HAL
open science

Influence des tourbillons océaniques sur le rail des dépressions atmosphériques

Alexis Foussard

To cite this version:

Alexis Foussard. Influence des tourbillons océaniques sur le rail des dépressions atmosphériques. Océan, Atmosphère. Sorbonne Université, 2018. Français. NNT : 2018SORUS492 . tel-02613784

HAL Id: tel-02613784

https://theses.hal.science/tel-02613784v1

Submitted on 20 May 2020

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 DE DOCTORAT DE
SORBONNE UNIVERSITÉ

École Doctorale des Sciences de l'Environnement d'Ile de France
Laboratoire de Météorologie Dynamique

Influence des tourbillons océaniques sur le rail des dépressions atmosphériques

Par **Alexis Foussard**

Dirigée par **Guillaume Lapeyre** et **Riwal Plougonven**

Soutenue le XX novembre 2018

Devant le jury composé de :

M. Francis CODRON	Examinateur
Mme. Gaëlle DE COËTLOGON	Examinatrice
M. Guillaume LAPEYRE	Directeur de thèse
Mme. Cindy LEBEAUPIN BROSSIER	Examinatrice
M. Riwal PLOUGONVEN	Directeur de thèse
M. Jean-Luc REDELSPERGER	Rapporteur
M. Laurent TERRAY	Rapporteur

Résumé

Cette thèse est consacrée à l'étude de la variabilité des rails des dépressions des moyennes latitudes induite par les anomalies de température de surface (SST) associées aux tourbillons océaniques. Les effets locaux et de grande échelle de ces tourbillons sur la couche limite et la troposphère libre sont analysés à partir de simulations atmosphériques à haute résolution. Un canal barocline périodique représente de manière idéalisée le rail des dépressions sur une aquaplanète, avec un forçage par des SST décrivant un front océanique et ses tourbillons.

La première partie de la thèse traite de la réponse des basses couches de l'atmosphère, en lien avec les mécanismes d'ajustement de pression et de mélange vertical turbulent. L'ajustement de pression domine dans les conditions de vent faible, en accord avec la théorie. En présence d'un front de grande échelle, la direction du vent module également la stabilité des basses couches : pour des vents forts venant du côté chaud du front, la réponse atmosphérique est aussi dominée par une réponse en ajustement de pression, à l'inverse des vents de direction opposée. Cela montre que les mécanismes de réponse sont déterminés par la variabilité rapide de l'atmosphère. La divergence de tension de surface est, comme dans les observations, linéairement reliée au gradient de SST. Pour certaines conditions, la divergence du vent horizontal peut cependant présenter une réponse proportionnelle au laplacien de température de la couche limite. Ceci concerne une gamme d'échelles allant de 100 à 500 km.

La seconde partie de la thèse compare la réponse atmosphérique à un champ de tourbillons à une expérience témoin caractérisée par un front de SST zonalement symétrique. Des déplacements vers le pôle du rail des dépressions et du courant-jet apparaissent, tous deux faibles mais statistiquement robustes. Les forçages à la surface conduisent à une réponse locale dans la troposphère libre, qui est dominée par la variabilité synoptique. L'asymétrie de réponses aux tourbillons chauds et froids engendre aussi une augmentation des flux de surface moyens, qui permet d'interpréter une grande partie de la réponse de grande échelle. Les déplacements vers le pôle sont expliqués à partir des bilans de chaleur et d'énergie mécanique du rail des dépressions. Le dégagement additionnel de chaleur latente, qui se produit dans les tempêtes, joue un rôle primordial dans ces deux bilans.

Mots clés : interactions océan-atmosphère, moyennes latitudes, rail des tempêtes, tourbillons océaniques, courant-jet, couche limite atmosphérique

Abstract

This thesis aims to understand how sea surface temperature (SST) anomalies associated with mesoscale oceanic eddies may contribute to mid-latitude storm tracks variability. Based on idealized high resolution atmospheric simulations, local and large scale remote influences of the eddies onto the boundary layer and the free troposphere are investigated. Basic configuration is a generic baroclinic channel above an eddying SST front.

The first part of the manuscript deals with the response of the atmosphere in the boundary layer, based on the well-known mechanisms of pressure adjustment and vertical mixing of momentum. As expected from theoretical scaling arguments, the former is important for weak wind conditions. Due to the large scale SST front, direction of strong background wind also controls stability : a transition, from a forcing by mixing of momentum to a forcing by SST-driven pressure forces, occurs for equatorward winds as cold air is advected above warmer SST. It shows how sub-weekly atmospheric variability modulates the low level response. Wind stress divergence matches the linear relationship observed with downwind SST gradient. In specific conditions, horizontal divergence is however proportional to the laplacian of boundary layer temperature, within a large range of horizontal scales (500-100 km).

In a second part, the experiment with oceanic eddies is compared to its zonally symmetric counterpart. It reveals weak but robust modifications of atmospheric large-scale circulation and synoptic variability : the Eulerian storm track and the jet stream are shifted poleward. Surface forcing is associated with a local response in the mid-troposphere, which is intermittent and dominated by the day-to-day variability. Because of an asymmetry in the response to cold and warm eddies, the oceanic eddies are also responsible for a net increase of both latent and sensible surface heat fluxes. It accounts for a large part of the differences obtained between eddying and zonally symmetric configurations. Based on heat and mechanical energy budgets, an interpretation of the poleward displacements of the storm track and the jet is given. The contribution of latent heat release to both budgets, occurring mainly within synoptic storms, plays a major role in the atmospheric response.

Keywords : air-sea interactions, midlatitudes, oceanic eddies, storm track, jet stream, boundary layer

Remerciements

Merci à Jean-Luc Redelsperger et Laurent Terray d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, et merci à Cindy Lebeaupin Brossier, Gaëlle De Coëtlogon et Francis Codron de bien avoir voulu être membres du jury.

Merci à Caroline Muller, Arnaud Czaja et Gwendal Rivière pour les discussions sur ces travaux, lors des comités de thèse et en dehors. Leurs nombreux conseils et idées ont été d'une grande aide.

La présence de toute l'équipe à l'ENS a rendu ces trois années au laboratoire particulièrement agréables. Merci pour cela à tous les doctorants, chercheurs ou postdoctorants, pour le temps passé en leur compagnie, lors des pauses comme à l'extérieur. Cela s'adresse en particulier à Florentin et Loïc, à mes collègues de bureau Lionel, Massoud, Werner et Saeed, ainsi qu'à Rémi, Paolo, Clément, Bruno, Hanin, David, François, Fabio, Émilien et Xavier.

Enfin, je suis très reconnaissant envers mes directeurs de thèse pour leur confiance, ainsi que pour leur disponibilité et la qualité de leur conseil.

Merci à Riwal, pour avoir guidé cette thèse dans la bonne humeur, et pour y avoir apporté à chaque étape les idées, la pédagogie et la rigueur nécessaires.

Je remercie Guillaume de son soutien depuis mon arrivée au laboratoire, et de sa générosité comme encadrant, à partager à la fois son temps, ses connaissances sur l'atmosphère et l'océan, et son expérience. Toute la curiosité et l'intérêt à chacun de nos échanges quotidiens ont rendu ces années de thèse passionnantes.

Table des matières

Introduction **11**

1 Effets des SST sur les rails de dépressions : état de l'art **17**
1.1 Origine de l'intérêt pour le rôle des SST 17
1.2 Rôle des variations de SST aux grandes échelles dans la dynamique des rail des dépressions. 18
1.2.1 Dynamique des anomalies de SST de grande échelle 18
1.2.2 Réponse des moyennes latitudes aux SST tropicales 20
1.2.3 Réponse de l'atmosphère aux SST extra-tropicales 21
1.3 Forçage de la couche limite atmosphérique par la mésoéchelle océanique 29
1.4 Effets des fronts de SST sur le rail des dépressions 35
1.4.1 Mise en évidence 35
1.4.2 Mécanismes de réponse atmosphérique 42
1.5 Problématique 48

2 Effets dynamiques des tourbillons dans les basses couches du rail **49**
2.1 Introduction 49
2.1.1 Équilibres dynamiques de la couche limite 49
2.1.2 Équilibres d'Ekman en présence d'anomalies de SST 50
2.1.3 Modification du mélange vertical et conséquences 59
2.2 Importance relative des mécanismes et rôle des conditions synoptiques ambiantes 64
2.2.1 Régimes de vent 64
2.2.2 Simulations idéalisées 65
2.2.3 Études régionales 66
2.3 Configuration idéalisée d'un rail des dépressions générique 69
2.3.1 Configuration de référence pour le rail des dépressions 70
2.3.2 Champs de température de surface de l'océan 71
2.3.3 Caractéristiques de la variabilité des basses couches 75
2.4 Réponse de surface dans des simulations atmosphériques idéalisées . . . 78
2.4.1 Article : Réponse atmosphérique en surface aux anomalies de température océanique de surface sous différentes conditions de vent 78
2.4.2 Compléments 122
2.5 Effets des courants et couplage à mésoéchelle 128

3 Rôle des tourbillons dans la variabilité du rail d'altitude **135**
3.1 Introduction : mécanismes envisagés 135
3.1.1 Effet net d'une mer de tourbillons sur les flux de surface 135
3.1.2 Connexion locale de la petite échelle avec la troposphère libre . 138
3.2 Dynamique de la réponse à une mer de tourbillons 143
3.2.1 Variabilité du rail des dépressions simulé 143
3.2.2 Article : Réponse du rail des dépressions aux tourbillons océaniques dans des simulations atmosphériques idéalisées 146
3.2.3 Compléments 199
3.2.4 Comparaison avec les simulations régionales réalistes 200
3.3 Rôle de la mésoéchelle océanique pour la variabilité couplée 203

Conclusions et perspectives **205**

Appendices
A.1 Cas préliminaires 209
A.2 Liens entre statistiques de divergence, SST, et variabilité atmosphérique 210
A.3 Article : Comments on "The Gulf Stream Convergence Zone in the Time-Mean Winds" 211

Bibliographie **225**

Introduction

Les rails des dépressions atmosphériques décrivent des zones de passage privilégiées des dépressions extra-tropicales (Fig. 1a) aux moyennes latitudes, entre 30 et 60 degrés. Ces dernières sont associées à des structures synoptiques (de l'ordre de 1000 km) qui sont la principale source de variabilité haute fréquence (de 1 à 6 jours) des moyennes latitudes. Elles sont aussi associées aux valeurs extrêmes de vent de surface et de précipitations rencontrées dans ces latitudes. Les zones ainsi définies coïncident largement avec une description eulérienne des perturbations atmosphériques, en considérant par exemple l'énergie cinétique des perturbations aux périodes correspondantes, de un à quelques jours. D'autres définitions, en termes de variance de géopotentiel ou de flux de température et d'humidité aboutissent à des structures spatiales similaires (e.g. Trenberth, 1991).

L'existence de ces perturbations aux moyennes latitudes est liée à la structure de l'écoulement moyen. Celui-ci présente un gradient méridional de température provenant du différentiel de chauffage radiatif entre le pôle et l'équateur. Dans les climatologies, ce gradient de température est maximal aux moyennes latitudes, tout comme le cisaillement vertical de vent zonal associé (Fig. 2). Cet état moyen est instable par le mécanisme d'instabilité barocline, qui permet à des perturbations de surface et d'altitude de s'amplifier mutuellement. Dans la théorie linéaire (Charney, 1947; Eady, 1949), la croissance de cette instabilité est maximale pour des longueurs d'ondes correspondant à environ 4 rayons de déformation de Rossby, soit environ 4000 km aux moyennes latitudes (Vallis, 2006). Ces perturbations entrent ensuite dans des régimes de croissance non-géostrophique, et sont largement affectées par les processus humides. Cette croissance conduit aux structures observées dans les cyclones extra-tropicaux, telles que les fronts atmosphériques.

Les perturbations résultantes transportent de la chaleur vers les pôles pour réduire le gradient méridien de température (Fig. 1b, courbe rouge). Elles transportent également de l'humidité (Fig. 1b, courbe bleue). Par ailleurs, la propagation des perturbations est associée à une convergence de quantité de mouvement vers leurs zones de génération. Cette convergence se manifeste par l'existence d'un vent zonal vers l'est dans les basses couches de l'atmosphère au niveau des rails des dépressions, appelé *eddy-driven jet* et dont la position peut être distincte de celle du jet subtropical. Cette séparation est visible sur la climatologie de l'hémisphère Sud (Fig. 2). L'existence de ce jet peut contribuer à entretenir le rail des dépressions (Robinson, 2006).

D'un point de vue énergétique (Lorenz, 1955), la croissance de l'instabilité barocline correspond à un transfert d'énergie potentielle de l'écoulement moyen vers les perturbations. L'énergie des perturbations est ensuite convertie sous forme d'énergie cinétique en raison de la structure verticale des ondes de Rossby baroclines. Cette éner-

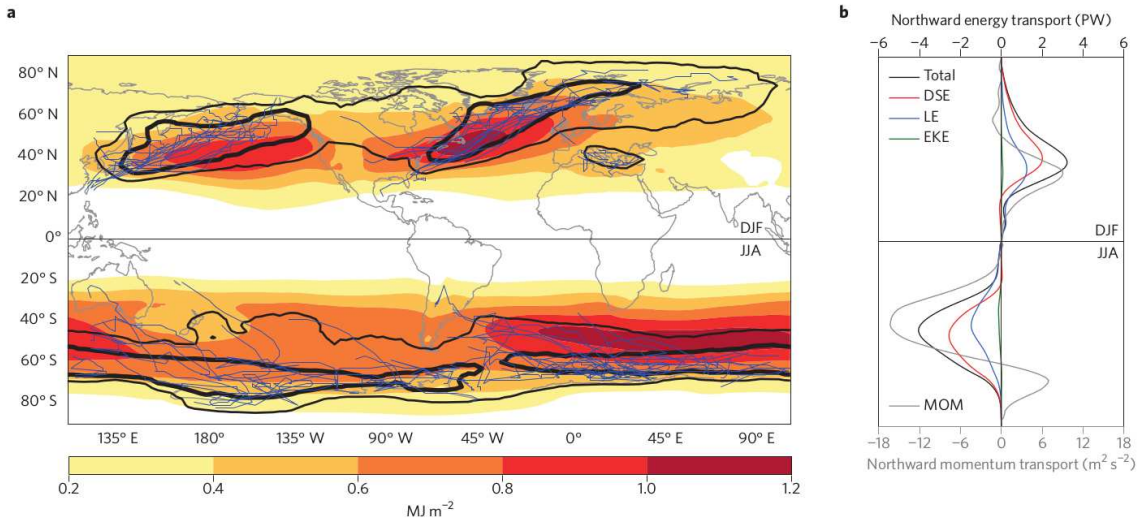


FIGURE 1 – **Rail des dépressions en hiver.** Tiré de Shaw *et al.* (2016). (a) Couleurs : énergie cinétique intégrée verticalement et pour les périodes inférieures à 10 jours (en 10^6 J). Contours noirs : densité de trajectoires de cyclones en surface supérieures à 10 $(10^6\ \mathrm{km}^2)^{-1}$ hiver^{-1} (20 $(10^6\ \mathrm{km}^2)^{-1}$ hiver^{-1} pour le contour épais). Les trajectoires bleues correspondent aux 0.5 % de cyclones les plus intenses pour chacune des quatre régions identifiées par les contours. (b) Moyenne zonale et verticale du transport vers le Nord, pour les périodes inférieures à 10 jours, de la quantité de mouvement (gris, $\mathrm{m}^2/\mathrm{s}^2$) et de l'énergie totale (noir), séparée entre énergie cinétique (vert), énergie sous forme de chaleur latente (bleu), et énergie statique (rouge), toutes en 10^{15}W. Construit à partir de la réanalyse ERA-Interim, décembre-février dans l'hémisphère Nord et juin-août dans l'hémisphère Sud.

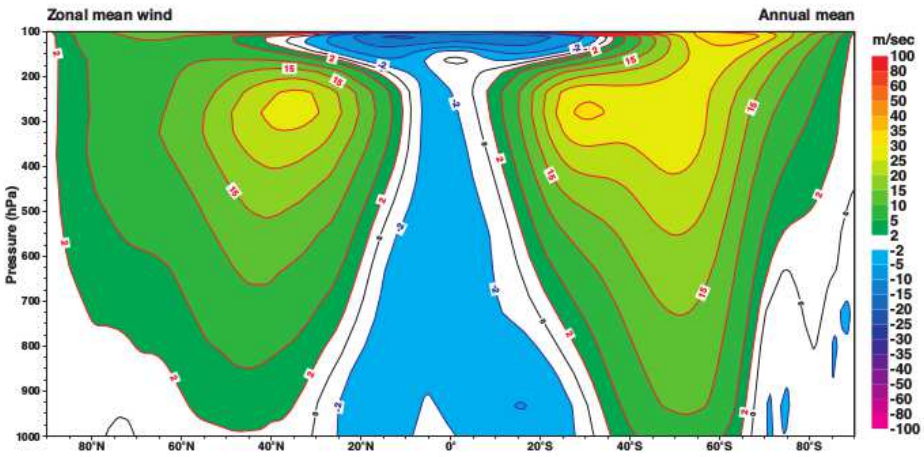


FIGURE 2 – **Courant jet.** Moyenne annuelle et zonale du vent zonal (en m/s), à partir de la réanalyse ERA-40 (ECMWF).

gie est en partie restaurée à l'écoulement moyen via les flux de quantité de mouvement, et en partie dissipée sous forme de friction à la surface. Les processus diabatiques in-

terviennent, notamment sous forme de dégagement de chaleur latente, à la fois pour maintenir l'énergie potentielle de l'écoulement moyen, et pour alimenter directement celle des perturbations.

Dans l'hémisphère Nord, le rail des dépressions n'est pas zonalement uniforme, mais présente deux maximum distincts d'activité dans l'Atlantique Nord et dans le Pacifique Ouest. Cette localisation est liée à la présence de zones de baroclinicité (i.e de gradients horizontaux de température de l'écoulement moyen) de surface plus importantes au niveau des contrastes de température air-mer. La présence d'ondes de Rossby planétaires stationnaires forcées par ces mêmes variations de chauffage diabatique ou par l'orographie (Rocheuses, Himalaya) contribue aussi à l'asymétrie zonale observée (par exemple Brayshaw *et al.*, 2009). Enfin, des travaux récents ont suggéré puis démontré que la structure spatiale des champs de température de surface de l'océan contribue de manière importante à la localisation spatiale des rails (Nakamura *et al.*, 2004; Wilson *et al.*, 2009; Brayshaw *et al.*, 2011). Cet aspect sera décrit dans la partie 1.3. Des flux d'énergie zonaux, notamment sous forme de géopotentiel, contribuent aussi à maintenir une activité synoptique importante plus en aval des zones de forte baroclinicité (Chang, 1993; Orlanski et Sheldon, 1993).

La variabilité spatiale des moyennes latitudes s'accompagne d'une variabilité temporelle. En plus d'un cycle saisonnier, les caractéristiques du courant jet varient à des périodes intermédiaires (entre 10 jours et 1 mois). Sa variabilité est dominée au dessus de chaque bassin océanique par un mode de déplacement méridien, puis par un mode d'accélération du jet. Cette variabilité de la circulation moyenne est étroitement liée à celle de l'activité synoptique, avec des variations de l'intensité et de la position des rails des perturbations synoptiques aux échelles intra-saisonnières (Lau, 1988). Les modes de variabilité atmosphérique intra-saisonniers peuvent être interprétés comme des phénomènes purement atmosphériques, pour lesquelles les modifications de la circulation aux périodes intermédiaires sont entretenues par des modifications des ondes atmosphériques synoptiques hautes fréquences (1 à 10 jours, Lorenz et Hartmann, 2001). Ces rétroactions peuvent être vues au travers des flux eulériens de quantité de mouvement, ou bien au travers des déferlements des ondes de Rossby, qui peuvent maintenir des anomalies de circulation sur ces périodes supérieures à la dizaine de jours (Michel et Rivière, 2011).

En plus de cette variabilité intra-saisonnière, l'activité synoptique varie d'une année sur l'autre de manière importante. Il y a notamment une corrélation très marquée avec l'oscillation australe (par exemple Chang *et al.*, 2002). De telles variations d'activité existent aussi à des périodes de l'ordre de la dizaine d'années. Elles sont largement causées par des variations des forçages externes qui agissent sur la troposphère des moyennes latitudes. Ces forçages peuvent être originaires des tropiques, sous forme de trains d'ondes planétaires (Held *et al.*, 1989), ou de variations d'intensité de la cellule de Hadley et du jet subtropical (Lee et Kim, 2003). La variabilité de la stratosphère peut également affecter la circulation des moyennes latitudes (Kidston *et al.*, 2015). Enfin, le chapitre 1 va décrire comment la variabilité océanique aux moyennes latitudes peut aussi affecter les rails des tempêtes, en particulier par les températures de surface de l'océan (SST dans la suite, pour *Sea Surface Temperature*).

Les valeurs climatologiques de ces SST présentent des variations sur des largeurs de quelques centaines de kilomètres, principalement associées à deux sources, les upwel-

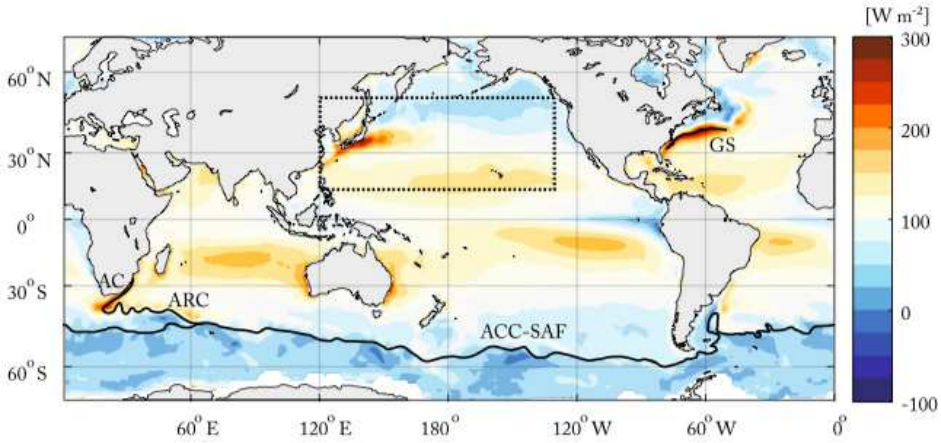


FIGURE 3 – **Climatologie des flux de surface.** Climatologie des flux turbulents de surface de l'océan vers l'atmosphère (sensible et latent, en W/m^2), basée sur la période 1993–2007 et la base de données J-OFURO2. Les flux de la base sont calculés à partir d'observations satellites (vent de surface, SST et humidité de surface), de réanalyse (température de surface) et de formule bulk (Tomita *et al.*, 2010). Les lignes noires marquent la position des principaux fronts océaniques à l'exception des courants au large du Japon : Gulf Stream (GS), courant des aiguilles (AC) et courant de retour associé (ARC), et front sub-antarctique associé au courant circumpolaire antarctique (ACC-SAF). Tiré de Kida *et al.* (2015).

lings côtiers avec une signature froide, ainsi que les courants de bord ouest dans la partie Ouest des gyres subtropicales. Ces courants de bord tels le Gulf Stream (Atlantique Nord), le Kuroshio (Pacifique Nord), et le courant des Aiguilles (Indien) ont des vitesses de surface de l'ordre de 1 à 1.5 m/s qui advectent les eaux chaudes tropicales en direction des pôles. En surface, ils se manifestent par des gradients de SST qui peuvent dépasser les 4 K/100 km en valeur moyenne. La variabilité lente de l'océan est particulièrement importante au niveau de ces fronts océaniques de grande échelle. Avec leurs extensions, ils s'étendent sur quelques milliers de kilomètres en longueur, avec des gradients dont l'intensité diminue en s'éloignant des côtes. Dans l'hémisphère sud, le courant circumpolaire Antarctique s'étend par ailleurs sur tous les bassins, avec une signature moyenne plus faible (0.4 m/s, 1 K/100 km) La position de ces principaux fronts de grande échelle est présentée sur la Figure 3.

La figure 4 présente un champ instantané d'anomalies de SST, pour l'océan Austral dans l'Atlantique Sud et au niveau du courant des Aiguilles. Elle fait apparaître à la surface de l'océan une population de structures transitoires de mésoéchelle de 50 à 500 km, et de sous-mésoéchelle entre 1 et 50 km. Elles se concentrent dans les zones de forts courants océaniques, avec des amplitudes de quelques degrés. L'énergie cinétique de l'océan est principalement contenue dans la gamme de mésoéchelle. On distingue la signature de tourbillons océaniques avec des diamètres d'une centaine à quelques centaines de kilomètres. Ces tourbillons peuvent se déplacer pendant plusieurs mois, en gardant une signature en hauteur de mer et généralement en température de surface. Les interactions entre échelles océaniques conduisent à la formation d'autres structures de taille plus réduite, telles que des tourbillons de quelques dizaines de kilomètres de

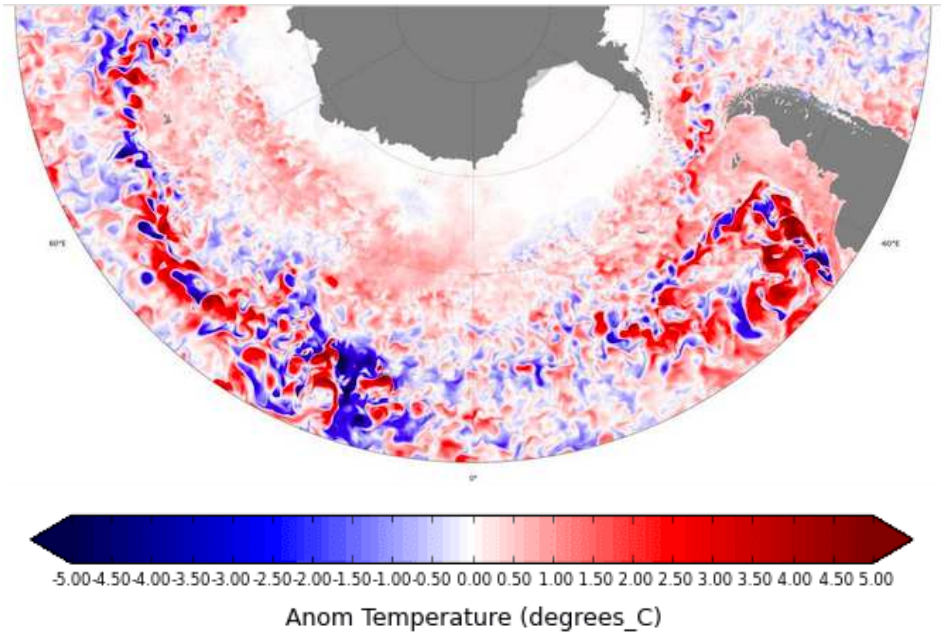


FIGURE 4 – **Champ instantané d'anomalie de SST sur une partie de l'hémisphère Sud.** Écarts des SST (en K) à leur moyenne climatologique au 01/07/2018, issus de l'analyse opérationnelle MERCATOR.

diamètre, et enfin des structures de type filaments et fronts de sous-mésoéchelle, peu visibles sur la figure 4. Ces dernières ont des signatures faibles en SST, mais conduisent à des gradients de SST comparables aux tourbillons et aux courants majeurs. Enfin, leur activité suit un cycle saisonnier prononcé, avec davantage de très fines échelles en hiver (par exemple Mensa *et al.*, 2013; Callies *et al.*, 2015).

Cette thèse s'intéresse aux rôles que peut avoir la présence d'une mer de tourbillons océaniques, ou d'anomalies de SST dans la mésoéchelle, sur les caractéristiques de grande échelle des rails des dépressions. On se concentrera en particulier sur des zones telles que les grands fronts océaniques du Kuroshio, du Gulf Stream, et du courant circumpolaire-antarctique. En effet, ces régions concentrent à la fois les rails des dépressions atmosphériques les plus énergétiques (Fig. 1a), les échanges air-mer parmi les plus intenses des moyennes latitudes (Fig. 3), et les plus grandes amplitudes de variations des SST dans la mésoéchelle océanique (Fig. 4). Pour avancer sur cette question, on a recours à des simulations atmosphériques idéalisées de telles zones d'intérêt. La méthodologie utilisée permet d'isoler la variabilité atmosphérique forcée par une mer de tourbillons des autres sources externes de variabilité, et d'identifier des mécanismes potentiels de réponse qui pourraient être à l'œuvre dans l'atmosphère réelle.

Ce qui suit est organisé de la manière suivante :

Le chapitre 1 est une introduction détaillée de la problématique du sujet. Il décrit le cadre général d'étude des réponses aux anomalies de SST des moyennes latitudes, et présente l'état de l'art sur le forçage de l'atmosphère par les variations de SST. On décrit les réponses observées, pour des structures de plusieurs tailles, allant de l'ordre

du millier de kilomètres jusqu'à l'ordre de la dizaine de kilomètres. Pour les structures de grande échelle, les principaux mécanismes de réponse du rail des dépressions atmosphériques en altitude sont détaillés, en particulier dans le contexte des fronts de SST associés aux courants de bord ouest (100 km $\times$ 1000 km). Cela permet d'introduire la question de l'existence d'une réponse similaire de grande échelle aux tourbillons océaniques de taille plus réduite (100 km $\times$ 100 km).

Le chapitre 2 traite des aspects dynamiques de la réponse de la couche limite atmosphérique. Il présente les principaux mécanismes à l'œuvre aux moyennes latitudes, avec les échelles spatiales et temporelles de validité de ceux-ci. On s'intéresse plus particulièrement à la réponse aux tourbillons océaniques à partir des simulations idéalisées. L'accent est mis sur le rôle des conditions synoptiques instantanées pour décrire les réponses en termes de tension de vent, de divergence de surface, et de vitesse verticale. Les implications pour la rétroaction sur l'océan sont évoquées.

Le chapitre 3 décrit la réponse de la troposphère libre aux tourbillons océaniques, dans un premier temps à partir d'un tourbillon isolé. Puis à l'aide des simulations idéalisées, la réponse du rail des dépressions à une mer de tourbillons est étudiée. La réponse du courant jet atmosphérique est aussi abordée. A partir de l'effet net induit par l'ensemble des tourbillons sur les flux turbulents de surface, des interprétations dynamiques de ces réponses sont proposées. Enfin, des implications possibles de la présence de tourbillons pour le système océan-atmosphère couplé thermodynamiquement sont brièvement présentées.

Chapitre 1

Effets des SST sur les rails de dépressions : état de l'art

Ce chapitre présente l'état de l'art sur la réponse atmosphérique des moyennes latitudes aux fluctuations de température de surface de l'océan (SST), pour la circulation moyenne et le rail des dépressions atmosphériques. Il permettra de montrer comment les observations, ainsi que des expériences numériques, mettent en évidence une réponse modeste à la variabilité de grande échelle des SST. On montrera au contraire une forte réponse, locale et non-locale, aux gradients de SST tels que ceux localisés au niveau des courants océaniques de bord ouest, situés sous le cœur des rails des dépressions. Par ailleurs, plusieurs mécanismes possibles pouvant expliquer ces réponses atmosphériques seront introduits.

1.1 Origine de l'intérêt pour le rôle des SST

On a décrit dans l'introduction des modes de variabilité atmosphériques intra-saisonniers dont l'existence peut être expliquée en considérant uniquement la dynamique de la troposphère. Les statistiques de ces différents modes de variabilité basse fréquence varient aussi cependant à très basse fréquence (quelques années). C'est le cas pour l'oscillation Nord Atlantique (Hurrell, 1995), ou bien dans le Pacifique Nord avec une variabilité lente de l'oscillation atmosphérique Pacifique-Nord Américaine. L'existence d'une variabilité très basse fréquence de l'atmosphère, dont l'empreinte peut par exemple persister d'un hiver sur l'autre malgré le cycle saisonnier, est difficilement conciliable avec une dynamique purement atmosphérique. En effet cette dernière est caractérisée par des constantes de temps de relaxation courtes. L'océan, via les constantes de temps beaucoup plus longues qui caractérisent ses circulations profondes et son inertie thermique, doit jouer un rôle dans cette variabilité lente. Cela implique aussi qu'il puisse forcer l'atmosphère. La connaissance de l'état de l'océan, par exemple de la SST ou du contenu thermique de la couche de mélange, peut alors être utilisée pour de la prévision sur des échelles (typiquement de 2 à 5 mois) dépassant celles des modes de variabilité purement atmosphériques (Czaja et Frankignoul, 2002). De même si un tel forçage de l'atmosphère par l'océan existe, la connaissance de la phase de certains modes océaniques basse fréquence des moyennes latitudes permet alors d'avoir une part de prévisibilité à long terme (5-10 années) sur l'écoulement atmosphérique

(Latif et Barnett, 1996).

La figure 1.1 présente une analyse de la variance de la pression de surface d'un ensemble de simulations forcées par des mêmes SST historiques (Kushnir *et al.*, 2002). La variance interannuelle de la moyenne d'ensemble, qui représente la variabilité forcée par les SST, est comparée à la variance entre membres de l'ensemble. Cette dernière estime la variabilité interne de l'atmosphère ou sa variabilité totale.

De telles études montrent qu'aux tropiques, la connaissance des SST suffit à déterminer plus de 60% de la variabilité atmosphérique inter-annuelle des pressions de surface. Par contre, aux latitudes extra-tropicales, cette condition aux limites ne contraint que de l'ordre de 20% de la variabilité interannuelle. En utilisant les mêmes méthodes d'analyse de variance, Rowell (1998) et Hoerling et Kumar (2002) montrent que les précipitations aux tropiques sont également fortement conditionnées par les SST tropicales, qui déterminent plus de 80% de la variance. A l'inverse la prévisibilité des précipitations aux moyennes latitudes est inférieure à 20% sur la plupart des régions.

Malgré les valeurs faibles aux moyennes latitudes, la prévisibilité associée est significative au sens statistique, ce qui justifie de s'y intéresser en détail. Les questions importantes qui apparaissent à la fin des années 1990 (Bladé, 1997; Robinson, 2000) pour la prévision à long terme sont :

— Quelle part de la variabilité de l'atmosphère des moyennes latitudes est liée aux SST extra-tropicales, par opposition à la variabilité liée aux SST globales ?
— Est-ce que ces dernières sont liées à des modes de variabilité couplée des moyennes latitudes, ou bien à des forçages externes tels que l'influence des tropiques ou des modes de variabilité lente purement océaniques ?

