 0 à 200 km) de (a)  $T_{2m}$  et TSM (°C), (b) flux de chaleur sensible ( $W/m^2$ ) et  $\delta T = TSM - T_{2m}$  (°C)

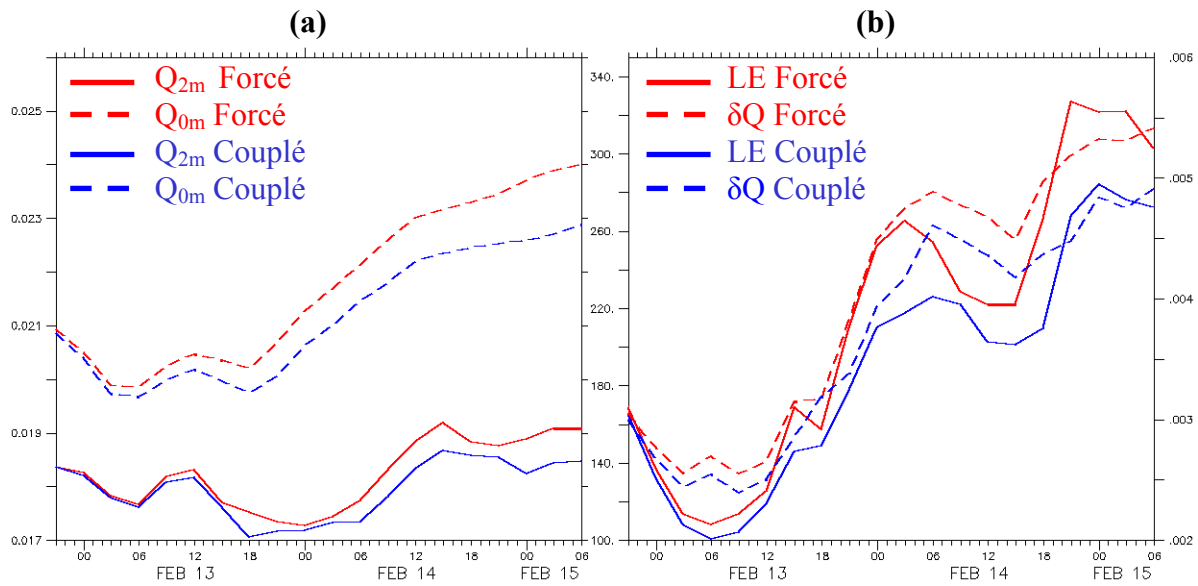
### **Flux turbulent de chaleur sensible**

Concernant la TSM (Fig. 54a), celle-ci augmente fortement dans les deux simulations, et de manière régulière à partir du 13 Février 18h et jusqu'à la fin de la période 1. Dans la simulation forcée, cette augmentation est de l'ordre de 3°C en 36 h, contre 2,4°C en 36 h dans la simulation couplée. Le couplage avec l'océan a donc pour effet de relâcher le gradient zonal de température de 0,6°C en 36 h.

Concernant la température à 2m ( $T_{2m}$ ) (Fig. 54a), celle-ci suit de très près les variations de la TSM jusqu'au 13 Février 12h00 dans les deux simulations. Ce comportement indique qu'il existe un fort couplage entre la TSM et la  $T_{2m}$  dans cette zone. Ce couplage contribue à conserver des écarts de température air-mer très faibles dans les deux simulations compris entre -0,2°C et +0,2°C (Fig. 54b). A partir de la nuit du 13 au 14 Février, la  $T_{2m}$  se décorrèle rapidement de la TSM qui augmente, alors que la  $T_{2m}$  diminue. Cette divergence entre  $T_{2m}$  et TSM est présente dans les deux simulations et peut s'expliquer de la façon suivante. On observe au cours de la nuit un renforcement de l'activité convective produit par le refroidissement radiatif au sommet des nuages convectifs qui n'est plus compensé par le flux solaire. Ce renforcement convectif s'accompagne d'un renforcement des mouvements ascendants (« updrafts ») et subsidants (« downdrafts »). La signature de ces downdrafts est clairement visible en termes de température et d'humidité près de la surface car ils se caractérisent par un air sec et froid. Cette intrusion d'air sec et froid entraîne un découplage et un déphasage entre la TSM et la  $T_{2m}$  qui évolue sous l'action combinée de la TSM et des downdrafts. Cela se traduit pratiquement par une augmentation de l'écart de température air-mer (Fig. 54b). Cette augmentation rapide (1°C dans la simulation forcée et 0,8°C dans la simulation couplée) entraîne une augmentation du flux de chaleur sensible (Fig. 54b) d'un facteur 4 dans les deux simulations.

Au cours de la journée du 14 Février, l'activité convective diminue à nouveau et  $T_{2m}$  recommence à augmenter, comblant ainsi partiellement le décalage existant avec la TSM qui poursuit son augmentation. Cela se traduit par une diminution temporaire de l'écart de température air-mer dans les deux simulations (Fig. 54b). Cette diminution entraîne une diminution du flux de chaleur sensible de 20% dans les deux simulations. Il faut attendre la nuit suivante du 14 au 15 Février pour que la  $T_{2m}$  diminue à nouveau sous l'effet du renforcement nocturne de la convection. On observe ainsi une nouvelle baisse de la  $T_{2m}$ , alors que la TSM continue d'augmenter, ce qui entraîne une nouvelle hausse de l'écart de température air-mer, (1,4°C dans la simulation forcée et 1,2°C dans la simulation couplée). Cela se traduit en termes de flux de chaleur sensible par une nouvelle augmentation d'un facteur 2 dans les deux simulations.

On voit donc que l'augmentation du flux de chaleur sensible n'est pas une fonction linéaire de la TSM, mais s'effectue plutôt par vagues successives associées au cycle de l'activité convective. Le deuxième point important est que le couplage a un effet très faible sur le flux de chaleur sensible au cours de cette période. Enfin, comme on peut l'observer clairement sur la Fig. 54b, ce sont les variations de l'écart de température air-mer qui gouvernent les variations du flux de chaleur sensible, et non l'intensité du vent qui évolue très peu au cours de cette période.



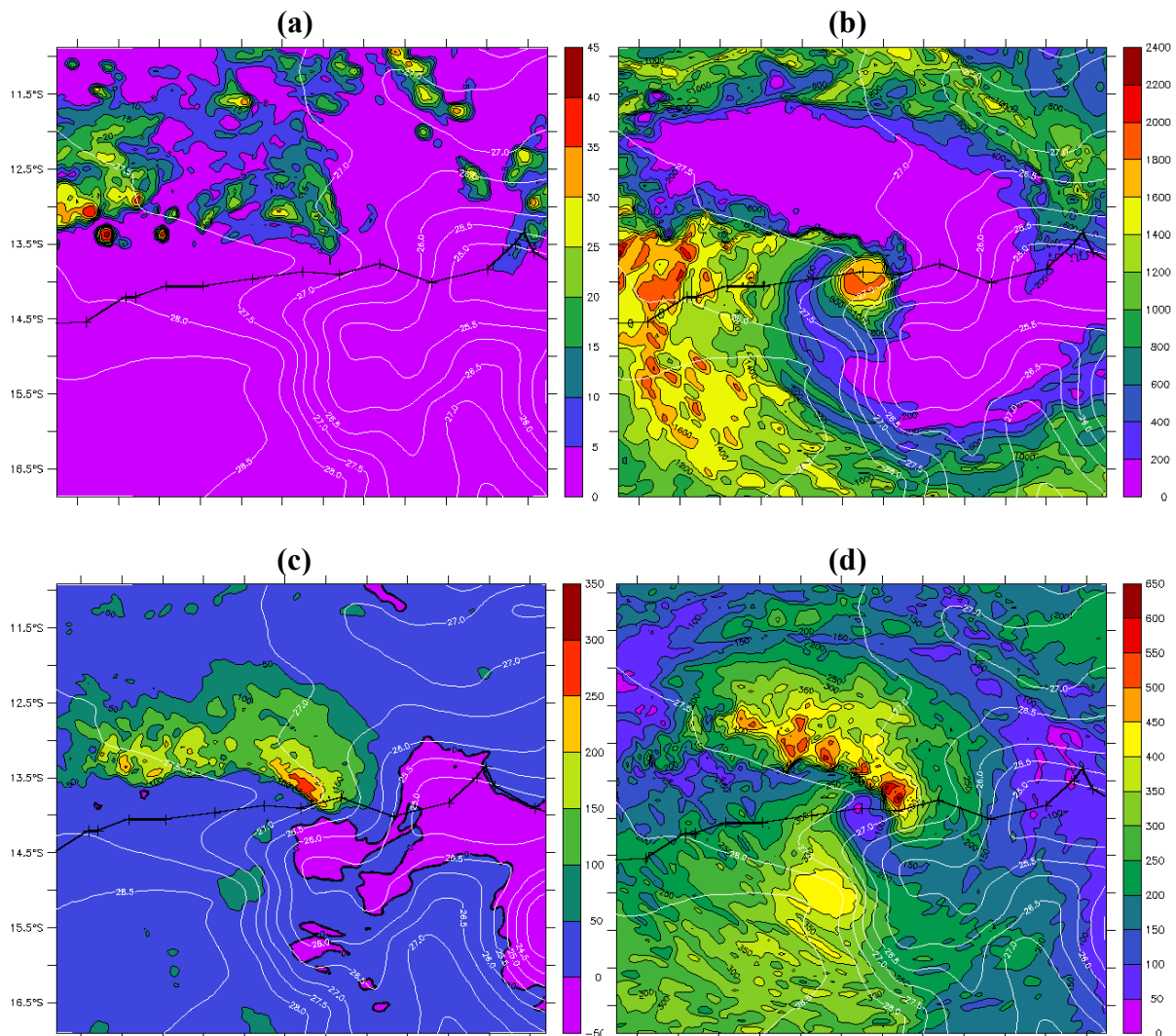
**Fig. 55** Même figure que Fig. 54 pour l'humidité (kg/kg) et le flux de chaleur latente ( $W/m^2$ )

### ***Flux turbulent de chaleur latente***

Le flux de chaleur latente (Fig. 55b) est globalement 5 fois plus élevé que le flux de chaleur sensible au cours de cette période. Son comportement reste toutefois très similaire à celui du flux de chaleur sensible au cours de cette période. Tout d'abord, le couplage avec l'océan affecte faiblement le flux de chaleur latente avec des différences de l'ordre de 15 % (inférieures à  $50 W/m^2$ ). Ensuite, l'évolution du flux de chaleur latente dépend principalement de l'écart d'humidité air-mer (Fig. 55a). Enfin, le renforcement nocturne de la convection module l'intensité des flux par l'intermédiaire des downdrafts qui assèchent la couche limite atmosphérique.

La diminution de la TSM de  $0,8^\circ C$  dans la simulation couplée induit de manière directe une diminution du flux de chaleur sensible de l'ordre de  $15 W/m^2$ , et de manière indirecte (par la modification de l'humidité spécifique en surface) une baisse du flux de chaleur latente de  $50 W/m^2$ . Cependant, ces différences ne sont pas suffisantes pour avoir un effet significatif sur l'intensité du cyclone au cours de cette période, comme nous avons pu le voir dans le paragraphe précédent. Cette analyse révèle également la création d'un déphasage évoluant au rythme du cycle de la convection. Cette décorrélation de la surface et de la couche limite module fortement les flux de chaleur en surface, ce qui a pour effet de décaler dans le temps l'effet du réchauffement de la TSM sur l'atmosphère. Cette modulation des flux en lien avec l'activité convective pourrait donc être à l'origine du retard de l'intensification du cyclone (24h après le début du réchauffement de la TSM).





**Fig. 56 (a) Réflectivité radar simulée à 500 hPa (dBZ) (b) Energie convective potentielle disponible (CAPE) (J/kg) (c) Flux turbulent de chaleur sensible en surface ( $W/m^2$ ) (c) Flux turbulent de chaleur latente en surface ( $W/m^2$ ) (champs issues de la simulation forcée le 14 Février à 06h). Les lignes blanches représentent les iso-contours de  $0,5^{\circ}C$  de la TSM.**

### ***Lien entre la convection et les flux turbulents de chaleur en surface***

Afin d'illustrer de manière qualitative les différents mécanismes atmosphériques opérants au cours de cette période, ainsi que leur lien avec la TSM, la Figure Fig. 56 présente différents paramètres en rapport avec la convection atmosphérique et la surface à un instant donné.