1.2 Rôle des variations de SST aux grandes échelles dans la dynamique des rail des dépressions.

1.2.1 Dynamique des anomalies de SST de grande échelle

Pour mieux comprendre le problème, on peut d'abord avoir recours à un modèle conceptuel pour relier la variabilité des SST extra-tropicales à la dynamique océanique ou à la variabilité atmosphérique. Hasselmann (1976) et Frankignoul et Hasselmann (1977) ont proposé une équation simplifiée pour l'évolution temporelle des anomalies de température de la couche de mélange océanique aux grandes échelles, à partir d'une équation d'évolution de la chaleur :

$$C_o \frac{\partial}{\partial t} \mathrm{SST} = -F + D_o \quad . \tag{1.1}$$

$C_o = \rho_o c_o H_o$ est la capacité thermique de la couche de mélange océanique, avec H_o sa hauteur, ici fixe. On a regroupé sous le terme D_o les processus purement océaniques, tels que l'advection et le mélange par les tourbillons océaniques, ou l'entraînement à la base de la couche de mélange. Le terme F désigne ici les échanges océan-atmosphère sous forme de chaleur sensible ; les échanges par changement de phase et par rayonnement peuvent se traiter de manière analogue. La théorie de la similarité de Monin-Obukhov (Stull, 1989) donne une expression pour ce flux :

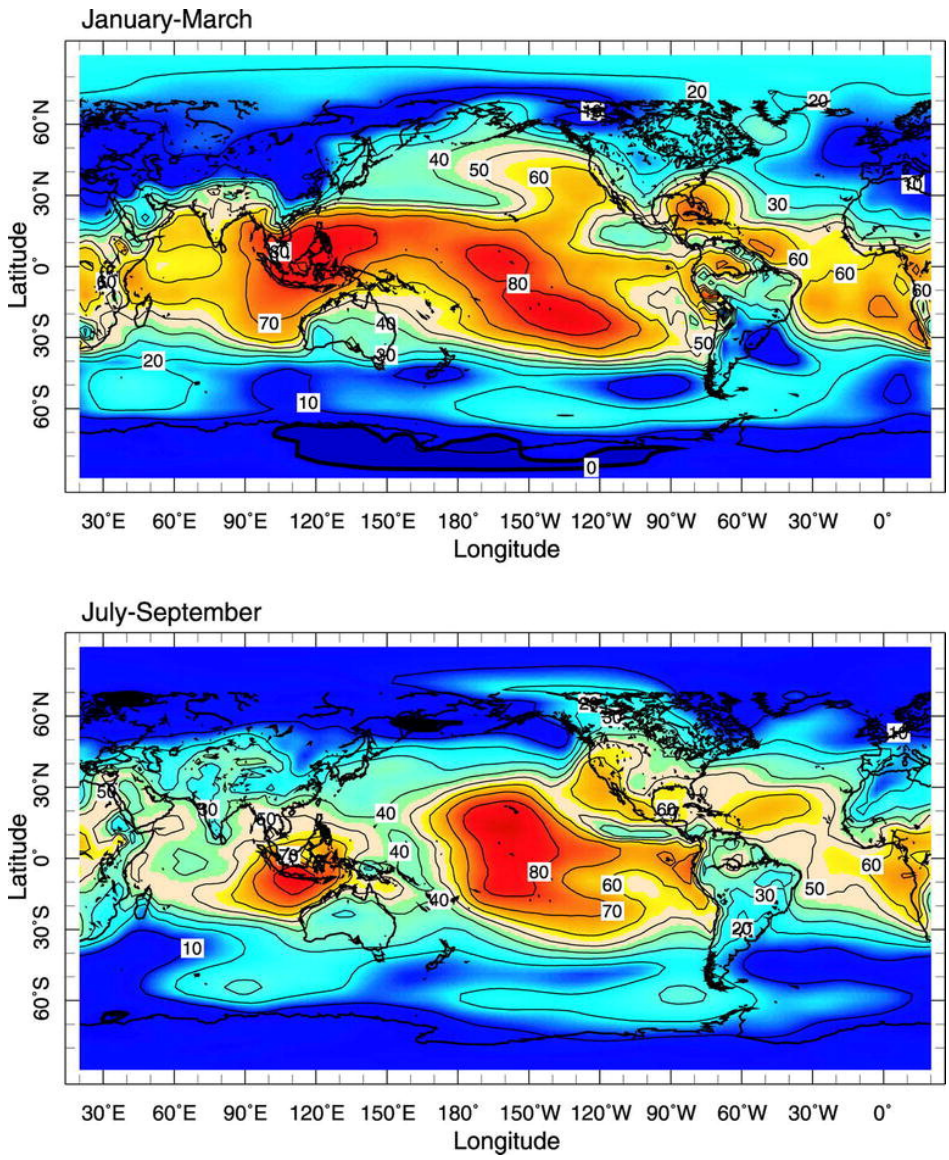


FIGURE 1.1 – **Prévisibilité potentielle de l'atmosphère liée aux SST.** La figure est obtenue à partir d'intégrations d'un ensemble de 10 simulations d'un modèle atmosphérique de circulation générale sur la période 1950-1999. Tous les membres sont forcés par les SST historiques. La prévisibilité exprime le rapport entre d'une part la variance temporelle de la pression de surface pour la moyenne d'ensemble, et d'autre part la variance intra-ensemble de la pression de surface. Les quantités considérées sont des moyennes saisonnières. Tiré de Kushnir *et al.* (2002).

$$F_{\mathrm{SEN}} = \rho c_p C_\theta |\mathbf{u}_{10m}| (\mathrm{SST} - \theta_{10m}) \quad . \tag{1.2}$$

$\mathbf{u}_{10m}$ et θ_{10m} sont les vent et température atmosphériques à un niveau proche du sol, c'est à dire quelques mètres. Le coefficient d'échange C_θ fait intervenir les fonctions de stabilité de la couche de surface atmosphérique, déterminées empiriquement. Pour $|\mathbf{u}_{10m}|$ et C_θ constants, ou par une linéarisation dans les cas plus généraux, on obtient une équation d'évolution des fluctuation temporelles ($(\cdot)'$) autour de l'état moyen

d'équilibre ($\overline{(\cdot)}$) :

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathrm{SST}' = \underbrace{\frac{\rho c_p C_\theta |\mathbf{u}_{10m}|}{C_o}\theta'}_{\mathcal{F}'} - \underbrace{\frac{\rho c_p C_\theta |\mathbf{u}_{10m}|}{C_o}}_{\lambda}\mathrm{SST}' + \frac{D'_o}{C_o} \tag{1.3}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathrm{SST}' = \mathcal{F}' - \lambda\,\mathrm{SST}' \quad ; \tag{1.4}$$

où le terme D_o a été omis dans la dernière expression. Le terme $\mathcal{F}'$ peut être vu comme un forçage stochastique lié aux variations de la température atmosphérique sous l'effet des fluctuations synoptiques ou à des fréquences plus basses. Ses propriétés statistiques sont supposées indépendantes des variations de la SST. Ici le terme de rétroaction $\lambda\,\mathrm{SST}'$ est lié à la dépendance des flux air-mer à la SST. Les valeurs typiques pour λ^{-1} sont de l'ordre de 3 à 5 mois.[1]

Considérons maintenant un spectre des fluctuations temporelles de $\mathcal{F}'$ en $\hat{\mathcal{F}}(\omega)$. Dans le cas où $\lambda = 0$, l'intégration dans le temps de l'équation (1.4) conduit à un spectre des fluctuations temporelles de SST$'$ en $\hat{\mathcal{F}}(\omega)/\omega^2$. L'océan intègre les fluctuations atmosphériques pour former de la variabilité à des fréquences plus basses (faibles valeurs de ω). Pour une valeur positive $\lambda > 0$, le spectre devient plat pour les très basses fréquences (lorsque $\omega \leq \lambda$). Ce modèle simplifié permet d'expliquer la présence de basses fréquences (quelques mois) dans la température de la couche de mélange océanique, même en l'absence d'une dynamique de l'océan : elles peuvent exister via les seuls effets d'intégration d'un bruit atmosphérique indépendant des SST. Enfin dans ce modèle stochastique de génération des anomalies de SST, leur temps caractéristique de décroissance détermine une limite à la prévisibilité des écoulements atmosphériques, qui doit être nulle au delà de ces quelques mois (Kushnir *et al.*, 2002). Pour expliquer la variabilité lente observée des SST aux périodes supérieures à 1 an, le modèle stochastique n'est pas suffisant et il faut prendre en compte les processus océaniques qui conduisent à des échanges de chaleur par advection et par diffusion turbulente, à la fois horizontalement et à travers la base de la couche de mélange.

1.2.2 Réponse des moyennes latitudes aux SST tropicales

Les observations et les réanalyses montrent des corrélations significatives entre la circulation moyenne extra-tropicale (pression de surface ou hauteur de géopotentiel) et la variabilité des SST tropicales associés par exemple à El Niño (Horel et Wallace, 1981; Hoerling et Kumar, 2002). L'amplitude des réponses composites aux index d'El Niño en terme de géopotentiel à 500 hPa dans le secteur Pacifique-Nord-Amérique sont de l'ordre de quelques dizaines de mètres. La variabilité interannuelle en hiver est quant à elle de l'ordre de 40 à 50 m. Les SST tropicales ont donc une importance dans la variabilité interannuelle des moyennes latitudes.

Afin de quantifier plus précisément le rôle d'El Niño sur la circulation atmosphérique dans l'hémisphère Nord, l'étude de Hoerling et Kumar (2002) utilise un protocole similaire à celui utilisé pour la figure 1.1, avec un ensemble de simulations forcé à partir des

1. Avec des valeurs usuelles $\mathrm{u}_{10m} \approx 10$ m/s, h≈ 50 m, $C_\theta \approx 0.001$, $\rho \approx 1.2$ kg/m^3 et $\rho_o c \approx 10^3$ kg/m^3, on obtient $\lambda^{-1} \approx 7$ mois. Elles sont réduites par la rétroaction des flux de chaleur latente qui est de l'ordre de 3 fois plus forte, mais augmentées par le fait que l'atmosphère s'ajuste partiellement à l'anomalie de SST (par exemple Frankignoul *et al.*, 1998; Barsugli et Battisti, 1998).

SST historiques. L'étude montre qu'une part de variance atmosphérique interannuelle est forcée par les SST, comme montré par Rowell (1998) et Kushnir *et al.* (2002). Par ailleurs, des travaux tels que ceux de Hoerling et Kumar (2002), utilisant des valeurs climatologiques de SST hors des tropiques montrent que la variabilité atmosphérique forcée est principalement liée à celle des SST dans le secteur Pacifique Tropical, plutôt qu'aux anomalies extra-tropicales.

Le mécanisme de réponse se base d'abord sur l'effet local dans les tropiques, qui est un chauffage diabatique au dessus de l'anomalie de SST. Cette réponse se propage vers les moyennes latitudes sous la forme d'une onde de Rossby stationnaire excitée par ce chauffage (Held *et al.*, 1989). Les changements de circulation moyenne et d'écoulement basse fréquence discutés ci-dessus sont également associés à des modifications des perturbations synoptiques (par exemple Zhang et Held, 1999; Chang *et al.*, 2002). Ces changements de circulation atmosphériques sont suffisamment importants pour modifier à leur tour les SST extra-tropicales (Alexander *et al.*, 2002).

Enfin des études statistiques montrent également un effet des SST tropicales sur la variabilité intra-saisonnière des moyennes latitudes, caractérisée par exemple par les fréquences d'occurrence des régimes de temps. Les données de réanalyses montrent que des températures chaudes dans l'Atlantique tropical tendent à favoriser la phase positive de l'oscillation nord-Atlantique (Cassou *et al.*, 2004). Les anomalies dans le Pacifique tropical associées aux épisodes La Niña sont associées à des régimes dorsaux plus fréquents en hiver (Cassou et Terray, 2001). Ces résultats sont confirmés à partir de modèles de circulation générale forcés par des SST qui correspondent aux différentes phases des modes de variabilités océaniques (Cassou *et al.*, 2004). De la même manière, la prise en compte des SST observées dans des modèles de circulation générale permet de reproduire de manière robuste les changements inter-annuels de fréquence d'occurrence des régimes de temps constatés sur le secteur Pacifique-Amérique nord depuis le milieu du vingtième siècle (Straus *et al.*, 2007).

Les SST tropicales modifient donc à la fois l'état moyen des moyennes latitudes, les statistiques de variabilité haute (perturbations synoptiques) et basse fréquence (régimes de temps). Ce n'est que plus récemment qu'une réponse aux anomalies de SST extra-tropicales a été mise en évidence, analogue mais d'amplitude plus faible.

1.2.3 Réponse de l'atmosphère aux SST extra-tropicales

Observations et approche statistique

Pour mettre en évidence cette réponse, une première approche consiste à considérer les relations statistiques entre grandeurs atmosphériques et océaniques. On s'intéresse principalement aux corrélations retardées, lorsque l'océan précède l'atmosphère d'une durée τ supérieure à celle des modes de variabilité interne de l'atmosphère. Ceci permet d'extraire la réponse forcée de l'atmosphère à une anomalie de SST qui persiste sur quelques mois (Frankignoul *et al.*, 1998; Czaja et Frankignoul, 1999).

Pour cela, on peut utiliser le modèle stochastique décrit par l'équation (1.4). On va exprimer, à la manière de Frankignoul *et al.* (1998), le terme D_o comme la somme de deux termes m' et $-\lambda_o\,\mathrm{SST}$. m' regroupe l'ensemble des termes de forçages stochastiques autres que ceux liés au flux turbulent de chaleur, par exemple le transport. Le terme $-\lambda_o\,\mathrm{SST}$ regroupe de la même manière l'ensemble des rétroactions qui agissent

sur la SST autres que celle associée aux flux turbulents à la surface, telles que l'entraînement ou le flux radiatif.

L'équation d'évolution des SST devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathrm{SST}' = \underbrace{\mathcal{F}' - \lambda\,\mathrm{SST}'}_{F'_{\mathrm{SEN}}} + \underbrace{m' - \lambda_o\,\mathrm{SST}'}_{D_o/C_o} \tag{1.5}$$

$$= (\mathcal{F}' + m') - \underbrace{(\lambda + \lambda_o)}_{\lambda_{tot}}\mathrm{SST}' \quad . \tag{1.6}$$

On cherche à exprimer les corrélations retardées $R_{F_{\mathrm{SEN}},\mathrm{SST}}(\tau)$ entre le flux de surface à un instant $t+\tau$ et la SST à un instant t :

$$R^2_{F_{\mathrm{SEN}},\mathrm{SST}}(\tau) = \frac{\overline{\mathrm{SST}'(t)\ F'_{\mathrm{SEN}}(t+\tau)}^2}{\left(\overline{\mathrm{SST}'^2(t)}\right)\ \left(\overline{F'^2_{\mathrm{SEN}}(t)}\right)} \tag{1.7}$$

avec $\overline{(\cdot)}$ un opérateur de moyenne temporelle, et on note $R_{\mathrm{SST}}(\tau)$ la fonction d'autocorrélation de la SST :

$$R_{\mathrm{SST}}(\tau) = \frac{\overline{\mathrm{SST}'(t)\ \ \mathrm{SST}'(t+\tau)}}{\overline{\left(\mathrm{SST}'^2(t)\right)}} \quad . \tag{1.8}$$

Par simplicité, on suppose que m' et $\mathcal{F}'$ ne sont pas corrélés entre eux, avec un temps de décroissance caractéristique commun ν, et un rapport de variance n^2=2. Pour des temps supérieurs au temps caractéristique ν^{-1} de décorrélation des processus atmosphériques, la corrélation retardée entre le flux de surface à un instant t et la SST à un instant t+τ s'exprime alors par :

$$R_{F_{\mathrm{SEN}},\mathrm{SST}}(\tau) \approx \frac{2A}{3}e^{\nu t} \qquad -\lambda R_{\mathrm{SST}}(\tau) \qquad \text{pour} \quad \tau \ll -\nu^{-1} \tag{1.9}$$

$$\approx \frac{2A}{3}(e^{2\lambda_{tot}t} - e^{-\nu t}) \qquad -\lambda R_{\mathrm{SST}}(\tau) \qquad \text{pour} \quad \tau \gg \nu^{-1} \quad , \tag{1.10}$$

avec $A^2 = \overline{(\mathcal{F}' + m')^2}$ qui décrit l'amplitude du forçage stochastique total (Frankignoul *et al.*, 1998).

La figure 1.2a présente cette courbe, en supposant une rétroaction négative par les flux de surface avec un temps caractéristique λ^{-1}=60 j. Aux décalages négatifs, la faible corrélation négative indique que les flux forcent l'anomalie de SST, puis aux décalages positifs l'anomalie décroit sous l'effet de la rétroaction négative en partie liée aux flux de surface. S'il n'y avait pas de rétroaction négative par les flux de chaleurs mais seulement $\lambda_{tot} = \lambda_o$, les corrélations seraient nulles quand les flux précèdent la SST d'une durée supérieure à quelques ν^{-1} (1.2a, courbe pointillée). Un terme $-\lambda R_{\mathrm{SST}}(\tau)$ non-nul donne une forme plus antisymétrique à la courbe.

La corrélation retardée construite à partir des observations en un point donné de l'Atlantique Nord montre le même type de comportement (Fig. 1.2b). Elle est partiellement antisymétrique, ce qui indique que λ est non-nul, et donc que la SST a un effet

sur l'atmosphère. Les comportements asymptotiques de ce type de courbes permettent d'estimer la valeur de λ. Converties en flux de chaleur, les sensibilités obtenues aux grandes échelles sont de 10 à 20 W m^{-2} K^{-1}, avec toutefois une très grande variabilité selon les parties des bassins et les études (Frankignoul *et al.*, 1998, 2004). Il faut noter que les données utilisées ont une résolution spatiale de 5° et une résolution temporelle d'un mois : elles ne contiennent donc pas les signaux associés à la mésoéchelle océanique.

La décomposition en valeurs et vecteurs singuliers entre SST et flux de surface pour des décalages τ compris entre -1 et 3 mois fait apparaître une anomalie de SST en fer à cheval (Czaja et Frankignoul, 2002). Si on considère une phase avec une anomalie de SST positive sur le Gulf Stream, les vecteurs singuliers associés montrent qu'à cet endroit, les flux au décalage de -1 mois (atmosphère qui précède) sont dirigés vers l'océan. A l'inverse aux décalages positifs de +1 à +3 mois (océan qui précède), ceux-ci sont dirigés vers l'atmosphère. Les flux de surface forcent donc l'anomalie de SST comme dans le modèle de Frankignoul et Hasselmann (1977), puis l'anomalie décroit lentement via la rétroaction négative associée aux flux de chaleur de l'océan vers l'atmosphère : c'est le comportement décrit localement par la figure 1.2b.

L'analyse a aussi été conduite entre la température océanique SST(t_0) et le géopotentiel à 500 hPa $Z_{500hPa}(t_0 + \tau)$ (Fig. 1.2c) pour différentes valeurs de τ. Le premier vecteur singulier associé à l'océan suit là aussi une forme de fer à cheval. Pour une telle anomalie de SST en hiver, la relation entre SST et géopotentiel à 500 hPa est significative au sens statistique quand la SST précède de 1 à 7 mois la circulation atmosphérique, ce qui met en évidence un forçage de la troposphère libre par l'océan. Cette réponse a une amplitude pour le géopotentiel à 500 hPa de l'ordre de 10 m à 15 m, soit $\approx$ 40 m/K. Cela représente de l'ordre de 15 % de la variabilité inter-annuelle en hiver dans l'Atlantique Nord (Czaja et Frankignoul, 1999; Drévillon *et al.*, 2001; Czaja et Frankignoul, 2002). Le vecteur singulier pour le géopotentiel se projette relativement bien sur le mode dominant de variabilité dans ce secteur, l'oscillation Nord-Atlantique.

En conclusion, ce type de méthodes statistiques permet d'extraire du système couplé la réponse atmosphérique aux températures océaniques, qui forcent via les flux de chaleur des anomalies de circulation. Des étude à partir de GCM confirment l'existence du forçage de cette variabilité par les variations des SST extra-tropicales. Par exemple, en prenant en compte les SST historiques sur l'Atlantique Nord, et des valeurs climatologiques ailleurs, Rodwell *et al.* (1999) montrent que les variations inter-annuelles et surtout à de plus basses fréquences de la phase de l'Oscillation Nord Atlantique peuvent être en partie reproduites.

On va maintenant décrire comment ce forçage de l'atmosphère par les flux de chaleur est associé aux réponses en circulation. Pour s'affranchir des difficultés associées à la coexistence des deux sens de forçages dans le système couplé, on se place principalement dans le cadre d'une atmosphère forcée par des SST.

Mécanismes et modélisation

Compte-tenu des réponses supposées faibles aux anomalies extra-tropicales de SST, une première approche consiste à étudier la réponse linéaire de l'atmosphère à des anomalies de SST ou de chauffage diabatique. Cette réponse à des anomalies de chauffage de grande échelle a été largement étudiée, sur le plan β ou sur la sphère, autour d'états

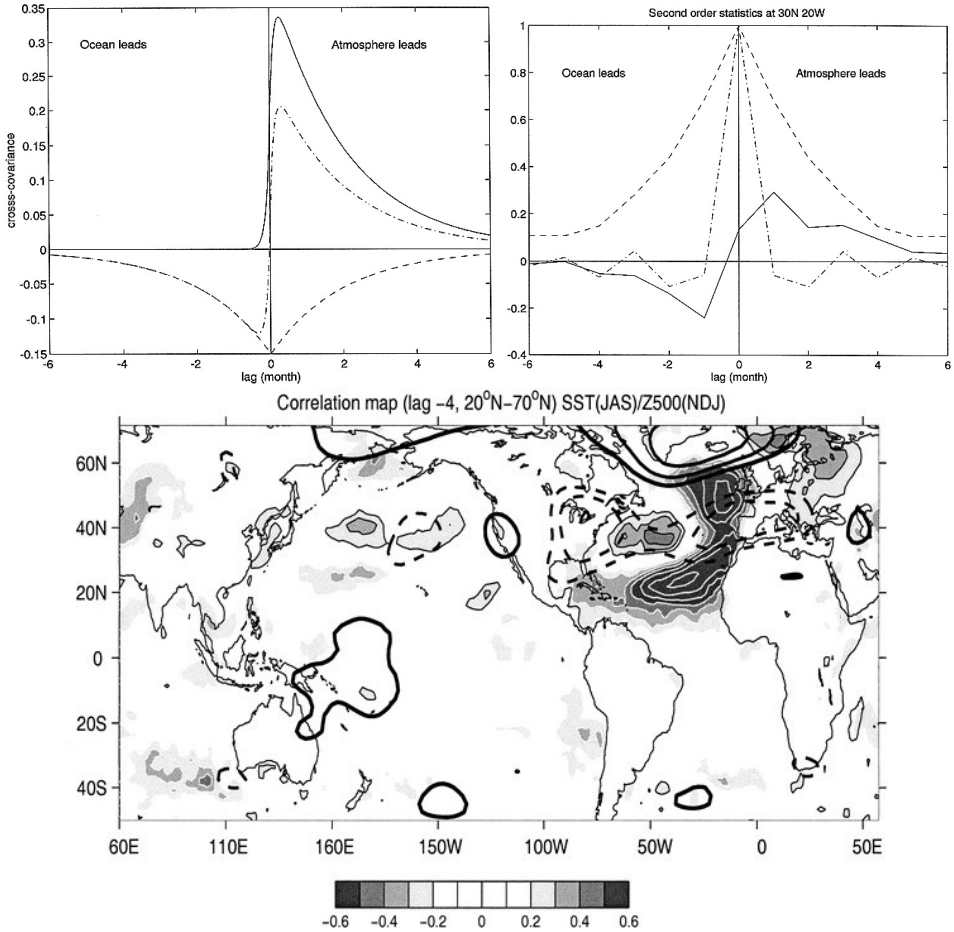


FIGURE 1.2 – **(a) Valeurs théoriques des corrélations croisées entre SST et flux de surface**, en utilisant λ_a=(120 j)$^{-1}$, λ=(60 j)$^{-1}$, ν=(3 j)$^{-1}$ (courbe pleine), puis λ_a=0 (courbe pointillé). La dernière courbe représente l'auto-corrélation de la SST, multipliée par -λ_a. Tiré Frankignoul *et al.* (1998). **(b) Valeurs observées des corrélations croisées entre SST et flux de surface**, en un point donné (30° N, 20° O, courbe pleine). Les deux autres courbes représentent l'auto-corrélation de la SST (tirets) et celle des flux turbulents de surface (pointillés). Tiré de Frankignoul *et al.* (1998). **(c) Modes de covariabilité atmosphère-SST sur l'Atlantique Nord dans les réanalyses.** Premiers vecteurs singuliers de la SST (niveaux de gris, en K) et du géopotentiel à 500 hPa (contours, tous les 5 m) obtenus par décomposition aux valeurs singulières du géopotentiel en hiver (novembre à janvier) et du champ de SST sur l'Atlantique extra-tropical (20° N -70° N) considéré avec des décalages dans le temps de +4 mois : l'océan est en avance sur l'atmosphère. La matrice de covariance est construite à partir des données de la réanalyse NCEP sur la période 1958–1997. Tiré de Czaja et Frankignoul (2002).

de référence plus ou moins réalistes. Les réponses sont analogues à celles produites par d'autres types de forçage dans les mêmes gammes d'échelles spatiales, tels que celui des ondes de Rossby forcées par la topographie (Smagorinsky, 1953; Hoskins et Karoly, 1981). Le chauffage induit par l'anomalie de SST est associé à un puits de vorticité potentielle aux altitudes plus élevées, et à une source en dessous de lui. Pour des ondes

courtes ($k \gg \sqrt{\beta/\overline{u}}$, avec β la dérivée du paramètre Coriolis dans la direction méridienne), la source additionnelle est équilibrée par l'advection horizontale de vorticité potentielle par le jet moyen. Pour des ondes longues ($k \ll \sqrt{\beta/\overline{u}}$), elle est équilibrée par l'advection de vorticité planétaire par la perturbation engendrée. En absence de termes de relaxation, une résonance est possible, pour des nombres d'ondes zonaux de l'ordre de $k = \sqrt{\beta/\overline{u}}$, soit quelques milliers de kilomètres aux moyennes latitudes : c'est l'échelle spatiale des anomalies de SST considérées ici.

Dans un modèle d'équations primitives, Frankignoul (1985) montre que la réponse à des anomalies de SST aux moyennes latitudes s'étend à l'intégralité d'un hémisphère. Les anomalies utilisées ont des dimensions de quelques milliers de kilomètres, et des amplitudes réalistes associées à des chauffage de l'ordre de 40 W/m^2 dans les basses couches. Les amplitudes de réponse à 300 hPa sont de 20 à 30 m au maximum, et 5 à 10 m loin de l'anomalie.

La figure 1.3 présente la réponse linéaire au chauffage diabatique diagnostiqué dans la région du Gulf Stream, autour d'un état de référence climatologique (Minobe *et al.*, 2008). On y voit que l'onde stationnaire générée par une source localisée en longitude modifie fortement la circulation au niveau de l'Europe. La source est associée à un chauffage de 250 W/m^2 mais avec une extension spatiale plus réduite que Frankignoul (1985), de sorte que les amplitudes de réponse sont comparables, jusqu'à 20 m sur le géopotentiel à 250 hPa.

Ces amplitudes de réponses linéaires sont non-négligeables par rapport à la variabilité interannuelle ($\sim$ 40 m), ou encore à l'amplitude de l'onde stationnaire présente dans les moyennes climatologiques de l'hémisphère Nord ($\sim$ 40 m).

La réponse linéaire ne dépend pas seulement du flux de chaleur en surface considéré, mais aussi du profil vertical de chauffage avec notamment une forte dépendance à sa dérivée verticale (Frankignoul, 1985). Ce point est illustré par la figure 1.4, qui compare la réponse linéaire à un même chauffage, mais pour deux profils verticaux distincts. On y voit que la réponse du géopotentiel est différente selon que le chauffage est réparti sur toute la troposphère (figure de gauche) ou bien contenu seulement dans les basses couches (figure de droite). Cela indique que la connaissance des flux de surface n'est pas suffisante pour déterminer la réponse aux anomalies de SST extra-tropicales. Une des difficultés principales va donc consister à déterminer le profil de chauffage induit par une variation donnée de SST. Peng et Whitaker (1999) décrivent également une dépendance de la réponse linéaire à l'écoulement de référence, même pour de faibles variations de ce dernier au cours d'une même saison. Celle-ci peut en partie expliquer les différences de réponses obtenues pour différentes configurations de GCM (Fig. 1.5 par exemple).

Les différentes études à partir de GCM mentionnées dans la partie précédente ont cependant fait apparaître que la réponse aux anomalies extra-tropicales de SST était fortement non linéaire. Pour des anomalies de SST d'amplitude de 2.5 K, Magnusdottir *et al.* (2004) montrent que les réponses à des anomalies de même amplitude et répartition spatiale, mais de signes opposés, n'étaient pas similaires.

Une partie de cette non linéarité est notamment due aux profils de chauffage obtenus dans les GCM, avec une réponse plus profonde pour des anomalies positives que pour des anomalies froides dont l'effet reste confiné aux basses couches. Par exemple,

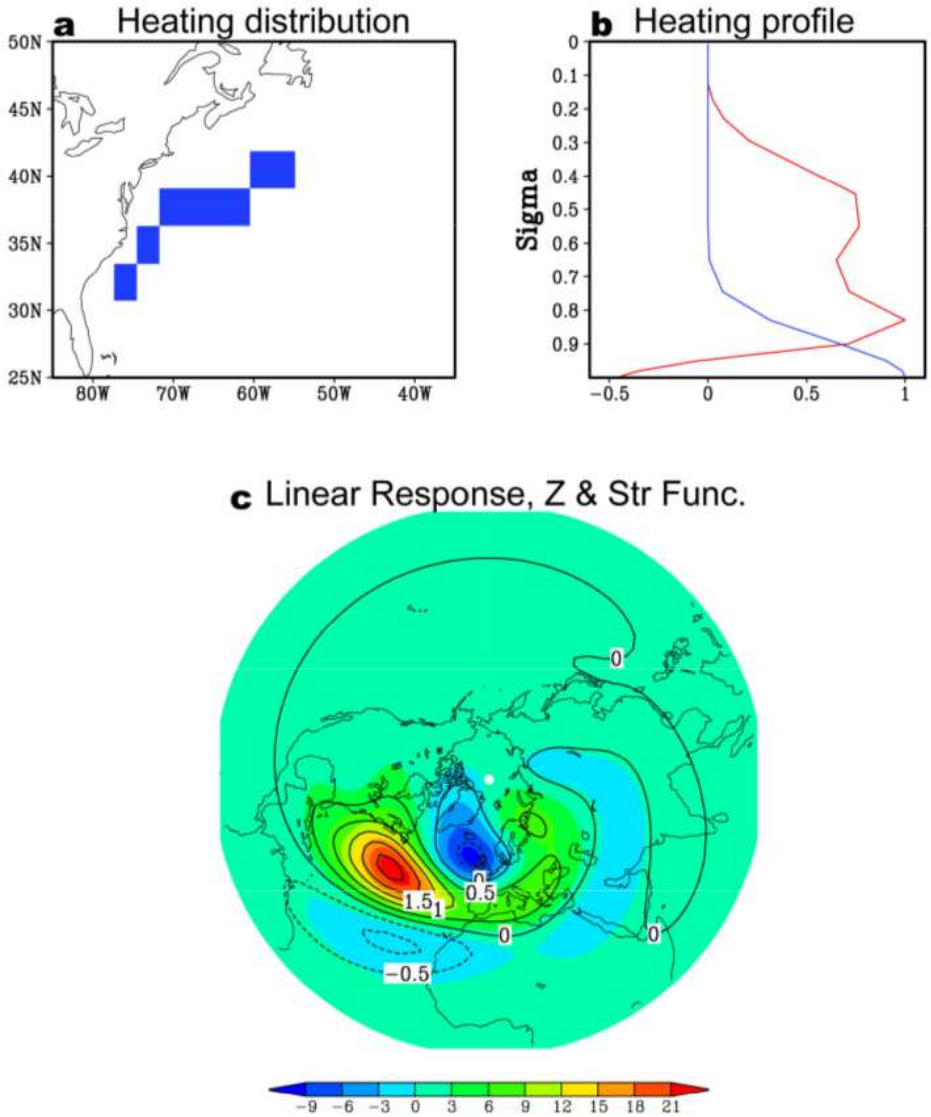


FIGURE 1.3 – **Réponse linéaire au chauffage diabatique associé au Gulf Stream.** Le panneau (a) représente la répartition horizontale de la source de chaleur, et le panneau (b) son profil vertical., tous deux normalisés. L'amplitude du chauffage intégré verticalement est de 250 W/m^2. La source est décomposée en une composante sensible et une composante latente. Elle représente de manière simplifiée l'effet du Gulf Stream sur la troposphère libre, et sera décrite en détails dans la partie suivante (1.3). Le panneau (c) montre la réponse linéaire à cette source de chaleur. L'état de référence pour la linéarisation est la climatologie produite par la réanalyse NCEP-NCAR (1957–1996). Les couleurs représentent le géopotentiel à 250 hPa (en m), et les contours la fonction de courant à 250 hPa (en 10^{-6} m^2 s^{-2}). Tiré de Minobe *et al.* (2008).

Deser *et al.* (2004) obtiennent avec un GCM une réponse d'amplitude d'ordre 2-3 fois supérieure pour une anomalie chaude de 5 K dans l'Atlantique Nord ($\approx$ 90 m sur le géopotentiel à 300 hPa), par rapport à une anomalie de -5 K de même structure ($\approx$ 30 m).

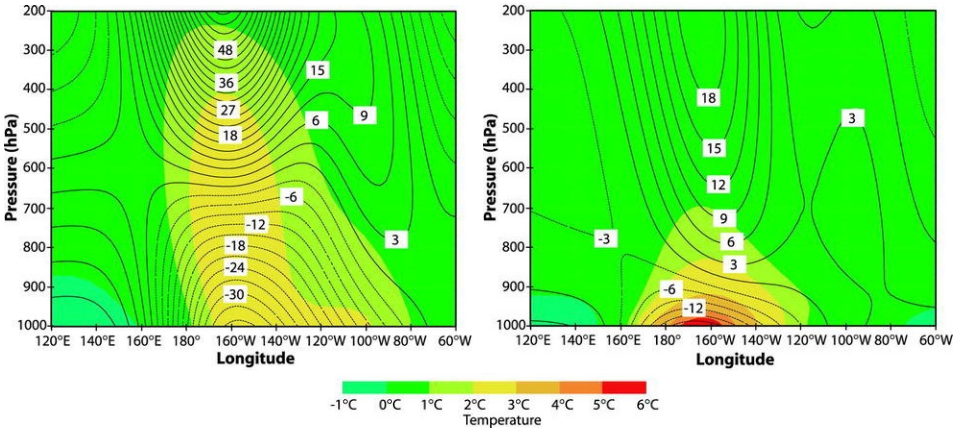


FIGURE 1.4 – **Réponse linéaire à deux anomalies de chauffage, respectivement profonde et concentrée vers la surface.** Les contours représentent la réponse en géopotentiel (tous les 3 m), et les couleurs la réponse en température (tous les 1 K). La source de chaleur est situé à 180° W, avec un profil qui décroit exponentiellement avec l'altitude. A gauche, la décroissance est lente, tandis qu'à droite elle est rapide. L'état de référence est un jet barocline sur un plan β. Dans les deux cas, on obtient une réponse barocline avec une dépression de surface en aval de la source de chaleur. Tiré de Kushnir *et al.* (2002).