La Figure Fig. 56a présente les zones où la convection profonde se développe, c'est à dire le quadrant nord-ouest par rapport au centre du cyclone, comme nous l'avons déjà observé lors

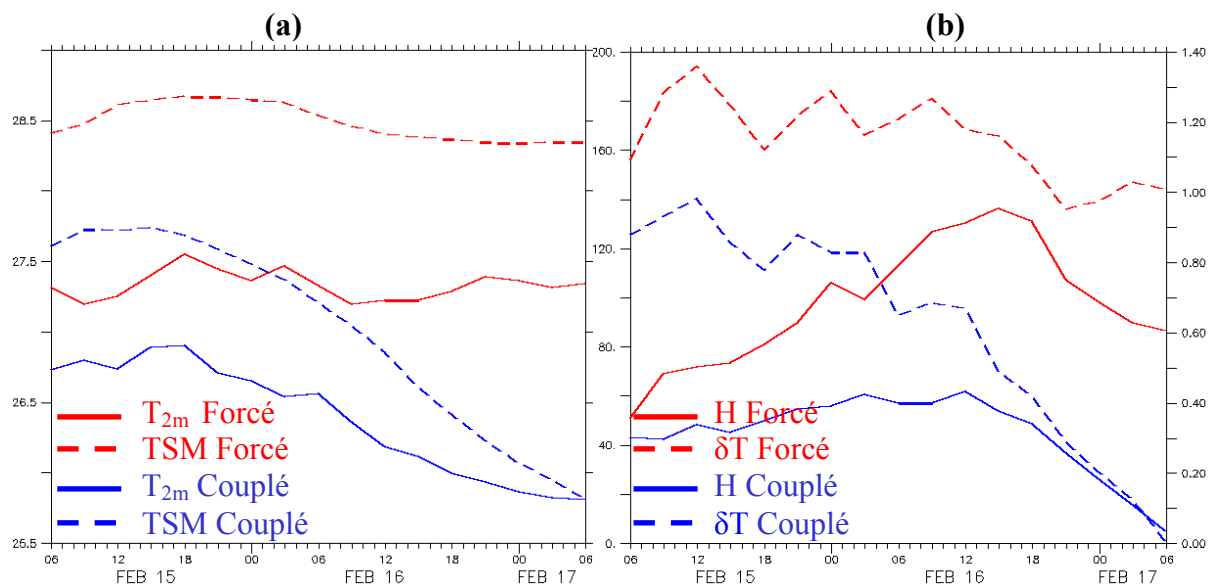
de la validation de la simulation. Cette convection est associée à une zone de convergence en basse couche, créée par le déplacement du cyclone (Willoughby et al. 1984) et entretenue par les ascendances au sein de cette bande spiralée stationnaire. La signature de cette bande spiralée est également visible sur l'ensemble des autres figures. Toute la CAPE disponible dans le quadrant nord-ouest est ainsi consommée par cette bande convective. La masse d'air associée à la zone de convection profonde est ensuite advectée vers le quadrant sud-est du cyclone où elle rencontre la poche d'eau froide présente initialement dans la simulation (créée par le cyclone quelques jours auparavant). Ces eaux froides inhibent totalement les flux turbulents de chaleur en surface (Fig. 56c et d). En l'absence de ces flux, la couche limite atmosphérique n'est plus alimentée en chaleur et en humidité, ce qui stabilise l'atmosphère et se traduit par une CAPE qui reste très faible sur cette zone (Fig. 56b). Il faut attendre que la masse d'air soit transportée en dehors de cette zone, c'est à dire dans le quadrant sud-ouest du cyclone, pour que les TSM deviennent suffisamment élevées pour réintensifier les flux de chaleur en surface. L'air refroidi et asséché se réchauffe et s'humidifie rapidement dès qu'il passe au dessus de TSM supérieures à  $26,5 - 27^{\circ}\text{C}$ , ce qui se traduit par une augmentation progressive de la CAPE au fur et à mesure du transport de la masse d'air sur des eaux de plus en plus chaudes. L'atmosphère a ainsi le temps de se « recharger » en CAPE avant que la masse d'air ne rencontre à nouveau la zone de convergence du quadrant nord-ouest où la convection profonde se maintient.

Concernant les flux de chaleur en surface, on distingue principalement deux zones où ils sont élevés. La zone principale est située sous la bande spiralée, où les downdrafts refroidissent et assèchent significativement la masse d'air située en basses couches. Ces downdrafts entraînent localement une augmentation des écarts de température et d'humidité air-mer et, par conséquent, une augmentation des flux de chaleur latente et de chaleur sensible. Ces flux sont également renforcés par l'accélération locale du vent liée à la convergence en basses couches. La deuxième zone correspond à une zone de transition où la masse d'air initialement refroidie par l'anomalie froide de TSM se retrouve progressivement advectée au-dessus d'eaux plus chaudes. Le contraste de température et d'humidité entre l'air et la surface permet alors aux flux de chaleur de s'établir dans cette zone. Leur amplitude reste cependant moins élevée que sous la bande spiralée. On observe une configuration identique dans la simulation couplée, ce qui confirme la faible influence du couplage avec l'océan sur le cyclone simulé au cours de cette période. Enfin, bien que cette analyse soit effectuée à un instant donné, elle illustre clairement le lien qui existe entre les flux de chaleur en surface, la déstabilisation de l'atmosphère et la convection profonde. En s'éloignant de la zone d'eau froide, les flux de chaleur en surface, la CAPE et la convection se réorganisent progressivement tout autour du centre du cyclone. Il faut attendre que le cyclone soit suffisamment loin de la région froide, c'est-à-dire dans la nuit de 15 au 16 Février, pour observer de la convection tout autour du centre du cyclone. Cette axisymétrisation coïncide avec le début de l'intensification rapide du cyclone que nous abordons dans le chapitre suivant.

### 9.6.3. Période 2 : du 15 au 17 Février

Au cours de cette période, les structures et les intensités des deux cyclones simulés se mettent à diverger significativement. Ces différences proviennent uniquement des différences de flux turbulents de chaleur entre les deux simulations. C'est pourquoi nous allons étudier précisément leur évolution sur cette période.

#### Flux de chaleur sensible



**Fig. 57** Évolution en moyenne azimutale (de 0 à 360°) et radiale (de 0 à 200 km) de (a)  $T_{2m}$  et TSM (°C), (b) flux de chaleur sensible ( $W/m^2$ ) et  $\delta T = TSM - T_{2m}$  (°C)

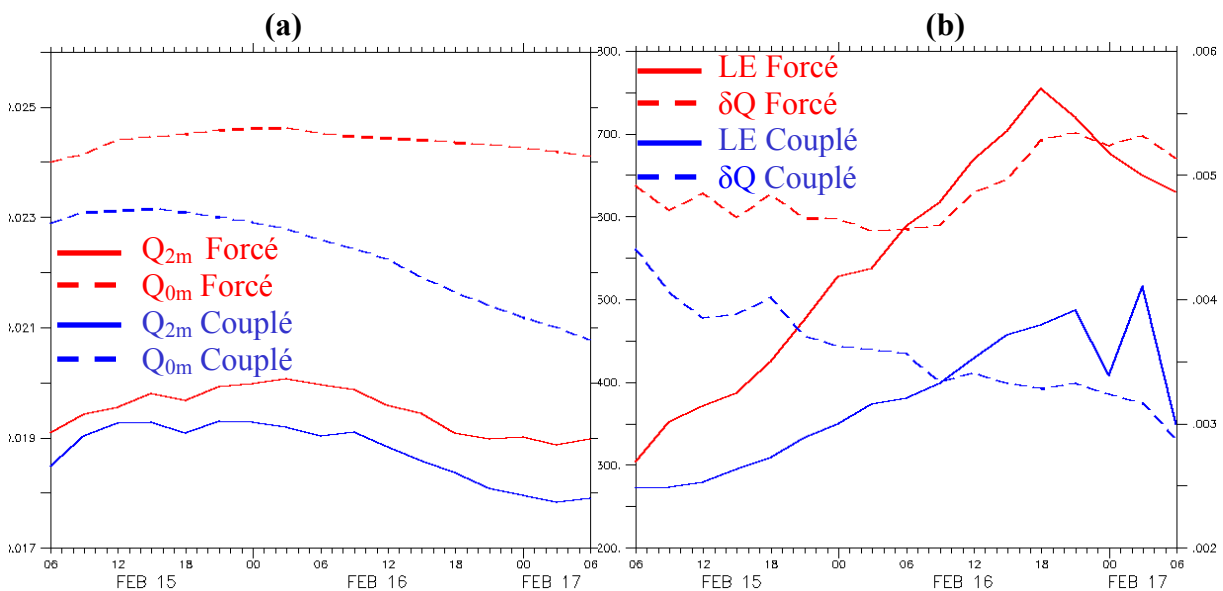
Cette deuxième période contraste fortement avec la première concernant les flux de chaleur en surface. On observe tout d'abord que, contrairement à la période 1, le flux de chaleur sensible n'est plus piloté par l'écart de température air-mer (Fig. 57b), mais par l'intensité du vent qui varie considérablement sur cette période. Dans la simulation forcée, la TSM et la  $T_{2m}$  ne varient quasiment pas au cours de cette période, restant proches de 28,5°C et de 27,3°C respectivement (Fig. 57a). Par conséquent, l'écart de température air-mer reste également relativement stable. Or sur la même période, le flux de chaleur sensible est multiplié par 3, passant de 50  $W/m^2$  à 140  $W/m^2$ . Cela signifie donc que l'évolution du flux de chaleur sensible est totalement pilotée par l'intensité du vent dans la simulation forcée.

Le comportement observé dans la simulation couplée est cependant différent. L'océan se refroidit en effet fortement et rapidement au cours de cette période avec une diminution de la TSM de 2°C directement sous le cyclone. La  $T_{2m}$  suit la même évolution que la TSM. La diminution de la TSM est en effet suffisamment importante pour provoquer une diminution de la  $T_{2m}$  de l'ordre de 1°C. A la fin de la simulation, la TSM a rattrapé la  $T_{2m}$ . Cette convergence progressive de la TSM vers la  $T_{2m}$ , engendrée par le refroidissement rapide de l'océan sous le cyclone, provoque une diminution de l'écart de température air-mer tout au long de cette période qui finit par être nul. L'augmentation du vent permet dans un premier

temps de compenser cette diminution de l'écart de température air-mer. Grâce à cela, le flux de chaleur sensible continue d'augmenter malgré la diminution de  $\delta T$  jusqu'au 16 Février 12h. Mais au-delà, l'augmentation du vent ne compense plus la diminution de  $\delta T$ , ce qui se traduit par une diminution du flux de chaleur sensible. En fin de simulation, le flux de chaleur sensible tend vers zéro malgré la présence d'un vent soutenu dans la simulation couplée, alors qu'il se maintient aux alentours de  $100 \text{ W/m}^2$  dans la simulation forcée.

Au final, le flux de chaleur sensible n'aura augmenté que de  $20 \text{ W/m}^2$  pendant l'intensification rapide d'Ivan à cause du refroidissement de la TSM, soit une augmentation de 50 %. Comparé à l'augmentation de 200 % dans la simulation forcée, le couplage avec l'océan a donc divisé par 4 le flux de chaleur sensible au cours de cette période.

### Flux de chaleur latente



**Fig. 58** Même figure que Fig. 57 pour l'humidité (kg/kg) et le flux de chaleur latente ( $\text{W/m}^2$ )

Un constat similaire peut être dressé concernant le flux de chaleur latente au cours de cette période. Dans la simulation forcée, les faibles variations de la TSM n'entraînent pas de variations significatives de l'humidité en surface qui reste quasi-constante. Il en va de même pour l'humidité à 2 m qui, malgré une légère variation au cours de cette période, n'évolue pas significativement. Par conséquent, l'écart d'humidité air-mer se maintient jusqu'au 16 Février 12h à des valeurs relativement constantes. Au-delà, l'écart d'humidité air-mer augmente légèrement à cause d'un faible assèchement de l'air à 2 m. D'après l'analyse de la situation synoptique, cet assèchement de la masse d'air en basses couches provient de l'advection d'air très sec depuis Madagascar par la circulation cyclonique. La présence de l'île contribue donc à légèrement augmenter l'écart d'humidité air-mer, et par conséquent, les flux de chaleur latente, juste avant l'atterrissage du cyclone. Une analyse détaillée révèle également que cette masse d'air sec est créée par un effet de foehn sur la branche de la circulation forcée par le relief malgache. Mais malgré cette légère contribution positive de l'augmentation de l'écart d'humidité air-mer en fin de période, les flux de chaleur latente restent principalement pilotés

par l'augmentation rapide et importante de l'intensité du vent. Cela se traduit par une augmentation quasi-linéaire du flux de chaleur latente de 150 % au cours de cette période, passant de 300 à 750 W/m<sup>2</sup>. Cette augmentation est comparable à celle du flux de chaleur sensible qui est de l'ordre de 200 % pour la simulation forcée.

Dans la simulation couplée, le refroidissement de la couche mélangée entraîne une diminution de l'humidité en surface et de l'humidité à 2 m. L'humidité en surface tend donc progressivement vers l'humidité à 2 m, ce qui se traduit par une diminution de l'écart d'humidité air-mer tout au long de cette période. Cette baisse régulière est toutefois compensée par l'augmentation de l'intensité du vent. Contrairement au flux de chaleur sensible, la diminution de l'écart d'humidité air-mer n'est pas suffisante pour contrebalancer l'augmentation du vent (car l'écart initial d'humidité air-mer est bien plus important que l'écart initial de température). On observe donc une augmentation quasi-linéaire du flux de chaleur latente au cours de cette période, passant de 270 W/m<sup>2</sup> à une valeur maximale de l'ordre de 500 W/m<sup>2</sup>. Cela représente une augmentation de 80 %, soit 2,5 fois moins par rapport à la simulation forcée.

Il est intéressant de noter que d'un point de vue relatif, une perturbation de la TSM de 5 % entraîne une perturbation de l'humidité de surface de 10 %, car l'humidité spécifique de surface, qui est toujours à saturation, dépend exponentiellement de la température de surface (Tetens 1981). Malgré cette différence, l'humidité et la température à 2 m sont affectées dans les mêmes proportions (diminution de 5 %) au cours de cette période. Ce comportement suggère par conséquent que  $Q_{2m}$  réagit deux fois moins aux perturbations de l'humidité en surface que  $T_{2m}$  aux perturbations de la TSM. L'effet du couplage avec l'océan sur le flux de chaleur latente est par conséquent atténué en comparaison au flux de chaleur sensible. Cela s'explique par une plus faible sensibilité de  $Q_{2m}$  vis à vis de la surface de l'océan comparée à  $T_{2m}$ . Cette différence de comportement est également visible si l'on compare l'augmentation au cours de cette période des flux turbulents de chaleur dans chacune des simulations (Tableau 3). Dans la simulation forcée, les flux de chaleur sensible et de chaleur latente ont augmenté respectivement de 200 % et de 150 %. Dans la simulation couplée, le flux de chaleur sensible n'a augmenté que de 50 % et le flux de chaleur latente de 80 %. On a donc un rapport de 4 entre les deux simulations pour le flux de chaleur sensible et un rapport de 2 pour le flux de chaleur latente. On peut en conclure que le flux de chaleur sensible a une sensibilité deux fois plus élevée aux variations de la TSM que le flux de chaleur latente aux variations d'humidité de la surface océanique dans l'environnement du cyclone Ivan.

### ***Flux total de chaleur***

Dans la simulation couplée (forcée), le flux de chaleur latente représente au maximum 90 % (85 %) du flux total, contre 10 % (15 %) seulement pour le flux de chaleur sensible. Le rapport du flux de chaleur sensible et du flux de chaleur latente par rapport au flux total n'est donc presque pas modifié par le couplage. On note toutefois que le flux de chaleur latente devient plus prépondérant dans la simulation couplée car il est moins affecté par le couplage que le flux de chaleur sensible. Au final, le couplage avec l'océan diminue le flux total de chaleur de 40% lors du maximum d'intensité du cyclone, avec 890 W/m<sup>2</sup> en forcé contre 550 W/m<sup>2</sup> en couplé. Sur ces 40%, un quart provient de la diminution du flux de chaleur sensible et les trois quarts restants de la diminution du flux de chaleur latente.

	Période 1		Période 2	
	H	LE	H	LE
Forcé	x 10	x 3	+ 200 %	+ 150 %
Couplé	x 7	x 3	+ 50 %	+ 80 %
Rapport F/C	1,5	1	4	2

**Tableau 3 Récapitulatif des augmentations des flux de chaleur latente LE et de chaleur sensible H pour les deux périodes dans les simulations forcées et couplées. L'écart est exprimé sous la forme d'un facteur multiplicatif pour la période 1 car les valeurs initiales sont trop proches de zéro pour être exprimées sous la forme d'un pourcentage.**

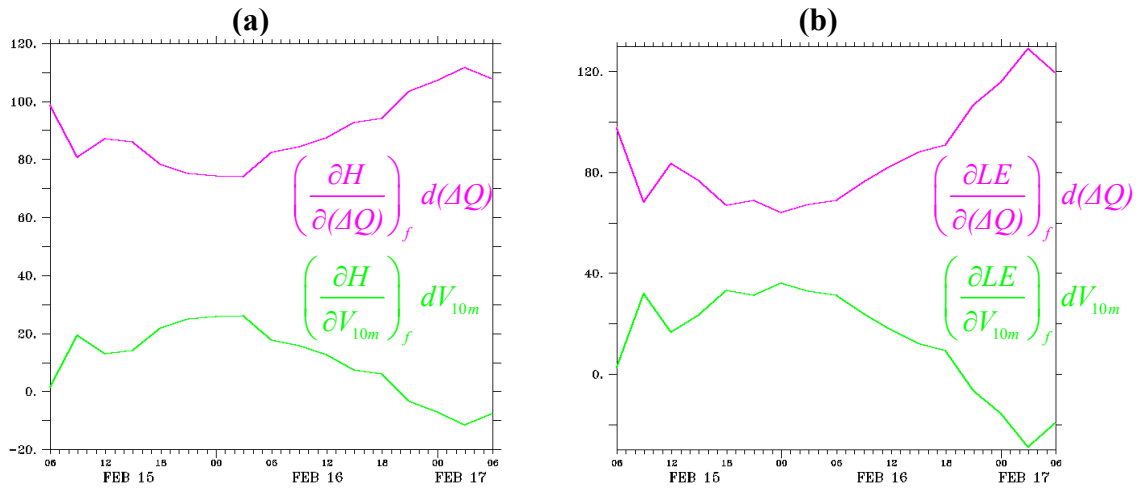
***Contributions respectives du vent et des écarts de température et d'humidité air-mer aux différences de flux de chaleur observées entre les deux simulations***

Après avoir décrit en détail les différences de comportements des flux turbulents de chaleur et des différents paramètres associés entre les deux simulations, nous cherchons ici à quantifier les causes de ces différences. Une partie de ces différences est en effet induite par les différences de vent entre les deux simulations, alors que l'autre partie est induite par les différences d'écart de température et d'humidité air-mer. Afin de retrouver ces contributions respectives, on réalise un développement limité au premier ordre autour des flux de chaleur en régime forcé afin d'exprimer la sensibilité au vent et aux paramètres thermodynamiques dans les différences de flux observées entre les simulations couplées et forcées :

$$H_c = H_f + \left( \frac{\partial H}{\partial V_{10m}} \right)_f dV_{10m} + \left( \frac{\partial H}{\partial (\Delta T)} \right)_f d(\Delta T)$$

$$LE_c = LE_f + \left( \frac{\partial LE}{\partial V_{10m}} \right)_f dV_{10m} + \left( \frac{\partial LE}{\partial (\Delta Q)} \right)_f d(\Delta Q)$$

avec  $\Delta T = T_{2m} - T_{0m}$  et  $\Delta Q = Q_{2m} - Q_{0m}$



**Fig. 59 Contribution (%) du vent et des écarts air-mer dans les différences de flux turbulent (a) de chaleur sensible et de (b) chaleur latente entre les deux simulations**

Concernant les différences de flux de chaleur sensible (Fig. 59a), la différence de vent entre les simulations couplées et forcées n'explique au maximum que 25% de la différence de flux de chaleur sensible observée. Les 75% restant proviennent des différences d'écart de températures air-mer entre les deux simulations. Ce résultat indique que le flux de chaleur sensible répond d'avantage aux changements des paramètres thermodynamiques induits par le couplage qu'au changement du vent. Cette distribution tend à se renforcer au cours de la période au fur et à mesure que la température de surface simulée dans la simulation couplée diverge de la température de surface imposée dans la simulation forcée.

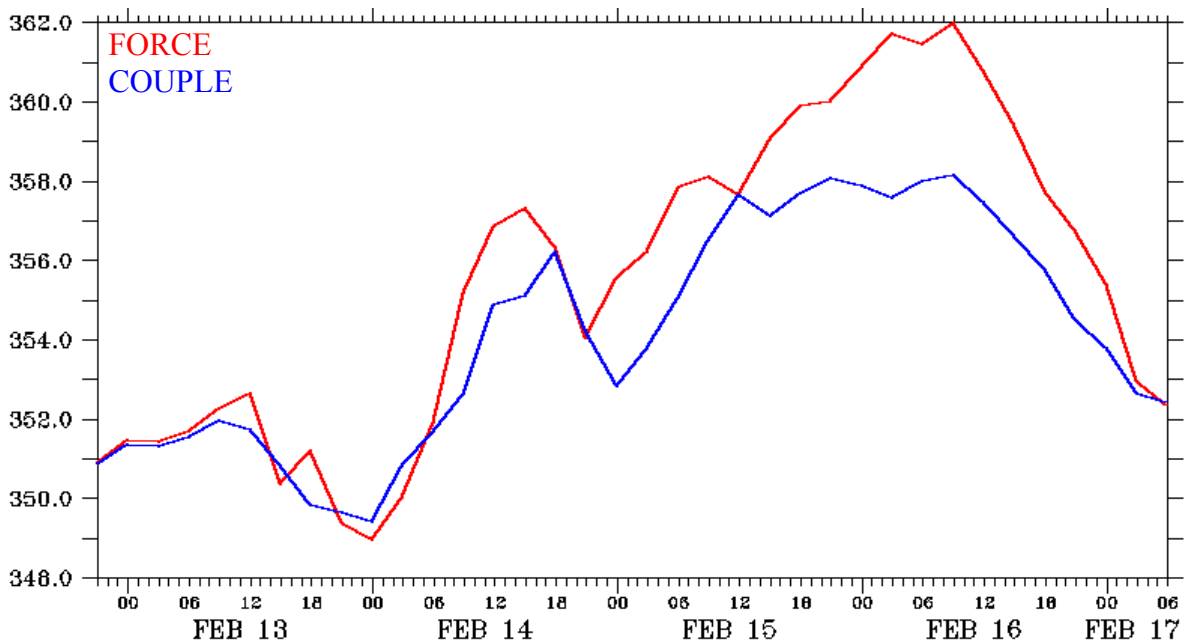
Concernant les différences de flux de chaleur latente (Fig. 59b), on retrouve globalement la même répartition que pour les différences de flux de chaleur sensible. La contribution des différences de vent est cependant un peu plus importante avec 38 % au maximum, contre 62 % pour les différences de  $\Delta Q$ . La sensibilité du flux de chaleur latente reste par conséquent pilotée par les paramètres thermodynamiques, mais est moins importante que celle du flux de chaleur sensible. On note enfin que la contribution des différences de vent diminue largement en fin de période, signifiant que les différences de flux entre les deux simulations sont en quasi-totalité induites par les différences de  $\Delta Q$ .

Le refroidissement induit par le couplage avec l'océan est par conséquent le principal acteur de la diminution des flux turbulent de chaleur en surface, et non les vents plus faibles de la simulation couplée. Le refroidissement de la surface de l'océan agit de manière prépondérante et directe sur les flux turbulent de chaleur, contrairement au vent dont les modifications sont induites de manière indirecte par les évolutions différentes des deux cyclones simulés. Enfin, on retrouve également à travers ces résultats les différences de sensibilité qui existent entre les flux de chaleur sensible et latente, à savoir que l'océan contribue à d'avantage modifier les flux de chaleur sensible que les flux de chaleur latente.

## 9.6.4. Impact global sur l'atmosphère

### *Température potentielle équivalente dans la couche limite atmosphérique*

La couche limite est la première zone affectée par les différences de flux turbulent de chaleur entre les deux simulations. Afin de quantifier cette influence, nous avons représenté l'évolution de la température potentielle équivalente  $\theta_E$  en moyenne azimutale (de  $0^\circ$  à  $360^\circ$ ), radiale (de 0 km à 200 km) et verticale (entre 0 m et 500 m, hauteur moyenne de la couche limite dans cette zone).



**Fig. 60 Evolution de la température potentielle équivalente  $\theta_E$  (°K)**

On observe que  $\theta_E$  diverge entre la simulation forcée et couplée dès le 14 Février 06h, la température augmentant plus rapidement dans la simulation forcée que couplée.  $2^\circ\text{K}$  séparent au maximum les deux simulations vers 12h. Cet écart s'estompe toute fois à partir de 18h car  $\theta_E$  diminue plus rapidement dans la simulation forcée. On observe à nouveau à partir de 21h une augmentation de  $\theta_E$  dans la simulation forcée et à partir de 00h le 15 Février dans la simulation couplée. Jusqu'à 06h le 15 Février,  $\theta_E$  suit une évolution et des amplitudes comparables dans les deux simulations, mais un déphasage de 3 à 6 heures se crée progressivement entre les deux simulations. Ce déphasage en termes de  $\theta_E$  n'entraîne pas de différences significatives d'intensité entre les deux simulations au cours de cette période comme nous l'avons observé précédemment. Mais il indique que la couche limite atmosphérique évolue plus rapidement dans la simulation forcée que couplée. Ce déphasage entre les deux simulations n'est visible en termes d'intensité qu'à partir du 15 Février 06h, début de la phase d'intensification rapide du cyclone, mais on peut le distinguer 24h plus tôt en termes de  $\theta_E$ .

Le début de la phase d'intensification rapide coïncide avec un arrêt de l'augmentation de  $\theta_E$  dans les deux simulations. Alors que les flux turbulents de chaleur continuent d'augmenter

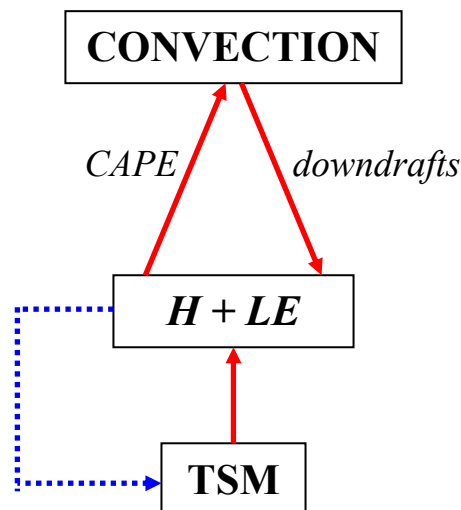


significativement au cours de cette période (Fig. 57 et Fig. 58), la stagnation de  $\theta_E$  indique qu'un autre processus vient refroidir ou assécher la couche limite. Cette observation suggère que le renforcement de la convection, des précipitations et par conséquent des downdrafts associés à l'intensification du cyclone est responsable de cet arrêt de l'augmentation de  $\theta_E$ . La réalisation d'un bilan de  $\theta_E$  dans la couche limite nous permettrait de vérifier cette hypothèse. Ainsi, on assiste à une compétition entre les flux de chaleur latente et sensible à la surface qui réchauffent et humidifient la couche limite, et les downdrafts associés à la convection qui refroidissent et assèchent la couche limite à son sommet. Ceci expliquerait la divergence de  $\theta_E$  que l'on observe entre les deux simulations à partir du 15 Février 12h.