Toutefois, un point important est que cette non-linéarité de la réponse ne provient pas seulement des différences de chauffage diabatique qui apparaissent en réponse directe aux anomalies de SST chaudes ou froides. En effet, en utilisant non pas des anomalies de SST de signe opposé mais des anomalies de chauffage associées, Robinson (2000) ou Hall *et al.* (2001a) décrivent des expériences pour lesquelles des anomalies de chauffage induites dans des AGCM complets ou simplifiés ne conduisent pas à des réponses simplement opposées en terme de circulation.

Peng et Whitaker (1999) puis Peng et Robinson (2001) s'intéressent à la réponse totale, directe et indirecte, à une anomalie extra-tropicale de chauffage Q dans les basses couches, via une anomalie de SST de 2 K. Pour ce faire, la réponse directe $\Psi_{Lin.}$ est calculée à partir d'un modèle linéarisé autour de l'état de référence. Puis, à partir d'un modèle simplifié de rail des dépressions, les modifications des flux de Reynolds non-linéaires (de température et de quantité de mouvement) induites par ces changements de circulation sont estimées. Elles permettent d'exprimer un forçage de l'écoulement moyen $\Psi_{(t)}$ par les perturbations transitoires. Enfin, ce nouveau forçage est utilisé dans le modèle linéaire pour estimer la réponse de la circulation $\Psi_{Tot.}$ obtenue en présence de l'anomalies de SST et des nouveaux flux. Cette réponse totale peut être décomposée en une réponse directe $\Psi_{Lin.}$ et une réponse indirecte $\Psi_{Ind.} = \Psi_{Tot.} - \Psi_{Lin.}$, liées respectivement aux forçages Q et $\Psi_{(t)}$.

L'étude de Peng et Robinson (2001) dégage principalement les résultats suivants :

— Dans la mesure où leur modèle simplifié de rail reproduit la sensibilité des flux à la circulation moyenne, cette procédure permet de reproduire de manière satisfaisante la réponse non-linéaire complète obtenue à partir du GCM.

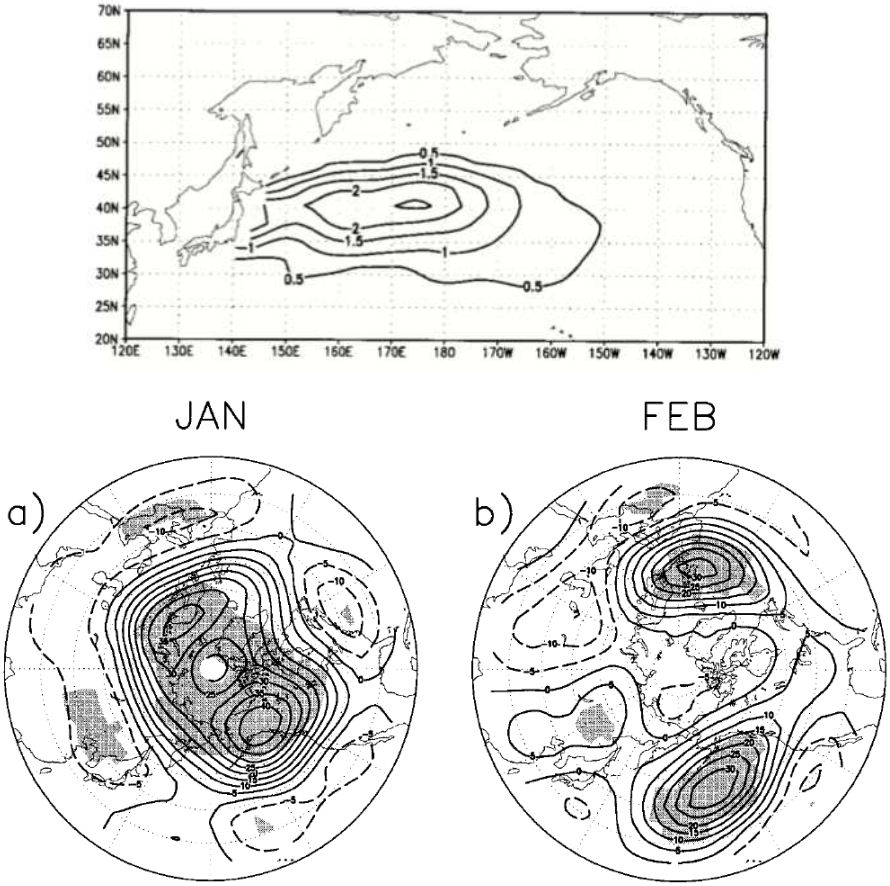


FIGURE 1.5 – **Réponse non-linéaire à une anomalie extra-tropicale de SST.** (a) Anomalie de SST utilisée dans la partie Ouest du Pacifique Nord. (b,c) Réponse sur le géopotentiel à 250 hPa, à partir d'intégrations de 32 années d'un modèle atmosphérique de circulation générale. Les autres forçages externes sont fixés à leur moyennes climatologiques obtenues pour les mois de (b) janvier et (c) février. Une faible partie des différences entre les deux mois est attribuée à la réponse linéaire, le reste étant expliqué par les réponses non-linéaires. Tiré de Peng et Robinson (2001).

— Contrairement à la réponse directe, la réponse indirecte est barotrope, et les deux ont des amplitudes comparables. Elles sont dans leur cas de l'ordre de 40 m et 20 m respectivement pour le géopotentiel à 250 hPa.
— La sensibilité de la réponse à la climatologie, montrée par la figure 1.5, est principalement due à la réponse indirecte $\Psi_{Ind.}$, plus qu'à celle de la réponse linéaire $\Psi_{Lin.}$ (Peng et Whitaker, 1999).
— Ils montrent enfin que la réponse linéaire $\Psi_{Ind.}$ aux flux anormaux $\Psi_{(t)}$ se projette fortement sur le premier mode de variabilité du système non perturbé.

Ce dernier point est confirmé par d'autres études (Hall *et al.*, 2001a,b; Peng *et al.*, 2002; Deser *et al.*, 2004). Cela suggère que la réponse complète aux anomalies de SST dépend de la façon dont le chauffage lié à la SST peut exciter un des modes dominants de la variabilité interne de l'atmosphère, typiquement celui associé à l'oscillation Nord Atlantique (Peng *et al.*, 2002).

Au début des années 2000, la vision qui émerge est donc la suivante : il existe une faible réponse, à la fois barocline et barotrope, aux anomalies de SST extra-tropicales. Elle est de l'ordre de 10 à 20 m de hauteur de géopotentiel à 500 hPa par degré d'anomalie (Kushnir *et al.*, 2002). Cette réponse est néanmoins faible, d'une part devant la variabilité interne de l'atmosphère des moyennes latitudes qui est de l'ordre de $\mathcal{O}(40\ m)$ aux échelles inter-annuelles, et d'autre part devant la variabilité temporelle forcées par les températures océaniques tropicales telles qu'associées à El-Nino. L'effet d'une même anomalie de SST sur la circulation et les flux de Reynolds est également fortement dépendant de l'état atmosphérique. Celui-ci détermine l'extension verticale du chauffage induit par la SST, et la manière dont le chauffage associé excite les réponses linéaire et non-linéaire.

1.3 Forçage de la couche limite atmosphérique par la mésoéchelle océanique

A l'inverse de l'étude des réponses aux anomalies de grande échelle, qui se base sur la variabilité temporelle des SST et des circulations de l'atmosphère, l'étude de la réponse à la mésoéchelle océanique se base largement sur l'étude de la variabilité spatiale de la couche limite atmosphérique. Cette mésoéchelle regroupe les structures de taille de un à quelques rayons de déformation océaniques (50 à 500 km). Des campagnes de mesure in-situ (Sweet *et al.*, 1981; Giordani *et al.*, 1998; Song *et al.*, 2006) mettent en évidence des changements rapides de profils de couche limite atmosphérique à la traversée du Gulf Stream ou des courants qui le prolongent. La SST varie d'une dizaine de degrés sur quelques centaines de kilomètres, et des vents et des houles plus intenses sont observées sur le côté chaud du courant. Des corrélations du même type sont observées aux latitudes tropicales à l'échelle de l'upwelling équatorial ou des ondes d'instabilité tropicales (Wallace *et al.*, 1989; Hayes *et al.*, 1989; Chelton *et al.*, 2001; Hashizume *et al.*, 2002).

Ce couplage positif entre vent et SST suggère un forçage de la couche limite atmosphérique par les SST, contrairement aux comportements à grande échelle. La nature du couplage entre océan à ces échelles et atmosphère est très différente de celle décrite aux grandes échelles spatiales. C'est le transport océanique, et non les flux de surface associés à la variabilité atmosphériques, qui génère la majeure partie de la variabilité des SST à ces petites échelles.

L'étudie des corrélations retardées entre SST et flux de chaleur $R_{F_{\mathrm{SEN}},\mathrm{SST}}(\tau)$ (Bishop *et al.*, 2017) permet de mieux le comprendre. La figure 1.6 présente cette corrélation en fonction des échelles spatiales considérées, pour des régions riches en mésoéchelle océanique. Aux grandes échelles, on retrouve un comportement similaire à la figure 1.2b obtenue avec des données à basse résolution spatiale : un flux de chaleur dirigé de l'atmosphère vers l'océan précède l'anomalie de SST (quart haut-gauche), puis un flux vers l'atmosphère tend à la faire décroître (quart haut-droit). Aux petites échelles par contre, la fonction de corrélation est positive et relativement symétrique, avec une échelle temporelle de décroissance qui correspond à celle des anomalies de SST : on a essentiellement un forçage de l'atmosphère par l'océan.

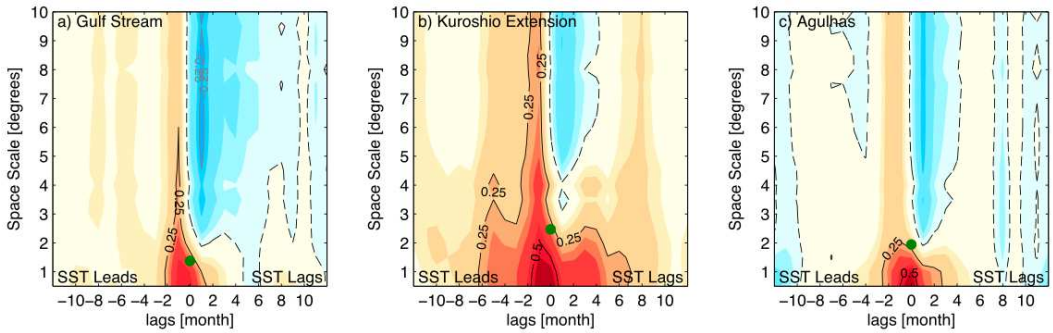


FIGURE 1.6 – Corrélations croisées (sans unité) entre SST et flux de chaleur turbulent de surface pour différentes valeurs du décalage temporel pour trois régions. Les données de SST sont issues du jeu NOAA-OISST (observations radiomètres et interpolation optimale), et celles des flux turbulents du jeu OAFlux, tous les deux interpolés sur une grille de 0.25°. L'axe des ordonnées correspond à l'inverse de la fréquence de coupure du filtre spatial passe bas appliqué aux données. Des moyennes mensuelles sont utilisées. Tiré de Bishop *et al.* (2017)

Des raisonnement similaires (Xie, 2004; Bryan *et al.*, 2010; Piazza, 2015) peuvent être effectués sur les relations entre vent et SST. Aux grandes échelles supérieures à 1000 km, il y a en partie un forçage de l'océan par l'atmosphère avec un coefficient de couplage qui peut être négatif (Kushnir *et al.*, 2002). Lorsque les petites échelles sont par contre prises en compte, le vent est positivement corrélés aux anomalies de SST que ce soit pour ses fluctuations spatiales (Xie, 2004; Song *et al.*, 2009) ou temporelles (Bryan *et al.*, 2010). C'est le cas pour des observations à haute résolution spatiale, ou dans des modélisations couplées avec des modèles océaniques de résolution spatiale suffisante pour reproduire en partie la variabilité océanique associée aux tourbillons de mésoéchelle (Bryan *et al.*, 2010). Par contre, si ces fines échelles ne sont pas représentées, la corrélation entre vent de surface et SST prend des valeurs négatives.

Les flux de chaleur sensible associés aux anomalies de SST sont à l'origine d'une anomalie de température dans la couche limite atmosphérique. Celle-ci est observée pour les fronts de grande échelle (Tokinaga *et al.*, 2009; Shimada et Minobe, 2011), ainsi qu'à l'échelle des tourbillons océaniques dans le cas des méandres du courant Antarctique Circumpolaire (Liu *et al.*, 2007). L'advection par les perturbations synoptiques et l'écoulement moyen contrôlent en partie l'amplitude et la phase de la réponse en température, d'une manière détaillée dans la partie 2.1.2 (p.50). Pour des échelles spatiales inférieures ou égales à une longueur caractéristique L_p, les anomalies de température atmosphérique sont bien moins grandes que celles de la SST. Leur amplitude est de quelques dixièmes de degré. Cette échelle L_p est estimée par :

$$L_p = \frac{uH^2}{K_\theta} \approx 100 - 200\ km \quad , \tag{1.11}$$

avec H la hauteur de la couche limite et K_θ une diffusivité verticale (Spall, 2007; Small *et al.*, 2008), et avec des valeurs typiques aux moyennes latitudes ($u = 10$ m/s, $H = 600$ m, $K_\theta = 30$ m/s^2). C'est le type d'échelles que l'on va considérer pour l'océan.

Ces anomalies de température suffisent, via l'équilibre hydrostatique, à générer des anomalie de pression de surface significatives : Tokinaga *et al.* (2009) observent par exemple des variations de ±0.3 hPa sur les flancs chauds et froids du Kuroshio.

Si on considère des gradients de température océaniques supérieurs à 1K/100 km sur des échelles $\mathcal{O}(L_p)$, la couche limite atmosphérique s'ajuste donc au moins partiellement en température. On peut alors estimer la modification induite sur le cisaillement vertical du vent géostrophique $\mathbf{u}_g$ entre la surface et le sommet de la couche limite dans la direction parallèle au front (Feliks *et al.*, 2004) :

$$\mathbf{u}_g = \frac{gH}{f_0\Theta_0}\nabla\theta \sim \frac{gH}{f_0\Theta_0}\nabla\,\mathrm{SST} \sim 2\ m/s \quad , \tag{1.12}$$

pour f=10^{-4} s^{-1} le paramètre de Coriolis, Θ_0=300 K une température de référence, H=600 m la hauteur de la couche limite, et g=10 m s^{-2}. Aux moyennes latitudes les profils de vent géostrophiques dans la direction des fronts de SST peuvent donc être significativement modifiés par de tels gradients de SST, bien que les modifications de pression de surface soient largement inférieures à leurs fluctuations synoptiques.

Les processus de couche limite conduisent cependant à une réponse non-géostrophique. Sous l'hypothèse d'une friction de surface proportionnelle à la vitesse, Minobe *et al.* (2008) et Brachet *et al.* (2012) obtiennent un l'équilibre similaire à celui du pompage d'Ekman : les anomalies de gradients de pression sont équilibrées par l'anomalie de force de Coriolis induite par une circulation rotationnelle, et l'anomalie de mélange vertical induite par une circulation divergente. Cette dernière, établie dans la partie 2.1.2, est exprimée par :

$$(\nabla\cdot\mathbf{u})^\star = \frac{\epsilon}{\epsilon^2+f^2}\frac{gH}{\Theta_0}\nabla^2\theta^\star \quad . \tag{1.13}$$

ϵ est un coefficient décrivant la traînée induite par la tension de surface.
$\nabla^2 = \partial^2/\partial_x^2 + \partial^2/\partial_y^2$ désigne l'opérateur de Laplacien horizontal.

A partir des moyennes climatologiques, plusieurs études (Minobe *et al.*, 2008; Shimada et Minobe, 2011) montrent de telles correspondances à mésoéchelle dans les observations : des relations linéaires sont obtenues entre le Laplacien de la SST, le Laplacien de l'anomalie de pression générée dans la couche limite, et enfin la convergence des vents de surface.

L'utilisation combinée de données satellitaires pour la SST (mesures par radiométrie) et la tension de surface (mesures par diffusiomètre) met en évidence une corrélation positive systématique entre SST à mésochelle et tension de vent (O'Neill *et al.*, 2003; Xie, 2004). Cette corrélation se base sur des échelles temporelles comprises entre la semaine et le mois, notées par $\overline{(\cdot)}$, et s'exprime par

$$\overline{\tau}^\star \approx \alpha_\tau\,\overline{\mathrm{SST}}^\star \quad , \tag{1.14}$$

où τ est la tension de vent. $(\cdot)^\star$ désigne un opérateur permettant d'isoler la mésoéchelle. Cette relation est obtenue dans tous les océans des latitudes tempérées (Chelton *et al.*, 2004; O'Neill *et al.*, 2012), dans une gamme d'échelles comprises entre 1000 km

et les plus fines résolutions des observations satellites, de l'ordre de 25 km pour les vents de surface.

En plus de ce couplage scalaire, des relations analogues sont obtenues, avec des relations linéaires robustes, entre la divergence de tension de surface et le gradient de SST dans la direction du vent, ou encore en terme de rotationnel et de gradient de SST orthogonal au vent (Fig. 1.7) :

$$\left(\overline{\nabla \cdot \vec{\tau}}\right)^{\star} \approx \alpha_D \left(\nabla \, \mathrm{SST} \cdot \frac{\vec{\tau}}{\tau}\right)^{\star} \quad , \tag{1.15}$$

$$\left(\overline{\nabla \times \vec{\tau}}\right)^{\star} \approx \alpha_C \left(\nabla \, \mathrm{SST} \times \frac{\vec{\tau}}{\tau}\right)^{\star} \quad . \tag{1.16}$$

Les valeurs des coefficients de couplage α_τ, α_D et α_C sont du même ordre de grandeur (0.5 à 2×10^{-2} $\mathrm{Nm^{-2}K^{-1}}$), bien que différentes, avec notamment $\alpha_D \sim 2 \times \alpha_C$. Notons que le rotationnel de tension de vent est en particulier important pour la dynamique océanique puisqu'il détermine l'intensité du pompage d'Ekman dans l'océan (voir p.128).

Des relations similaires sont observées entre les vitesses moyennes de vent de surface et les anomalies de SST, avec un couplage positif pour la mésoéchelle océanique (Small *et al.*, 2008; O'Neill, 2012) :

$$\overline{u}^{\star} \approx \alpha_u \, \overline{\mathrm{SST}}^{\star} \quad . \tag{1.17}$$

Ces coefficients de couplage α_u sont compris entre 0.2 m/s et 0.5 m/s par degré d'anomalie de SST selon les saisons et les bassins océaniques.

De nombreuses études se sont intéressées aux situations générées lorsqu'un vent souffle à travers un front de SST (Song *et al.*, 2006; Skyllingstad *et al.*, 2007). La transition entre les deux cotés du front implique des profils de diffusivité différents dans la couche limite. Les différentes paramétrisations de couche limite atmosphérique utilisées dans les modèles méso-échelle permettent de reproduire cet effet des SST sur les profils de diffusivité (Perlin *et al.*, 2014; Kilpatrick *et al.*, 2014; Oerder *et al.*, 2016). Aux dessus des anomalies chaudes ou lors de transitions froid-chaud, il en résulte un transport plus important de quantité de mouvement vers la surface, utilisé initialement pour expliquer les liens observés entre vitesse du vent de surface et SST aux tropiques (Wallace *et al.*, 1989) et aux moyennes latitudes (Sweet *et al.*, 1981; O'Neill *et al.*, 2010b). L'effet d'une anomalie chaude de SST est d'accélérer localement le vent près de la surface : c'est un comportement différent de l'évolution temporelle des anomalies de grande échelle, pour lesquelles une anomalie de vent près de la surface force une anomalie froide de SST.

Cette mésoéchelle englobe en particulier les tourbillons océaniques cohérents, avec des rayons usuels de 50 à 200 km. Les réponses en termes de vent et de tension de surface montrent le même type de forçage de l'atmosphère par l'océan. Elles sont valables dans l'océan austral (Frenger *et al.*, 2013, Fig. 1.8) comme dans l'hémisphère Nord dans les régions du Gulf-Stream (Park *et al.*, 2006) et du Kuroshio (Ma *et al.*, 2015a).

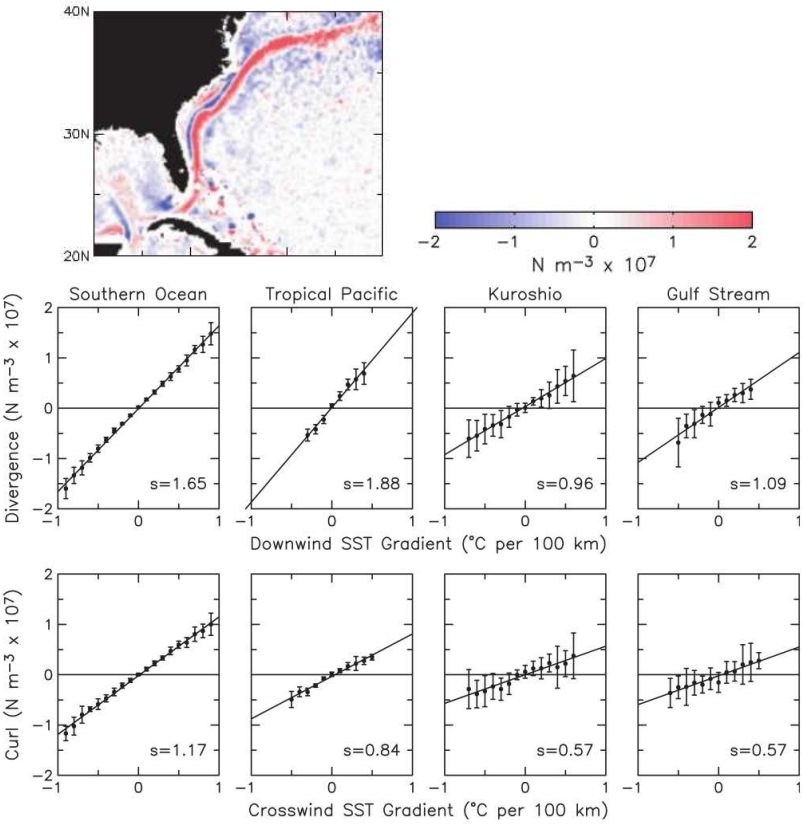


FIGURE 1.7 – **Observation du rotationnel de tension de vent au niveau du Gulf Stream.** (a) Rotationnel de la tension de vent (en 10^{-7} N/m^{-3}), obtenu à partir des mesures par diffusiomètre QuickSCAT sur une période de 4 ans (1999-2003). La tension de vent correspondant à la circulation atmosphérique moyenne de grande échelle a été filtrée. (b) Valeurs moyennes, pour différentes valeurs des gradients de SST dans la directions parallèle au vent, de la divergence de la tension de vent, à partir des données QuickSCAT moyennées sur 6 semaines. Les coefficients de régression linéaire utilisés pour estimer α_D sont indiqués pour chacune des quatre régions d'étude. (c) Valeurs moyennes, pour différentes valeurs des gradients de SST dans la direction perpendiculaire au vent, du rotationnel de la tension de vent, avec les estimations de α_C. Tiré de Chelton *et al.* (2004).

Les tourbillons anticycloniques chauds sont par ailleurs associées à des flux de chaleur latente et sensibles plus élevés (Bourras *et al.*, 2004; Villas Bôas *et al.*, 2015). Concernant les processus humides, la couche limite atmosphérique au dessus des anticyclones présente un contenu en vapeur d'eau (Ma *et al.*, 2015a) et en eau liquide (Frenger *et al.*, 2013) plus important. La sommet de la couche limite est plus fréquemment recouvert par des nuages, avec des précipitations plus intenses (Frenger *et al.*, 2013, illustré par les figures 1.8c-d). Les tourbillons cycloniques présentent des signaux opposés sur ces différentes quantités.

Un point particulièrement important est que pour ces différentes quantités, la signature des tourbillons océaniques est très largement inférieure à la variabilité temporelle

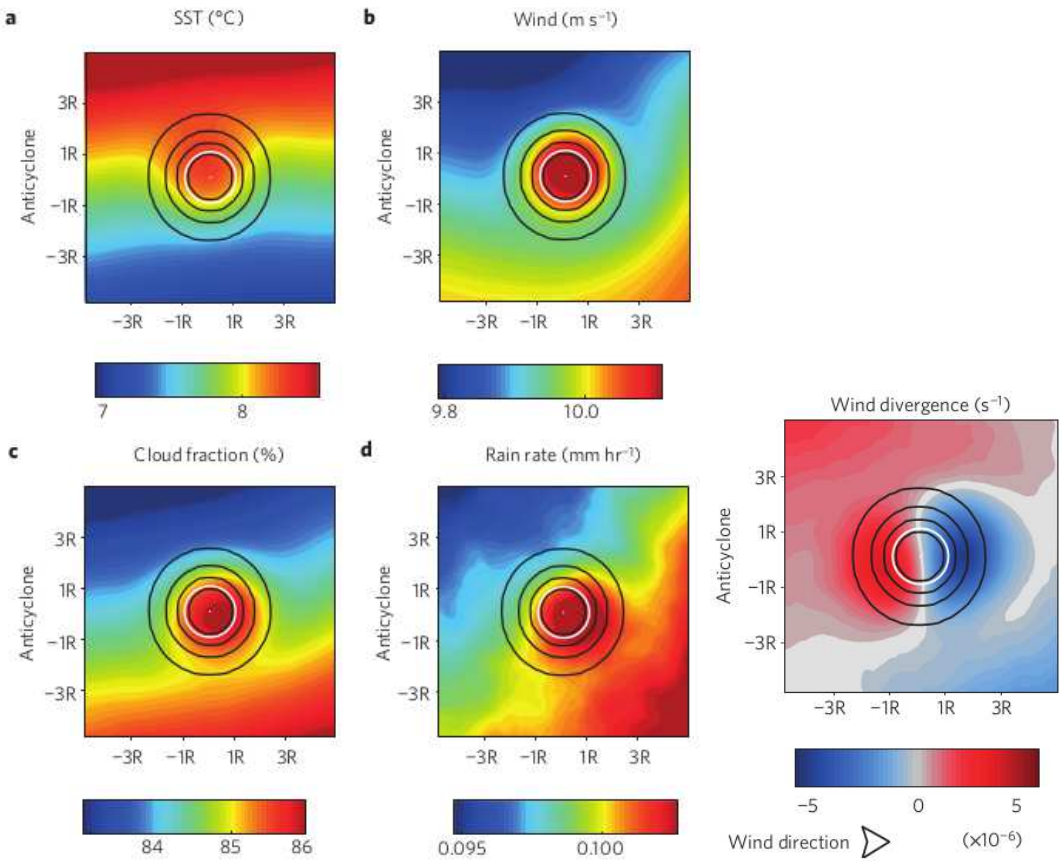


FIGURE 1.8 – **Réponse atmosphérique moyenne observée pour un tourbillon chaud (en terme de composite)** (a) Signature en SST (en K) (b) Signature en vent de surface (en m/s) (c) Fraction de couverture nuageuse (d) Taux de précipitations (en mm/h) (e) Divergence du vent de surface (en 10^{-6} s^{-1}) Les composites sont construits à partir des tourbillons détectés par altimétrie (AVISO) dans l'océan austral. Le vent de surface provient de mesures de diffusiomètre (QuickSCAT), les autres quantités de radiomètres micro-ondes (AMSR-E). Les contours noirs représentent le signal en altimétrie du tourbillon composite. Les réponses pour les tourbillons cycloniques sont très similaires et de signes opposés. Tiré de Frenger *et al.* (2013).

de ces quantités sous l'effet des ondes synoptiques. Par exemple, la signature sur les vents de surface est de l'ordre de 0.5 m/s quand leur variabilité synoptique typique est de 10 m/s. L'étude de ce type de signaux requiert donc en général soit d'étudier des échelles très inférieures à celles sur lesquelles les conditions atmosphériques varient, soit d'utiliser des moyennes temporelles suffisamment longues pour filtrer ces perturbations synoptiques. Dans le chapitre 2, plus de détails seront donnés sur les aspects dynamiques de cette réponse des basses couches atmosphériques aux moyennes latitudes. Les mécanismes d'ajustement de pression et de diffusivité seront comparés. On s'intéressera en particulier au rôle des conditions synoptiques telles que la vitesse du vent de grande échelle, ainsi que sa direction, pour différentes échelles spatiales.

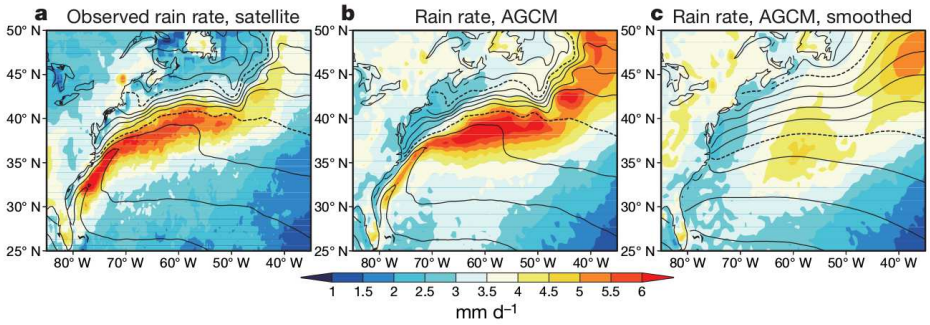


FIGURE 1.9 – **Taux de précipitations observées et modélisées sur le Gulf Stream.** (a) Précipitations observées sur la période 2002-2006, à partir des données de la mission spatiale TRMM (*Tropical Rainfall Measuring Mission*). (b) Précipitations simulées sur la même période avec le modèle AFES (*Atmospheric general circulation model for the Earth Simulator*, résolution spectrale T 239, soit environ 50 km). Un produit de SST à résolution comparable est utilisé, avec les valeurs journalières. (c) Comme pour (b), mais après application d'un filtre spatial passe bas. Toutes les précipitations sont en mm/jour. Les contours représentent les champs de SST moyens, avec un contour tous les 2 K, et ceux correspondant à 10 °C et 20 °C discontinus. Tiré de Minobe *et al.* (2008).

1.4 Effets des fronts de SST sur le rail des dépressions

La partie précédente a montré qu'à l'inverse des grandes échelles, il existe à mésoéchelle un forçage de la couche limite atmosphérique par les variations de SST associées à différents types de structures, notamment les fronts de grande échelle ou les tourbillons océaniques. On va maintenant présenter l'état de l'art sur le lien entre cette réponse de surface et une réponse en troposphère libre. Elle a été montrée récemment, principalement pour la signature en SST des fronts de grande échelle tels ceux prolongeant les courants de bord ouest.

1.4.1 Mise en évidence

Réponse locale profonde aux fronts océaniques

En plus des corrélations en surface, la combinaison des observations satellitaires et des réanalyses a mis en évidence récemment une circulation affectant toute la troposphère au niveau du Gulf Stream (Minobe *et al.*, 2008). La circulation moyenne observée est caractérisée par une convergence du vent horizontal sur le côté chaud du Gulf Stream dans les basses couches, des vitesses ascendantes dans la moyenne troposphère (-0.03 Pa/s), et une divergence en altitude entre 200 hPa et 500 hPa. Une étroite bande de précipitations (Fig. 1.9a) est observée, et coïncide avec ces vitesses ascendantes. Les valeurs climatologiques sont supérieures à 5 mm/jour, nettement plus fortes que les valeurs moyennes à ces latitudes (2 à 3 mm/jour). Les basses températures de brillance indiquent une couverture nuageuse en altitude tout le long du Gulf Stream.

Les climatologies observées de couverture nuageuse (Figure 1.10, Tokinaga *et al.*,

2009) sont également fortement modifiées le long du courant océanique du Kuroshio, en accord avec les observations de Minobe *et al.* (2008). Sur le côté chaud du front, la quantité d'eau liquide est significativement supérieure (Fig. 1.10d), et les fréquences d'occurrence de nuages dans le différentes couches atmosphérique au delà de 700 hPa sont supérieures à 30% alors que ces valeurs restent inférieures à 20% dans le reste du Pacifique-Nord extra-tropical (Fig. 1.10b). Les fréquences d'occurrence des éclairs (Fig. 1.10c) varient de la même manière, confirmant l'existence de convection profonde ancrée sur le côté chaud du Kuroshio.

On observe donc une circulation d'altitude, au delà de la couche limite, localisée au niveau des fronts océaniques caractérisés par des gradients de SST de quelques degrés par centaine de kilomètres. Il y a par ailleurs un cycle saisonnier prononcé de cette bande de précipitations, avec une convection bien plus profonde en été qu'en hiver, où elle reste confinée dans les basses couches du fait de la plus grande stabilité de l'atmosphère (Minobe *et al.*, 2010; Kuwano-Yoshida *et al.*, 2010).

L'étude de Minobe *et al.* (2008) montre, à partir de simulations réalistes, que la circulation ascendante sur le côté chaud du Gulf Stream est fortement liée à la présence du gradient de SST associé plus au Nord. Sa suppression entraîne une atténuation de la bande de précipitation, illustré par les figures 1.9b-c. Ceci montre une grande importance des gradients de SST dans la réponse atmosphérique profonde, et non seulement de l'amplitude elle-même des anomalies de SST. A partir de champs de SST plus idéalisés dans la même région pour décrire le gradient méridien, Brachet *et al.* (2012) obtiennent le même type de réponse dans des simulations : le front de SST du Gulf Stream entraîne une augmentation des vitesses ascendantes (-8 hPa/s) et des couvertures nuageuses (+8%) dans la moyenne troposphère entre 600 et 800 hPa, un peu au Sud du côté chaud de l'anomalie positive de SST.

Réponse en surface

La figure 1.11 présente aussi, dans le cas du courant circumpolaire antarctique, l'effet du front océanique en terme de rail des dépressions en surface (Figs. 1.11a-d). Ce dernier est vu à travers de l'écart type du vent méridien à 10 mètres. La réponse est différente de celle hors de la couche limite qui sera décrite ensuite : dans les simulations, la présence du front océanique renforce la variance des vents de surface sur son côté chaud, et la diminue sur son côté froid (Figs. 1.11b-d). Cela permet de reproduire la structure spatiale des observations de variance de vent de surface (Fig. 1.11a). Un tel maximum étroit de variance des vents de surface ou de la vorticité sur le côté chaud est observé au niveau de tous les fronts océaniques majeurs (Joyce *et al.*, 2009; Kwon *et al.*, 2010; Booth *et al.*, 2010; O'Neill *et al.*, 2017). La signature de surface est très différente des positions des rails dans la troposphère libre (Booth *et al.*, 2010). Les changements sont davantage liés à des processus locaux de couche limite en réponse aux SST (Chapitre 2), plutôt qu'à des modifications de la dynamique de la troposphère libre induites par la présence du front : Liu *et al.* (2013) montrent par exemple que le maximum d'énergie cinétique des perturbations en surface au dessus du flanc chaud du Kuroshio n'est pas associé à un maximum d'énergie cinétique au dessus de la couche limite (850 hPa), mais est davantage attribuable à des fortes valeurs prises localement par le contraste de température entre atmosphère et surface de l'océan.