Dans la simulation forcée, les flux de chaleur sont suffisamment élevés pour compenser et même dépasser la contribution négative des downdrafts grâce à des TSM dépassant  $29^\circ\text{C}$ , alors que dans la simulation couplée, le couplage avec l'océan entraîne une diminution des flux de chaleur en surface. Leur intensité est alors juste suffisante pour équilibrer l'effet négatif de la convection, ce qui se traduit par une stagnation aux alentours de  $358^\circ\text{K}$  de  $\theta_E$  au cours de la phase d'intensification rapide du cyclone. Dans la simulation forcée,  $\theta_E$  continue d'augmenter jusqu'à atteindre  $362^\circ\text{K}$ , permettant ainsi une intensification plus rapide et importante du cyclone par rapport à la simulation couplée.

En l'absence d'un bilan détaillé de  $\theta_E$  dans la couche limite, nous ne sommes malheureusement pas en mesure de vérifier que l'évolution de  $\theta_E$  est effectivement pilotée par les flux de chaleur en surface et la convection au sommet. Mais si cela est bien le cas, cela signifierait que l'évolution de l'intensité du cyclone peut être estimée à partir du bilan de ces deux contributions opposées. Enfin, on note qu'il faut attendre que  $\theta_E$  atteignent des valeurs comprises entre  $357^\circ\text{K}$  et  $358^\circ\text{K}$  pour que l'intensification démarre dans les deux simulations. Pour des valeurs inférieures, les cyclones simulés ne s'intensifient pas.

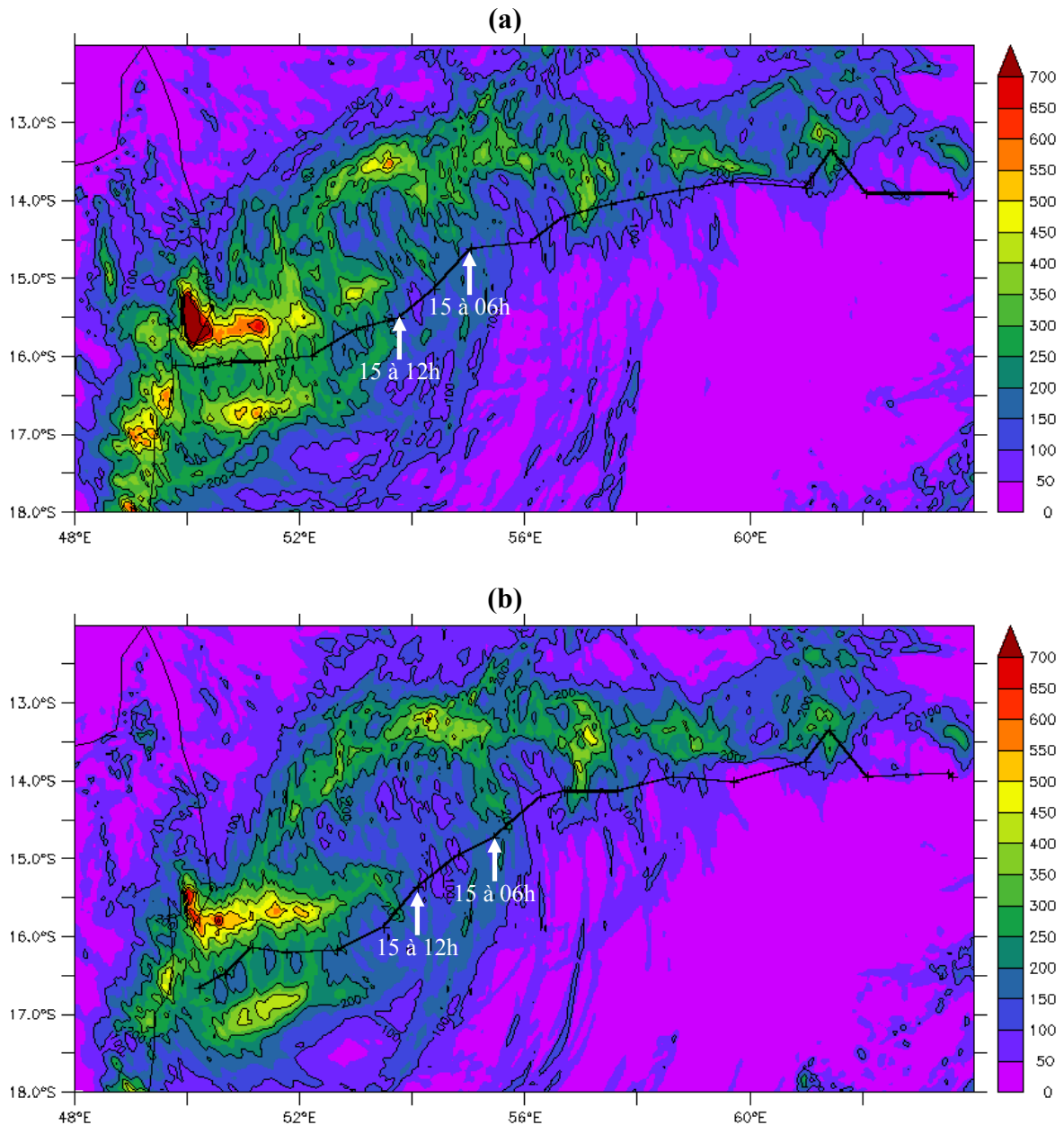
L'augmentation continue de  $\theta_E$  dans la simulation forcée peut être représentée sous la forme d'une boucle de rétroaction positive « infinie » entre la convection et les flux de chaleur en surface (Schéma 3). Dans la simulation couplée, le refroidissement de la TSM engendre une diminution du flux de chaleur en surface, ce qui aboutit à un état d'équilibre entre les flux de chaleur et la convection.



**Schéma 3 Représentation de la boucle de rétroaction positive en rouge entre la TSM, les flux de chaleur en surface et la convection. La boucle de rétroaction négative, uniquement présente dans la simulation couplée est présentée en bleu.**

### Convection et précipitations

Les précipitations cumulées au cours des deux simulations constituent un bon historique de l'intensité de l'activité convective et de son évolution au cours du temps.



**Fig. 61** Précipitations cumulées (mm) avec des iso-contours de 100 mm jusqu'au 17 Février 06h (a) dans simulation forcée et (b) dans la simulation couplée

*Les niveaux de couleur ont été volontairement limités à 700 mm afin d'observer les différences de comportement sur mer entre les deux simulations, mais des cumuls supérieurs à 1m ont été simulés sur Madagascar à cause du forçage orographique de l'île.*

La structure du champ des précipitations cumulées permet de dresser un portrait complet de l'activité convective totale. On retrouve à l'est de 56°E une structure du champ de précipitations très similaire dans les deux simulations avec des cumuls atteignant très localement plus de 400 mm au nord de la trajectoire du cyclone. La partie sud de la trajectoire du cyclone est complètement dénuée de précipitations dans les deux simulations jusqu'à 56°E. A l'ouest de 56°E, on voit apparaître des précipitations du côté sud de la trajectoire du cyclone. Cet élément indique que de la convection a commencé à se développer dans cette zone car la poche d'eau froide est désormais trop éloignée du cyclone pour exercer une influence négative sur la convection.

Les différences entre les deux simulations n'apparaissent réellement qu'à l'ouest de 56°E. On peut voir sur la Fig. 61 que cela coïncide avec le début de la phase d'intensification rapide du cyclone. Dans les deux simulations, la zone de fortes précipitations s'éloigne progressivement de la trajectoire du cyclone. On note cependant la présence d'une deuxième zone de précipitations intenses juste au nord de la trajectoire dans la simulation forcées (entre les deux flèches blanches) qui n'est pas présente dans la simulation couplée. La présence de ces précipitations près de la trajectoire correspond bien à la contraction plus précoce du rayon de vent maximum dans la simulation forcée (Fig. 42). C'est là la signature de la contraction et de la formation du mur de l'œil du cyclone qui apparaît en termes de précipitations. Dans la simulation couplée, cette bande de précipitations proche de la trajectoire n'apparaît qu'à l'ouest de 54°E, c'est-à-dire après le 15 Février 12h. Le déphasage observé en vent entre les deux simulations est donc également présent en précipitations. A l'ouest de 52°E, deux zones de précipitations intenses sont clairement visibles dans les deux simulations et symbolisent la position du mur de l'œil du cyclone. Les précipitations cumulées sont globalement 100 mm plus élevées de part et d'autre de la trajectoire dans la simulation forcée que dans la simulation couplée. L'écart d'intensité entre les deux cyclones simulés observé pour le vent et la pression est donc également très visible en termes d'activité convective et de précipitations.

A l'ouest de 50°E, le relief de Madagascar impose un forçage orographique aux précipitations cycloniques. Cela se traduit par des précipitations intenses sur le domaine côtier et relativement peu de précipitations dans les terres où l'altitude du relief augmente rapidement. Les trajectoires des cyclones simulés étant différentes, les différences de cumuls de précipitation sur les terres ne peuvent pas être directement comparées et reliées aux différences d'intensité des cyclones simulés.

## 9.7. Résumé des principaux résultats obtenus

L'étude du cyclone tropical Ivan a révélé deux phases successives dans le comportement du cyclone : une première période où l'intensité du cyclone reste quasi-stationnaire, et une seconde période où le cyclone s'intensifie très rapidement. La première période se caractérise également en termes de TSM par une large anomalie froide formée par le cyclone au cours des jours précédant la période de notre étude. La deuxième période se caractérise par des TSM très élevées.

Pour la première période associée à des TSM froides, nous montrons que :

1 - le couplage avec l'océan modifie faiblement les flux de chaleur en surface à cause des TSM initialement déjà très basses, ce qui n'est pas suffisant pour affecter l'intensité du cyclone.

2 - l'anomalie froide de TSM inhibe la convection autour du centre du cyclone et diminue fortement les flux de chaleur en surface sur une large zone.

3 - l'activité convective de la bande spiralée amplifie localement l'intensité des flux de chaleur en surface par l'action des courants subsidants (downdrafts), qui assèchent et refroidissent la couche limite atmosphérique.

Pour la période d'intensification rapide et de TSM élevées, nous montrons que :

1 - le couplage avec l'océan induit une diminution maximale des TSM de 4°C à l'arrière du cyclone, et de 2°C directement sous le cyclone lors de son maximum d'intensité.

2 - ce refroidissement engendre une forte diminution (- 40%) du flux turbulent total de chaleur en surface par rapport à la simulation forcée : le flux de chaleur sensible maximum est divisé par 4, le flux de chaleur latente est divisé par 2.

3 - cette diminution des flux de chaleur en surface a des répercussions importantes sur l'activité convective (- 25% de précipitations cumulées sur la période par rapport à la simulation forcée), ainsi que sur l'intensité du cyclone, dont l'évolution est mieux reproduite par la simulation couplée (+ 20% pour la pression centrale et - 35% pour les vents maximums).



## 10. Conclusion

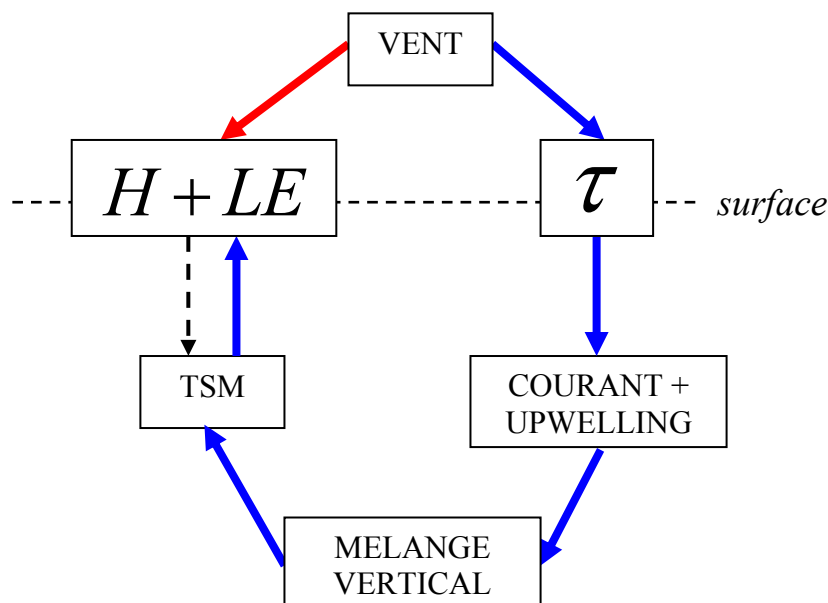
Le travail accompli au cours de cette thèse a permis d'aborder de manière intégrée les trois composantes intervenant dans le cadre des interactions océan-cyclone, à savoir la couche mélangée océanique, les flux turbulents en surface et l'atmosphère.

Du point de vue océanique, nous avons fait le choix d'utiliser une approche simplifiée et originale pour aborder le thème de la réponse de l'océan à un forçage cyclonique. Nous avons en particulier utilisé deux types de modèles océaniques et de représentations du mélange turbulent vertical. Dans un premier temps, nous avons mis au point un modèle de couche mélangée tridimensionnel intégré sur la verticale et muni d'une paramétrisation du mélange turbulent performante. Les développements apportés à la paramétrisation originale de Gaspar (1988) concernant l'effet du cisaillement vertical du courant sur la vitesse d'entraînement à la base de la couche mélangée ont en effet amélioré sensiblement les performances de cette paramétrisation en conditions cycloniques. Dans un second temps, nous avons utilisé un modèle unidimensionnel discrétisé sur la verticale dans lequel le mélange turbulent vertical est paramétré en fonction de l'énergie cinétique turbulente (Gaspar et al. 1990). Ces deux modèles ont été validés à l'aide des données collectées lors de la campagne CBLAST et du cyclone Frances en 2004. Les deux modèles, bien que simplifiés, ont montré leur capacité à reproduire avec précision et réalisme l'évolution des différentes caractéristiques de la couche mélangée, en particulier son approfondissement et son refroidissement, pendant le passage d'un cyclone. Les limitations inhérentes aux deux approches proposées, à savoir la résolution verticale inexistante pour le modèle intégral et l'absence d'advection pour le modèle unidimensionnel, ne constituent donc pas un véritable point faible à leur utilisation. En veillant à les utiliser dans des conditions adaptées (durant la période où la réponse océanique n'affecte que la couche mélangée pour le modèle intégral et avec des cyclones se déplaçant à plus de 5 m/s pour le modèle unidimensionnel), ces deux modèles montrent un rapport « performance et simplicité / coût numérique » très intéressant. Le modèle unidimensionnel dispose d'une résolution verticale importante et peut être facilement couplé à un modèle atmosphérique, ce qui n'est pas le cas avec un modèle océanique tridimensionnel. Le modèle intégral présente l'avantage de faciliter la réalisation de bilans complets dans la couche mélangée et de représenter clairement les différents processus océaniques. L'étude idéalisée menée à l'aide du modèle tridimensionnel intégral en est une application directe.

Ce travail a permis de quantifier précisément la contribution des différents processus océaniques responsables de l'évolution de la couche mélangée sous l'action d'un cyclone, mais également de caractériser leur sensibilité à sa vitesse de déplacement. Nous montrons que la réponse océanique est une fonction fortement non-linéaire de la vitesse de déplacement du cyclone, avec des comportements différents en termes d'énergie cinétique et d'énergie thermique. L'intensité et la structure des courants quasi-inertiels créés par le cyclone dépendent principalement du mécanisme de couplage entre les vents du cyclone et les courants de la couche mélangée. La structure spatiale et le degré de ce couplage dépendent très fortement de la vitesse de déplacement du cyclone. On peut par conséquent aboutir à un phénomène de résonance entre le cyclone et l'océan si le cyclone se déplace à une vitesse particulière. Ce comportement unique crée des courants d'une intensité exceptionnelle dont la structure verticale est très cisailée. C'est ce cisaillement qui est principalement responsable du mélange turbulent produit à la base de la couche mélangée. Cet aspect illustre la nécessité de représenter correctement la contribution du cisaillement vertical du courant au mélange turbulent. Pour les cyclones lents ( $< 5$  m/s), l'upwelling central, qui est une conséquence de la

rotation cyclonique du vent, interagit avec le mélange vertical et modifie la réponse océanique. La réponse océanique est alors pilotée par le déphasage de l'upwelling central et de l'entraînement turbulent à l'arrière de cyclone. Concernant le comportement thermique de la couche mélangée, nous avons montré que la période pendant laquelle la couche mélangée s'approfondit et se refroidit à l'avant du cyclone joue un rôle très important. Ce préconditionnement de la couche mélangée à l'avant du cyclone est d'autant plus fort que le cyclone se déplace lentement. Lorsque l'upwelling central se déclenche, le gradient de température qui s'est formé à la base de la couche mélangée pendant la phase de préconditionnement se retrouve près de la surface. Combiné au mécanisme de déphasage de l'upwelling central et de l'entraînement, il provoque par conséquent une diminution très forte de la température de la couche mélangée. C'est donc la combinaison complexe de ces deux mécanismes qui est responsable des refroidissements intenses observés lors du passage des cyclones lents. Finalement, la vitesse de déplacement du cyclone apparaît comme un paramètre essentiel pour représenter correctement la réponse océanique en raison du comportement non-linéaire des différents processus qui la constituent.

Cette étude a également permis d'observer que les flux turbulents de chaleur en surface évoluent à la fois de manière directe et indirecte sous l'action du vent (Schéma 4). L'effet indirect est le refroidissement de la température de la couche mélangée provoqué par l'upwelling et le mélange turbulent créés par le courant, lui-même généré par les vents du cyclone. La couche mélangée se comporte donc comme une zone tampon qui transforme le flux turbulent de quantité de mouvement en surface en un flux turbulent de chaleur à la base de la couche mélangée. Celui-ci est modulé par la profondeur initiale de la couche mélangée, la stratification de la thermocline, le contenu thermique, ... Le point important est donc que la température de la couche mélangée n'évolue pas sous l'action directe des flux turbulents de chaleur en surface (pourtant de l'ordre de  $1000 \text{ W/m}^2$ ), mais sous l'action du flux turbulent de chaleur à la base de la couche mélangée, un ordre de grandeur plus grand que les flux de chaleur en surface. Le flux turbulent de chaleur en surface est donc piloté par le flux turbulent de chaleur à la base de la couche mélangée. Cette boucle de rétroaction peut être représentée par le schéma suivant :



**Schéma 4 Action directe (en rouge) et indirecte (en bleu) du vent sur les flux turbulents de chaleur en surface**

On comprend dès lors le rôle crucial que jouent les schémas de turbulence océanique dans l'évolution de la couche mélangée et des flux turbulents de chaleur en surface. L'étude des interactions entre l'océan, les flux turbulents en surface et le cyclone a fait l'objet de la deuxième partie de cette thèse. Ce travail s'est déroulé en réalisant deux simulations atmosphériques du cyclone tropical Ivan (2008) dans l'océan Indien sud-ouest à l'aide du modèle atmosphérique Mésos-NH, l'une forcée par des TSM constantes et l'autre couplée au modèle unidimensionnel océanique. Concernant la validation des simulations, le cyclone simulé présente une structure dynamique (en termes de vent à 10 m et de pression en surface) et une structure thermodynamique (en termes de précipitations) très réalistes en comparaison des données Best-Track et satellites disponibles. La réponse océanique simulée est également bien reproduite si l'on compare le refroidissement simulé à celui observé par satellite. Le modèle en mode couplé est donc techniquement robuste et présente de bonnes performances.

La comparaison des deux simulations permet d'estimer comment le refroidissement de la TSM influence les flux turbulents de chaleur en surface, et dans quelles proportions ces changements de flux de chaleur modifient l'intensité et la structure du cyclone. De plus, la présence d'importantes hétérogénéités de TSM et de contenu thermique dans l'état initial océanique permet d'étudier comment ces anomalies modifient localement les flux turbulents de chaleur en surface, et par conséquent l'intensité du cyclone. On observe en effet sur la partie orientale du domaine d'étude une poche d'eau froide dont la TSM est inférieure à 23°C. Cette structure a été créée par le cyclone lui-même au cours des cinq jours précédant la période d'étude à cause de son déplacement très lent. Une poche d'eau chaude dont la TSM dépasse 29°C est présente sur la partie occidentale du domaine. Un important gradient zonal de température est donc présent dès l'instant initial de notre étude. Le cyclone se déplaçant globalement d'Est en Ouest, il suit cette augmentation zonale de TSM. Mais l'évolution de l'intensité du cyclone au cours de cette période ne correspond pas à celle de la TSM. On observe en effet que la TSM augmente fortement durant les 42 premières heures de la période d'étude, alors que le cyclone ne commence à s'intensifier qu'à partir de 60 heures. Afin de mieux comprendre les liens entre la TSM, les flux turbulents de chaleur en surface et l'intensité d'Ivan, nous divisons notre étude en deux périodes, la première correspondant à la phase de stationnarité de l'intensité du cyclone et la deuxième à la phase d'intensification rapide du cyclone.

Au cours de la première période, le couplage de l'océan avec le cyclone est très faible. Il influence faiblement la TSM, les flux turbulents de chaleur et la température potentielle équivalente de la couche limite atmosphérique et il n'a aucun impact sur l'intensité du cyclone. Ce faible degré de rétroaction est lié à deux facteurs. Premièrement, la perturbation de la TSM déjà présente dans l'état initial est beaucoup plus importante que la perturbation de la TSM engendrée par le couplage. Deuxièmement, l'intensité maximale des vents du cyclone est relativement faible au cours de cette période (20 à 25 m/s), ce qui a pour effet de ne pas modifier significativement les propriétés de la couche mélangée. Cela limite par conséquent le degré de rétroaction entre l'océan et le cyclone. On note cependant que même si les intensités observées dans les deux simulations sont très proches, un décalage temporel visible en termes de température potentielle équivalente dans la couche limite se forme progressivement entre les simulations forcées et couplées. Ce déphasage indique que le couplage avec l'océan induit un temps de réponse plus important de la couche limite atmosphérique au forçage océanique.

L'anomalie froide initiale de TSM inhibe complètement les flux turbulents de chaleur sur une large zone couvrant le quadrant sud-est du cyclone. En l'absence de ces flux, l'atmosphère se stabilise, ce qui empêche le développement de la convection sur toute la moitié sud du cyclone. Une bande convective formée par une convergence de la circulation en basses couches créée par le déplacement du cyclone est présente dans le quadrant nord-est du



cyclone. La convection dans cette zone est entretenue par de l'instabilité atmosphérique créée hors de la poche d'eau froide. Cette bande convective est associée à d'importants downdrafts en basses couches qui assèchent et refroidissent la couche limite. Cela a pour effet d'augmenter localement les flux turbulents de chaleur, qui participent ainsi à entretenir l'instabilité convective dans la bande spiralée. On observe également un fort couplage entre l'activité convective et les flux turbulents de chaleur créés dans cette même zone. Le renforcement de cette activité pendant la nuit, causé par le rayonnement radiatif au sommet des nuages, entraîne un renforcement des flux turbulents de chaleur en surface. La diminution de l'activité convective pendant la journée entraîne une diminution des flux turbulents de chaleur en surface. L'influence négative de la poche d'eau froide s'estompe au fur et à mesure que le cyclone s'éloigne de cette zone. Cela permet aux flux turbulents de chaleur en surface d'augmenter progressivement et de devenir plus uniformes autour du centre du cyclone. Cela entraîne un développement et un renforcement de la convection tout autour du centre. Cette axi-symétrisation du cyclone s'accompagne d'une contraction de la circulation cyclonique et marque le début de la phase d'intensification rapide du cyclone.

Au cours de cette phase, la rétroaction de l'océan sur le cyclone devient plus importante au fur et à mesure que l'intensité du cyclone augmente, comme en atteste les différences de flux turbulents de chaleur observées entre les deux simulations. Au maximum d'intensité d'Ivan, le refroidissement simulé de l'océan, de l'ordre de 2°C directement sous le cyclone, diminue de 35 % l'intensité maximale des vents en surface et augmente de 20 % la pression centrale du cyclone par rapport à la simulation forcée. Le refroidissement de l'océan ralentit également l'intensification du cyclone, ce qui lui permet d'avoir un taux d'intensification plus réaliste. Le déphasage entre la simulation couplée et forcée est de six heures. Contrairement à la période précédente où les flux turbulents de chaleur étaient entièrement pilotés par l'écart de température et d'humidité air-mer, l'évolution des flux est ici soumise à l'évolution conjointe de l'intensité du vent et de la température de la surface océanique. Pendant la phase d'intensification rapide, le flux de chaleur sensible augmente de 200 % dans la simulation forcée, contre 50 % dans la simulation couplée. Le refroidissement de l'océan engendré par le cyclone a donc divisé par un facteur 4 le flux de chaleur sensible. Le flux de chaleur latente augmente de 150 % dans la simulation forcée, contre 80 % dans la simulation couplée. Le couplage avec l'océan a réduit par conséquent d'un facteur 2 le flux de chaleur latente. On observe également que le flux de chaleur latente est deux fois moins sensible au couplage avec l'océan que le flux de chaleur sensible. Le flux total de chaleur diminue de 40 % dans la simulation couplée par rapport à la simulation forcée, ce qui suggère que la relation qui relie les flux turbulents de chaleur en surface à l'intensité du cyclone n'est pas linéaire. Nous montrons également que les différences de flux de chaleur observées entre les deux simulations proviennent avant tout des différences de température de la surface, et non des différences d'intensité du vent. Enfin, on observe des comportements différents en termes de température potentielle équivalente dans la couche limite entre les deux simulations au cours de cette phase d'intensification rapide. Dans la simulation forcée,  $\theta_E$  ne cesse d'augmenter alors qu'elle se maintient à un niveau constant dans la simulation couplée. Ce comportement suggère qu'un état d'équilibre entre les flux turbulents de chaleur en surface et le flux d'entraînement froid et sec au sommet de la couche limite créé par les downdrafts est atteint dans la simulation couplée, mais pas dans la simulation forcée.