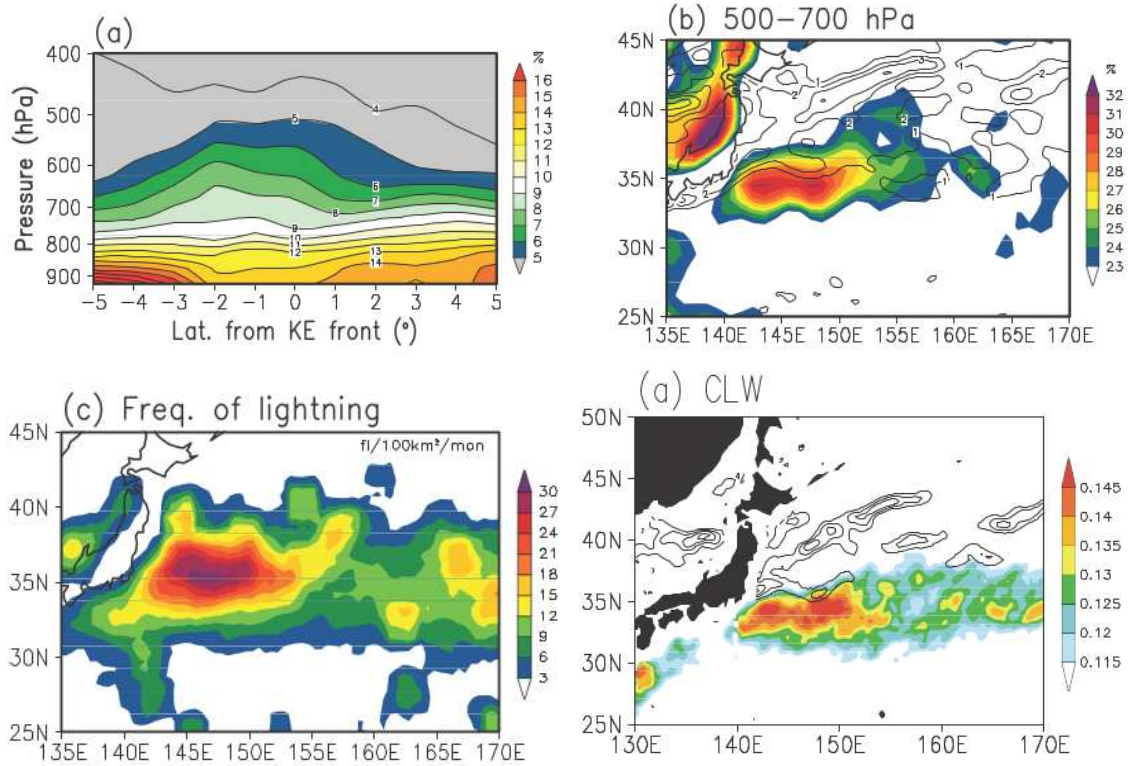


FIGURE 1.10 – **Observations des nuages au niveau du Kuroshio.** Climatologies en hiver (décembre-janvier-février) au dessus du Kuroshio à partir d'observations satellites. (a) Fréquence d'occurrence du sommet des nuages en fonction de la pression. Moyenne en longitude entre 143° E et 154° E. L'axe des abscisses correspond à la distance (en ° de latitude) par rapport au flanc équatorial du front de SST (défini comme l'extension maximale de la zone frontale avec un gradient de SST supérieur à 1.5 K/100 km). (b) Même chose, pour la couche 500-700 hPa. Les contours représentent le gradient méridien de SST (en K/100 km). Le maximum à l'ouest du Japon est interprété comme un effet du relief. (c) Fréquence d'occurrence des éclairs, en nombre d'événements par mois et par 100 km^2. (d) Contenu en eau liquide (en mm). Contours comme sur (b). Tiré de Tokinaga *et al.* (2009).

Colocalisation des rails et des fronts océaniques

Cette réponse locale et convective en terme de circulation secondaire et de vents de surface au dessus du front s'accompagne aussi d'une réponse à plus grande échelle de la variabilité synoptique et du jet des moyennes latitudes, mise en évidence en parallèle. On distinguera comme précédemment d'abord les résultats basés sur l'étude des climatologies, à partir d'observations directes ou bien de réanalyses, puis ceux basés sur des expériences dédiées avec des représentations idéalisées ou réalistes de fronts océaniques.

Les études de Nakamura *et al.* (2004) et Nakamura et Shimpo (2004) ont été parmi les premières à s'intéresser à la relation entre les rails des dépressions et les fronts océaniques, au travers des courants océaniques et des gradients de SST qui leur sont associés. Elles se basent notamment sur la comparaison des climatologies des rails en

hiver et en été dans l'hémisphère Sud, avec les observations suivantes :

— Alors que le jet subtropical suit un cycle saisonnier particulièrement marqué, la position du jet polaire est peu changée entre l'hiver et l'été. Les maximum du rail eulérien de surface et d'altitude en termes de flux de méridien de chaleur et de variance du géopotentiel restent également situés autour de 50° S, même si un maximum secondaire suit le jet subtropical en altitude.

— En hiver austral, le jet subtropical et le jet polaire sont bien séparés. Alors que la baroclinicité la plus importante est dans la moyenne troposphère en dessous du jet subtropical vers 30° S, l'activité synoptique marquée par les flux de chaleur méridiens ou la variance du géopotentiel dans les périodes de 0 à 8 jours est maximale au niveau du front polaire vers 45° S. Cela correspond à la latitude où la baroclinicité près de la surface est maximale.

La formation d'un jet subpolaire (*subpolar jet, eddy driven jet*), marqué notamment par un forte signature sur les vents de surface, est associée à la croissance des perturbations baroclines dans les basses couches et la convergence horizontale de quantité de mouvement associée dans les hautes couches. Ils supposent que la présence des fronts océaniques est déterminante pour localiser cette dernière à une latitude qui varie peu au cours de l'année.

Cette hypothèse est renforcée par les variations zonales du rail des dépressions de l'hémisphère Sud. Celui-ci est peu influencé par les continents et le relief. En hiver austral, les vents de surface, le flux méridien de chaleur et les précipitations sont plus intenses dans le secteur Indien, où les gradients de SST sont les plus forts (Nakamura *et al.*, 2004, 2008).

Effets des fronts dans les modèles idéalisés

Afin d'isoler le rôle des gradients de SST, l'effet du front océanique sur le rail est étudié dans des configurations d'aquaplanète (planète sans continent, uniquement recouverte d'un océan), avec une symétrie zonale complète (Nakamura *et al.*, 2008; Sampe *et al.*, 2010; Michel et Rivière, 2014) ou partielle (Inatsu *et al.*, 2003; Deremble *et al.*, 2012). Le rôle du front océanique est isolé en comparant des conditions limites de température océaniques correspondant aux profils de SST observés dans l'hémisphère Sud, avec un gradient de SST de 2 K/100 km au niveau du courant circumpolaire antarctique, à des profils sans front. En présence du front océanique, le rail des dépressions est systématiquement plus intense. Les fluctuations de la latitude du rail, caractérisé par le flux de chaleur méridien, sont également plus restreintes qu'en absence de front (Nakamura *et al.*, 2008), ce qui a été qualifié d'ancrage du rail sur le front océanique. Cet ancrage du rail des tempêtes légèrement sur le côté polaire du front océanique est obtenu dans différentes configurations de type aquaplanète pour lesquelles la latitude du front est modifiée (Ogawa *et al.*, 2012; Michel et Rivière, 2014).

Effets dans les simulations réalistes

La réponse des rails de tempêtes en altitude aux fronts océaniques de mésoéchelle a également été explorée à partir de simulations régionales plus réalistes. Dans ces cas, un protocole similaire à celui décrit par Minobe *et al.* (2008) est utilisé : l'atmosphère est forcée ou bien par des SST telles qu'observées ou bien avec des fronts océaniques et de

la mésoéchelle atténués, via un filtre spatial isotrope par exemple. Ce type d'expérience a été conduit au niveau du Gulf Stream (Minobe *et al.*, 2008; Woollings *et al.*, 2010; Brachet *et al.*, 2012; Small *et al.*, 2014; Piazza *et al.*, 2016; O'Reilly *et al.*, 2017), des courants océaniques du Pacifique Nord-Ouest (Taguchi *et al.*, 2009; Yao *et al.*, 2016; Ma *et al.*, 2017) ou du front sub-antarctique (Nonaka *et al.*, 2009; Small *et al.*, 2014). Elles utilisent des résolutions horizontales atmosphériques élevées (inférieures à 50 km), à même de reproduire les circulations verticales observées à travers le front. En effet, Smirnov *et al.* (2015) et Ma *et al.* (2017) montrent que les effets décrits ci-dessous sont bien moins prononcés pour des résolutions plus faibles.

La figure 1.11 illustre le type de réponse du rail des dépressions obtenue par Small *et al.* (2014) pour le courant circumpolaire antarctique dans l'océan Indien. Ces dernières sont robustes pour les différentes régions d'étude. La présence du front est associé à un fort gradient de température atmosphérique dans la basse troposphère (ici à 850 hPa). Le flux de chaleur à 850 hPa répond de manière très similaire, et s'étend davantage en aval (Taguchi *et al.*, 2009; Small *et al.*, 2014). Sous l'effet de l'atténuation des amplitudes des gradients de SST frontaux, de 4 K/100 km dans l'hémisphère Nord et 2 K/100 km dans l'hémisphère Sud, Small *et al.* (2014) quantifient la réduction de ce flux méridien de chaleur ou du flux d'humidité. Elle est localement de l'ordre de 30 à 50% à la verticale du front, et de 10 à 15% à l'échelle du cœur du rail des tempêtes (2000 km $\times$ 4000 km). La variance des vents à 850 hPa présente une structure similaire.

En réponse aux fronts de SST, le rail d'altitude (à 250 ou 500 hPa) est également plus intense (Taguchi *et al.*, 2009; Small *et al.*, 2014), que ce soit pour la variance de la température, des vitesses, ou bien du géopotentiel. L'augmentation d'intensité au dessus de 500 hPa est plus étendue en latitude que celle du rail des basses couches. Par ailleurs, l'intensification des perturbations synoptiques s'étend en aval de la zone frontale où la baroclinicité est maximale (Brayshaw *et al.*, 2008; Small *et al.*, 2014). Ceci est particulièrement marqué dans le Pacifique Nord : des différences d'énergie cinétique du rail des tempêtes sont obtenues dans le Pacifique Nord-Est en réponse à l'intensité de la mésoéchelle ou à la position de l'extension du Kuroshio, alors que les anomalies de SST associés sont concentrées dans le Pacifique Nord-Ouest (Smirnov *et al.*, 2015; Ma *et al.*, 2015b). L'amplitude des différences est de l'ordre de 15 m^2/s^2 pour la variance du vent méridien aux fréquences synoptiques, soit 10 % des valeurs climatologiques (Ma *et al.*, 2017).

Par ailleurs, l'utilisation de statistiques lagrangiennes pour quantifier la réponse des rails aux fronts de SST aboutit aux mêmes conclusions : sur l'Atlantique Nord, Woollings *et al.* (2010) et Piazza *et al.* (2016) montrent ainsi une augmentation de la cyclogenèse et des densités de trajectoires des tempêtes au niveau du front océanique. Les dépressions de surface se creusent plus rapidement au niveau du front océanique, à la fois sous l'effet des valeurs absolues de SST sur le côté chaud et de celui du gradient méridien (Booth *et al.*, 2012; Kuwano-Yoshida et Minobe, 2017).

En aval, une modification de la circulation moyenne, barotrope en particulier, est également obtenue. Elle s'étend sur plusieurs milliers de kilomètres au-delà et correspond généralement à une circulation anti-cyclonique loin des régions où le gradient

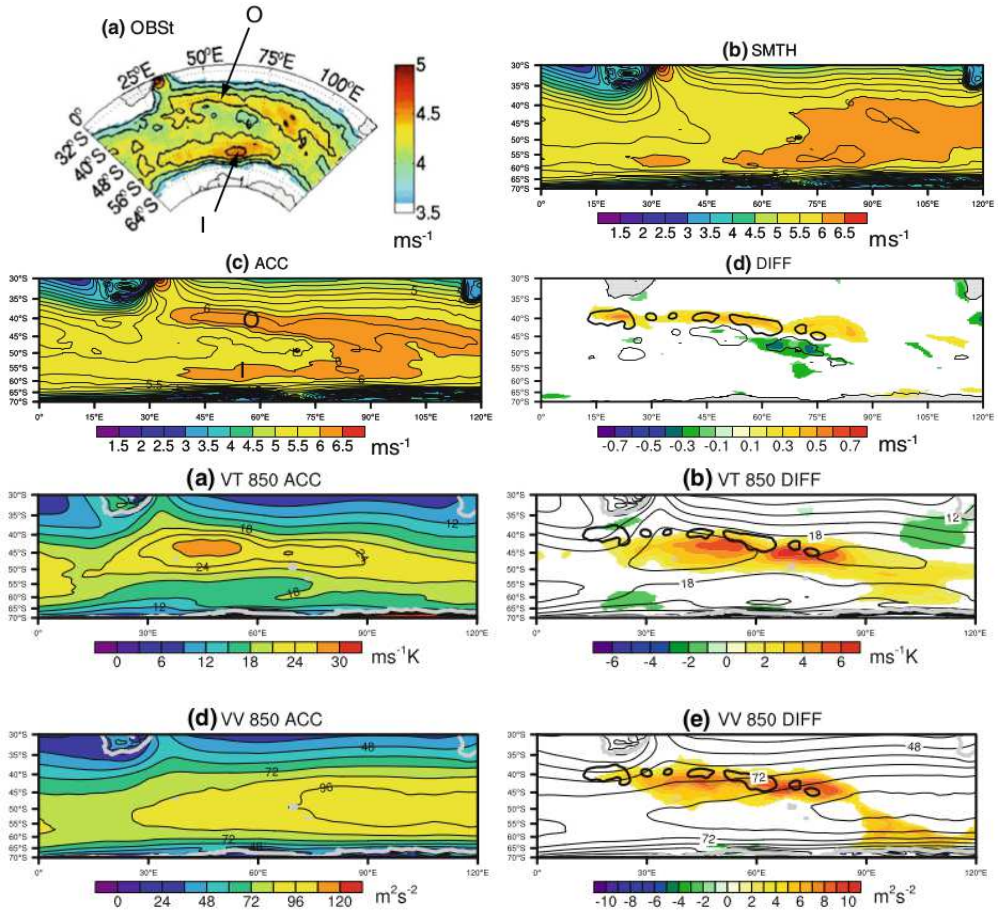


FIGURE 1.11 – **Modélisation de la réponse du rail des basses couches à la fine échelle océanique au niveau du courant circumpolaire antarctique.** Écart type du vent de surface, en m/s, dans : (a) la réanalyse ECMWF (vent à 10 m), (b) la simulation SMTH (vent à 60 m), (c) la simulation CTRL (vent à 60 m) et (d) différence entre les simulations CTRL et SMTH. (e-f) : Comme (c-d), pour le flux de chaleur méridien à 850 hPa (en m/s K). (g-h) : Comme (c-d), pour la variance du vent méridien à 850 hPa (en m^2/s^2). Seules les composantes hautes fréquences des variables sont utilisées, pour les périodes inférieures à 90 jours (e-h) et inférieures à 5 jours (b-d). La simulation atmosphérique CTRL est forcée par les SST de l'analyse de Reynolds *et al.* (2007) (résolution spatiale de 0.5°), et couvre l'hiver austral (juin-juillet-août). La simulation SMTH est forcée par une SST filtrée spatialement, avec une longueur d'onde de coupure de l'ordre de 10°. Tiré de Small *et al.* (2014).

frontal de SST est maximal (Smirnov *et al.*, 2015; O'Reilly et Czaja, 2015; O'Reilly *et al.*, 2017; Ma *et al.*, 2017, comme montré par la Figure 1.12). Cela se traduit par un renforcement des vents de surface pour des latitudes plus élevées. Ce dipôle de vent zonal en aval du front de SST a une amplitude de 1.5 à 2.5 m/s à 250 hPa selon les études, tandis que les modifications au niveau même du front ne sont pas significatives (Piazza *et al.* (2016) et O'Reilly *et al.* (2017) pour l'Atlantique Nord, ou Ma *et al.* (2017) dans le Pacifique Nord). En termes de géopotentiel, les anomalies associées sont de 15 à 25 m à 500 hPa : dans la zone de terminaison des rails comme le Pacifique

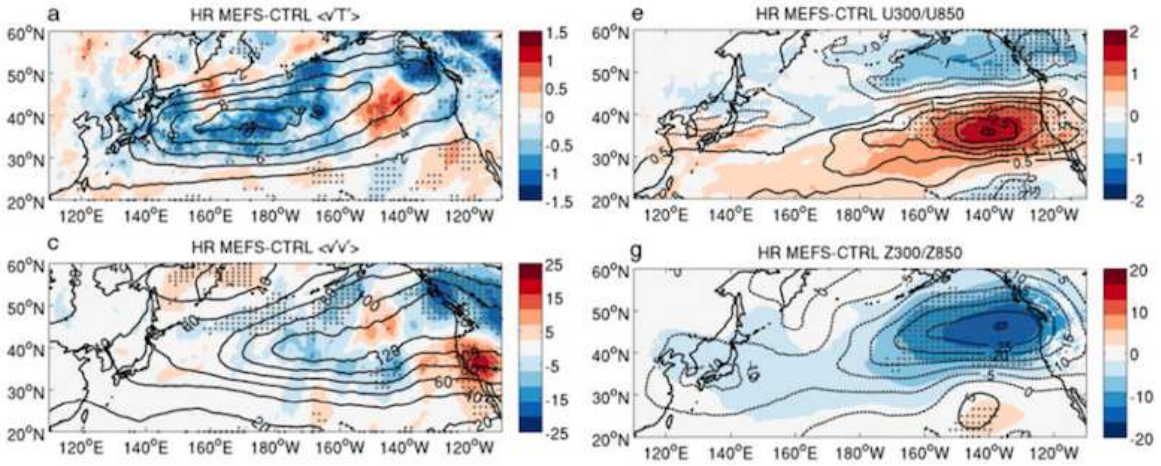


FIGURE 1.12 – **Réponse à distance à la suppression de la mésoéchelle océanique sur différentes grandeurs atmosphériques.** Tiré de Ma *et al.* (2017). Les différentes quantités sont obtenues à partir de deux jeux de simulations à haute résolution (27 km, MEFS et CTRL), avec leurs climatologies sur dix hivers dans le Pacifique Nord. Les simulations CTRL sont forcées par les SST de l'hiver 2007-2008 (observations dans les micro-ondes et interpolation optimale). Pour les simulations MEFS, un filtre spatial (15°× 5°) est appliqué à la SST de manière à éliminer la mésoéchelle. L'anisotropie du filtre permet de limiter la réduction du gradient méridien de SST. La figure présente les différences MEFS-CTRL pour (a) le flux de chaleur méridien à 850 hPa (m/s K), (c) la variance du vent méridien à 300 hPa (m^2/s^2), (e) le vent zonal à 850 hPa (m/s), (g) le géopotentiel à 850 hPa (m). Pour (a) et (c), les contours représentent les mêmes quantités pour les moyennes de CTRL. Pour (e) et (g), ils représentent les différences MEFS-CTRL pour les mêmes quantités à 300 hPa. Les zones hachurées délimitent les régions où les différences sont significatives à plus de 95%, sur la base d'un test de somme des rangs de Wilcoxon et en supposant que les sorties journalières constituent des réalisations indépendantes.

Est ou l'Europe du Nord, cette réponse barotrope est plus importante que la réponse barocline de la circulation.

En plus de l'état moyen, ces modifications affectent également la variabilité subsaisonnière, par exemple pour la position du courant jet (O'Reilly *et al.*, 2017). Les régimes de temps, dont les épisodes de blocage, sont aussi modifiés en Europe en réponse au Gulf Stream (Piazza *et al.*, 2016; O'Reilly *et al.*, 2016) ou dans le Pacifique Nord (O'Reilly et Czaja, 2015).

Variabilité inter-annuelle des rails des dépressions

En plus de la localisation spatiale des fronts océaniques, leur variabilité lente de l'océan peut être utilisée pour déterminer la réponse atmosphérique au forçage océanique à partir des observations. Dans la cas du Kuroshio, une variabilité interannuelle existe avec une période de l'ordre de 10 ans (Qiu et Chen, 2005). Sa phase positive est caractérisée par :

— Un fort courant de surface et un fort gradient de SST ;

— Un courant déplacé vers le nord par rapport à sa position climatologique ;
— Une activité océanique à mésoéchelle réduite, avec des méandres moins prononcés du courant principal, et une plus faible variabilité mensuelle de ceux-ci.

Pour isoler la réponse atmosphérique à cette variabilité océanique, Frankignoul *et al.* (2011); Révelard *et al.* (2016) utilisent des corrélations retardées entre SST et grandeurs atmosphériques, comme présentées à plus grande échelle par Czaja et Frankignoul (2002). Après élimination des effets de la variabilité tropicale, Frankignoul *et al.* (2011) mettent en évidence dans les réanalyses des réponses barotropes aux fluctuations des fronts océaniques (Oyashio et Kuroshio). Avec une résolution plus importante permettant de représenter le gradient maximal de SST, Révelard *et al.* (2016) mettent également en évidence une réponse barocline aux fluctuations d'intensité du gradient de SST. Cette dernière est fortement non linéaire, en particulier via l'anomalie de température dans les hautes couches de la troposphère qui est renforcée lorsque le gradient de SST l'est (Figs. 1.13b-c). Les fluctuations de baroclinicité s'accompagnent de modifications de l'activité synoptique légèrement en aval, c'est à dire à l'Est de la zone des anomalies de SST. Enfin une réponse en terme de circulation secondaire avec des vitesses verticales positives est présente au niveau de l'anomalie positive de SST (Fig. 1.13a), comme celle mise en évidence dans les climatologies par Minobe *et al.* (2008).

1.4.2 Mécanismes de réponse atmosphérique

Mécanismes contrôlant la circulation directe

Plusieurs mécanismes ont été évoqués pour comprendre la réponse de l'atmosphère aux fronts de SST de grande échelle. Minobe *et al.* (2008) proposent une interprétation qui repose sur l'équilibre linéaire d'Ekman (décrit dans la partie précédente), entre force de Coriolis, gradient de pression et divergence du transport turbulent vertical. Sous ces hypothèses, l'intégration verticale de la divergence jusqu'au sommet de la couche limite conduit à l'expression :

$$w_H = -\alpha \frac{H}{\rho_0 f} \nabla^2 p_H - \beta \frac{gH}{f\theta_0} \nabla^2 SST \quad , \tag{1.18}$$

où p_H est la pression au sommet de la couche limite, dictée par la dynamique de la troposphère libre. θ_0 et ρ_0 sont des température et des masses volumiques atmosphériques de référence, et le deuxième terme traduit l'effet de la température de l'océan. Les valeurs précises des coefficients non-dimensionnels α, β dépendent des profils verticaux de diffusivité ou du type de condition limite choisie en surface (Feliks *et al.*, 2004; Minobe *et al.*, 2008; Brachet *et al.*, 2012, voir partie 2.1).

L'asymétrie entre les réponses des deux flancs du front de SST montre toutefois que la dynamique linéaire n'est pas suffisante pour expliquer les circulations moyennes associées aux fronts océaniques : la non-linéarité associée au déclenchement de la convection pourrait expliquer la réponse plus intense sur le côté chaud du front. Kuwano-Yoshida *et al.* (2010) étudient en détails l'effet du front océanique sur les précipitations. Ils montrent que la réponse observée est principalement liée aux précipitations convectives. La fréquence des événements convectifs sur le côté chaud est peu modifiée, mais

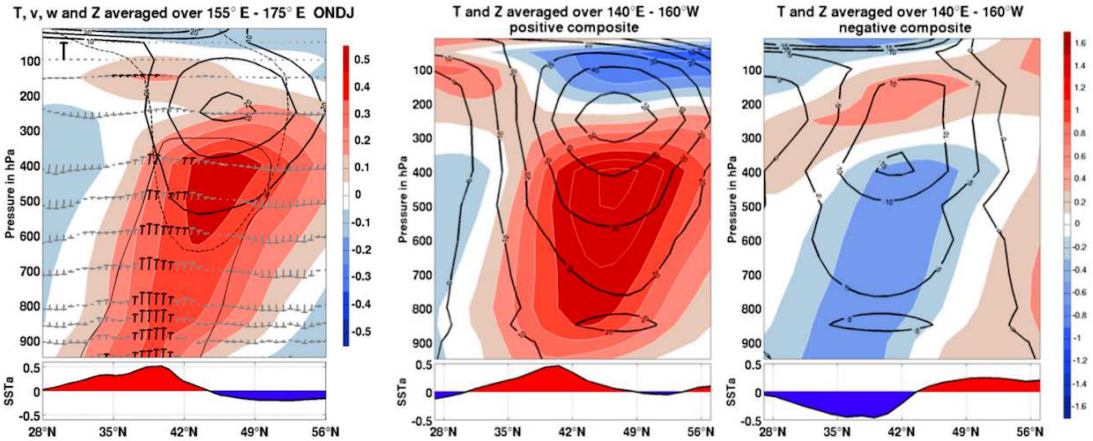


FIGURE 1.13 – **Réponse atmosphérique observée à la variabilité lente du Kuroshio.** Corrélations retardées entre les grandeurs atmosphériques en hiver (octobre-janvier) et l'état du Kuroshio 2 mois avant. (a) Température (en couleurs et en K), vitesses verticales (vecteurs, 5×10^{-3} Pa/s en haut à gauche) et hauteur de géopotentiel (contours épais, en m). Les contours fins représentent des significativités statistiques supérieures à 5% pour la température et le géopotentiel, et les flèches épaisses pour les vitesses verticales. (b) Même chose pour les seules phases positives de l'index du Kuroshio. (c) Même chose pour les seules phases négatives de l'index du Kuroshio. Les données atmosphériques sont issues de la réanalyse ERA-Interim. L'index de variabilité du Kuroshio est basé sur des observations de hauteur dynamique de mer, et sa signature en termes de SST est présentée au bas de chacun des panneaux. Le retard de deux mois, supérieur à la persistance des modes atmosphériques, permet d'éliminer une éventuelle corrélation qui représenterait le forçage des SST par l'atmosphère. Tiré de Révelard *et al.* (2016).

ceux-ci durent plus longtemps et sont plus intenses. Ces différences sont attribuées à la plus grande convergence d'humidité de surface dans les quelques heures qui précèdent le déclenchement de la convection. La modélisation de Sugimoto *et al.* (2017) suggère que ce type de mécanisme pourrait aussi permettre relier de grandes tourbillons océaniques (400 km) à la troposphère (Chapitre 3). Par ailleurs, Kuwano-Yoshida *et al.* (2010) montrent à partir de l'étude du cycle saisonnier que l'intensité de cette convection est bien déterminée par les gradients de SST, mais que son extension verticale dépend plutôt de la stratification verticale de la troposphère. Celle-ci est déterminée par le cycle saisonnier et par les conditions synoptiques à grande échelle. En hiver, de telles conditions favorables à la mise en place d'une convection depuis la sommet de la couche limite jusqu'à la tropopause sont fréquentes, de l'ordre de 40% du temps (Czaja et Blunt, 2011). Par des arguments thermodynamiques et dynamiques, Vannière *et al.* (2017) proposent que de tels événements convectifs dans les secteurs froids des dépressions peuvent augmenter l'intensité de l'anomalie de Laplacien de pression de surface. Cet effet de la convection pourrait contribuer de manière significative à la divergence de surface au-dessus des courants de bord ouest, qui peut être simulée à l'échelle temporelle d'une unique dépression.

Baroclinicité en surface

Nakamura *et al.* (2004) et Nakamura et Shimpo (2004) proposent que la faible variabilité temporelle du rail dans l'hémisphère Sud est liée à la présence d'une zone de baroclinicité de surface au dessus du front sub-antarctique, associé au courant circumpolaire antarctique. Le mécanisme proposé d'ajustement océanique de la baroclinicité est le suivant : le flux de chaleur méridien associé aux tempêtes tend à détruire les gradients méridiens de température des basses couches. Si ce gradient est affaibli par une forte activité synoptique, un fort gradient de contraste de température air-mer se forme au niveau du front océanique, associé à un fort gradient de flux de surface. Le gradient de température de surface est alors rétabli, et l'instabilité barocline peut à nouveau générer des perturbations synoptiques.

Les expériences de type aquaplanète (Nakamura *et al.*, 2008; Sampe *et al.*, 2010) confirment l'existence de ce cycle : lors d'un épisode de flux de chaleur intense, le gradient de température atmosphérique $|\nabla\theta|$ (à 850 hPa) décroit pour être minimal environ 1 jour après le pic de $\langle v'\theta'\rangle$. Le gradient de flux de chaleur sensible répond immédiatement, étant opposé à $|\langle\nabla\theta\rangle|$. Sous l'effet de ce gradient de chauffage diabatique, $|\langle\nabla\theta\rangle|$ retrouve sa valeur climatologique en 3 jours. En l'absence de front océanique, le retour à cette valeur initiale de baroclinicité se fait sur une échelle de temps plus longue, supérieure à 6 jours, principalement via les processus radiatifs (Sampe *et al.*, 2010).

Ce cycle de rétablissement rapide de la baroclinicité est bien visible dans les réanalyses (par exemple Ambaum et Novak, 2014; Novak *et al.*, 2015, dans l'Atlantique Nord). Dans ce cas, l'effet du contraste continent-océan peut toutefois également contribuer à l'ajustement observé (Brayshaw *et al.*, 2009, 2011). Ce processus de restauration est également valable localement après les deux fort épisodes d'advection méridienne de température liés au passage d'une tempête individuelle (Hotta et Nakamura, 2011).

Les études de Nonaka *et al.* (2009) et Taguchi *et al.* (2009) montrent le même type de restauration que Sampe *et al.* (2010) de la baroclinicité de surface dans des configurations plus réalistes. Les constantes de temps de restauration sont de l'ordre d'un jour. Nonaka *et al.* (2009) montrent aussi que ces flux, qui suivent les épisodes d'advection d'air froid sur le flanc chaud du front de SST, contribuent de manière très importante à maintenir le gradient moyen de température de surface alors qu'ils ne se produisent qu'avec une faible fréquence, lors des passages des tempêtes. En effet, lors de ces advections d'air froid, les flux au dessus des anomalies chaudes atteignent des valeurs supérieures à 1000 W/m^2.

Par ailleurs, d'autres expériences de type aquaplanète (Sampe *et al.*, 2010; Michel et Rivière, 2014) montrent qu'en présence d'un front océanique, l'intensité et la position du rail d'altitude et dans les basses couches sont peu influencées par l'intensité du jet subtropical. Ceci confirme le rôle déterminant de la baroclinicité dans les basses couches par rapport à celle de la moyenne atmosphère, comme observé par Nakamura *et al.* (2004).

Le budget de température à 950 hPa fait apparaître principalement un équilibre entre le flux de température méridien par les perturbations synoptiques, et les flux turbulents de chaleur sensible (Small *et al.*, 2014). Ces différents points sont en accord avec un rail des dépressions localisé en latitude par la présence du front océanique sub-antarctique via un mécanisme d'ajustement océanique de la baroclinicité.

Rail d'altitude et aspect énergétique

Pour comprendre le lien entre les changements d'énergie des perturbations en altitude et la forte baroclinicité maintenue en surface, il est utile de considérer les bilans énergétiques des perturbations, au sens de Lorenz (1955) et Peixoto et Oort (1992). L'analyse de ce cycle de Lorenz confirme qu'au dessus du front, la contribution principale à l'augmentation de l'énergie potentielle (proportionnelle à la variance de température) provient de l'augmentation de la conversion barocline (Yao *et al.*, 2016), c'est à dire de l'extraction d'énergie depuis l'écoulement moyen. De même, l'augmentation de l'énergie cinétique, proportionnelle à la variance des vitesses de vent, est principalement associée à une hausse locale de la conversion d'énergie potentielle vers l'énergie cinétique.

Par ailleurs l'augmentation d'énergie cinétique dans les hautes couches s'étend bien en aval de la région frontale où la baroclinicité et la conversion barocline sont maximales (Brayshaw *et al.*, 2008; Small *et al.*, 2014). Une des hypothèses avancées (Nakamura et Shimpo, 2004; Révelard *et al.*, 2016) pour expliquer cette extension est le mécanisme de *downstream development* (Chang, 1993; Orlanski et Sheldon, 1993), qui décrit une redistribution spatiale de l'énergie des perturbations par des flux de géopotentiel. Cette redistribution se fait depuis les zones de conversion barocline, vers des zones de destruction d'énergie et de conversion barotrope où les rails de dépressions se terminent (Chang *et al.*, 2002).

Génération d'onde stationnaire

Les observations et les simulations atmosphériques à haute résolution montrent l'existence d'un chauffage diabatique associé au courants de bord ouest, localisé sur leur côté chaud. Comme pour les anomalies de grande échelle, cette source peut forcer une onde de Rossby planétaire se traduisant par une modification de la circulation moyenne, puis des flux de température et de quantité de mouvement associés aux transitoires (Peng et Robinson, 2001, partie 1.1).

En utilisant une linéarisation autour de la climatologie de la réanalyse NCEP, Minobe *et al.* (2008) ont calculé la réponse linéaire au chauffage au niveau du gradient maximal de SST lié au Gulf-Stream. L'amplitude de la source et son profil vertical sont issus de la réanalyse, avec un chauffage verticalement intégré de 250 W/m^2, et une extension horizontale de 2°× 2°. Comme pour des anomalies de SST de grande échelle, la réponse (Fig. 1.3) est une onde planétaire, qui modifie par exemple le courant jet d'altitude jusqu'en Europe. Son amplitude maximale est de 20 m à 250 hPa sur l'Atlantique Nord, du même ordre de grandeur que la variabilité inter-annuelle du même géopotentiel (40 m). De tels trains d'ondes sur tout l'hémisphère Nord, sont visibles dans les réanalyses en réponses aux fluctuations de l'extension du Kuroshio (Révelard *et al.*, 2016). Leur amplitude de quelques dizaines de mètres est significative au sens statistique, et ils peuvent en partie être expliqués par les ondes planétaires stationnaires dans la troposphère.