En résumé, la représentation de la poche froide dans l'état initial du modèle est très importante au cours de la première période pour freiner l'intensification du cyclone, alors que le couplage avec l'océan permet de diminuer significativement l'intensité et le taux d'intensification du cyclone simulé au cours de la seconde période. Il reste cependant difficile de quantifier précisément le rôle des flux turbulents de chaleur sur les propriétés dynamiques et thermodynamiques de la couche limite, sur la stabilité atmosphérique, sur la convection et

finalement sur l'intensité du cyclone. Des bilans dans la couche limite, dans la troposphère libre, dans les zones de convection profonde et enfin dans l'œil du cyclone pourraient permettre d'accéder aux échanges d'énergies qui ont lieu entre ces différents milieux, et par conséquent de mieux quantifier l'impact des flux turbulents de surface sur ces différents composants du cyclone. La complexité de ces bilans et leur mise en place nécessitent toutefois des développements importants qu'il faudrait mener si l'on souhaite affiner notre degré d'analyse et de compréhension de l'influence de la surface océanique sur la structure et l'intensité des cyclones tropicaux. Les résultats originaux présentés dans cette étude pourront ainsi être d'avantage exploités.

D'un point de vue technique, nous avons pu observer que le modèle atmosphérique Mésos-NH forcé par le modèle Aladin-Réunion montre de grandes qualités dans le cadre de la prévision des cyclones tropicaux. Ce bon comportement encourage à poursuivre l'utilisation et le développement du modèle Mésos-NH dans le cadre des études portant sur les cyclones tropicaux. De plus, son principal point faible, à savoir son coût numérique important par rapport aux autres modèles de la même catégorie, est en phase d'être levé grâce au travail engagé concernant les schémas d'advection et d'avance temporelle du modèle.

Concernant le modèle océanique couplé au modèle Mésos-NH, le constat n'est pas le même. La paramétrisation du mélange turbulent de Gaspar et al. (1990) présente des performances et des qualités très prometteuses en matière de forçage cyclonique. Les analyses de modèle Mercator sont également très réalistes et permettent de bien représenter l'état initial océanique. Toutefois, l'implantation du modèle unidimensionnel dans Surfex est très récente et la version du modèle utilisée dans cette configuration souffre encore des nombreux problèmes de jeunesse. Nous avons tout d'abord observé que le modèle n'est pas capable à l'heure actuelle de représenter correctement la phase de restratification de la couche mélangée après le passage du cyclone. Il faut également noter que le modèle a été configuré à l'origine spécifiquement pour les régions méditerranéennes, ce qui a entraîné un travail important pour pouvoir l'utiliser dans d'autres régions du globe. Enfin, son caractère unidimensionnel a grandement facilité son couplage avec le modèle Mésos-NH, mais il présente en contre partie des limitations. Cela se traduit pratiquement par l'impossibilité d'étudier correctement les cyclones se déplaçant à moins de 5 m/s, soit plus d'un cyclone sur deux, en raison des effets advectifs forts dans ces cas. L'utilisation du modèle unidimensionnel constitue donc une première étape indispensable pour l'étude de l'interaction des cyclones tropicaux avec l'océan. Elle permet d'obtenir des résultats novateurs tout en s'affranchissant de la lourdeur d'un modèle océanique complet. Mais face aux restrictions associées à la simplicité du modèle, il serait très utile d'engager le développement du couplage entre le modèle Mésos-NH et un modèle océanique complet, régional et transportable. Une version régionalisée du modèle NEMO serait un excellent candidat. Il est également important, voire nécessaire, de disposer d'une hiérarchie de modèles de complexité croissante afin de progresser dans la compréhension des mécanismes et des processus physiques intervenant des systèmes aussi complexes que les cyclones tropicaux. D'un point de vue opérationnel, le modèle océanique unidimensionnel constitue un outil très intéressant car il est léger, efficace et facile à mettre en œuvre, contrairement à un modèle océanique complet. Sa mise en œuvre opérationnelle permettrait en particulier de combler le manque de résolution temporelle et spatiale des analyses quotidiennes de TSM utilisées pour forcer les modèles opérationnels de prévision numérique du temps. Dans le cas des cyclones tropicaux par exemple, un refroidissement de plusieurs degrés peut avoir lieu en seulement quelques heures, modifiant fortement les flux de chaleur sur la zone concernée. L'utilisation du modèle unidimensionnel permettrait dans ces cas de combler en grande partie l'écart entre l'analyse de TSM utilisée et la TSM réellement observée. Cela permettrait également de disposer d'une ébauche plus réaliste de la TSM dans le cadre de l'assimilation de donnée effectuée pour produire les analyses de TSM.

La paramétrisation ECUME a permis d'estimer de manière satisfaisante les flux turbulents à l'interface air-mer, comme en atteste l'ensemble de ce travail. La précision des coefficients d'échange par vent fort pourrait cependant être encore améliorée en intégrant par exemple les estimations des coefficients faites lors de la campagne CBLAST. Il serait également intéressant de quantifier comment les incertitudes associées aux coefficients d'échange par vent fort se répercutent en termes de flux turbulent dans un cyclone. Vu la sensibilité de l'intensité des cyclones aux flux turbulents de chaleur en surface, cela permettrait en particulier d'estimer quelle part de l'erreur faite dans la prévision de l'intensité d'un cyclone provient de l'erreur faite dans l'estimation des flux de surface. Un travail similaire devrait également être mené avec les erreurs associées aux analyses de TSM du modèle Mercator, afin de toujours mieux quantifier la gamme d'incertitudes associée à la surface océanique. Ces travaux représentent des étapes essentielles si l'on souhaite un jour utiliser de manière opérationnelle un modèle atmosphérique couplé à un modèle océanique pour la prévision des cyclones tropicaux dans le BISO. Il faut également commencer à réfléchir dès aujourd'hui à l'implémentation de modèles de vagues tel que WAM ou WW3 à l'intérieur des modèles couplés océan-atmosphère afin d'améliorer les estimations du flux turbulent de quantité de mouvement à la surface. On sait en effet aujourd'hui que la grande hétérogénéité spatiale du champ de vagues observé dans les cyclones module fortement le flux turbulent de quantité de mouvement à la surface. On peut également évoquer le rôle des embruns dans l'estimation des flux turbulents de chaleur sensible et de chaleur latente. Leur étude dans les cyclones n'en est qu'à son commencement, mais les recherches entreprises jusqu'à présent révèlent d'ores et déjà que les embruns peuvent influencer de manière significative les flux turbulents de chaleur, et par conséquent l'intensité des cyclones tropicaux.

Cependant, ces axes de recherche prometteurs ne pourront être suivis en l'absence de mesures in-situ pour valider et guider les développements effectués en modélisation. Les données de la campagne CBLAST, largement utilisées dans l'ensemble de cette thèse, démontrent clairement l'intérêt de disposer de mesures de surface et de subsurface à l'intérieur des cyclones. Ces mesures restent cependant à l'heure actuelle encore trop rares et irrégulières pour permettre de véritables avancées dans le domaine des interactions océan-cyclone. Les satellites permettent en partie de palier à ce manque d'observations, mais leur précision se dégrade fortement à l'intérieur des cyclones, ce qui limite leur intérêt dans ce domaine. Un autre point important est l'absence totale de campagnes de mesures dédiées aux cyclones dans le bassin Indien sud-ouest, qui est pourtant le troisième bassin le plus actif au monde et qui dispose de caractéristiques océaniques et atmosphériques uniques comparées aux autres bassins. L'ensemble des autres bassins fait régulièrement l'objet de campagnes de mesures dédiées. Si l'on souhaite améliorer notre compréhension, ainsi que la prévision du phénomène cyclonique dans le BISO, son observation constitue une étape indispensable. La future campagne SWICE devrait permettre de documenter pour la première fois ces cyclones à l'aide de différents moyens d'observations (radio-sondages, dropsondes, avion, satellite). La mise en place progressive du réseau de bouées ancrées RAMA devrait également permettre de disposer dans un proche avenir des données météo-océaniques pérennes dans le BISO. Si l'ensemble de ces projets de campagnes et d'instrumentation se concrétise, nous pourrons enfin explorer et documenter ce bassin qui demeure encore aujourd'hui une « mare incognita » du point de vue de l'océan et des cyclones tropicaux. La recherche sur les cyclones tropicaux du bassin Indien Sud-Ouest s'annonce par conséquent très prometteuse et riche en découvertes pour les années à venir.





# Bibliographie

Andreas, E. (2004), 'Spray Stress Revisited', *Journal of Physical Oceanography* **34**(6), 1429-1440.

Andreas, E. & Decosmo, J. (2002), 'The signature of sea spray in the HEXOS turbulent heat flux data', *Boundary-Layer Meteorology* **103**(2), 303-333.

Andreas, E. & DeCosmo, J. (1999), 'Sea spray production and influence on air-sea heat and moisture fluxes over the open ocean', *Air-sea exchange: physics, chemistry and dynamics*, 327-362.

Andreas, E. & Emanuel, K. (2001), 'Effects of sea spray on tropical cyclone intensity', *Journal of the Atmospheric Sciences* **58**(24), 3741-3751.

Baharel, P. (2004), 'MERCATOR OCEAN global to regional ocean monitoring and forecasting', *Ocean Weather Forecasting*, 381-395.

Bao, J.; Wilczak, J.; Choi, J. & Kantha, L. (2000), 'Numerical Simulations of Air-Sea Interaction under High Wind Conditions Using a Coupled Model: A Study of Hurricane Development', *Monthly Weather Review* **128**(7), 2190-2210.

Bechtold, P.; Bazile, E.; Guichard, F.; Mascart, P. & Richard, E. (2001), 'A mass-flux convection scheme for regional and global models', *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **127**(573), 869-886.

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

Bender, M. & Ginis, I. (2000), 'Real-Case Simulations of Hurricane-Ocean Interaction Using A High-Resolution Coupled Model: Effects on Hurricane Intensity', *Monthly Weather Review* **128**(4), 917-946.

Bender, M.; Ginis, I. & Kurihara, Y. (1993), 'Numerical simulations of tropical cyclone-ocean interaction with a high-resolution coupled model', *Journal of Geophysical Research* **98**(D12), 23245-23263.

Bessafi, M. & Wheeler, M. (2006), 'Modulation of South Indian Ocean tropical cyclones by the Madden-Julian oscillation and convectively coupled equatorial waves', *Monthly Weather Review* **134**(2), 638-656.

Black, P. (1972), 'Some observations from hurricane reconnaissance aircraft of sea-surface cooling produced by Hurricane Ginger (1971)', *Mar. Wea. Log* **16**, 288-293.

Black, P.; D'Asaro, E.; Drennan, W.; French, J.; Niiler, P.; Sanford, T.; Terrill, E.; Walsh, E. & Zhang, J. (2006), 'Air-Sea Exchange in Hurricanes: Synthesis of Observations from the Coupled Boundary Layer Air-Sea Transfer Experiment', *Bulletin of the American Meteorological Society* **88**(3), 357-374.

Black, P.; Elsberry, R.; Shay, L.; Partridge, R. & Hawkins, J. (1988), 'Hurricane Josephine surface winds and ocean response determined from air-deployed drifting buoys and concurrent research aircraft data', *Journal of Oceanic and Atmospheric Technologies* **5**, 683-698.

Bougeault, P. & Lacarrere, P. (1989), 'Parameterization of Orography-Induced Turbulence in a Mesobeta-Scale Model', *Monthly Weather Review* **117**(8), 1872-1890.

Chan, J.; Duan, Y. & Shay, L. (2001), 'Tropical Cyclone Intensity Change from a Simple Ocean-Atmosphere Coupled Model', *Journal of the Atmospheric Sciences* **58**(2), 154-172.

Chang, S. & Anthes, R. (1978), 'Numerical Simulations of the Ocean's Nonlinear, Baroclinic Response to Translating hurricanes', *Journal of Physical Oceanography* **8**(3), 468-480.

Chen, S.; Price, J.; Zhao, W.; Donelan, M. & Walsh, E. (2007), 'The CBLAST-Hurricane Program and the Next-Generation Fully Coupled Atmosphere-Wave-Ocean Models for Hurricane Research and Prediction', *Bulletin of the American Meteorological Society* **88**(3), 311-317.

Chen, Y. & Yau, M. (2001), 'Spiral bands in a simulated hurricane. Part I: Vortex Rossby wave verification', *Journal of the Atmospheric Sciences* **58**(15), 2128-2145.

Cooper, C. & Thompson, J. (1989), 'Hurricane-generated currents on the outer continental shelf. 2. Model sensitivity studies', *Journal of Geophysical Research* **94**(12), 540-12.

Cuxart, J.; Bougeault, P. & Redelsperger, J. (2000), 'A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations', *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **126**(562), 1-30.

D'Asaro, E.; Sanford, T.; Niiler, P. & Terrill, E. (2007), 'Cold wake of Hurricane Frances', *Geophysical Research Letters* **34**(15), L15609.

Deardorff, J. (1983), 'A multi-limit mixed-layer entrainment formulation', *Journal of Physical Oceanography* **13**(6), 988-1002.

DeCosmo, J.; Katsaros, K.; Smith, S.; Anderson, R.; Oost, W.; Bumke, K. & 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).

Demaria, M. & Kaplan, J. (1994), 'Sea surface temperature and the maximum intensity of Atlantic tropical cyclones', *Journal of climate* **7**(9), 1324-1334.