Cette onde de Rossby planétaire peut contribuer à maintenir, via le terme d'advection de température par l'anomalie de circulation, une baroclinicité plus importance que celle due au chauffage primaire associée au front océanique, ou bien au niveau de la

source ou bien en aval (Inatsu *et al.*, 2003). A partir d'expériences sur une aquaplanète avec une source de chaleur en surface localisée en longitude et aux moyenne latitudes, Kaspi et Schneider (2013) proposent que la longueur de cette onde planétaire détermine l'extension en longitude de la région barocline en aval de la source localisée, et donc celle du rail des tempêtes.

Effet distant via les flux synoptiques

Enfin, comme dans le cas des réponses aux anomalies de grande échelle, la circulation des moyennes latitudes peut être modifiée à distance en réponse aux modifications des flux synoptiques de quantité de mouvement, via la divergence de la composante horizontale du flux d'Eliassen-Palm.

Les études de O'Reilly et Czaja (2015) et de Ma *et al.* (2015b) suggèrent aussi l'existence d'un lien entre ces modifications de variabilité synoptique au niveau du front et celle des flux de quantité de mouvement dans la haute troposphère. Ces derniers ont un lien dynamique avec les circulations barotropes en aval de l'extension du Kuroshio. Ces mécanismes seraient à même d'expliquer une partie de la variabilité inter-annuelle observées de la circulation barotrope dans le Pacifique Nord.

Ces résultats sont cohérents avec d'autres études plus idéalisées dans des configurations d'aquaplanète (Nakamura *et al.*, 2008; Ogawa *et al.*, 2012; Michel et Rivière, 2014), qui montrent un ancrage du jet subpolaire sur le côté polaire du front océanique. Pour un fort gradient de SST, Michel et Rivière (2014) attribuent ce déplacement vers le pôle du jet subpolaire à des déferlements anticycloniques plus fréquents que les déferlements cycloniques.

L'étude de Ma *et al.* (2017) indique par ailleurs que les modifications de ces flux de quantité de mouvement se concentrent sur quelques événements seulement, pendant lesquels l'activité des tempêtes est la plus intense. O'Reilly *et al.* (2016) montrent que c'est de cette manière que le front océanique peut modifier la variabilité basse fréquence de l'atmosphère, avec des épisodes de blocage qui interviennent quelques jours après des épisodes de forte activité synoptique au niveau des fronts océaniques, via les flux de quantité de mouvement. Piazza *et al.* (2016) proposent une interprétation analogue de l'effet du Gulf Stream, en termes de déferlement d'ondes de Rossby qui contrôlent les fréquences d'occurrence de transition entre les régimes de temps.

Rôles des processus humides

Le mécanisme d'*ajustement océanique de la baroclinicité* peut reposer seulement sur l'étude des flux de surface sensibles et des taux de croissance de l'instabilité barocline sèche. Toutefois, l'essentiel des flux de chaleur et des gradients de flux de chaleur observés au niveau des front océaniques de mésoéchelle se fait sous la forme de chaleur latente, se qui suggère de considérer le rôle des modifications de processus humides dues à la présence des fronts. Deux effets peuvent être envisagés par les modifications de l'évaporation et des dégagements de chaleur latente : des changements de la baroclinicité moyenne, via le budget de chaleur (Hoskins et Valdes, 1990), ainsi que des effets sur la croissance des perturbations synoptiques et le bilan d'énergie associée à ces fréquences.

Hoskins et Valdes (1990) montrent, à partir d'un modèle linéaire, que le chauffage diabatique est essentiel pour maintenir une forte baroclinicité au niveau des rails de l'hémisphère Nord. Celle-ci est détruite par les flux de chaleur synoptiques plus intenses, et les flux de vorticité synoptiques ne jouent qu'un rôle secondaire pour la maintenir à sa forte valeur dans l'Atlantique Nord et le Pacifique Nord Ouest.

En utilisant un décomposition des termes de chauffage diabatique issus de la réanalyse NCEP-NCAR, Hotta et Nakamura (2011) isolent les effets de chacun des termes. Par rapport au chauffage diabatique par les flux sensibles, la convection et la condensation de grande échelle ont une contribution faible à la baroclinicité dans la région, en particulier près de la surface. Cela suggère un rôle mineur des processus humides dans le processus d'ajustement océanique barocline au niveau du front. Il est cependant noté par Hotta et Nakamura (2011) que le chauffage diabatique étroit associé aux courants de bord Ouest (Minobe *et al.*, 2008; Tokinaga *et al.*, 2009) est sous estimé à la résolution spatiale considérée. L'importance relative des processus secs et humides sur la réponse linéaire au niveau des courants de bord ouest peut donc être différente. Ainsi, à partir d'un modèle à plus haute résolution, un examen du bilan de température à 850 hPa par Small *et al.* (2014) (leur Fig. 16) indique que les gradients de chauffage diabatique humides au travers du front contribuent à maintenir la baroclinicité même dans les basses couches et ainsi renforcer l'ajustement océanique barocline.

L'étude de Inatsu *et al.* (2003) montre que ce rôle des processus humides n'est pas limité à la réponse convective locale et profonde qui sera ensuite décrite par Minobe *et al.* (2008). Elle se base en effet sur une configuration d'aquaplanète avec une basse résolution (T42) et pour des gradients de SST faibles, inférieurs à 1 K / 100 km. Au niveau du front océanique, la réponse obtenue en terme de baroclinicité dans les basses couches est plus importante que celle qui existerait pour des basses couches parfaitement ajustées à la SST, c'est à dire si $\partial_y \theta'_{900hPa} = \partial_y \mathrm{SST}'$. L'analyse des budget de chaleur montre que l'onde stationnaire générée ne suffit pas à expliquer cette amplification, et qu'il faut tenir compte du chauffage diabatique sur le côté chaud des gradients de SST renforcés. Les expériences de sensibilité à la position des fronts (Inatsu *et al.*, 2003; Brayshaw *et al.*, 2008) indiquent que cette amplification ne se produit que dans des configurations précises, pour lesquelles l'augmentation des précipitations liées aux SST a lieu sur le flanc équatorial du rail des dépressions.

Ce rôle important des flux de chaleur latente pour renforcer la baroclinicité est confirmé pour des fronts plus étroits par les travaux de Deremble *et al.* (2012). Ils montrent aussi une sensibilité de l'effet à la position du front océanique par rapport à la baroclinicité du jet, compliquée par le fait que les dégagements de chaleur issus de l'évaporation sur le côté chaud du front peuvent avoir lieu non-localement (en longitude comme en latitude).

Enfin, Taguchi *et al.* (2009) et Ma *et al.* (2017) montrent que les processus humides peuvent aussi en partie intensifier les perturbations synoptiques de manière directe : au sens du cycle énergétique de Lorenz, ils sont associés à une génération diabatique d'énergie potentielle des perturbations. Cela s'ajoute à la modification par les dégagements de chaleurs latente de l'énergie potentielle de l'écoulement moyen et de sa baroclinicité, qui génèrent à leur tour de l'énergie potentielle des perturbations par la conversion barocline. La part relative des deux mécanismes varie selon les études. Ces

résultats sur la génération diabatique sont à rapprocher des études sur le développement d'ondes baroclines ou de cyclones extra-tropicaux individuels. Ceux-ci sont sensibles aux gradients de SST, notamment en modifiant l'humidité disponible dans la couche limite (Giordani et Caniaux, 2001). Kuwano-Yoshida et Minobe (2017) montrent par exemple que le dégagement de chaleur latente à grande échelle dans la région de l'extension du Kuroshio contribue à creuser davantage les dépressions les plus intenses en présence d'un front.

1.5 Problématique

Pour résumer, on a d'abord vu qu'aux moyennes latitudes, le rail des dépressions et la circulation atmosphérique répondant aux anomalies de SST de grandes échelles. L'amplitude de cette réponse est toutefois faible (Partie 1.2). Des fronts océaniques majeurs qui s'étendent sur quelques milliers de kilomètres forcent également une réponse d'altitude bien plus intense (Partie 1.4). Les processus associés à l'échelle spatiales caractérisant la dimension transverse au front (100 km) sont cruciaux pour comprendre cette réponse *profonde*. Cette réponse est largement liée aux gradients de SST qui génèrent d'une part une circulation secondaire moyenne à travers le front, et affectent d'autre part la croissance des perturbations baroclines.

Puisque les tourbillons océaniques présentent des signatures sur les gradients de température de surface comparables, peuvent-ils avoir des effets comparables ? Cette question n'a que peu été abordée au dessus de la couche limite, mais les observations des réponses de la couche limite (Partie 1.3) suggèrent que ce pourrait être le cas.

A partir d'observations, il n'existe pas d'approche simple permettant d'extraire directement cette réponse : un éventuel effet de la variabilité annuelle de l'activité de mésoéchelle et de sous-mésoéchelle en surface est masqué par le cycle saisonnier du rail des dépressions. Par ailleurs, la variabilité de l'activité tourbillonnaire résultant de la dynamique du jet océanique est liée à celles des variabilités de l'intensité et de la position des fronts océaniques (Qiu et Chen, 2005). Or, ces dernières ont des signatures atmosphériques très marquées (Partie 1.4).

Le choix est alors fait de traiter cette question à partir de simulations atmosphériques forcées, qui seront largement décrites par la suite (Partie 2.3). Par rapport à des simulations régionales, la configuration idéalisée conduit à un réalisme moindre, mais permet d'isoler plus aisément la réponse atmosphérique et de possibles mécanismes associés. Au fur et à mesure, on discutera aussi de la pertinence de l'étude d'une réponse forcée plutôt que d'un système couplé.

Chapitre 2

Effets dynamiques des tourbillons dans les basses couches du rail

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, on va décrire comment les basses couches de l'atmosphère répondent à la présence des tourbillons océaniques à l'intérieur d'un rail des dépressions. On s'intéresse à la couche limite atmosphérique, c'est à dire aux premières centaines de mètres de l'atmosphère, qui ressentent les effets de la surface de l'océan sur des échelles de temps de l'ordre de l'heure. La partie 2.1 présente les principaux mécanismes connus de forçage dynamique des basses couches de l'atmosphère par les variations de SST, et la partie 2.2 est un état de l'art sur les conditions dans lesquelles ils sont actifs. Après avoir présenté les simulations utilisées pour la suite (partie 2.3), on va montrer (partie 2.4) comment les basses couches de l'atmosphères répondent aux variations rapides des conditions atmosphériques, avec des effets des tourbillons distincts sur les différentes variables qui décrivent la réponse atmosphérique ou le couplage. Toujours à partir des simulations, on montrera comment ils peuvent dépendre à la fois des intensités et des directions du vent, et des échelles spatiales. Enfin la partie 2.5 décrit les implications sur les tourbillons eux-mêmes.

2.1.1 Équilibres dynamiques de la couche limite

La dynamique de cette couche limite diffère principalement de celle de la troposphère libre par l'importance des flux turbulents verticaux, qui déterminent les profils verticaux de quantité de mouvement, de température et d'humidité. On cherche à comprendre comment la présence d'anomalies de SST peut modifier localement cette dynamique. Pour cela on peut écrire l'équation d'évolution de la quantité de mouvement horizontale. Dans les approximations traditionnelles et de Boussinesq, on a :

$$-\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \underbrace{(\mathbf{u}\cdot\nabla)\mathbf{u}}_{(i)} + \underbrace{w\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}}_{(ii)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial z}[w''\mathbf{u}'']}_{(iii)} + \underbrace{\mathbf{f}\times\mathbf{u}}_{(iv)} + \underbrace{\frac{1}{\rho_0}\nabla p}_{(v)} - \underbrace{\nu\nabla^2\mathbf{u}}_{(vi)} \quad , \tag{2.1}$$

où $()''$ correspond aux fluctuations turbulentes, ∇ est le gradient horizontal, ∇^2 l'opérateur Laplacien horizontal, et $\mathbf{f} = f\mathbf{k}$ avec f le paramètre de Coriolis (Stull, 1989).

ρ_0 est une masse volumique de référence près de la surface. Le mélange horizontal est représenté par une diffusivité turbulente ν. On s'intéresse à des structures d'échelles horizontales supérieures à quelques kilomètres, de sorte qu'on négligera les fluctuations horizontales de ce terme devant les autres. Usuellement, le terme de tension turbulente $[w''\mathbf{u}'']$ est exprimé à l'aide d'un profil de diffusivité $K_M(z)$ qui le relie au gradient de vent :

$$[w''\mathbf{u}''] = -K_M(z)\partial_z \mathbf{u}(z) \quad . \tag{2.2}$$

A partir d'ici, on va supposer une séparation d'échelle entre la composante mésoéchelle ($\sim$ 10-300 km) et la composante synoptique ($\approx$ 1000 km et plus). On pose la notation $(\cdot)^\star$ pour la composante mésoéchelle et $\langle(\cdot)\rangle$ pour la composante synoptique. On va également considérer un régime quasi-stationnaire, en supposant que les différents équilibres s'établissent sur des échelles de temps inférieures à celle de la variabilité synoptique. Les observations justifient par ailleurs une hypothèse de petites perturbations induites par la SST (p.33). Par conséquent, cette approche permettra ensuite une linéarisation (par exemple, Schneider et Qiu (2015)) afin de séparer les contributions des différentes échelles spatiales de variations de la SST.

2.1.2 Équilibres d'Ekman en présence d'anomalies de SST

Supposons dans un premier temps que les variations de SST dans la mésoéchelle océanique ($\sim$ 10-300 km) ont un effet thermique sur la couche limite atmosphérique, entraînant des variations de la température des basses couches dans la même gamme d'échelles. Via l'équilibre hydrostatique, cette anomalie de température $\theta^\star$ est susceptible de générer une anomalie de pression de surface qui modifie le terme *(v)* de (2.1). Cet équilibre est, dans l'approximation de Boussinesq et pour de petites perturbations de θ :

$$\frac{\partial p^\star}{\partial z} = \frac{g\rho_0}{\Theta_0}\theta^\star \quad , \tag{2.3}$$

ρ_0 et Θ_0 sont une masse volumique et une température de référence dans la couche limite. Supposons que l'anomalie $\theta^\star$ s'étende sur une épaisseur H constante, qui décrit le sommet de la couche limite atmosphérique. Alors, une intégration verticale d'une altitude z à H donne l'anomalie de pression résultante à ce niveau z, avec p_H la pression à la hauteur H :

$$p^\star(z) = p^\star_H - (H-z)\frac{g\rho_0}{\Theta_0}\theta^\star \quad . \tag{2.4}$$

Une seconde intégration donne le gradient de pression associé $\mathbf{G}^\star$, moyenné depuis la surface sur la même hauteur H :

$$\mathbf{G}^\star = \frac{1}{H}\nabla\int_0^H p^\star(z)dz = \nabla p_H - \frac{g\rho_0 H}{2\Theta_0}\nabla\theta^\star \quad . \tag{2.5}$$

Ceci fournit une première estimation des gradients de pression résultant des anomalies de température induites par la SST. L'expression (2.5) est une estimation haute, dans la mesure où on a supposé la hauteur de couche limite H constante. En effet, les

variations de stabilité conduisent à moduler la hauteur de la couche limite. En présence d'une forte inversion de température au sommet de cette dernière, ces variations de hauteur induisent une anomalie de pression de surface de signe opposée à l'effet décrit précédemment. Pour une inversion de température d'amplitude Θ_I, il convient d'ajouter à l'expression (2.5) un terme associé à ces gradients de hauteur d'inversion :

$$\mathbf{G}^\star = \nabla p_H^\star - \frac{g\rho_0 H}{2\Theta_0}\nabla\theta^\star + \frac{g\rho_0\Theta_I}{\Theta_0}\nabla H^\star \quad . \tag{2.6}$$

Les différentes études de modélisation indiquent que cette variation de hauteur de couche limite peut atteindre jusqu'à 80 m/K (Byrne *et al.*, 2015) : si l'inversion est de plusieurs degrés, le produit $\Theta_I\nabla H^\star$ devient non négligeable devant le produit $H\nabla\theta^\star$. Ce terme, décrit comme *back pressure effect* (Lindzen et Nigam, 1987; Hashizume *et al.*, 2002), peut donc réduire significativement les variations de pression de surface causées par les anomalies de SST.

L'anomalie de gradient de pression (2.5) est équilibrée par une modification du profil de vent qui affecte, en régime stationnaire, les termes *(i)-(iv)* du bilan de quantité de mouvement. Une moyenne verticale de (2.1) sur une hauteur supérieure à celle de la couche limite, où par définition la tension turbulente s'annule, réduit le terme *(iii)* à une tension de surface $\vec{\tau}$. Minobe *et al.* (2008); Brachet *et al.* (2012) font l'hypothèse d'une tension de surface proportionnelle au vent moyen dans la couche limite : $\vec{\tau} = \epsilon\mathbf{u}$. Les équations linéarisées de la quantité de mouvement, en absence d'advection par l'écoulement de grande échelle, sont :

$$\epsilon u - fv = -\frac{1}{\rho_0}G_x \quad , \tag{2.7}$$

$$\epsilon v + fu = -\frac{1}{\rho_0}G_y \quad , \tag{2.8}$$

pour des vitesses horizontales moyennes u et v sur une hauteur de couche limite H. En utilisant (2.5) et (2.7-2.8), cette divergence dans les basses couches est exprimée par :

$$(\nabla\cdot\mathbf{u})^\star = \underbrace{\frac{\epsilon}{\epsilon^2+f^2}\frac{gH}{2\Theta_0}\nabla^2\theta^\star}_{\text{Contribution thermique}} + \underbrace{\frac{\epsilon}{\epsilon^2+f^2}\frac{1}{\rho_0}\nabla^2 p_H^\star}_{\text{Contribution mécanique}} \quad . \tag{2.9}$$

La composante mécanique $\rho_0^{-1}\nabla^2 p_H^\star$ décrit la contribution de la variabilité synoptique au dessus de la couche limite, via un pompage d'Ekman indépendant des variations locales de la SST. Même si la pression varie à des échelles synoptiques, son Laplacien $\nabla^2 p_H$ ne peut être négligé dans les champs instantanés à méso-échelle puisque :

$$\nabla^2 p_H = \rho_0 f\zeta_H \quad , \tag{2.10}$$

où f est le paramètre de Coriolis et $\zeta_H = (\partial_x v_g - \partial_y u_g)_{z=H}$ la vorticité géostrophique relative au dessus de la couche limite. Elle contient des fines échelles dans les champs instantanés, qui marquent en particulier les fronts atmosphériques. L'expression 2.9 est un équilibre proche de la solution d'Ekman, initialement proposé aux latitudes

tropicales par Lindzen et Nigam (1987). Autour d'un extremum de pression de surface p_s, les anomalies de forces de pressions $\mathbf{G}$ sont équilibrées par l'anomalie de force de Coriolis *(iv)* induite par une circulation rotationnelle, et l'anomalie de mélange vertical *(iii)* induite par une circulation divergente.

En utilisant la conservation de la masse $(\nabla \cdot \mathbf{u})^\star = -\partial_z w^\star$ et la condition $w^\star(z=0)=0$, l'équation (2.9) permet d'obtenir l'expression de la vitesse au sommet de la couche limite atmosphérique décrite par (1.18) :

$$w_H^\star = -\alpha \frac{H}{\rho_0 f} \nabla^2 p_H^\star - \beta \frac{gH^2}{f\theta_0} \nabla^2 \mathrm{SST}^\star \quad , \tag{2.11}$$

avec les valeurs de α et de β :

$$\alpha = \frac{\epsilon}{\epsilon^2 + f^2} \tag{2.12}$$

$$\beta = \frac{r\epsilon}{2(\epsilon^2 + f^2)} \quad , \tag{2.13}$$

où r est le rapport d'amplitude entre l'anomalie de température de couche limite et l'anomalie de SST qui l'engendre. Des profils verticaux de vitesses pour ce type d'équilibre peuvent aussi être obtenus pour des profils de diffusivité explicites (Feliks *et al.*, 2004, 2007), avec des relations similaires à (2.11) pour les vitesses verticales au sommet de la couche limite atmosphérique, mais des constantes α, β différentes.

Il reste maintenant à relier la variation de température dans la couche limite à la structure de SST qui l'engendre. L'étude du bilan de température dans la couche limite fait principalement intervenir un équilibre entre le chauffage diabatique par les flux turbulents verticaux de chaleur, et l'advection horizontale de la température (par exemple Spall, 2007). Le rôle des autres termes diabatiques dans la couche limite est faible dans cette gamme d'échelle. Pour une couche limite de température uniforme verticalement, ce budget se réduit à :

$$\mathbf{u} \cdot \nabla\theta \approx \frac{1}{t_e}(\mathrm{SST} - \theta) \quad . \tag{2.14}$$

L'échelle $t_e \sim H^2/K_\theta$ décrit le temps caractéristique d'ajustement de la température sur l'épaisseur de la couche limite, avec K_θ une diffusivité turbulente verticale de la température (Spall, 2007; Small *et al.*, 2008). Les valeurs typiques de t_e sont de quelques heures.

Considérons maintenant une composante sinusoïdale de SST pour un nombre d'onde $\mathbf{k}$ de la forme $\mathrm{SST}^\star = \Re(\widehat{\mathrm{SST}}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}))$, et qui engendre une anomalie de température $\theta^\star = \Re(\hat{\theta}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}))$. Compte-tenu de la séparation supposée d'échelles, on utilise une équation linéarisée pour (2.14) de sorte que seul le vent de grande échelle $\langle\mathbf{u}\langle$ contribue à l'advection de l'anomalie de température. On va également raisonner avec un temps t_e indépendant du vent et des échelles spatiales. En notant simplement $\mathbf{u}$ le vent de grande échelle dans ce qui suit, le rapport des amplitudes complexes est donné en régime stationnaire par :

$$\hat{r}(\mathbf{k}) = \frac{\hat{\theta}}{\widehat{\mathrm{SST}}} = \frac{1}{1 + it_e \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}} \quad . \tag{2.15}$$

On peut alors faire intervenir la longueur L_p introduite précédemment (1.11, p.30), qui décrit l'échelle spatiale sur laquelle les variations de température de couche limite se manifestent :

$$L_p = \frac{uH^2}{K_\theta} \quad , \tag{2.16}$$

ainsi que la longueur L_{SST} qui caractérise l'échelle spatiale de variations de la SST dans la direction du vent $\mathbf{u}$:

$$L_{\mathrm{SST}} = \left(\frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}}{u} \right)^{-1} \quad , \tag{2.17}$$

via la relation :

$$t_e \mathbf{k} \cdot \mathbf{u} \sim \frac{H^2 \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}}{K_\theta} \sim \frac{L_p}{L_{\mathrm{SST}}} \quad . \tag{2.18}$$

On a alors, à partir de (2.15) :

$$\hat{r}(\mathbf{k}) = \frac{1 - i(L_p/L_{\mathrm{SST}})}{1 + (L_p/L_{\mathrm{SST}})^2} \quad . \tag{2.19}$$

avec un rapport d'amplitudes $|\hat{r}|$ et un déphasage $\hat{\phi}$ entre la température de la couche limite et la SST donnés par :

$$|\hat{r}|(\mathbf{k}) = \frac{1}{(1 + (L_p/L_{\mathrm{SST}})^2)^{1/2}} \tag{2.20}$$

$$\hat{\phi}(\mathbf{k}) = \arctan\left(+ \frac{L_p}{L_{\mathrm{SST}}} \right) \quad . \tag{2.21}$$

Deux limites existent : si $L_p \ll L_{\mathrm{SST}}$, l'anomalie de température à mésoéchelle est en phase avec celle de la SST, et de même amplitude. C'est ce qui se produit si les structures de SST sont parallèles au vent, ou si le vent est faible. Si $L_p \gg L_{\mathrm{SST}}$, $\hat{r}(\mathbf{k})$ est imaginaire pur ce qui signifie que l'anomalie de température est en quadrature avec la SST, c'est à dire proportionnelle à $-\mathbf{u} \cdot \nabla \mathrm{SST}$. Dans ce cas, l'anomalie de température tend vers 0. Cela se produit pour des structures orientées orthogonalement au vent.

La transition entre les deux situations se produit pour $L_p \sim L_{\mathrm{SST}}$. Pour des valeurs typiques aux moyennes latitudes ($u = 10$ m/s, $H = 600$ m, $K_\theta = 30$ m/s^2), l'échelle obtenue est $L_p = 120$ km, ce qui est similaire à l'échelle L_{SST} associée aux structures océaniques considérées. Par conséquent, à la fois une anomalie de température atmosphérique et un décalage dans l'espace de celle-ci par rapport à l'anomalie de SST sont attendus.

Supposons que le vent de grande échelle $\mathbf{u}$ est uniforme et constant, et que le spectre de SST est isotrope. On calcule le rapport des amplitudes entre les spectres de variance de SST et de température de la couche limite. Ces spectres sont moyennés sur toutes les directions α prises par le vecteur $\mathbf{k}(\alpha)$ de norme k, de sorte que $t_e\mathbf{k}(\alpha)\cdot\mathbf{u} = t_e\mathrm{k}|u|\cos(\alpha)$. A partir de (2.15), on obtient :

$$R_{spec}(k) = \frac{\dfrac{1}{2\pi}\displaystyle\int_{\alpha=0}^{2\pi} |\hat{\theta}(\mathbf{k}(\alpha))|^2 d\alpha}{\dfrac{1}{2\pi}\displaystyle\int_{\alpha=0}^{2\pi} |\widehat{\mathrm{SST}}(\mathbf{k}(\alpha))|^2 d\alpha} \tag{2.22}$$

$$= \frac{1}{2\pi}\int_{\alpha=0}^{2\pi}\left(\frac{1}{1+(t_e k|u|\cos(\alpha))^2}\right) d\alpha \tag{2.23}$$

$$= \left(\frac{1}{1+(t_e k|u|)^2}\right)^{1/2} \quad . \tag{2.24}$$

Pour estimer le spectre du champ de température atmosphérique moyenne $\overline{\theta}$ en présence d'une forte variabilité atmosphérique, on peut s'intéresser à l'inverse à une moyenne sur plusieurs réalisations avec des vents $\mathbf{u}$ qui prennent des directions aléatoires. On obtient alors un rapport des amplitudes complexes indépendant de la direction de $\mathbf{k}$ et donné par :

$$\hat{\overline{r}}(\mathbf{k}) = \frac{\hat{\overline{\theta}}}{\widehat{\mathrm{SST}}} = \left(\frac{1}{1+(t_e k|u|)^2}\right)^{1/2} \quad . \tag{2.25}$$

La température moyenne de la couche limite est en phase avec la SST, et l'amplitude de la réponse en température est inférieure à celle de l'anomalie de SST. Le rapport entre les amplitudes des spectres de variance a dans ce cas une forme différente :

$$R_{spec}(k) = \left(\frac{1}{1+(t_e k|u|)^2}\right) \quad . \tag{2.26}$$

Ce qui précède montre que les variation de températures de la couche limite, et donc de $\nabla^2\theta$, ont des amplitudes et des phases qui peuvent être différentes de celles de ∇^2 SST selon les échelles et les conditions de vent. Par ailleurs, les relations précédentes font l'hypothèse forte que la constante de temps t_e est indépendante du vent de grande échelle. Par la suite on va montrer que ce n'est pas le cas lorsqu'on considère des tourbillons océaniques dans un environnement de grande échelle caractérisé par un fort gradient de SST, de 1 K/100 km dans les expériences réalisées.

Observations et validation du mécanisme

De telles anomalies de température de la couche limite dans la mésoéchelle sont bien présentes dans les observations et les réanalyses : pour les principaux fronts océaniques, elles ont des amplitudes de 0.5 à 1 K selon les régions (Shimada et Minobe, 2011) alors que les anomalies de SST ont des amplitudes de 2 à 4 K. Les budgets de chaleur indiquent que l'équilibre principal dans la couche limite est bien entre flux turbulent de chaleur sensible à la surface et advection horizontale par l'écoulement moyen et les

perturbations synoptiques (Small *et al.*, 2014; Piazza *et al.*, 2016). Dans les échelles plus fines, les observations montrent également ce couplage entre SST et flux de chaleur au niveau des tourbillons (de l'ordre de 10 W/m^2/K, Ma *et al.* (2015a)). Ce couplage thermique est bien représenté dans les modèles atmosphériques mésoéchelle couplés ou forcés.

Par ailleurs, plusieurs études (e.g. Liu *et al.*, 2007; Masunaga *et al.*, 2015; Sugimoto *et al.*, 2017) confirment le rôle de l'advection de température dans la localisation de la réponse atmosphérique : dans des régions de fort vent moyen et pour des variations de SST sur des échelles de l'ordre de L_p dans des directions perpendiculaires au vent, les anomalies de température atmosphériques sont ainsi situées en aval des anomalies océaniques. Le décalage observé est comparable à L_p. La réponse est aussi plus importante pour des vents de grande échelle qui soufflent parallèlement au front que pour des vents perpendiculaires (Putrasahan *et al.*, 2013; Xu et Xu, 2015). Enfin, l'extension verticale de la réponse en température est aussi plus importante en hiver, et lors des épisodes d'advection d'air froid depuis les continents (Xu et Xu, 2015).

A partir des moyennes climatologiques, plusieurs études (Minobe *et al.*, 2008; Shimada et Minobe, 2011) montrent que les variations de température et de SST sont bien liées à des modifications des forces de pression dans la couche limite. Des correspondances spatiales, illustrées par la figure 2.1, ainsi que des relations de dépendance linéaires sont obtenues entre le Laplacien de la SST et le Laplacien de l'anomalie de pression générée dans la couche limite. Elles existent dans chacune des grandes régions frontales (Gulf Stream, Kuroshio, courant des Malouines, courant de retour des Aiguilles). Dans cette moyenne climatologique, les valeurs typiques de ∇^2 SST sont de $\mathcal{O}$ (3×10^{-10} K/m^2) (Fig 2.1a). S'il n'y a pas ou peu d'observations directes du Laplacien de pression de surface, les observations de variations de température combinées à l'équilibre hydrostatique (Shimada et Minobe, 2011), ou bien l'utilisation de réanalyses permet d'évaluer des valeurs de $\nabla^2 p_s$ de l'ordre de $\mathcal{O}(10 \times 10^{-10}$ Pa/m$^2)$. Elles correspondent bien aux variations de $\mathcal{O}(10^{-10}$ m/m$^2)$ de la hauteur équivalente :

$$\nabla^2 H_e = \frac{R_d}{g} \int_{850hPa}^{1000hPa} \nabla^2 T d\log(p) \quad , \tag{2.27}$$

déduites des observations (Fig 2.1b). A partir de simulations à haute résolution, Putrasahan *et al.* (2013) et Piazza *et al.* (2016) montrent le même type de relations linéaires entre pression et SST aux petites échelles pour de plus fines structures de SST que les fronts principaux.

Par contre, le lien entre ∇^2 SST et $\nabla^2 p_s$ n'est pas observé dans les champs instantanés (par exemple O'Neill *et al.*, 2017). Dans ce cas les variations spatiales de $\nabla^2 p_s$ sont dominées par la variabilité synoptique de la pression hors de la couche limite via le terme $\nabla^2 p_H$, de l'ordre de $\mathcal{O}(10^{-8}$ Pa/m$^2)$, et non la contribution thermique liée aux SST.

A partir d'un GCM au dessus d'un front étroit de type Gulf-Stream, Brachet *et al.* (2012) montrent le même type de comportement : sur des périodes de 10 jours, les variations spatiales de $\nabla^2 p_s$ sont étroitement liées à celles de la vorticité relative à 850 hPa, sans lien avec celles de ∇^2 SST. A l'inverse, la moyenne climatologique donne

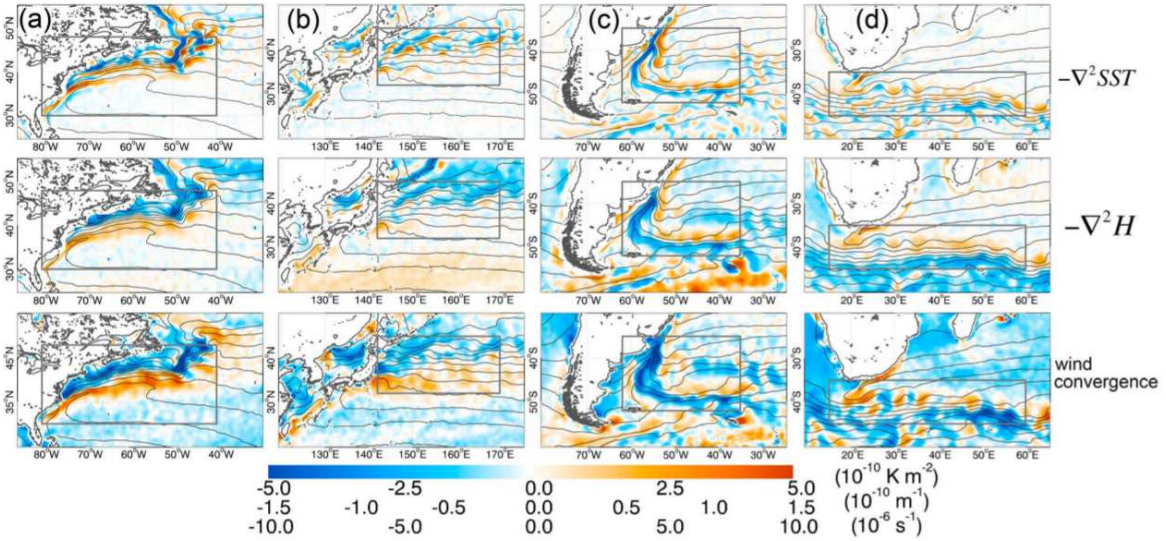


FIGURE 2.1 – **Observations de l'ajustement de pression.** Moyennes climatologiques (2002-2008), pour les fronts océaniques majeurs. Haut : Laplacien de la SST, mesurée par la radiomètre *ASMR-E*. Milieu : Laplacien d'une épaisseur équivalente H_e, dérivée de la température T dans les basses couches de l'atmosphère mesurée par l'instrument AIRS d'*Aqua*, via la relation (2.27). Bas : Convergence en surface mesurée par la diffusiomètre *QuickSCAT*. Les contours représentent la SST tous les 2 K. Tiré de Shimada et Minobe (2011).

un très fort lien entre $\nabla^2 p_s$ et ∇^2 SST. Les valeurs ainsi évaluées pour les coefficients de régression entre $\nabla^2 p_s$, $\nabla^2\theta$ et la vorticité géostrophique ζ_H correspondent aux valeurs obtenues à partir des modèles théoriques de Feliks *et al.* (2004).