Donelan, M. (1999), 'Wind-induced growth and attenuation of laboratory waves' Wind-over-wave couplings: perspectives and prospects: based on the proceedings of a conference organized by the

Institute of Mathematics and its Applications on Wind-Over-Wave Couplings, and held at the University of Salford in April 1997', Oxford University Press, USA, 183.

Donelan, M.; Haus, B.; Reul, N.; Plant, W.; Stiassnie, M.; Graber, H.; Brown, O. & Saltzman, E. (2004), 'On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds', *Geophysical Research Letters* **31**, 18.

Donlon, C.; Minnett, P.; Gentemann, C.; Nightingale, T.; Barton, I.; Ward, B. & Murray, M. (2002), 'Toward improved validation of satellite sea surface skin temperature measurements for climate research', *Journal of Climate* **15**(4), 353-369.

Drennan, W.; Zhang, J.; French, J.; McCormick, C. & Black, P. (2007), 'Turbulent Fluxes in the Hurricane Boundary Layer. Part II: Latent Heat Flux', *Journal of Atmospheric Sciences* **64**(4), 1103-1115.

Ducrocq, V.; Ricard, D.; Lafore, J. & Orain, F. (2002), 'Storm-scale numerical rainfall prediction for five precipitating events over France: On the importance of the initial humidity field', *Weather and Forecasting* **17**(6), 1236-1256.

Duvel, J.; Basdevant, C.; Bellenger, H.; Reverdin, G.; Vargas, A. & Vialard, J. (2008), 'The Aeroclipper', *Bulletin of the American Meteorological Society*.

Dvorak, V. (1975), 'Tropical cyclone intensity analysis and forecasting from satellite imagery', *Monthly Weather Review* **103**(5), 420-430.

Eliassen, A. (1951), 'Slow thermally or frictionally controlled meridional circulation in a circular vortex', *Astrophisica Norvegica* **5**.

Elsberry, R.; Fraim, T. & Trapnell Jr, R. (1976), 'A mixed layer model of the oceanic thermal response to hurricanes', *Journal of Geophysical Research-Oceans* **81**(6).

Emanuel, K. (2003), 'A Similarity Hypothesis for Air-Sea Exchange at Extreme Wind Speeds.', *Journal of Atmospheric Sciences* **60**(11), 1420-1428.

Emanuel, K. (1995), 'Sensitivity of tropical cyclones to surface exchange coefficients and a revised steady-state model incorporating eye dynamics', *Journal of the Atmospheric Sciences* **52**(22), 3969-3976.

Emanuel, K. (1991), 'The theory of hurricanes', *Annual Review of Fluid Mechanics* **23**(1), 179-196.

Emanuel, K. (1988), 'The maximum intensity of hurricanes', *Journal of the Atmospheric Sciences* **45**(7), 1143-1155.

Emanuel, K. (1986), 'An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I: Steady-state maintenance', *Journal of the Atmospheric Sciences* **43**(6), 585-605.



Evans, J. (1993), 'Sensitivity of tropical cyclone intensity to sea surface temperature', *Journal of Climate* **6**(6), 1133-1140.

Fairall, C.; Bradley, E.; Hare, J.; Grachev, A. & Edson, J. (2003), 'Bulk parameterization of air-sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm', *Journal of Climate* **16**(4), 571-591.

Fairall, C.; Bradley, E.; Rogers, D.; Edson, J.; Young, G. & others (1996), 'Bulk parameterization of air-sea fluxes for tropical ocean-global atmosphere coupled-ocean atmosphere response experiment', *Journal of Geophysical Research* **101**(C2), 3747-3764.

Falkovich, A.; Khain, A. & Ginis, I. (1995), 'The influence of air-sea interaction on the development and motion of a tropical cyclone: Numerical experiments with a triply nested model', *Meteorology and Atmospheric Physics* **55**(3), 167-184.

Fan, Y.; Ginis, I. & Hara, T. (2009), 'The Effect of Wind-Wave-Current Interaction on Air-Sea Momentum Fluxes and Ocean Response in Tropical Cyclones', *Journal of Physical Oceanography* **39**(4), 1019-1034.

Fiorino, M. & Elsberry, R. (1989), 'Some aspects of vortex structure related to tropical cyclone motion', *Journal of the Atmospheric Sciences* **46**(7), 975-990.

Fisher, E. (1958), 'Hurricanes and the sea-surface temperature field', *Journal of the Atmospheric Sciences* **15**(3), 328-333.

Florens, E. (2006), 'Validation et impact des flux océan-atmosphère dans le cas de simulations non-hydrostatiques à méso-échelle du cyclone ISABEL, 2003', Stage de Master 2 Recherche Dynamique des Fluides, Energétique et Transferts, Université Paul Sabatier Toulouse III.

Frank, W. (1984), 'A composite analysis of the core of a mature hurricane', *Monthly Weather Review* **112**(12), 2401-2420.

French, J.; Drennan, W.; Zhang, J. & Black, P. (2007), 'Turbulent Fluxes in the Hurricane Boundary Layer. Part I: Momentum Flux', *Journal of Atmospheric Sciences* **64**(4), 1089-1102.

Gaspar, P. (1988), 'Modeling the Seasonal Cycle of the Upper Ocean', *Journal of Physical Oceanography* **18**(2), 161-180.

Gaspar, P.; Grégoris, Y. & Lefevre, J. (1990), 'A simple eddy kinetic energy model for simulations of the oceanic vertical mixing: tests at station Papa and long-term upper ocean study site', *Journal of Geophysical Research-Oceans* **95**(C9).

Geisler, J. (1970), 'Linear theory of the response of a two layer ocean to a moving hurricane', *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics* **1**, 249-272.

Gill, A. (1984), 'On the behavior of internal waves in the wakes of storms', *Journal of Physical Oceanography* **14**(7), 1129-1151.

- Gill, A. (1982), *Atmosphere-ocean dynamics*, Academic press.
- Ginis, I. & Dikinov, K. (1989), 'Modeling of the Typhoon Virginia (1978) forcing on the ocean', *Soy Meteorol and Hydrol Engl Transl* **7**, 53-60.
- Ginis, I. & Sutyrin, G. (1995), 'Hurricane-generated depth-averaged currents and sea surface elevation', *Journal of Physical Oceanography* **25**(6), 1218-1242.
- Ginis, I. & Sutyrin, G. (1995), 'Hurricane-generated depth-averaged currents and sea surface elevation', *Journal of Physical Oceanography* **25**(6), 1218-1242.
- Goni, G. & Trinanés, J. (2003), 'Ocean Thermal Structure Monitoring Could Aid in the Intensity Forecast of Tropical Cyclones', *EOS Transactions* **84**(51), 573-577.
- Gray, W. (1968), 'Global view of the origin of tropical disturbances and storms', *Monthly Weather Review* **96**(10), 669-700.
- Gray, W.; Ruprecht, E. & Phelps, R. (1975), 'Relative humidity in tropical weather systems', *Monthly Weather Review* **103**(8), 685-690.
- Gray, W. & Shaw, D. (1979), 'Hurricanes: Their formation, structure and likely role in the tropical circulation' Meteorology over the tropical oceans: the main papers presented at a joint conference held 21 to 25 August 1978 in the rooms of the Royal Society, London, by the Royal Meteorological Society, the American Meteorological Society, the Deutsche Meteorologische Gesellschaft and the Royal Society', Royal Meteorological Society, 153.
- Greatbatch, R. (1983), 'On the response of the ocean to a moving storm: The nonlinear dynamics', *Journal of Physical Oceanography* **13**(3), 357-367.
- Grundlingh, M. (1985), 'Features of the circulation in the Mozambique Basin in 1981', *Journal of Marine Research* **43**(4), 779-792.
- Hawkins, H. & Rubsam, D. (1968), 'Hurricane Hilda, 1964. II. Structure and budgets of the hurricane on October 1, 1964', *Monthly Weather Review* **96**(9), 617-636.
- Ho, C.; Kim, J.; Jeong, J.; Kim, H. & Chen, D. (2006), 'Variation of tropical cyclone activity in the South Indian Ocean: El Niño-Southern Oscillation and Madden-Julian Oscillation effects', *Journal of Geophysical Research-Atmospheres* **111**(D22), D22101.
- Holland, G. (1997), 'The maximum potential intensity of tropical cyclones', *Journal of the Atmospheric Sciences* **54**(21), 2519-2541.
- Holland, G. (1980), 'An Analytic Model of the Wind and Pressure Profiles in Hurricanes', *Monthly Weather Review*. **108**(8), 1212-1218.
- Holliday, C. & Thompson, A. (1979), 'Climatological characteristics of rapidly intensifying typhoons', *Monthly Weather Review* **107**(8), 1022-1034.

Hong, X.; Chang, S.; Raman, S.; Shay, L. & Hodur, R. (2000), 'The interaction between Hurricane Opal (1995) and a warm core ring in the Gulf of Mexico', *Monthly Weather Review* **128**(5), 1347-1365.

Jacob, S. & Shay, L. (2003), 'The Role of Oceanic Mesoscale Features on the Tropical Cyclone-Induced Mixed Layer Response: A Case Study', *Journal of Physical Oceanography* **33**(4), 649-676.

Jacob, S.; Shay, L.; Mariano, A. & Black, P. (2000), 'The 3D oceanic mixed layer response to Hurricane Gilbert', *Journal of Physical Oceanography* **30**(6), 1407-1429.

Jarosz, E.; Mitchell, D.; Wang, D. & Teague, W. (2007), 'Bottom-Up Determination of Air-Sea Momentum Exchange Under a Major Tropical Cyclone', *Science* **315**(5819), 1707.

Jolivet, S. (2008), 'The effect of La Reunion island (Indian ocean) on tropical cyclone Dina (2002): a comparative numerical study' 28th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology.

Jordan, C. & Frank, N. (1964), *On the influence of tropical cyclones on the sea surface temperature field*, Florida State University.

Jury, M. (1993), 'A preliminary study of climatological associations and characteristics of tropical cyclones in the SW Indian Ocean', *Meteorology and Atmospheric Physics* **51**(1), 101-115.

Jury, M. & Pathack, B. (1991), 'A study of climate and weather variability over the tropical southwest Indian Ocean', *Meteorology and Atmospheric Physics* **47**(1), 37-48.

Jury, M.; Pathack, B. & Parker, B. (1999), 'Climatic determinants and statistical prediction of tropical cyclone days in the southwest Indian Ocean', *Journal of Climate* **12**(6), 1738-1746.

Kain, J. & Fritsch, J. (1990), 'A one-dimensional entraining/detraining plume model and its application in convective parameterization', *Journal of the Atmospheric Sciences* **47**(23), 2784-2802.

Kaplan, J. & Frank, W. (1993), 'The Large-Scale Inflow-Layer Structure of Hurricane Frederic (1979)', *Monthly Weather Review* **121**(1), 3-20.

Khain, A. & Ginis, I. (1991), 'The mutual response of a moving tropical cyclone and the ocean', *Beitraege zur Physik der Atmosphaere* **64**, 125-141.

Knaff, J. & Zehr, R. (2007), 'Reexamination of tropical cyclone pressure wind relationships', *Wea. Forecasting* **22**, 71-88.

Kolmogorov, A. (1942), 'Equations of turbulent motion of an incompressible fluid', *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz* **6**(1/2), 56-58.

- Kraus, E. & Turner, J. (1967), 'A one-dimensional model of the seasonal thermocline: II. The general theory and its consequences', *Tellus* **19**(1), 98-105.
- Lafore, J.; Stein, J.; Asencio, N.; Bougeault, P.; Ducrocq, V.; Duron, J.; Fischer, C.; Hérelil, P.; Mascart, P.; Masson, V. & others (1997), 'The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I: Adiabatic formulation and control simulations', **16**(1), 90-109.
- Lalbeharry, R.; Mailhot, J.; Desjardins, S. & Wilson, L. (2000), 'Examination of the impact of a coupled atmospheric and ocean wave system. Part II: Ocean wave aspects', *Journal of Physical Oceanography* **30**(2), 402-415.
- Large, W. & Pond, S. (1981), 'Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds', *Journal of Physical Oceanography* **11**(3), 324-336.
- Lebeaupin Brossier, C.; Ducrocq, V. & Giordani, H. (2009), 'Effects of the air-sea coupling time frequency on the ocean response during Mediterranean intense events', *Ocean Dynamics* **59**(4), 539-549.
- Leipper, D. (1967), 'Observed ocean conditions and Hurricane Hilda, 1964', *Journal of the Atmospheric Sciences* **24**(2), 182-186.
- Louis, J. (1979), 'A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere', *Boundary-Layer Meteorology* **17**(2), 187-202.
- Lutjeharms, J. & Van Ballegooyen, R. (1988), 'The retroflection of the Agulhas Current', *Journal of Physical Oceanography* **18**(11), 1570-1583.
- Madec, G. (2006), 'NEMO Reference manual, ocean dynamics component: NEMO-OPA', *Number* **27**, 1288-1619.
- Makin, V. (2005), 'A Note on the Drag of the Sea Surface at Hurricane Winds', *Boundary-Layer Meteorology* **115**(1), 169-176.
- Marks Jr, F. (1985), 'Evolution of the structure of precipitation in Hurricane Allen (1980)', *Monthly Weather Review* **113**(6), 909-930.
- McPhaden, M.; Meyers, G.; Ando, K.; Masumoto, Y.; Murty, V.; Ravichandran, M.; Syamsudin, F.; Vialard, J.; Yu, L. & Yu, W. (2009), 'RAMA: The Research Moored Array for African-Asian-Australian Monsoon Analysis and Prediction', *Bulletin of the American Meteorological Society* **90**(4), 459-480.
- Mellor, G. & Yamada, T. (1982), 'Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems', *Reviews of geophysics and space physics* **20**(4), 851-875.
- Merrill, R. (1988), 'Environmental influences on hurricane intensification', *Journal of the Atmospheric Sciences* **45**(11), 1678-1687.

- Miller, B. (1958), 'On the maximum intensity of hurricanes', *Journal of the Atmospheric Sciences* **15**(2), 184-195.
- Mlawer, E.; Taubman, S.; Brown, P.; Iacono, M. & Clough, S. (1997), 'Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave', *Journal of Geophysical Research-Atmospheres* **102**(D14).
- Monin, A. & Obukhov, A. (1954), 'Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere', *Akad. Nauk SSSR Geofiz. Inst. Tr* **151**, 163-187.
- Moon, I.; Hara, T.; Ginis, I.; Belcher, S. & Tolman, H. (2004), 'Effect of Surface Waves on Air Sea Momentum Exchange. Part I: Effect of Mature and Growing Seas.', *Journal of Atmospheric Sciences* **61**(19), 2321-2333.
- Neumann, C. (1993), 'Global Overview, Global Guide to Tropical Cyclone Forecasting. WMO/TC-No. 560, Report No. TCP-31', *World Meteorological Organization, Geneva, pp*, 1-1.
- Niiler, P. (1975), 'Deepening of the wind-mixed layer', *Journal of Marine Research* **33**(3), 405-422.
- Niiler, P. & Kraus, E. (1977), 'One-dimensional models of the upper ocean', *Modeling and Prediction of the Upper Layers of the Ocean*, 143-172.
- Nilsson, J. (1995), 'Energy flux from traveling hurricanes to the oceanic internal wave field', *Journal of Physical Oceanography* **25**(4), 558-573.
- Nuissier, O.; Rogers, R. & Roux, F. (2005), 'A numerical simulation of Hurricane Bret on 22-23 August 1999 initialized with airborne Doppler radar and dropsonde data', *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **131**(605), 155-194.
- O'Brien, J. & Reid, R. (1967), 'The Non-Linear Response of a Two-Layer, Baroclinic Ocean to a Stationary, Axially-Symmetric Hurricane: Part I. Upwelling Induced by Momentum Transfer.', *Journal of Atmospheric Sciences* **24**(2), 197-207.
- Pacanowski, R. & Philander, S. (1981), 'Parameterization of vertical mixing in numerical models of tropical oceans', *Journal of Physical Oceanography* **11**(11), 1443-1451.
- Pinty, J. & Jabouille, P. (1998), 'A mixed-phase cloud parameterization for use in a mesoscale non-hydrostatic model: simulations of a squall line and of orographic precipitations', , 217-220.
- Pollard, R.; Rhines, P. & Thompson, R. (1973), 'The deepening of the wind-mixed layer', *Geophysical Fluid Dynamics* **3**, 381-404.
- Powell, M. (2007), 'Drag coefficient distribution and wind speed dependence in tropical cyclones, JHT Final Report'.

Powell, M.; Vickery, P. & Reinhold, T. (2003), 'Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones', *Nature* **422**, 279-283.

Prandtl, L. (1979), 'Applications of modern hydrodynamics to aeronautics', *NASA Reference Publication*, 1.

Price, J. (1983), 'Internal Wave Wake of a Moving Storm. Part I. Scales, Energy Budget and Observations', *Journal of Physical Oceanography* **13**(6), 949-965.

Price, J. (1981), 'Upper Ocean Response to a Hurricane', *Journal of Physical Oceanography* **11**, 153-175.

Price, J.; Sanford, T. & Forristall, G. (1994), 'Forced stage response to a moving hurricane', *Journal of Physical Oceanography* **24**(2), 233-260.

Pudov, V. (1980), 'Mesostructure of the temperature and current velocity fields of a baroclinic ocean layer in the wake of typhoon Virginia', *Oceanology, Engl. Transl* **20**, 141-146.

Pudov, V., AA Varfolomeyev & KN Federov (1978), 'Vertical structure of the wake of a typhoon in the upper ocean', *Oceanology*.

Reynolds, R. & Smith, T. (1994), 'Improved global sea surface temperature analyses using optimum interpolation', *Journal of Climate* **7**(6), 929-948.

Riehl, H. (1963), 'Some relations between wind and thermal structure of steady state hurricanes', *Journal of the Atmospheric Sciences* **20**(4), 276-287.

Rosati, A. & Miyakoda, K. (1988), 'A general circulation model for upper ocean simulation', *Journal of Physical Oceanography* **18**(11), 1601-1626.

Samson, G.; Giordani, H.; Caniaux, G. & Roux, F. (2009), 'Numerical investigation of an oceanic resonant regime induced by hurricane winds', *Ocean Dynamics* **59**(4), 565-586.

Samson, G. (2006), 'Influence de l'échelle verticale dans l'intensification d'une tempête tropicale', Stage de Master 2 Recherche Océan-Atmosphère, Université Paul Sabatier Toulouse III.

Sanford, T.; Black, P.; Haustein, J.; Feeney, J.; Forristall, G. & Price, J. (1987), 'Ocean Response to a Hurricane. Part I: Observations', *Journal of Physical Oceanography* **17**(11), 2065-2083.

Sanford, T.; Price, J.; Girton, J. & Webb, D. (2007), 'Highly resolved observations and simulations of the ocean response to a hurricane', *Geophysical Research Letters* **34**(13), L13604.

Shapiro, L. & Willoughby, H. (1982), 'The response of balanced hurricanes to local sources of heat and momentum', *Journal of the Atmospheric Sciences* **39**(2), 378-394.

Shay, L.; Black, P.; Mariano, A.; Hawkins, J. & Elsberry, R. (1992), 'Upper ocean response to hurricane Gilbert', *Journal of Geophysical Research*. **97**(C12), 20227-20248.

Shay, L.; Chang, S. & Elsberry, R. (1990), 'Free surface effects on the near-inertial ocean current response to a hurricane', *Journal of Physical Oceanography* **20**(9), 1405-1424.

Shay, L. & Elsberry, R. (1987), 'Near-inertial ocean current response to Hurricane Frederic', *Journal of Physical Oceanography* **17**(8), 1249-1269.

Shay, L.; Elsberry, R. & Black, P. (1989), 'Vertical Structure of the Ocean Current Response to a Hurricane', *Journal of Physical Oceanography* **19**(5), 649-669.

Smith, S. (1980), 'Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds', *Journal of Physical Oceanography* **10**(5), 709-726.

Smith, S.; Anderson, R.; Oost, W.; Kraan, C.; Maat, N.; De Cosmo, J.; Katsaros, K.; Davidson, K.; Bumke, K.; Hasse, L. & others (1992), 'Sea surface wind stress and drag coefficients: the HEXOS results', *Boundary-Layer Meteorology* **60**(1), 109-142.

Sutyryn, G. & Khain, A. (1984), 'Effect of the ocean-atmosphere interaction on the intensity of a moving tropical cyclone', *Izvestiia* **20**(9), 697.

Sutyryn, G. & Khain, A. (1979), 'Interaction of the ocean and the atmosphere in the area of moving tropical cyclone', *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 467-470.

Tolman, H.; Balasubramaniyan, B.; Burroughs, L.; Chalikov, D.; Chao, Y.; Chen, H. & Gerald, V. (2002), 'Development and Implementation of Wind-Generated Ocean Surface Wave Models at NCEP', *Weather and Forecasting* **17**(2), 311-333.

Vialard, J.; Duvel, J.; McPhaden, M.; Bouruet-Aubertot, P.; Ward, B.; Key, E.; Bourras, D.; Weller, R.; Minnett, P.; Weill, A. & others (2009), 'Air-sea interactions in the Seychelles-Chagos thermocline ridge region', *Bulletin of the American Meteorological Society* **90**, 45-61.

Wang, Y.; Kepert, J. & Holland, G. (2001), 'The effect of sea spray evaporation on tropical cyclone boundary layer structure and intensity', *Monthly Weather Review* **129**(10), 2481-2500.

Weill, A.; Eymard, L.; Caniaux, G.; Hauser, D.; Planton, S.; Dupuis, H.; Brut, A.; Guerin, C.; Nacass, P.; Butet, A. & others (2003), 'Toward a Better Determination of Turbulent Air-Sea Fluxes from Several Experiments.', *Journal of Climate* **16**(4), 600-618.

Willoughby, H. (1998), 'Tropical cyclone eye thermodynamics', *Monthly Weather Review* **126**(12), 3053-3067.

Willoughby, H. (1992), 'Linear motion of a shallow-water barotropic vortex as an initial-value problem', *Journal of the Atmospheric Sciences* **49**(21), 2015-2031.

Willoughby, H. (1988), 'The dynamics of the tropical cyclone core', *Australian Meteorological Magazine* **36**(3).

Willoughby, H.; Clos, J. & Shoreibah, M. (1982), 'Concentric eye walls, secondary wind maxima, and the evolution of the hurricane vortex', *Journal of the Atmospheric Sciences* **39**(2), 395-411.

Wright, C.; Walsh, E.; Vandemark, D.; Krabill, W.; Garcia, A.; Houston, S.; Powell, M.; Black, P. & Marks, F. (2001), 'Hurricane directional wave spectrum spatial variation in the open ocean', *Journal of Physical Oceanography* **31**(8), 2472-2488.

Xie, S.; Annamalai, H.; Schott, F. & McCreary Jr, J. (2002), 'Structure and mechanisms of South Indian Ocean climate variability', *Journal of Climate* **15**(8), 864-878.

Yablonsky, R. & Ginis, I. (2009), 'Limitation of one-dimensional ocean models for coupled hurricane-ocean model forecasts', *Monthly Weather Review* **137**.

Yelland, M.; Moat, B.; Taylor, P.; Pascal, R.; Hutchings, J. & Cornell, V. (1998), 'Wind stress measurements from the open ocean corrected for airflow distortion by the ship', *Journal of Physical Oceanography* **28**(7), 1511-1526.





## Ph.D. Dissertation

# Modeling the oceanic response induced by a tropical cyclone and its interaction with the atmosphere

**Author :** Guillaume SAMSON

**Advisor :** Frank ROUX

**Co-Advisor :** Hervé GIORDANI

**Ph.D Defense :** Toulouse, 16<sup>th</sup> December 2009

---

## Abstract

Tropical cyclones strongly depend on the upper ocean heat content. In turn, a part of their kinetic energy is used to create strong currents in the upper layers of the ocean.

In the first part of the dissertation, the sensitivity of the oceanic response is evaluated regarding to the propagation speed of an idealized tropical cyclone. Kinetic energy and temperature budgets show evidences of an oceanic resonant regime induced by the surface winds. For slow moving cyclones, we show that the upwelling created by cyclonic winds can strongly interact with the turbulent mixing which determines the characteristics of the mixed layer response.

In the second part of the dissertation, the retroaction of the ocean on tropical cyclones is considered. We study the tropical cyclone Ivan, which took place in 2008 in the south-west Indian Ocean by using a coupled model. The differences between the forced and coupled simulations point out the strong impact of the oceanic cooling on the surface heat fluxes, the convection and the cyclone intensity.

---

**Keywords :** tropical cyclone, oceanic mixed layer, numerical modeling, air-sea interactions

---

**Discipline :** Air-Sea Interactions

---

**Laboratory address :** CNRM-GAME / GMGEC / MEMO  
42, avenue Gaspard Coriolis  
31057 Toulouse Cedex 1, France

## Thèse de doctorat

# Modélisation de la réponse océanique à un cyclone tropical et de sa rétroaction sur l'atmosphère

**Auteur :** Guillaume SAMSON

**Directeur :** Frank ROUX (LA)

**Co-directeur :** Hervé GIORDANI (CNRM)

**Encadrants :** Guy Caniaux (CNRM), David Barbary (LACy)

**Lieu et date de soutenance :** Toulouse, le 16 Décembre 2009

---

### Résumé court

Les cyclones tropicaux dépendent fortement de l'océan superficiel dont ils extraient l'énergie thermique nécessaire à leur maintien. Ils cèdent en contrepartie une part importante de leur énergie cinétique à l'océan sous la forme de courants. La sensibilité de la réponse océanique à la vitesse de déplacement d'un cyclone idéalisé est examinée. Les bilans de température et d'énergie cinétique de la couche mélangée mettent en évidence un mécanisme de résonance entre les vents du cyclone et les courants dans la couche mélangée. Ils révèlent également pour les cyclones lents une forte interaction avec l'upwelling créé par la divergence des courants. La rétroaction de l'océan sur les cyclones est ensuite explorée avec l'étude du cyclone Ivan dans le bassin Indien sud-ouest. L'utilisation d'un modèle couplé permet de déterminer le rôle de l'océan sur l'évolution des flux de chaleur en surface, de la convection et de l'intensité du cyclone.

---

**Mots-Clés :** cyclone tropical, couche mélangée océanique, modélisation numérique, interactions océan-atmosphère

---

**Discipline :** Océan-Atmosphère

---

**Adresse du laboratoire :** CNRM-GAME / GMGEC / MEMO  
42, avenue Gaspard Coriolis  
31057 Toulouse Cedex 1, France