Nous allons illustrer les relations entre SST et température de couche limite à partir de simulations atmosphériques à haute résolution, décrites par la suite. La figure 2.2a illustre les relations entre spectres de températures océaniques et atmosphériques moyennes, pour des variations de SST à l'échelle non pas d'un front de type Gulf Stream, mais d'un ensemble de tourbillons. Compte-tenu du spectre de SST imposé (Fig. 2.10), la variance spatiale de ∇^2 SST se concentre dans des fines échelles, pour des longueurs d'onde de ∼90 km. L'échelle temporelle pour que la relation entre ∇^2 SST et $\nabla^2 p_s$ émerge peut être estimée, d'après les simulations, à 3 mois dans ce cas. Elle diminue avec l'amplitude des anomalies : la simulation **EDDY**, avec la même forme de spectre de SST mais des amplitudes trois fois plus grandes, donne un temps caractéristique d'un mois seulement (Fig. 2.2b).

Les simulations utilisées décrivent des vents de surface très variables dans le temps (2.25), puisque le vent moyen à la surface (0 à 5 m/s) est systématiquement inférieur à sa variabilité synoptique (10 à 15 m/s). Les spectres de température et de SST suivent une relation proche de (2.26), illustrée par la figure 2.3. Les anomalies de température engendrées par une même anomalie de SST décroissent à mesure qu'on tend vers des fines échelles (Figs. 2.3a,c). Par conséquent à l'inverse du spectre de ∇^2 SST, l'amplitude de celui de $\nabla^2\theta$ décroit lorsqu'on tend vers les très fines échelles

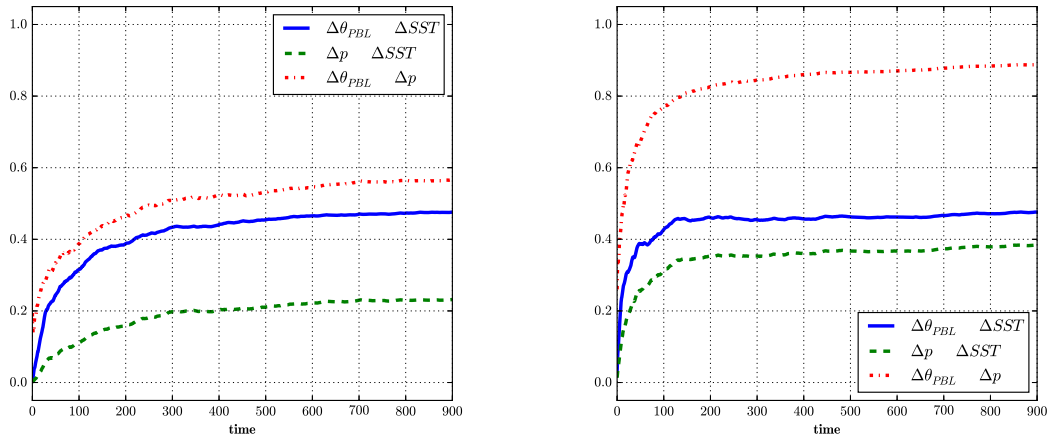


FIGURE 2.2 – **Corrélations selon les durées de moyenne utilisées.** (a) Coefficients de corrélation spatiale entre les champs de Laplacien de pression de surface ($\nabla^2 p_s$), de température potentielle moyenne entre 0 m et 500 m ($\nabla^2\theta_{PBL}$), et de SST (∇^2 SST). Les champs correspondent à des moyennes temporelles sur des durées de plus en plus longues, indiquées sur l'axe des abscisses. Les courbes sont obtenues à partir de la simulation $\mathbf{EDDY}_{1K}$, en se restreignant à la bande de latitude entre 3600 et 5400 km pour laquelle les variations de la température de surface de l'océan ont la plus grande amplitude. (b) Même chose, à partir de la simulation **EDDY**.

(non montré). Les contrastes de température air-mer et les flux de surface associés ont le comportement inverse, augmentant lorsque le nombre d'onde augmente (Figs. 2.3b,d).

Toujours à partir de moyennes climatologiques, les réanalyses et les simulations à partir de modèles atmosphériques montrent par ailleurs une correspondance, à l'échelle de l'ensemble des fronts océaniques, entre le Laplacien de la pression de surface et la convergence dans les basses couches. A partir de observations, Shimada et Minobe (2011) montrent une relation linéaire robuste entre le Laplacien de température en dessous de 850 hPa et la convergence de surface (déduite des champs de la Fig 2.1). En associant à l'anomalie de température une anomalie de pression hydrostatique, ils obtiennent des coefficient de régressions de 2.7 à 4.5 $\times$ 10^3 $m^2/s/Pa$ selon les régions frontales considérées, avec un cycle saisonnier et des valeurs plus fortes en hiver. Cela permet de montrer la pertinence de l'équilibre (2.9), également déterminant dans certaines régions tropicales (Diakhaté *et al.*, 2018).

À de plus fines échelles d'espace, les structures de SST sont transitoires et ce type de lien entre SST, pression de surface, et divergence est peu observé. Putrasahan *et al.* (2013) montrent qu'il est présent dans des simulations réalistes au large du Japon, pour des structures transitoires de SST de 50 à 200 km aux échelles mensuelles, avec le même cycle annuel qu'aux plus grandes échelles. En étudiant l'ajustement rapide sur quelques heures d'une couche limite à un large spectre d'anomalies de SST (4 à 40 km), Lambaerts *et al.* (2013) montrent des correspondances similaires entre Lapla-

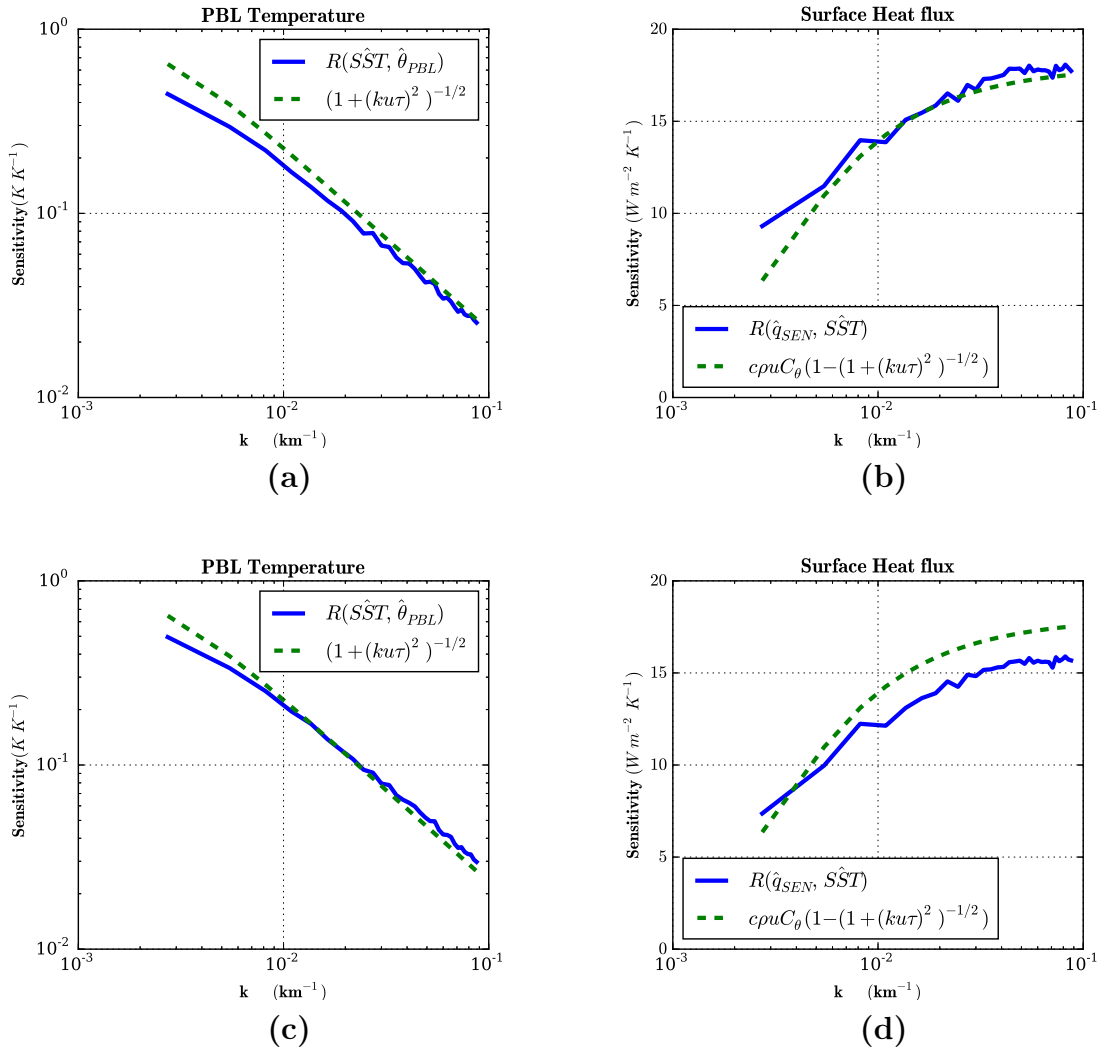


FIGURE 2.3 – **Sensibilité de la température et du flux de surface moyens, selon les échelles spatiales.** Courbes pleines : (a-c) Coefficient de régression spectrale entre la SST et la température de la couche limite, en présence de tourbillons océaniques. Les valeurs en fonction de k sont obtenues considérant toutes les composantes de Fourier sur une coquille de nombres d'onde $\mathbf{k}$ compris entre $k - dk$ et $k + dk$ ($dk = 2 \times 10^{-3}$ km^{-1}). La température de la couche limite est la moyenne climatologique et verticale sur les 500 premiers mètres de la température potentielle. (b-d) Même chose avec la SST et le flux de chaleur sensible. Les courbes pointillées correspondent à l'expression (2.24), avec les valeurs numériques suivantes : $u = 10$ m s^{-1}, $t_e = 12$ h, $\rho = 1.2$ kg m^{-3} et $C_\theta = 1.5 \times 10^{-3}$. (a-b) : Simulation $\mathbf{EDDY}_{1K}$. (c-d) : Simulation pour laquelle les vents de surface sont réduits. La variance de la température de la couche limite est alors plus importante, et celle des flux de surface réduite.

cien de SST, de température, et vitesses verticales dans la couche limite (Fig. 2.4). La configuration idéalisée est caractérisée par des vents de référence nuls à la surface et qui croissent linéairement vers 0.5 m/s à 600 m. Avec l'ajout d'un vent uniforme de 1 m/s

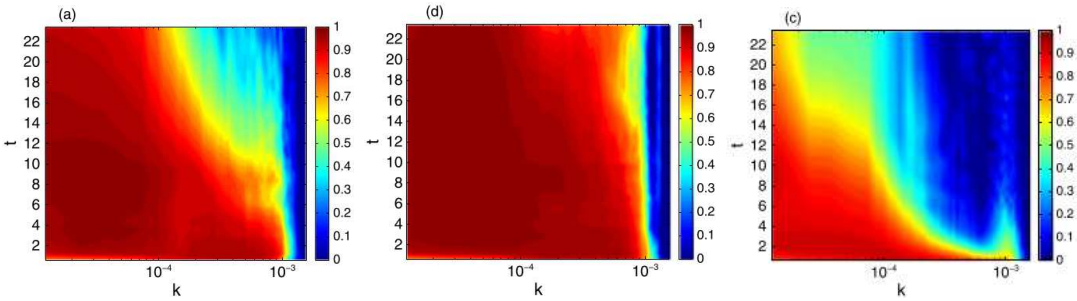


FIGURE 2.4 – Corrélations spectrales entre (a) vitesse verticale et Laplacien de SST et (b) vitesse verticale et Laplacien de température. La température et la vitesse verticale sont prises au milieu de la couche limite atmosphérique. Les simulations idéalisées utilisées ont un vent de référence qui croît linéairement de 0 m/s à la surface à 10 m/s à 12 km. Les abscisses correspondent au nombre d'onde, et les ordonnées au temps écoulé depuis le début des simulations. (c) Comme (a), avec un vent de référence augmenté uniformément de 1 m/s. Tiré de Lambaerts *et al.* (2013).

dans la couche limite, cette correspondance diminue pour les fines échelles inférieures à 20 km (Fig 2.4c).

On a montré ici qu'à la fois l'intensité du vent, et sa variabilité temporelle, déterminent l'intensité de la réponse en température dans la couche limite. On a aussi présenté des observations mettant en évidence le mécanisme d'ajustement de pression, pour l'instant dans les seules moyennes climatologiques. La sensibilité de la réponse à cette variabilité du vent, ainsi que son existence sur des échelles de temps plus courtes, seront détaillées dans les parties 2.2 et 2.4.

2.1.3 Modification du mélange vertical et conséquences

Un autre effet dynamique des anomalies de SST de petite échelle concerne la modification des profils de diffusivité turbulente dans la couche limite. Les valeurs de cette diffusivité sont fortement liés à la production de turbulence par le flux de flottabilité. Cette dernière est liée au contraste de température à la surface. L'équation thermodynamique suggère que ce contraste de température est corrélé d'une part avec la SST elle-même, et d'autre part avec les gradients de SST dans la direction du vent.

Les modèles de méso-échelle (Perlin *et al.*, 2014; Byrne *et al.*, 2015) comme les simulations de turbulence de grande échelle (*Large Eddy Simulations*, Small *et al.*, 2008) montrent que de telles modifications atteignent aux moyennes latitudes quelques dizaines de pourcents des profils moyens de diffusivité. La figure 2.5a montre que les anomalies positives de SST sont associées à des augmentations de la diffusivité. De plus, les amplitudes maximales de réponse se situent au cœur de la couche limite, usuellement à des hauteurs de 200 à 400 m. Les anomalies générées par les gradients de SST ont des profils verticaux similaires, avec des augmentations de quelques pourcents pour des gradients positifs dans la direction du vent.

Puisque l'environnement de grande échelle présente un cisaillement vertical du vent ($\partial_z \overline{\mathbf{u}}$), l'effet de ces modifications de K est d'accélérer le vent à la base de la couche limite, et de le décélérer au dessus. Pour de petites perturbations $K^\star$, on a en effet :

$$-\frac{\partial \mathbf{u}^\star}{\partial t} = \underbrace{-\partial_z(K^\star \partial_z \overline{\mathbf{u}})}_{A} \underbrace{-\partial_z(\overline{K}\partial_z \mathbf{u}^\star)}_{B} + (...) \quad . \tag{2.28}$$

Le terme (A), matérialisé par les flèches rouges sur la figure 2.5a, accélère les vents en dessous du maximum de $K^\star \partial_z \overline{\mathbf{u}}$. Dans les simulations à haute résolution, O'Neill *et al.* (2010b), Byrne *et al.* (2015), et Oerder *et al.* (2016) obtiennent bien de tels changements de signe de l'accélération par la divergence des flux turbulents.

Ce mécanisme dit de mélange vertical de quantité de mouvement a été utilisé pour expliquer les vents de surface plus intenses et les cisaillements verticaux réduits au dessus des anomalies chaude des SST, tels qu'observés aux tropiques (Wallace *et al.*, 1989; Hayes *et al.*, 1989) et aux moyennes latitudes (Sweet *et al.*, 1981). De telles modifications des profils de vent dans un modèle atmosphérique mésoéchelle sont illustrées par la figure 2.5b. Au dessus des anomalies de SST les plus chaudes par exemple, les vents de surface sont plus intenses de 0.9 m/s relativement à l'environnement, reproduisant le couplage observé entre vent et SST.

Par contre, les modifications des profils de tension de vent peuvent être liées à la fois :

— (i) à ce mécanisme, via les modification des profils de diffusivité, engendrées par le mouvements turbulents verticaux plus intenses au dessus des SST chaudes (O'Neill *et al.*, 2010b). Ils sont indiqués par (A) dans (2.28) ;

— (ii) à des variations des profils de vent, qui viennent partiellement équilibrer soit le premier effet (Oerder *et al.*, 2016), soit les termes du bilan modifiés par les anomalies de SST, notamment les anomalies de gradient de pression (Small *et al.*, 2008; Song *et al.*, 2006). Ils sont indiqués par (B) dans (2.28) ;

— (iii) à des modifications de la divergence de la tension de vent s'opposant au gradient de pression à grande échelle, en réponse aux variations de l'épaisseur de la couche sur laquelle cette tension est redistribuée (Samelson *et al.*, 2006).

Tension de vent dans la couche de limite

On a raisonné dans le paragraphe précédent sur la vitesse du vent dans la couche limite, à partir de la divergence verticale de la tension de vent. Maintenant, on s'intéresse à la tension de vent elle-même, à la surface. Dans la couche de surface, c'est à dire les premières dizaines de mètres de l'atmosphère, cette tension de vent varie peu dans la direction verticale, et les profils de vents peuvent être décrits par la théorie d'autosimilarité de Monin-Obukhov (Stull, 1989). On peut lier le vent à une hauteur z (par la suite z=10 m) à la tension de vent via les relations :

$$\vec{\tau} = \rho C_D |\mathbf{u}(z) - \mathbf{u}_o|(\mathbf{u}(z) - \mathbf{u}_o) \quad , \tag{2.29}$$

avec :

$$C_D = \left(\frac{k}{\log(z/z_0) - \psi(z/L)} \right)^2 \quad . \tag{2.30}$$

z_0 est la longueur de rugosité de la surface, typiquement $\mathcal{O}(10^{-3}$ m) au dessus de l'océan. L est la longueur d'Obukhov dont le signe décrit la stabilité de la couche de surface. $\mathbf{u}_o$ désigne le courant à la surface de l'océan. ψ est une fonction de stabilité,

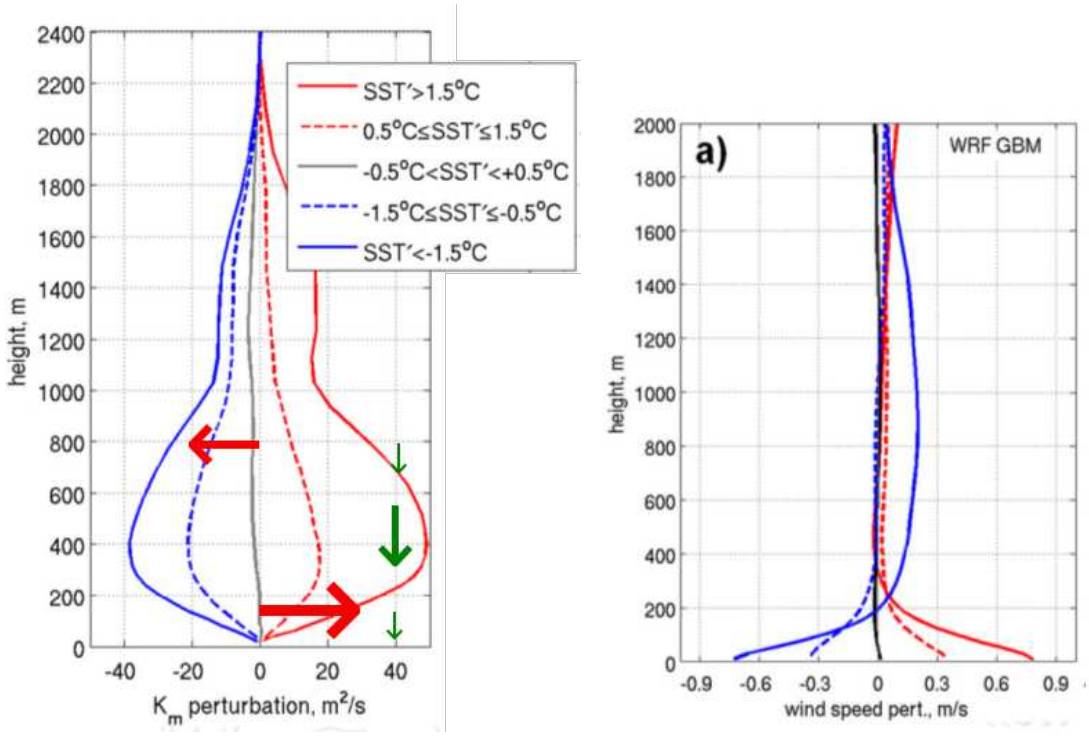


FIGURE 2.5 – **Liens entre SST et profils de vent et de diffusivité.** Modifié à partir de Perlin *et al.* (2014). (a) Profils moyens de diffusivité (en m/s^2), après suppression des grandes échelles horizontales, pour différentes gammes de valeurs d'anomalies de SST, pour une simulation atmosphérique dans la région du courant des Aiguille (b) Même chose pour les profils de norme du vent associés (en m/s). Sur (a) les flèches vertes illustrent les modifications de tension turbulente dans la direction du vent engendrée par les variations de la diffusivité, dans le cas d'une anomalie positive de SST et à profil de vent inchangé. Les flèches rouges représentent l'accélération associée, dans la direction du vent également.

déterminée empiriquement. Par ailleurs, on peut définir un vent neutre équivalent $\mathbf{u}_N$ (*equivalent neutral wind*) : c'est le vent qui engendrerait, en absence de courant océanique et si la stabilité de la couche de surface était neutre, une tension de surface identique à celle liée au vent réel et aux conditions réelles. En absence de courant océanique, cela se traduit par :

$$\vec{\tau} = \rho C_{DN} |\mathbf{u}_N(z)| \mathbf{u}_N(z) \quad . \tag{2.31}$$

Le coefficient de traînée sous cette condition permet de lier le vent neutre équivalent au vent réel :

$$\mathbf{u}_N(z) = \mathbf{u}(z) \left(\frac{C_D}{C_{DN}} \right)^{1/2} \quad , \tag{2.32}$$

où :

$$C_{DN} = \left(\frac{k}{\log(z/z_0)} \right)^2 \quad . \tag{2.33}$$

Lorsque l'advection de température est forte, c'est à dire pour des échelles $L_{\mathrm{SST}} \leq L_p$ la température de la couche limite n'est pas ajustée à la SST, et la stabilité de l'atmosphère varie rapidement. Cela se traduit par des variations rapides de la longueur de Monin-Obukhov, et des valeurs prises par les fonctions de stabilité associées : la tension de vent peut alors varier rapidement avec un vent réel constant à la hauteur z. Cet effet contribue en partie aux corrélations observées entre la tension de surface et les anomalies de SST.

Modélisation et observations

Avec un modèle linéaire de gravité réduite, Schneider et Qiu (2015) montrent qu'il est possible de reproduire les principales caractéristiques du couplage observé entre SST et tension de vent en faisant seulement varier la diffusivité verticale en fonction du contraste de température air-mer. Ils font l'hypothèse d'un vent uniforme au dessus de la couche limite, mais sans faire varier le coefficient de traînée qui relie le vent de surface à la tension de vent. [1] Le couplage obtenu représente bien une modulation des vents de surface via le mélange vertical de tension de vent.

A l'échelle des fronts océaniques, les normes de vent sont de manière systématique plus importantes sur les flancs chauds, avec des augmentations de l'ordre de 0.3 à 0.5 m/s par degré d'anomalie de SST dans la mésoéchelle au niveau de tous les fronts majeurs (O'Neill *et al.*, 2012). Ces observations sont obtenues avec des mesures de diffusiomètre QuickSCAT, qui renseignent sur le vent neutre équivalent. Toutefois, O'Neill *et al.* (2003) au niveau du courant des Aiguilles et puis O'Neill (2012) dans d'autres régions et Kilpatrick *et al.* (2014) dans des simulations en deux dimensions montrent que cet effet de surface qui module la norme de la tension de vent est inférieur à la contribution des changements de norme du vent réel. Les observations de corrélation entre SST et tension de vent ou SST et vent neutre équivalent sont donc en partie liée à des relations analogues sur les vents de surface, présentes dans les observations (O'Neill, 2012) .

Au premier ordre, la divergence et le rotationnel peuvent être liés à la tension de vent par des considérations géométriques schématisées par la figure 2.6 pour un méandre d'un front océanique. Ce schéma est en accord avec les observations de divergence et de rotationnel de tension de vent en lien avec les gradients de SST, telles qu'observées sur l'ensemble des océans (Fig. 1.7, p.33).

Enfin, ces modifications de norme du vent s'accompagnent aussi de modification de la direction du vent moyen (O'Neill *et al.*, 2010a), estimée à 2°/K à gauche du vent pour une anomalie froide dans l'hémisphère Nord. Elles contribuent à modifier le rotationnel et la divergence de tension de vent en plus des effets de la norme.

Les observations au dessus des tourbillons océaniques mettent en évidence des vitesses de vents plus intenses au dessus des anticyclones (Fig. 1.8b, p.34). La divergence de surface du vent neutre, moyennée sur de larges ensembles (10^4 à 10^6 tourbillons) présente dans toutes les moyennes latitudes une structure de type dipôle (Ma *et al.*, 2015a; Frenger *et al.*, 2013, Figure 1.8e, p.34) orientée dans la direction du vent de

1. leurs équations (9) et (27)

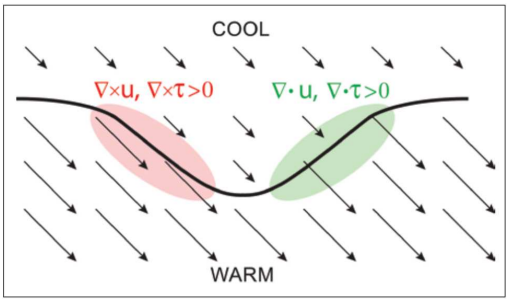


FIGURE 2.6 – **Lien entre norme, divergence et rotationnel de la tension de vent autour d'un méandre d'un front de SST.** Les flèches représentent la tension de vent, et le contour une isotherme de la SST. Tiré de Chelton *et al.* (2004).

grande échelle. Ce lien est attribué à un apport de quantité de mouvement depuis le haut de la couche limite à la verticale du tourbillon, comme montré par les simulations de Byrne *et al.* (2015) dans les mêmes conditions : le profil de divergence de tension de vent change de signe au milieu de la couche limite, indiquant une modification du transport vertical turbulent.

Par ailleurs, Oerder *et al.* (2016) notent que les modifications de profils de diffusivité sont liées aux changements de flux de flottabilité, sans rôle significatif des changements du cisaillement vertical du vent liés aux SST dans la production d'énergie cinétique turbulente. Pour des variations de SST de -4 à 4 K, les modifications ont des proportions de l'ordre de 10 % des valeurs de référence par degré d'anomalie de SST (Byrne *et al.*, 2015), avec des réponses maximales légèrement en amont. Elles sont légèrement plus fortes au dessus des anomalies chaudes.

L'intensité de ce couplage dynamique entre océan et atmosphère varie à la fois en fonction des régions considérées, et suit un cycle saisonnier prononcé. Aux moyennes latitudes, les variations à mésoéchelle de $\vec{\tau}$ (coefficients α_τ, α_D et α_C de (1.14-1.16), p.31) sont plus importantes au niveau du courant de retour des Aiguilles que dans les zones actives de l'hémisphère Nord (Chelton *et al.*, 2004). Par ailleurs, elles sont plus importantes en hiver qu'en été, avec une augmentation jusqu'à un facteur 5 dans l'hémisphère Nord (O'Neill *et al.*, 2012). Le couplage entre vent neutre équivalent à 10 mètres et SST suit des variations géographiques similaires, avec un cycle saisonnier beaucoup moins marqué. Les deux étant liés simplement par la relation (2.31), O'Neill *et al.* (2012) montrent que le comportement du vent neutre $\mathbf{u}_N$ peut se déduire de celui de $\vec{\tau}$ par des considérations géométriques.

Comme le montrent les études de sensibilité de Song *et al.* (2009), Perlin *et al.* (2014) et Oerder *et al.* (2016), même si le signe du couplage dans les modèles (du vent ou de la tension avec les SST) est univoque, son intensité est largement dépendante des paramétrisations de couche limite et de couche de surface utilisées. La nature des schémas et les constantes utilisées entraînent des variations des coefficients de couplage dans un rapport de 1 à 2 pour des schémas usuels. Cette sensibilité est importante notamment car elle détermine en partie la rétroaction atmosphérique sur la mésoéchelle océanique via le pompage d'Ekman induit (Song *et al.*, 2009, , partie 2.5).

2.2 Importance relative des mécanismes et rôle des conditions synoptiques ambiantes

Les deux parties précédentes montrent que les deux effets de la SST à la fois (1) sur la pression dans la couche limite et (2) sur la stabilité de la couche de surface et la diffusion verticale dans la couche limite sont à prendre en compte aux moyennes latitudes. On va montrer dans cette partie que leur importance relative dépend à la fois du vent de grande échelle, des échelles spatiales, et des grandeurs considérées pour la réponse.

2.2.1 Régimes de vent

Toujours dans le cas de petites perturbations induites par la SST, et dans les hypothèses d'équilibre et de vent de grande échelle uniforme horizontalement, on peut linéariser le bilan de quantité de mouvement pour le mettre sous la forme (Schneider et Qiu, 2015) :

$$\underbrace{(\overline{\mathbf{u}}\cdot\nabla)\mathbf{u}^\star + \overline{w}\frac{\partial \mathbf{u}^\star}{\partial z} + w^\star\frac{\partial \overline{\mathbf{u}}}{\partial z} + \partial_z(\overline{K}\partial_z\mathbf{u}^\star) + \mathbf{f}\times\mathbf{u}^\star}_{\mathbf{R}(\mathbf{u}^\star(z))} = \underbrace{\frac{1}{\rho_0}\nabla p^\star(z)}_{\text{Force de pression}} \underbrace{-\partial_z(K^\star\partial_z\overline{\mathbf{u}})}_{\text{Mélange vertical}} \quad . \tag{2.34}$$

R est une fonction linéaire en la réponse $\mathbf{u}^\star$, qui dépend de l'environnement de grande échelle. Il faut compléter ensuite (2.34) par l'équation de continuité et des conditions aux limites pour déduire $\mathbf{u}^\star(z)$ de $\mathbf{R}(\mathbf{u}^\star(z))$.

Si on approche grossièrement le cisaillement vertical par $\overline{u}/\mathrm{H}$, avec une anomalie de diffusivité $K^\star$ maximale à une hauteur $\mathcal{O}(H)$, le rapport des deux termes de forçage peut être estimé par :

$$\frac{\text{Mélange vertical}}{\text{Pression}} \sim \frac{K^\star\overline{u}}{H^2}\left(\frac{p^\star}{\rho_0 L_{\mathrm{SST}}}\right)^{-1} \tag{2.35}$$

$$\sim \frac{\partial\log(K_M)^\star}{\partial\delta^\star}\frac{\overline{K_M}\overline{u}\delta^\star}{H^2}\left(\frac{gH\theta^\star}{\Theta_0 L_{\mathrm{SST}}}\right)^{-1} \quad . \tag{2.36}$$

L_{SST} est la taille typique des anomalies de SST, et l'anomalie de diffusivité a été supposée proportionnelle au contraste de température air-mer $\delta^\star = (\mathrm{SST}^\star - \theta^\star)$ (Schneider et Qiu, 2015) comme suggéré par les observations. En régime stationnaire, on relie ce contraste de température $\delta^\star$ au gradient de température de la couche limite $\theta^\star$ et à la vitesse du vent via la conservation de la chaleur (2.14), pour obtenir :

$$\frac{\text{Mélange vertical}}{\text{Pression}} \sim \frac{\partial\log(K_M)^\star}{\partial\delta^\star}\frac{\overline{K}_M\overline{u}\delta^\star}{H^2}\left(\frac{gH\delta^\star}{\Theta_0\overline{u}t_e}\right)^{-1} \quad , \tag{2.37}$$

qui devient, avec la relation $t_e = H^2/K_\theta$:

$$\frac{\text{Mélange vertical}}{\text{Pression}} \sim \frac{\partial\log(K_M)^\star}{\partial\delta^\star}\frac{\overline{K}_M\overline{u}\delta^\star}{H^2}\left(\frac{gK_\theta\delta^\star}{\Theta_0\overline{u}H}\right)^{-1} \quad , \tag{2.38}$$

et en supposant des diffusivité K_θ et K_M comparables :

$$\frac{\text{Mélange vertical}}{\text{Pression}} \sim \overline{u}^2 \left(\frac{\Theta_0}{gH} \frac{\partial \log(K_M)^\star}{\partial \delta^\star} \right) \sim (\overline{u}/u_T)^2 \quad . \tag{2.39}$$

L'intensité relative du mécanisme de mélange vertical augmente de façon quadratique avec la vitesse du vent (Schneider et Qiu, 2015), en raison du plus grand cisaillement vertical de l'écoulement de base, et de la réduction des amplitudes des anomalies de température générées dans l'atmosphère. Sous les hypothèses simples faites précédemment, la dépendance aux échelles spatiales n'apparaît pas dans le ratio des deux termes de forçage puisque $u_T \sim ((\Theta_0/(gH) \times (\partial \log(K_M)^\star)/(\partial \delta^\star))^{-1/2}$. Elle apparait par contre dans l'amplitude de chacun d'entre eux.

En prenant des valeurs usuelles, avec $(\partial \log(K_M)^\star)/(\partial \delta^\star)$=0.1 K^{-1}, H=600 m, Θ_0 = 300 K et g = 10 ms^{-2}, la vitesse de transition est estimée à u$_T$ $\sim$ 14 m/s. Ceci indique que les deux mécanismes peuvent être à prendre en considération aux moyennes latitudes, où les vents de grande échelle varient autour de cette valeur.

Les profils en fonction de l'altitude pour chacun des termes de droite de (2.34) diffèrent, de sorte que la contribution relative des deux dépend d'une part du rapport (2.39), et d'autre part des quantités considérées avec des réponses différentes pour le vent de surface, le vent moyen, ou la tension de surface. Pour des forçages identiques, les réponses vont aussi dépendre de l'environnement de grande échelle via R. Les termes de Coriolis et d'advection donnent par exemple des contributions relatives différentes selon les échelles en jeu, via le nombre de Rossby frontal $\overline{u}/(fL_{\mathrm{SST}})$: les forçages seront équilibrés par l'advection horizontale sur de petites échelles puis par la rotation sur des échelles plus grandes (Small *et al.*, 2008; Spall, 2007; Kilpatrick *et al.*, 2014). Par exemple, dans les limites $\overline{u} \ll u_T$, Ro $\ll$ 1, on retrouve l'équilibre d'Ekman (2.9) comme solution de (2.34).

L'étude des bilans complets de quantité de mouvement peut aussi renseigner sur l'importance des mécanismes décrits précédemment dans les corrélations observées aux moyennes latitudes. Certaines études se basent sur des modélisations réalistes, moyennées sur des durées supérieures au mois pour filtrer les perturbations synoptiques (O'Neill *et al.*, 2010b). Une autre approche consiste à se placer dans des cas plus idéalisées en imposant des conditions uniformes, de vent notamment, au-delà de la couche limite, avec des paramétrisations identiques à celle des modèles mésoéchelle, et des résolutions horizontales et verticales fines (Spall, 2007; Lambaerts *et al.*, 2013; Kilpatrick *et al.*, 2014, 2016). Enfin, une dernière approche consiste à utiliser des profils de diffusivité explicites (Feliks *et al.*, 2004; Schneider et Qiu, 2015), et de spécifier des dépendances linéaires de ces derniers aux contrastes air-mer, plutôt que d'avoir recours aux schémas de couche limite usuels. Dans la limite de petites perturbations, cela permet d'obtenir une relation linéaire entre les modifications du profil de vent dans la couche limite, et un ou plusieurs forçages associés aux modulations des flux de surface et des diffusivités verticales par les variations de SST.

2.2.2 Simulations idéalisées

Dans des situations de vents faibles (par exemple Spall, 2007; Lambaerts *et al.*, 2013), les variations de température de la couche limite et des forces de pression résul-

tantes peuvent suffire pour interpréter la réponse atmosphérique en termes de profils de vent et de vitesses verticales associées. Un équilibre entre gradient de pression et traînée induite par l'anomalie de vent (*pressure-drag*) est obtenu (Spall, 2007), avec un faible rôle de l'advection. A l'inverse, dans des situations de vent fort, les calculs de bilans de quantité de mouvement indiquent, conformément à l'analyse dimensionnelle, qu'il est nécessaire de prendre en compte l'ensemble des termes du budget (2.1) ou (2.34) pour expliquer les modifications des profils de vent (Spall, 2007; Kilpatrick *et al.*, 2014). A partir de simulations de turbulence de grande échelle, (Skyllingstad *et al.*, 2007) montrent que c'est aussi le cas pour des vents d'amplitude intermédiaire ($\sim$ 6 m/s) pour des fines échelles spatiales (10 km).

La figure 2.7 présente un tel budget, dans le cas d'un vent de 10 m/s soufflant au travers d'un front océanique (Kilpatrick *et al.*, 2014). En aval du front vers $x \sim$ -200 km, on obtient une couche d'Ekman usuelle avec un équilibre entre terme de Coriolis et divergence de la tension de vent. Au niveau du front pour x entre 0 et 100 km, la divergence de la tension de vent près de la surface ($z \sim 100$ m) accélère l'écoulement, tout en le décélérant plus haut ($z \sim 400$ m), indiquant un *downward mixing of momentum*. C'est une différence majeure avec les cas de vent faible, pour lesquels cette anomalie de divergence garde un signe constant. En accord avec l'analyse d'ordres de grandeur (2.16), les variations des forces de pression se manifestent sur des échelles spatiales plus longues, sur lesquelles la température s'ajuste sur toute la couche limite, entre 100 km et 300 km en aval du front. Ces forces de pression accélèrent en partie le vent dans les hautes couches, et sont équilibrées par la tension de surface. La force de Coriolis est également modifiée sur des échelles spatiales plus longues que celle du front lui même.

2.2.3 Études régionales

Par rapport aux cas idéalisés, l'étude des mécanismes à l'œuvre est par ailleurs compliquée par la présence d'une forte variabilité synoptique : dans le cas où le vent de grande échelle n'a pas une direction constante, l'interprétation d'une moyenne temporelle de l'équation vectorielle (2.1) n'est pas équivalente à une interprétation en termes de norme du vent moyenne.

A l'échelle du Kuroshio, l'étude de Xu et Xu (2015) isole la réponse atmosphérique selon la direction du vent de grande échelle (Fig. 2.8) : soit pour des vents du Nord-Est qui sont parallèles au front (2.8a, 2.8b), soit pour des vents du Nord-Ouest et du Sud-Est qui lui sont perpendiculaires (2.8c-f). Lorsque le vent est parallèle au front, des anomalies de convergence de surface et de pression de surface sont situées sur les flancs chauds et froids du front, avec $\nabla^2 p_s \approx \pm 3 \times 10^{-9}$ Pa/m^2 (2.8d,f). A l'inverse pour un vent perpendiculaire au front il y a seulement une faible anomalie de pression dans la cas d'une transition froid vers chaud, et pas d'anomalie significative pour une transition chaud vers froid : les vents projetés sur l'axe perpendiculaire au front sont maximums sur le flanc chaud du front (2.8b), en accord avec un mécanisme de *downward mixing of momentum* dominant. Dans tous les cas, Liu *et al.* (2013) et Xu et Xu (2015) observent que le maximum de vitesse moyenne du vent est co-localisé avec le côté chaud du front (2.8a, 2.8c, 2.8e), où le contraste de température océan-atmosphère (SST $-\theta$) est le plus fort.

O'Neill *et al.* (2010b) considèrent la réponse atmosphérique moyenne aux méa-

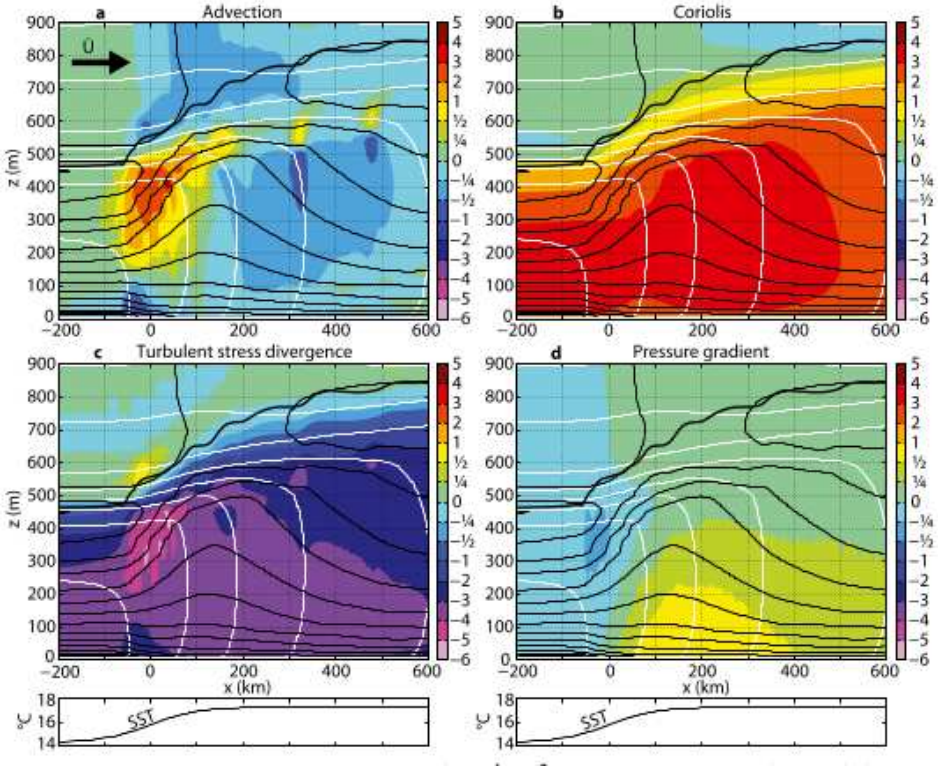


FIGURE 2.7 – **Budget de quantité de mouvement pour une transition à travers d'un front de SST.** Le vent de grande échelle au dessus de la couche limite, orienté de droite à gauche, est de 15 m/s. Les différents termes du budget pour la quantité de mouvement dans la direction de ce vent de grande échelle, sont exprimés en 10^{-4} m s^{-2} (en couleurs). Les différents panneaux correspondent à (a) l'advection, (b) la force de Coriolis, (c) la divergence de la tension de vent, (d) les forces de pression. Les contours noirs et blancs représentent respectivement le vent zonal (tous les 0.5 m/s) et la température potentielle (tous les 0.5 K). Tiré de Kilpatrick *et al.* (2014).

ndres quasi-permanents du courant de retour des Aiguilles, dans d'une simulation haute résolution. La région est caractérisée par un fort vent moyen d'Ouest (10 à 16 m/s). Dans les champs moyens, ils mettent en évidence, en lien avec les variations de la SST, des variations à mésoéchelle de chacun des termes du bilan (2.1), y compris le terme d'advection. Les perturbations de SST ont des grandeurs caractéristiques de 200 km. Les deux mécanismes décrits plus haut sont obtenus de manière simultanée, avec un mode normal liée à un équilibre de type pression-traînée, et un mode normal lié à un équilibre forcé par un mélange turbulent de quantité de mouvement.

Sur l'extension du Kuroshio, l'étude de Putrasahan *et al.* (2013) suggère aussi que les deux forçages agissent simultanément, avec à la fois une correspondance entre la divergence de surface avec le Laplacien de SST ainsi que le Laplacien de pression de surface, indiquant des circulations forcées par le second terme de (2.34), et des correspondances entre divergence de tension de vent, vitesses verticales et gradients de SST, indiquant un forçage par le mélange vertical.

En isolant certaines réponses atmosphériques sur des critères géométriques, Chen *et al.* (2017) montrent que les dipôles de convergence de surface obtenus sur des en-

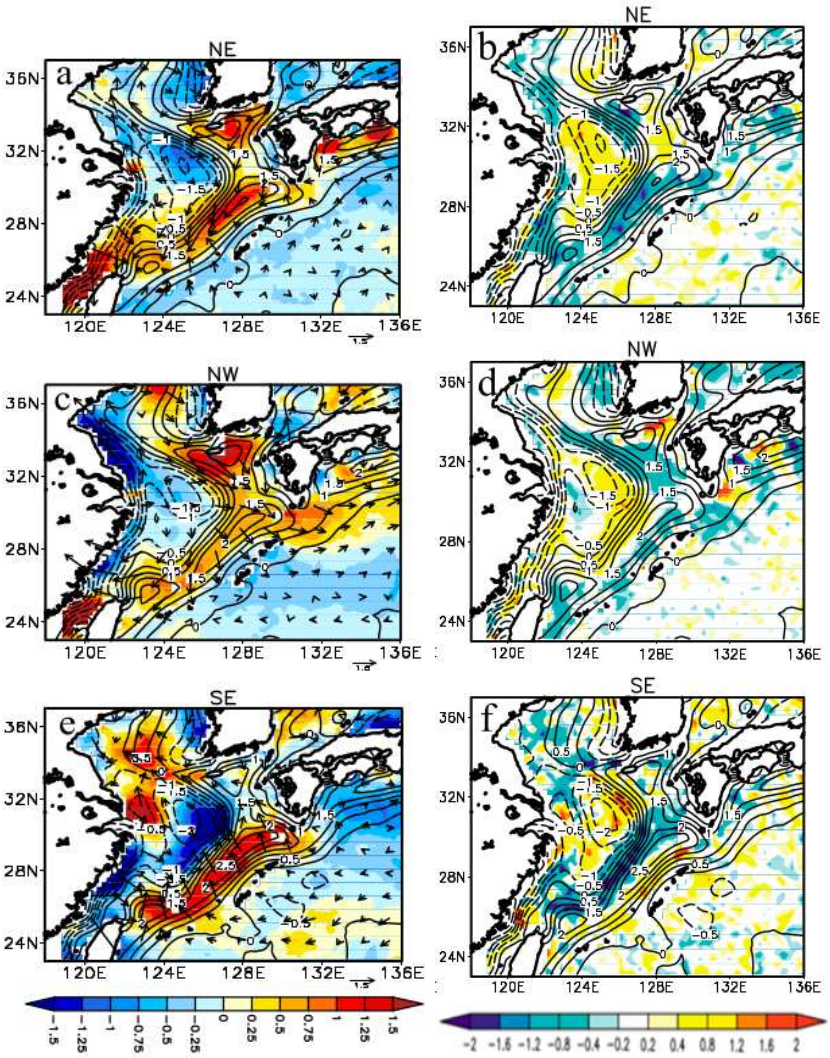


FIGURE 2.8 – **Réponse de vent de surface pour différents régimes de vent.** (Gauche) Norme moyenne du vent de surface QuikSCAT (couleurs, en m/s), et vecteur vent moyen (vecteurs, en m/s). (Droite) Divergence du vent de surface QuikSCAT (couleurs, en 10^{-5} s^{-1}) Les contours représentent les SST mesurées par les radiomètres AVHRR et AMSR, tous les 0.5 K. Un filtre spatial passe-haut est appliqué sur chacune des quantités, en soustrayant d'une moyenne glissante sur 7.5° en longitude et 6° en latitude. Les différentes lignes correspondent à des régimes de vent venant du Nord-Est, du Nord-Ouest, et du Sud-Est respectivement. Ils sont définis comme les jours pour lesquels le vent est dans cette direction à 22° près sur plus de la moitié du domaine. Les données couvrent 78 mois. Tiré de Xu et Xu (2015).

sembles de tourbillons par Frenger *et al.* (2013) ou Ma *et al.* (2015a) se retrouvent sur environ 60% des tourbillons dans les moyennes hebdomadaires. Cela montre que le mécanisme de mélange vertical est très fréquemment à l'œuvre pour moduler les vents de surface. Chen *et al.* (2017) mettent cependant en évidence dans environ 10% des conditions météorologiques, une réponse en surface très différente. Pour les tourbillons froids par exemple, il y a une divergence des vents de surface légèrement en aval des

tourbillons, sans convergence associée. Les circulations secondaires obtenues jusqu'au sommet de la couche limite et les variations de pression de surface ±5 Pa sont en accord avec l'équilibre d'Ekman (2.9).

Dans la plupart des études régionales mentionnées ci-dessus, la variance de la température de l'océan reste dominée par de grandes échelles océaniques de l'ordre de 100 km et plus, puisque l'on utilise des SST issues d'observations, et des champs moyennés sur des durées minimales de quelques dizaines de jours. On peut se demander si des réponses existent pour des échelles océaniques encore plus réduites (10 à 100 km). Song *et al.* (2009) remarquent, pour le modèle opérationnel du Centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme (*ECMWF*), que le passage à des résolutions de SST plus fines augmente d'un facteur d'ordre 2 la variance des vents de surface. Ceci concerne les échelles inférieures à 1000 km jusqu'aux plus fines résolues par le modèle atmosphérique (40 km). Les spectres de variance obtenus sont alors plus proches, dans ces fines échelles, de ceux observés via le diffusiomètre QuickSCAT. Ce dernier montre une corrélation entre SST et tension de vent jusqu'à sa résolution maximale, autour de 25 km. Les études idéalisées montrent qu'à des échelles inférieures à 50 km, la réponse n'est pas confinée au vent et à la tension de surface, mais affecte aussi la divergence horizontale et les vitesses verticales sur toute la hauteur de la couche limite (Lambaerts *et al.*, 2013). Les deux mécanismes décrits ci-dessus pourraient donc être à l'œuvre jusque dans la sous-mésoéchelle océanique, mais peu d'observations combinées de l'atmosphère et des SST à ces échelles sont disponibles actuellement pour estimer les réponses.

En conclusion de ces deux parties, les observations montrent que les deux mécanismes présentés sont, pour des échelles de temps supérieures à la semaine, tous deux à l'oeuvre aux échelles spatiales décrivant les tourbillons océaniques. C'est en accord avec la théorie et les études idéalisées, qui permettent de préciser les conditions pour lesquelles l'un ou l'autre domine. Dans la suite (partie 2.4), à partir de simulations idéalisées d'un rail des dépressions, on cherchera à évaluer s'ils peuvent être à l'oeuvre sur des échelles de temps plus courtes, en présence une variabilité synoptique importante. Avant cela, la partie suivante présente ces simulations, qui seront utilisées dans tous les chapitres suivants.

2.3 Configuration idéalisée d'un rail des dépressions générique

Afin de répondre aux problématiques de la thèse, nous avons choisi de modéliser le rail des tempêtes par une approche idéalisée reposant sur des simulations de l'atmosphère à relativement haute résolution spatiale (18 km). Cela permettra d'éliminer un maximum de sources externes de variabilité et d'isoler celle associée à la SST. Nous avons aussi décidé d'examiner des simulations non couplées avec la dynamique océanique, en imposant la SST dans le modèle.

2.3.1 Configuration de référence pour le rail des dépressions

Les simulations sont réalisées avec le modèle méso-échelle non-hydrostatique WRF dans sa version 3.6.1 (Skamarock *et al.*, 2008). La configuration générale est un canal de taille 9216 km × 9216 km, périodique dans une direction x représentant la direction zonale. La géométrie est cartésienne, avec un paramètre de Coriolis qui varie dans la direction y représentant la direction méridienne (Eq. A1, p.169). Le cœur dynamique résout les équations d'Euler compressibles dans l'espace physique, sur une grille C d'Arakawa, avec une coordonnées verticale hybride basée sur une répartition constante de la masse entre les différents niveaux avec 50 dans la configuration de référence.

Par ailleurs, les simulations représentent les processus humides, avec des paramétrisations pour la microphysique associée (schéma de Kessler) et la convection humide (schéma de Kain et Fritsch). Les processus de couche limite sont représentés par le schéma non-local YSU Yonsei University, et les échanges à la surface sont calculés à partir du schéma MM5 (*MM5 similarity revised scheme*), qui se base sur la théorie de la similarité de Monin-Obukhov dans la couche de surface. Le choix d'une résolution horizontale de 18 km permet d'obtenir un coût numérique raisonnable pour les intégrations du modèle, de l'ordre de 5000 heures CPU pour une année modèle. Par ailleurs il permet de résoudre les principales de structures d'intérêt, à savoir d'une part les circulations secondaires associées à de petites structures océaniques de taille de 50 km à 100 km, et d'autre part les structures atmosphériques frontales au sein desquelles ont principalement lieu les dégagements de chaleur latente dans la troposphère libre.

Le profil de SST de référence, homogène dans la direction zonale, est donné par :

$$\mathrm{SST}_{CTRL}(y) = \mathrm{SST}_{front} - \frac{\Delta\,\mathrm{SST}}{2}\tanh\left(\frac{y - y_{\mathrm{SST}}}{l_{\mathrm{SST}}}\right) \quad , \tag{2.40}$$

avec $\mathrm{SST}_{front} = 285$ K, $\Delta\,\mathrm{SST} = 20$ K, $\mathrm{y_{SST}} = 4500$ km et $\mathrm{l_{SST}} = 1000$ km. Il représente un front océanique des moyennes latitudes au milieu du domaine, avec un fort gradient de température (1 K/100 km au maximum). Un forçage en température idéalisé est également utilisé pour maintenir une baroclinicité et une stratification verticale réalistes. Ce forçage est décrit dans une annexe par les équations (B1-B11) (p.169). Ce schéma, adapté de Frierson *et al.* (2006), décrit les échanges radiatifs associés à une unique longueur d'onde dans l'infrarouge, sans interactions avec l'humidité ni les nuages. Il est associé à un état d'équilibre radiatif qui est largement lié au champ de SST, donné par :

$$\theta^{Rad}(x, y, p) = \alpha\ \mathrm{SST}(x, y) - \Delta\theta \log\left(\frac{p}{p_0}\right) \quad , \tag{2.41}$$

avec $\Delta\theta = 10$ K et $\mathrm{p_0} = 1000$ hPa. Cet état d'équilibre radiatif correspond à l'état stationnaire, sans dynamique et sans autres processus diabatiques, pour lequel le chauffage radiatif s'annule. Il est présenté sur la figure 2.12a. Il est instable vis à vis des perturbations baroclines, et stable du point de vue convectif en absence d'humidité.

Les équations (B1-B9) (p.169) ont été implémentées dans le modèle WRF pour calculer les flux radiatifs ascendants et descendants, avec la possibilité d'utiliser une SST différente de celle utilisée dans le calcul des flux de surface pour les calculs des étapes (B5) et (B9).

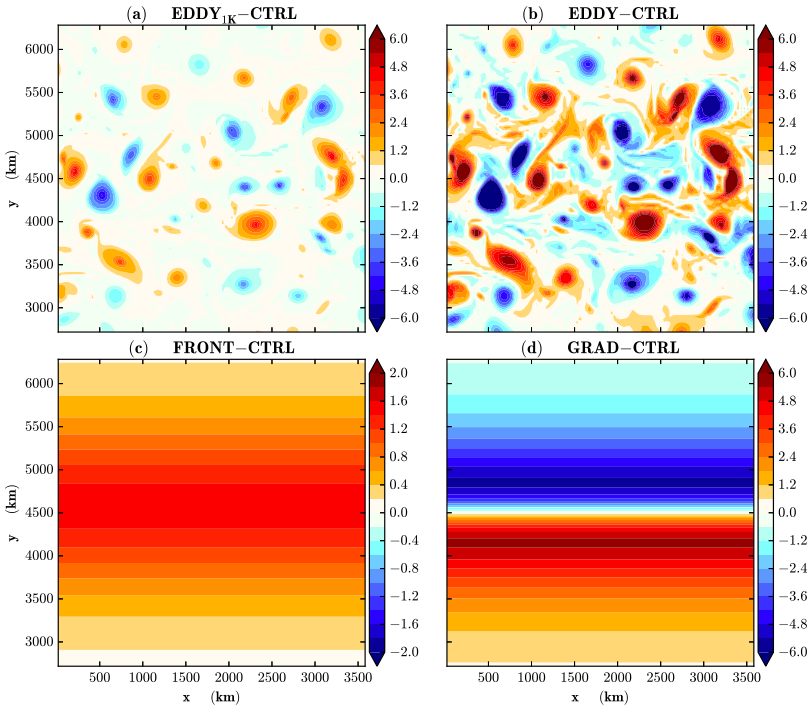


FIGURE 2.9 – Différence entre les différents champs de SST utilisés par rapport à celui de la simulation de référence **CTRL** (en K).

2.3.2 Champs de température de surface de l'océan

A partir de la configuration de référence **CTRL**, le champ de SST a été modifié de plusieurs manières, afin d'étudier différents aspects de la réponse atmosphérique aux anomalies de SST des moyennes latitudes et en particulier aux tourbillons océaniques. Les différences entre ces champs et le cas de **CTRL** sont synthétisées sur la figure 2.9.

— Des anomalies de SST ont été ajoutées (Fig. 2.9a) dans une seconde simulation **EDDY**$_{1K}$, afin de représenter les structures de SST transitoires telles que les tourbillons de mésoéchelle et les principaux filaments qui leur sont associés. Ces SST sont fixes, à la fois dans l'espace et dans le temps. La construction du champ de SST à partir d'un modèle 2D quasi-géostrophique de surface, est détaillée dans la section 2 de l'article (p.84).

— Des résultats préliminaires dans des configurations plus simples puis la comparaison entre **EDDY**$_{1K}$ et **CTRL** ont montré que la réponse non-locale en troposphère libre était d'amplitude faible par rapport à la variabilité interne de l'atmosphère. Afin de la mettre la réponse en évidence plus clairement et d'extraire les mécanismes de celle-ci, l'amplitude des anomalies de SST a été augmentée dans une simulation **EDDY**, pour atteindre une variance spatiale de 3 K (Fig. 2.9b). Cette variance est supérieure à celle observée pour les SST dans cette gamme d'échelles (O'Neill *et al.*, 2012, 50 à 500 km, 1 K sous les rails

Simulation	Position du front y_{front} (km)	Largeur du front l_{front} (km)	Amplitude des anomalies (K)	Durée (membres × ans)
CTRL	4500	1000	0	6 × 4
EDDY	4500	1000	**3**	6 × 4
$EDDY_{1K}$	4500	1000	**1**	8
FRONT	**4650**	1000	0	4 × 3
GRAD	4500	**250**	0	4

TABLE 2.1 – Principales simulations conduites dans le but d'étudier des réponses locales et non-locales aux tourbillons océaniques.

des dépressions, par exemple). On fait l'hypothèse que l'amplitude des anomalies affecte seulement l'amplitude de la réponse, mais ne change pas la nature des mécanismes associés. La construction du champ de SST associé est détaillée ensuite dans la section 2b de l'article (p.152). Par rapport aux méthodes usuelles consistant à appliquer un filtre spatial à partir de **EDDY** pour obtenir des champs lissés, cette méthode a l'avantage de préserver la structure de grande échelle du front de SST.

— Une simulation (**FRONT**) a été effectuée en décalant la position du front de SST vers les hautes latitudes de 150 km (Fig. 2.9c), à la manière de Ogawa *et al.* (2012) ou Michel et Rivière (2014). L'objectif est d'estimer quelle part de l'effet de grande échelle des tourbillons peut s'interpréter sans utiliser la structure spatiale de ceux-ci, mais leur effet moyen sur les flux de surface. Ce sera décrit dans la partie 3.2 (p.166).

— Enfin, une autre simulation (**GRAD**) a été conduite en présence d'un front de SST plus localisé en latitude. Ceci conduit à des gradients méridiens de 4 K/100 km, tels que ceux observés sur les SST moyennes au niveau des fronts océaniques de l'hémisphère Nord (Gulf Stream et Kuroshio). Par rapport à la configuration de référence, cela permet d'isoler le rôle du gradient méridien du profil de la SST moyenne. La comparaison des réponses atmosphériques à ces différentes intensités du gradient méridien de SST (Fig. 2.9d) ne sera pas détaillée. Elle permet cependant de reproduire les principaux résultats décrits dans la partie 1.3, à savoir l'existence d'une bande de précipitations et d'une circulation secondaire liée au gradient de SST, ainsi qu'un rail des dépressions plus intense de la surface jusqu'à la tropopause, et une circulation barotrope anticyclonique. Cette simulation a en partie été utilisée pour expliquer certaines relations statistiques associées à la convergence des vents de surface au niveau du Gulf Stream (Plougonven *et al.*, 2018, en annexe, p.213).

Selon les utilisations, chacune des simulations a été intégrée sur des durées différentes, de 4 à 24 années, pour certaines sous la forme d'un ensemble de simulations effectuées en parallèle (Tableau 2.1).

Le spectre de variance utilisé pour les anomalies de SST est présenté par la figure 2.10 (courbe verte). Le champ turbulent initial a été normalisé de manière à ce que le pic de variance corresponde à la grande mésoéchelle océanique, à savoir des nombres d'onde k=0.007 km^{-1} soit des longueurs d'onde λ=900 km. Il décroit ensuite progressivement aux échelles qui seront résolues par le modèle atmosphérique jusque dans la

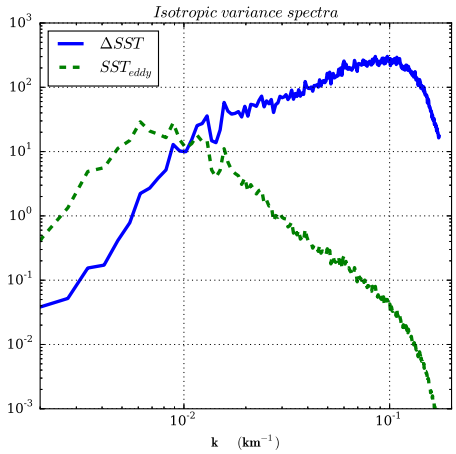


FIGURE 2.10 – **Spectre d'anomalies de SST** utilisé pour l'expérience **EDDY** (en pointillés), avec le spectre du Laplacien de ces anomalies (en trait plein), après multiplication par l'enveloppe en latitude. Les spectres d'anomalie avant multiplication par l'enveloppe présentent des pentes identiques. Le Laplacien est concentré à des échelles bien inférieures à celles des anomalies. La résolution du modèle atmosphérique (18 km) permet de reproduire approximativement les longueurs d'onde supérieures à 72 km soit k=0.09 km^{-1}.

sous-mésoéchelle océanique. Il suit approximativement une pente en k$^{-2.5}$. Les pentes observées dans ces gammes d'échelles sont typiquement de k^{-2} aux moyennes latitudes (Viehoff, 1989; Autret, 2014). Par conséquent le spectre du Laplacien de SST est maximal non pas aux mêmes échelles que la SST elle-même, mais pour des structures beaucoup plus fines de longueur d'onde λ=90 km (courbe bleue).

Le fait d'avoir des anomalies de SST fixées dans l'espace permet d'isoler plus facilement la structure spatiale de la réponse aux tourbillons. Les vitesses de déplacement des tourbillons océaniques ($\mathcal{O}$(10 cm/s), Chelton *et al.*, 2007) sont très inférieures aux vitesses typiques des vents atmosphériques (5-20 m/s). Par un changement de référentiel, on peut se ramener à une situation où ces tourbillons océaniques sont en mouvement avec une direction et une vitesse communes, avec un état de l'atmosphère marginalement modifié par une réduction de l'ensemble des vents zonaux de 10 cm/s. On peut donc supposer que l'hypothèse de tourbillons fixes dans l'espace a peu d'influence sur ce qui est présenté ensuite.

La figure 2.11 présente la sensibilité des profils de température aux SST sous-jacentes, lorsqu'on considère soit le seul effet des anomalies de SST sur les flux turbulents à la surface (courbe bleu), soit leur seul effet sur le flux radiatif à la surface (Eq. (B5) p.169, courbe verte), ou enfin leur seul rôle dans la définition de l'épaisseur optique D (Eq. (B9), courbe rouge). L'effet de la condition aux limites radiative est non-nul, mais très inférieur au rôle des flux de surface turbulents. La contribution des variations de l'épaisseur optique est secondaire, avec un coefficient de corrélation spatiale inférieur à

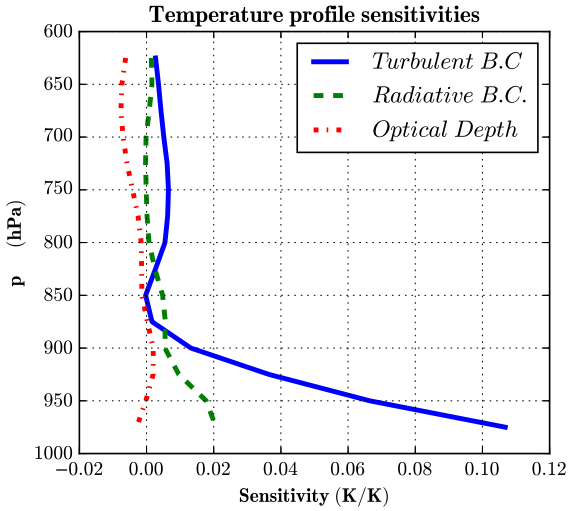


FIGURE 2.11 – **Prise en compte des SST dans le schéma radiatif.** Coefficients de régressions linéaires spatiale (en K/K), obtenus pour les anomalies du champ de SST $\mathbf{EDDY}_{1K}$, entre les profils de température potentielle moyens $\theta^\star(x, y, p)$, et le champ de SST $\mathrm{SST}^\star(x, y)$. Les trois courbes correspondent à des moyennes temporelles sur de courtes simulations (1 an) pour lesquelles les différents effets possibles des SST sont isolés : effet sur les flux turbulents à la surface (bleu), effet sur le flux radiatif à la surface (vert), effet sur l'épaisseur optique D (rouge).

0.1.

Puisque la condition limite radiative de surface a une expression analytique (Eq. (B5)), sa sensibilité à la SST est donné par : $\partial F_{RAD}/\partial \mathrm{SST} = 4\sigma_B \mathrm{SST}^3$. Pour une SST moyenne autour de 285 K, on obtient environ 5 W/m^2/K. Les épaisseurs optiques imposées supérieures à 1.5 conduisent à ce que la plus grande partie de ce flux soit absorbée au travers de l'atmosphère, mais cette valeur reste largement inférieure à la contribution des flux turbulents ($\approx$ 38 W/m^2/K, détaillée ensuite), en accord avec la figure 2.11.

La manière dont ces modifications des champs de SST sont prises en compte dans le schéma radiatif idéalisé, notamment pour le calcul du flux émis par la surface, a donc au moins qualitativement peu d'importance sur les différents résultats qui seront décrits ensuite.

Par contre, une autre simplification importante est l'utilisation d'un schéma radiatif représentatif d'une atmosphère grise, pour lequel le transfert radiatif n'est en particulier modifié ni par la vapeur d'eau, ni par la présence de nuage. Or, les observations montrent que la présence de tourbillons dans la mésoéchelle océanique modifie localement à la fois le contenu en eau précipitable (Frenger *et al.*, 2013; Ma *et al.*, 2015a), et la couverture nuageuse, au moins dans les basses couches (Park *et al.*, 2006; Chelton et Xie, 2010; Bryan *et al.*, 2010). Dans des simulations couplées haute résolution comme dans les observations, Bryan *et al.* (2010) montrent que l'albédo de l'atmosphère est modifiée par la présence d'anomalie de SST, avec une corrélation positive entre les deux

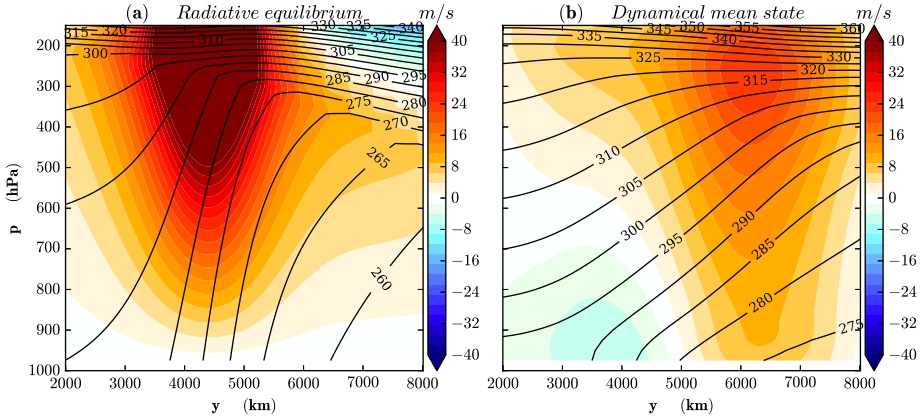


FIGURE 2.12 – **Équilibres radiatifs et statistiques.** Gauche : Champ de température potentielle à l'équilibre radiatif (contours, en K, tous les 5 K), et vent zonal (couleurs, m/s) associé dans le cadre d'un équilibre géostrophique (équilibre du vent thermique) sous l'hypothèse d'un vent nul à la surface. Droite : Champ de température potentielle (contours, en K, tous les 5 K), et vent zonal (couleurs, m/s), en moyenne temporelle et zonale, sur une intégration de la simulation **CTRL**.

qui réduit le rayonnement solaire incident avec des amplitudes de 0 à 2 W/m^2/K, bien inférieures aux ordres de grandeur de flux turbulent de chaleur. Ce phénomène n'est important dans les modèles que lorsque les résolutions atmosphériques et océaniques utilisées sont fines (0.25°). Bryan *et al.* (2010) montrent aussi un effet des SST plus fort sur les flux radiatifs infrarouge à la surface, avec des sensibilités de 3 à 4 W/m^2/K, mais la contribution relative des nuages et de la vapeur d'eau n'est pas indiquée. Le schéma radiatif idéalisé utilisé dans notre étude ne permet pas de quantifier ce type de contributions.

2.3.3 Caractéristiques de la variabilité des basses couches

Les climatologies de la configuration de référence sont présentées en détail dans le chapitre 3, avec quelques champs instantanés en présence de tourbillons. La figure 2.12b en montre les caractéristiques principales. Le champ de température moyenne montre que l'état d'équilibre statistique est éloigné de l'état d'équilibre radiatif initial (Fig. 2.12a), avec une relaxation du gradient méridien de température sous l'effet de la dynamique atmosphérique. Il reste instable notamment vis à vis des perturbations baroclines. Le champ de vent zonal montre la formation d'un courant jet troposphérique représentatif des moyennes latitudes, avec à la fois une composante barocline avec un jet maximal au niveau de la tropopause, et un jet de surface pour des latitudes plus élevées. Ce jet de surface a des valeurs plus faibles que celles observées, avec en particulier un vent moyen qui s'annule au niveau du front océanique (y=4500 km). Il ne présente les caractéristiques d'un jet de surface qu'un peu plus près du pôle, alors que dans les observations les vents de surface sont uniformément dirigés vers l'Est sur la bande de latitude 30°-70°.

La figure 2.13 présente la fréquence de Brunt-Väisälä calculée à partir du champ de

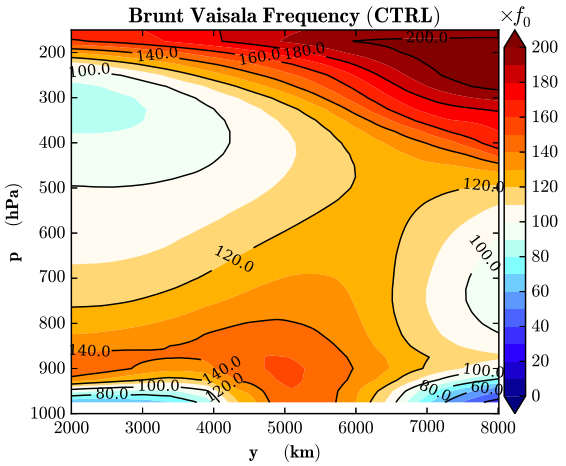


FIGURE 2.13 – Fréquence de Brunt-Väisälä divisée par f_0=9.4 × 10^{-5} s^{-1}, pour la simulation **CTRL**, calculée à partir du champ de température en moyenne zonale et temporelle (sans unité).

température en moyenne temporelle et zonale. En dehors de la couche limite confinée en dessous de 850 hPa, pour laquelle cette grandeur est peu utile, on distingue bien deux régions caractéristiques avec une stratification de l'ordre de 0.01 s^{-1} dans les basses couches, et de 0.02 s^{-1} dans les hautes couches. La transition marque la tropopause du modèle, située entre 200 hPa au côté représentant l'équateur, jusqu'à 400 hPa au côté représentant le pôle.

Par ailleurs, les interactions océan-atmosphère aux moyennes latitudes sont largement contrôlées par les vitesses de vent dans les basses couches. La figure 2.14 compare des densités de probabilité des vents de surface aux moyennes latitudes, d'une part pour les simulations effectuées, et d'autre part pour des observations de vents de surface dans l'Atlantique Sud. Les valeurs médianes de ces vents sont de l'ordre de 8-9 m/s aux moyennes latitudes pour l'ensemble des bassins océaniques (O'Neill *et al.*, 2012). Ces vents instantanés liés aux passages des perturbations synoptiques présentent donc des amplitudes réalistes malgré la relativement faible intensité des vents moyens par rapport à des régions telles que le courant des Aiguilles.

Ceci, combiné aux valeurs prises par le paramètre de Coriolis qui correspondent à des latitudes comprises entre 27° et 55° et aux valeurs des SST (2 °C à 22 °C) indique que les simulations sont bien a priori dans des régimes caractéristiques des latitudes moyennes. Ce sera vérifié a posteriori avec le calcul de coefficients de couplage océan-atmosphère usuels (p.90, p.156).

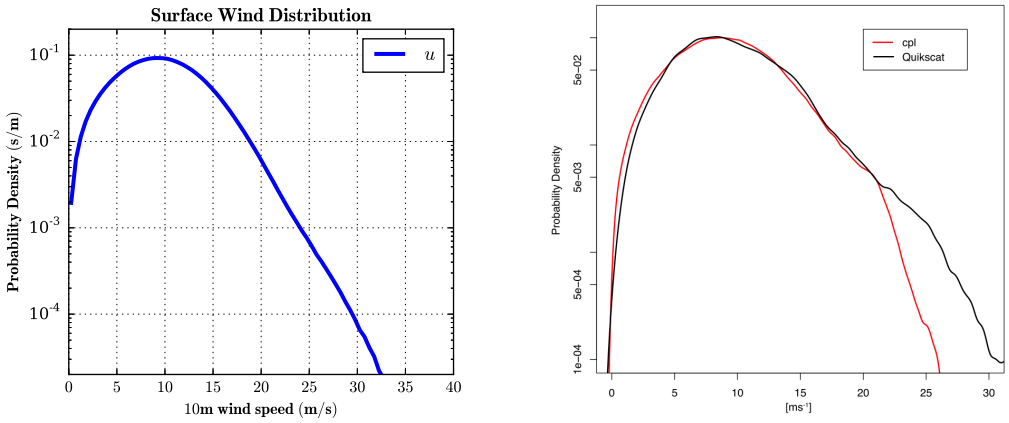


FIGURE 2.14 – Gauche : PDF des vents de surface (à 10 m), obtenue sur la simulation $\mathbf{EDDY}_{1K}$ sur la bande de latitude entre 3800 et 5400 km. Droite : PDF des vents de surface obtenue dans l'Atlantique Sud en hiver, sur un modèle couplé et à partir des observations *QuickSCAT*. La région couvre principalement les latitudes entre 40° S et et 60° S. Tiré de Byrne *et al.* (2015).

2.4 Réponse de surface dans des simulations atmosphériques idéalisées

Nous allons maintenant utiliser les simulations à haute résolution pour apporter des réponses aux questions soulevées dans les parties introductives, en particulier celle des conditions de validité des deux mécanismes présentés, en présence d'une forte variabilité synoptique de l'atmosphère. La description des réponses rapides selon les différentes conditions de vent est présentée sous forme d'un article soumis au *Journal of the Atmospheric Sciences*, qui sera complété par des éléments sur la dynamique de la réponse et sa dépendance aux échelles spatiales.

2.4.1 Article : Réponse atmosphérique en surface aux anomalies de température océanique de surface sous différentes conditions de vent

Dans ce qui suit, les simulations atmosphériques idéalisées sont utilisées pour déterminer dans quelles conditions synoptiques la relation entre divergence de surface ($\nabla \cdot \mathbf{u}$ ou $\nabla \cdot \vec{\tau}$) et gradient de SST ($\mathbf{k} \cdot \nabla \mathrm{SST}$) existe. Il est montré que la configuration permet de reproduire le couplage entre vent et SST observé dans la méso-échelle océanique (section 3a). Ensuite, plutôt que d'utiliser des filtres temporels pour extraire un vent moyen sur plusieurs jours, on détermine pour chaque instant une condition de vent à l'échelle synoptique sur une zone de tourbillons (section 4a). Cela permet d'extraire la réponse instantanée pour une direction donnée du vent, tout en éliminant une large partie de la variabilité synoptique résiduelle à l'échelle des tourbillons océanique puisque les anomalies de SST sont fixes dans le temps.

La divergence de surface (sections 3b, 4c) peut être proche du Laplacien de la température atmosphérique ou bien du gradient de SST. Le premier cas correspond soit à des situations où les conditions de grande échelle maintiennent une couche limite épaisse et instable, soit à des situations où le vent est faible. On a alors, à l'échelle des tourbillons océaniques, une réponse en accord avec un équilibre d'Ekman perturbé par les variations de température de la couche limite. Le second cas correspond à des conditions de vent fort, avec des couches limites plus stables. La divergence de surface à l'échelle des tourbillons océaniques est alors en accord avec un forçage par le mélange vertical turbulent.

La divergence de la tension de surface (section 4c) présente des comportements différents, avec une forte corrélation avec les gradients de SST quelles que soient les directions de vent, en accord avec les observations. En isolant les conditions de vents faibles, on montre cependant que cette divergence de tension de vent peut aussi avoir une structure spatiale proche du Laplacien de température.

Cela permet de montrer que la réponse de surface est fortement modulée par les conditions instantanées de vent de grande échelle, qui varient aux moyennes latitudes sur des échelles de temps inférieures à quelques jours. Par ailleurs, les réponses en termes de vent de surface et de tension turbulente peuvent être différentes pour certaines de ces conditions.

Manuscript (in pdf)
Click here to download Manuscript (non-LaTeX) couchelim_v15.pdf

Surface atmospheric response to Sea Surface Temperature anomalies under different wind conditions

A. Foussard[1,2], G. Lapeyre[1]*and R. Plougonven[1]

1. LMD/IPSL, CNRS, Ecole Polytechnique, Ecole Normale Supérieure, Sorbonne Université, Paris, France.

2. Ecole des Ponts ParisTech, Champs-sur-Marne, France.

**Corresponding author address:* G. Lapeyre, LMD/IPSL, 24 rue Lhomond, 75005 Paris, France.

E-mail: glapeyre@lmd.ens.fr

ABSTRACT

The response of the atmospheric boundary layer to mesoscale sea surface temperature (SST) is often characterized by a link between wind stress divergence and downwind SST gradients. In this study, an idealized simulation representative of a storm track above a prescribed stationary SST field is examined in order to determine in which background wind conditions that relation occurs. The SST field is composed of a mid-latitude large-scale frontal zone and mesoscale (40-400km) SST anomalies. Concerning the surface wind, it is shown that the divergence of the surface wind can either correlate with the Laplacian of the atmospheric boundary layer temperature or with the downwind SST gradient. The first case corresponds to background situations of weak winds or of unstable boundary layers at large scales. The response at the eddy scale is in agreement with an Ekman balanced adjustment in the boundary layer. The second case corresponds to background situations of stable boundary layers. The response at the eddy scale is then in agreement with strong vertical mixing of momentum. Concerning the divergence of the wind stress, it generally resembles downwind SST gradients for stable and unstable conditions, in agreement with past studies. However, for weak winds, the divergence of the wind stress is correlated to some extent with the temperature Laplacian. In conclusion, our study reveals the importance of the large-scale wind conditions in modulating the surface atmospheric response with different responses in the divergences of surface wind and of wind stress.

1. Introduction

Satellite measurements have shown evidence of a local response of the atmospheric boundary layer to oceanic mesoscale structures (ocean eddies of typical diameter 200 km). It takes the form of a positive correlation between wind stress and sea surface temperature (SST) anomalies at all latitudes (Xie 2004), with equivalent relationships in terms of divergence of the wind stress and SST gradients (Chelton et al. 2001, 2004; O'Neill et al. 2003). It was also revealed through the signature of ocean eddies in turbulent air-sea fluxes of sensible and latent heat (Bourras et al. 2004), or through cloud cover and rain rates (Frenger et al. 2013).

The coupling between the atmosphere and narrow oceanic structures has been explored through various analyses of the horizontal-momentum budget in the boundary layer based on theoretical models (Samelson et al. 2006; Schneider and Qiu 2015) or idealized simulations (Spall 2007; Kilpatrick et al. 2014, 2016). The general setting of these analyses was a large-scale wind blowing across (or along) a SST gradient, potentially leading to a change in the stability of the boundary layer. In locally unstable conditions (i.e. winds blowing from cold to warm waters), an increase of the downward transfer of momentum explains the correlation of wind or wind stress with SST anomalies (Wallace et al. 1989; O'Neill et al. 2003). The mechanism of downward momentum mixing (hereafter DMM) was proposed to explain the relation between the divergence of wind stress and downwind SST gradients (e.g. Chelton et al. 2001; O'Neill et al. 2003).

Another mechanism that is considered in the literature is related to surface pressure variations induced by SST structures. It was initially proposed as an important source of coupling at tropical latitudes (Lindzen and Nigam 1987), and more recently as an important forcing for surface-wind convergence over mid-latitude SST fronts (Feliks et al. 2004; Minobe et al. 2008). The mechanism is based on a thermal adjustment of the boundary layer to the underlying SST, which creates local

variations of the hydrostatic pressure. Through a mechanism in terms of Ekman balance mass adjustment (hereafter EBMA), the divergence of the surface wind correlates with the Laplacian of sea level pressure. The latter is itself very close to the Laplacian of the atmospheric temperature if the boundary layer has adjusted to the underlying SST, which is more likely for low winds (Brachet et al. 2012; Lambaerts et al. 2013).

At mid-latitudes the importance of the pressure term compared to vertical mixing still remains unclear, largely depending on the spatial scales (Small et al. 2008) but also on the region of interest (Shimada and Minobe 2011) or on the season that is considered (Takatama et al. 2015). The two mechanisms can be active together to force a surface response. For instance, in the Kuroshio Extension region, Putrasahan et al. (2013) show that the divergence of wind stress correlates with downwind SST gradients (see their Fig. 4). At the same time, divergence of surface wind correlates with the Laplacian of SST (see their Fig. 7)

Most past studies have examined the time-average response (at least weekly averages) or the transient response (a few hours) of the atmospheric boundary layer to SST anomalies. As pointed out by Liu and Zhang (2013), O'Neill et al. (2017) or Plougonven et al. (2018), the responses differ when considering averaged or transients fields. Here our goal is to determine the nature of the atmospheric response to mesoscale SST perturbations separating between classes of different large-scale wind conditions. For that purpose we use an idealized simulation of an atmospheric storm track above a frontal SST zone including a variety of oceanic structures of horizontal scales of 40 to 400 km.

Section 2 presents the configuration of the model with a brief description of the simulated storm track. We then document in section 3 the atmospheric response at the oceanic eddy scale by compositing different fields and averaging over several eddies, showing that the simulations are consistent with the observational results of Frenger et al. (2013). Section 4 describes the spatial

organization of the boundary layer response, investigating how the response mechanisms change for different synoptic-wind configurations. The differences between the structure of the response in the surface winds as well as in the surface stress are also investigated. Section 5 summarizes the results of the previous sections and compares them with previous studies.

2. Model description

a. General configuration

The 3.6.1 version of the WRF model (Skamarock et al. 2008) is used to simulate a characteristic mid-latitude storm track above a prescribed SST field. The model integrates the non-hydrostatic compressible moist Euler equations. Microphysics is represented with the Kessler scheme, and convection with the Kain and Fritsch scheme. The model uses the Yonsei University (YSU) parametrization for the atmospheric boundary layer in conjunction with a Monin-Obukhov parametrization for surface layers (MM5 scheme). We do not include the effect of ocean surface currents in the wind stress calculation although it is known to affect the atmospheric boundary layer above oceanic eddies (Renault et al. 2016).

The Cartesian domain, periodic in the zonal direction x, is of size $\mathrm{L}_x \times \mathrm{L}_y = 9216 \times 9216$ km. Horizontal resolution is set to 18 km, and fifty η levels are used for the hydrostatic-pressure vertical coordinate, equally spaced in pressure. Top pressure is set to 36 hPa, corresponding to an altitude of approximately 20 km and 13 levels are below 2 km of altitude. Free-slip boundary conditions are used at the poleward and equatorial walls of the domain, and $y = 0$ corresponds to the equatorial side of the domain. A spatially varying Coriolis parameter is used with a largest β effect in the center of the domain. Typical values of these parameters correspond to 40°N (see Appendix A).

The model is forced by using a gray-radiation scheme with an atmosphere transparent to water vapor and clouds, as proposed by Frierson et al. (2006). The details of the radiative scheme are described in Appendix B. In that configuration, the characteristics of the forcing are mainly given by the SST field (through turbulent air-sea fluxes and radiative heating).

b. Oceanic forcing

We prescribe the sea surface temperature field, stationary in time and composed of a large-scale meridional gradient and an eddying component:

$$SST(x,y) = \overline{SST}(y) + \underbrace{e^{-(y-y_{sst})^2/l_0^2} \times F(x,y)}_{SST_{eddy}(x,y)} \tag{1}$$

The large-scale front is described by

$$\overline{SST}(y) = SST_{eq} - \frac{SST_{eq} - SST_{pol}}{2}\left(1 + \tanh\left(\frac{y - y_{sst}}{l_{sst}}\right)\right) \tag{2}$$

with parameters defined in Table 1. SST ranges from $SST_{pol} = 275$ K to $SST_{eq} = 295$ K.

The eddying component $SST_{eddy}(x,y)$ is obtained from a snapshot of a 2D turbulent field $F(x,y)$ of a surface quasi-geostrophic model (Lapeyre and Klein 2006) run for a domain size of $L_x/2 \times L_y/2$ and extended by periodicity to the full domain. It is normalized to get a standard deviation of 1.1 K and the zonal average is zero. Then it is multiplied with a Gaussian envelope to obtain the anomalies SST_{eddy} that are concentrated where the meridional large-scale gradient of SST is the most intense (i.e. between $y = 3000$ and 6000 km).

Figure 1 shows the total SST field and the corresponding SST anomalies. The maximum value of $|SST_{eddy}|$ is 5.0 K but mesoscale SST anomalies have a relatively moderate signature on the total SST field which is characterized by a narrow frontal region (Fig. 1a). These anomalies display a variety of structures with mesoscale eddies of various diameters mainly in the range 200-400 km, as well as long and thin filaments of $\sim$50 km width attached to them (Fig. 1b, see also Fig. 5).

c. Mean state of the troposphere

Starting from the final state of a 4-years long eddy-free integration, the simulation was further integrated over 8 years with oceanic eddies. Outputs are saved twice a day, and the first three months are discarded as a spin-up period when computing statistics. The temporally and zonally averaged state of the model is presented on Fig. 2.

A typical storm track forms as a response to the large-scale forcing: a tropospheric jet is located around $y = 6000$ km with a maximum speed larger than 25 m s^{-1} around $p = 250$ hPa. The height of the tropopause changes from 200 hPa on the equatorial side of the domain down to 400 hPa on the poleward side (not shown). The eddy poleward heat flux is maximum in the free troposphere at the center of the domain between $y = 4000$ km and $y = 6000$ km, while the kinetic energy of perturbations has its maximum slightly poleward at $y = 5500$ km (not shown). A more detailed analysis of the response of the storm track to the oceanic mesoscale SST field is carried out in Foussard et al. (2018).

3. Atmospheric response for an individual eddy

In order to assess the consistency of our idealized simulations with the observed relation between surface variables and SST anomalies, we first discuss the main features of the response of the atmospheric boundary layer to a typical mesoscale eddy. To that end, composites for cold and warm eddies are computed in the line of Park et al. (2006) or Frenger et al. (2013). More specifically, eddies are identified using a wavelet decomposition applied to SST_{eddy} (see details in Lapeyre and Klein 2006; Doglioli et al. 2007). The amplitude of an eddy is defined as a spatial average of the SST anomaly over the set of grid points within the eddy. The coordinates of its center are defined as their averaged values and the eddy radius is defined as $R_{eddy} = \sqrt{\mathscr{A}/\pi}$, with

$\mathscr{A}$ the area of the eddy. Only eddies with amplitude larger than 2 K are retained. This results in 16 warm and 16 cold eddies, with radii ranging from 81 to 145 km (see Fig. 1b).

For each eddy and each instantaneous snapshot, the large-scale background wind is defined as the average of the 10-meter wind within a square box of width equal to 10 radii centered on each eddy. This yields a direction (used for the rotation of different quantities) and an amplitude (used to separate strong and weak-wind conditions). For presentation of the composites, all fields, including sea surface temperature, are rotated so that the large-scale wind blows towards $x > 0$, and are translated so that the eddy center is at $(x, y) = (0, 0)$. Derivatives and Laplacian are computed using physical coordinates before rotation and translation are made. At the end, spatial coordinates are rescaled in units of eddy radii R_{eddy}.

a. Wind speed response

Composites of surface wind speed (hereafter 10 m-winds) and SST show the usual response with accelerated (compared to environment) winds over warm SST anomalies and decelerated winds over cold SST anomalies (Fig. 3). The SST anomalies (compared to the mean background value) are of the order of 3 K while the wind speed anomaly is of the order of 1.4 m s^{-1} for cold eddies and 0.8 m s^{-1} for warm eddies. Note that the asymmetry between acceleration and deceleration above warm and cold eddies cannot be interpreted as too few eddies are used to compute the composites. A last remark is that the wind speed increases to the left of the mean-wind direction. In fact, as shown in Fig. 2, the region of oceanic eddies ($3000 < y < 6000$ km) generally lies within weak time-mean winds. The largest wind values correspond to mean easterlies and are found on the southern side (around $y = 3500$ km), i.e. in a region to the left of the mean wind direction.

b. Surface divergence response in different wind conditions

We now turn to the analysis of surface wind divergence. Rather than computing the mean divergence, we choose to separate the response depending on the large-scale wind speed. To that end, we have selected conditions with large-scale winds larger than 10 m s^{-1} (to be called strong-wind conditions) and smaller than 3 m s^{-1} (to be called weak-wind conditions). These categories correspond to 52×10^3 and 14×10^3 instantaneous snapshots respectively (or 55% and 15% of snapshots). In the following, we only consider the response to warm eddies as the results with cold eddies are opposite, as expected (not shown). Finally, we have tested that changing the thresholds does not change qualitatively the results.

The divergence of the surface wind reveals significant differences between strong and weak-wind conditions (Fig. 4a and d). Strong-wind conditions (Fig. 4a) are characterized by a dipolar spatial pattern with surface divergence upwind of the eddy and convergence downwind with a typical amplitude of the wind divergence of the order of 10^{-5} s^{-1}. This is consistent with accelerated wind speeds over warm eddies and is similar to observations (e.g. Park et al. 2006; Ma et al. 2015). Note also that the downwind convergence is twice as large as the upwind divergence, which is generally not observed when doing averages over all weather conditions (e.g. Frenger et al. 2013). For weak-wind conditions (Fig. 4d), the situation is different as a strong monopolar convergence pattern is located slightly downwind of the warm eddy. The monopole pattern may seem at odds with accelerated winds above warm SST anomalies, which still occurs for weak-wind conditions (not shown). One explanation of this behavior is the following: wind composites, such as the ones displayed in Fig. 3, correspond to the average of wind speed $\langle|\mathbf{U}_{10m}|\rangle$ (with $\langle\ \rangle$ the time average over the chosen wind conditions). On the contrary, divergence composites, as displayed in Fig. 4, correspond to the divergence of the averaged wind vector $\langle\mathbf{U}_{10m}\rangle$, i.e. taking into account

the direction of the wind. The same apparent discrepancy was also pointed out by Liu and Zhang (2013) and Xu and Xu (2015) in observations in the Kuroshio front where it was found that the average wind speed is located on the warm side of the front while the modulus of the average wind is on the front itself.

Figure 4b and e shows the downwind SST gradient, for strong and weak winds in the case of warm eddies. For strong-wind conditions, the shape of the downwind SST gradient is similar in part to the shape of the surface divergence (compare Figs. 4a and b), except for the surface convergence zone that extends further downstream (Fig. 4a). On the contrary, in weak-wind conditions, the dipolar shape of the downwind SST gradient differs from the monopolar shape of surface convergence (compare 4d and e).

The Laplacian of boundary layer temperature is represented in Figs. 4c and f for both wind conditions. Here the boundary layer temperature is defined as the average temperature between the surface and 500 m. For strong winds, it is intensified and negative downwind of the SST anomaly and is located close to the region of largest surface convergence (compare Figs. 4a and c). It thus seems that both the temperature Laplacian and the downwind SST gradient contribute in shaping the surface divergence pattern. This suggests that both DMM and EBMA may be important in setting the spatial variation of the surface divergence field. This result contrasts with the literature (e.g. Kilpatrick et al. 2016) as, in general, the downwind SST gradient seems the dominant parameter. A notable difference with these studies is that they examined quasi-unidirectional fronts whereas variations in both directions are important here. Indeed about two thirds of the pressure Laplacian are related to crosswind variations of pressure (not shown). Finally, in comparison to the temperature Laplacian, the SST Laplacian is centered over the oceanic eddy and is out of phase with the surface divergence (not shown).

For weak-wind conditions, the temperature Laplacian is monopolar and negative above the SST anomaly (Fig. 4f). Comparing Fig. 4d, e and f, we see that, in weak-wind conditions, the surface divergence pattern is highly correlated with the temperature Laplacian (as well as the SST Laplacian, not shown) and not with the downwind SST gradient. This is in agreement with the results of Lambaerts et al. (2013) who examined the fast adjustment of the boundary layer from rest to a turbulent eddy SST field. It indicates that the EBMA mechanism is the more susceptible to explain the pattern of surface wind divergence in such wind conditions.

The difference in terms of the atmospheric response between weak and strong-wind conditions is reminiscent of results obtained by Chen et al. (2017) for eddies in the Kuroshio Extension region. In their study, they separated two different regimes, one with a dipolar pattern in divergence of surface wind (corresponding to 60% of the oceanic eddies that were observed) and one with a monopolar pattern (corresponding to 10% of the eddies). The first class was attributed to DMM while the second class to EBMA. An inspection of their Fig. 3c shows that, for the first class of eddies, the convergence maximum extends further downstream, a result consistent with our result for strong-wind conditions (Fig. 4a).

4. Atmospheric response to a turbulent field of SST anomalies

The previous section has characterized the response of the wind field at the oceanic eddy scale and has showed that our simulation compares well with observations for strong-wind conditions. We now turn to examine its spatial organization in relation with the oceanic turbulent field, on a range of scales down to filaments of a few tens of kilometers. To this end, we focus on a part of the spatial domain centered at $(x_0,\ y_0) = (5400,\ 4500)$ km and of width 1400×1400 km. We separate the different fields in a large-scale component, obtained by convoluting with a Gaussian kernel of radius $\mathrm{r}_{filter} = 200$ km, and an anomaly, defined as the residue and denoted as $(\ )^{\star}$. Results that are

discussed hereafter apply for other spatial regions as well within the band where oceanic eddies are present.

The anomaly of time-mean surface wind speed $\langle|\mathbf{U}|\rangle^\star$ is presented in Fig. 5. Here $\langle\ \rangle$ is the total time average. It bears striking similarities with the sea surface temperature with a correlation coefficient of $r = 0.98$ and a regression coefficient of 0.29 m s^{-1} K^{-1}. This is true for the anomalies associated with oceanic eddies, confirming results of the last section, but also for the filamentary structures in between. The regression coefficient (also called coupling coefficient) is in the range of the usual values derived from observations (e.g. O'Neill et al. 2012) or from models (Song et al. 2009; Perlin et al. 2014).

We propose below to contrast conditions of strong and weak winds as well as different wind directions to better assess the role of the background wind and of the resulting advection of heat and momentum. Several effects are anticipated: the wind speed will influence both how turbulent the boundary layer is, and how much advection decorrelates boundary layer temperature from SST. The direction of the wind will also play a role through the presence of a large-scale meridional SST gradient. For example, northerly winds will advect cold air, inducing a larger temperature difference between ocean and atmosphere, and hence a more turbulent boundary layer.

a. Method

Composite atmospheric fields depending on large-scale wind conditions are built through the following steps. First, wind conditions are defined as the couples $\mathbf{U}_r = (U_r,\ V_r)$ for $U_r = -10, -5, 0, 5, 10$ m s^{-1} and $V_r = -10, -5, 0, 5, 10$ m s^{-1}. Then, for each 12-hour output, the instantaneous wind at 10 meters, $\mathbf{U}_{10m}$, is averaged on a 900×900 km square box centered at $(x_0,\ y_0)$, located inside the 1400×1400 km domain. The chosen box is large enough to be free of local wind variations induced by the SST anomalies, but not too large in order to cover sepa-

rate synoptic weather patterns. Finally, outputs are sorted out according to which wind conditions (U_r, V_r) they belong (within ± 2.5 m s^{-1}) and composite fields are constructed by averaging over all outputs in each class. To double the statistics, we used the fact that the SST eddy field was duplicated in longitude since it was created from a domain half smaller. In the following, we will consider composites for which more than 100 time outputs have been averaged. We also introduce the notation [ ] as the average over fields belonging to the same class $(U_r\ V_r)$ in terms of wind conditions.

b. Surface wind divergence

We now examine the differences of spatial structures in surface wind divergence for different wind conditions. Three wind conditions are considered in details: northerly strong winds ($\mathbf{U}_r = (0, -10)$ m s^{-1}), weak winds ($\mathbf{U}_r = (0, 0)$ m s^{-1}) and southerly strong winds ($\mathbf{U}_r = (0, 10)$ m s^{-1}).

Figures 6a and b present the surface divergence anomaly $[\nabla \cdot \mathbf{U}_{10m}]^\star$ (in colors) as well as $\mathbf{k} \cdot \nabla SST$ and $[\nabla^2 \theta]^\star$ (in contours), for northerly wind conditions. $\mathbf{k}$ is the composite wind vector divided by the composite wind speed (i.e. $\mathbf{U}_r / |\mathbf{U_r}|$). θ is the average temperature over the first 500 m. At first glance, both $[\nabla^2 \theta]^\star$ and $\mathbf{k} \cdot \nabla SST_{eddy}$ seem to correlate well with the surface wind divergence (correlation coefficients of $r = 0.80$ and 0.63, respectively, computed over the domain displayed in Fig. 6). In fact, $[\nabla^2 \theta]^\star$ and $\mathbf{k} \cdot \nabla SST_{eddy}$ correlate well with each other (correlation coefficient of 0.58). A simple explanation of this correlation comes from the heat budget which can be approximated by

$$\mathbf{U}_r \cdot \nabla [\theta]^\star \approx \gamma \left(SST_{eddy} - [\theta]^\star \right)$$

where the air-sea heat flux was replaced by a relaxation towards SST with a typical timescale γ^{-1}. If $\mathbf{U}_r$ points towards $x > 0$ with constant modulus, the quantity $\mathbf{U}_r \cdot \nabla$ can be replaced by $|\mathbf{U}_r| \partial / \partial x$.

After some algebra, we have

$$\vec{k} \cdot \nabla SST_{eddy} = \gamma^{-1} \left| \mathbf{U}_r \right| \frac{\partial^2 [\theta]^\star}{\partial x^2} + \vec{k} \cdot \nabla [\theta]^\star$$

For a sufficiently strong wind, we obtain a balance between downwind SST gradient and temperature Laplacian which explains the correlation between the two quantities. Inspecting with more attention Fig. 6a and b, we note that, at some particular locations, the spatial structures of the the downwind SST gradient and the temperature Laplacian are quite different. First, narrow SST structures oriented parallel to the background wind such as the one to the South West of eddy A produce patterns of wind convergence ($\nabla \cdot \mathbf{U}_{10m} < 0$) while $\mathbf{k} \cdot \nabla SST_{eddy}$ is almost zero (Fig. 6a). At this location, surface wind convergence is collocated with negative values of SST Laplacian (not shown) and with negative values of $[\nabla^2 \theta]^\star$ (see Fig. 6b). Also, for the the small warm eddy D, only a monopolar pattern of convergence of surface winds is seen which differs from the dipolar pattern of $\mathbf{k} \cdot \nabla SST_{eddy}$ (Fig. 6a). In fact, at this location, the convergence region is associated with large values of temperature Laplacian $[\nabla^2 \theta]^\star$ (Fig. 6b). The significant correlation ($r = 0.80$) between surface wind divergence and temperature Laplacian and the similarity of spatial structures suggest that the surface wind divergence response is mostly due to EBMA for strong northerly winds. However because of temperature advection by the northerly wind, correlation of surface divergence with the SST Laplacian itself remains low, with a correlation coefficient of 0.18.

The weak-wind case is represented in Figs. 6c and d. For these wind conditions, the surface divergence is generally weaker than for northerly winds. Looking at Fig. 6d, surface divergence and temperature Laplacian are well correlated (with a correlation coefficient of 0.64). In addition, the correlation coefficient of surface divergence with SST Laplacian is 0.39, which shows a fair correspondence between SST Laplacian and surface divergence. On the contrary, the downwind

SST gradient correlates less with the surface divergence, except at some locations, such as around eddy A (Fig. 6c). The correlation coefficient is only 0.36.

The situation is different for a southerly wind (Figs. 6e and f) for which we see a clear correlation of the surface divergence with the downwind SST gradient (correlation coefficient of 0.83). The good correlation is found not only for eddies B, C and D but also for the filamentary structures between them. The response above eddies B and C shows a typical dipolar structure of convergence/divergence corresponding to a DMM response. On the contrary, there is only little connection between the surface divergence and the temperature Laplacian (Fig. 6f).

We now explore more quantitatively and systematically this atmospheric response by computing the correlation coefficients of surface divergence with either the downwind SST gradient (Fig. 7a) or the temperature Laplacian (Fig. 7b) as a function of the wind conditions (U_r, V_r). Two regimes can be distinguished. The first one, for strong southerly ($V_r > 0$) or zonal winds, corresponds to a better correlation of the surface divergence with the downwind SST gradient than with the temperature Laplacian. On the contrary, for northerly ($V_r < 0$) or for weak winds, the surface divergence better correlates with the temperature Laplacian. To understand these differences, we examine the dependence on the wind conditions of the boundary layer height and the air-sea temperature difference, both spatially averaged over the domain. The result is displayed in Fig. 8. We see that northerly winds are associated with higher boundary layers (Fig. 8a) and an atmospheric temperature much colder than the underlying SST (Fig. 8b). This is a typical situation of strong turbulence in the boundary layer driven by surface heat fluxes. On the contrary, southerly winds are more frequently associated with shallow boundary layers and a positive difference between atmospheric temperature and underlying SST. These elements may favor one or the other of the mechanisms of atmospheric response to the underlying SST. Now to assess the strength of DMM, Fig. 8c presents the coupling coefficient, computed as the regression coefficient between wind speed anomalies

and SST anomalies as a function of the background wind $(U_r,\ V_r)$. The coupling coefficient is the smallest for northerly winds corresponding to unstable conditions. For zonal or southerly winds (corresponding to stable conditions), it increases with the wind speed, in agreement with Byrne et al. (2015) in their simulation of the Southern Ocean.

Note that we repeated the analysis and compared the vertical velocity at 500 m (below the top of the boundary layer) with downwind SST gradient or temperature Laplacian. For the northerly case as well as for the weak-wind conditions, the response in vertical velocity is in full agreement with the response in surface divergence. A strong correlation with temperature Laplacian is obtained (with a correlation coefficient of 0.73 for weak winds and 0.76 for northerly winds). This is true at the scales of the main eddies, as well as at the scales of filaments in between. For southerly winds, the situation is different. The boundary layer is less deep, and vertical velocities at 500 m are significantly affected by the passing atmospheric fronts. A residual signature of these fronts remains in the composites, and the vertical velocity field is not associated anymore with the SST field (not shown).

c. Wind stress divergence

We have seen that surface divergence could be related to temperature Laplacian for weak or northerly winds (i.e. unstable conditions), as predicted by EBMA. However, several studies pointed out an other relation between the divergence of wind stress and the downwind SST gradient (O'Neill et al. 2003; Chelton et al. 2004). Here, we try to evaluate if such a relation exists in our simulation and how it depends on the wind conditions.

If we neglect the role of surface oceanic currents, the wind stress vector τ is written using bulk formula,

$$\tau = \rho_0\, C_d\, |\mathbf{U}_{10m}|\, \mathbf{U}_{10m} \quad , \tag{3}$$

with C_d the drag coefficient (Stull 1989). Divergences of surface wind and wind stress are then related by

$$\nabla \cdot \tau = \rho_0 \, \mathbf{U}_{10m} \cdot \nabla (C_d |\mathbf{U}_{10m}|) + \rho_0 \, C_d \, |\mathbf{U}_{10m}| \, \nabla \cdot \mathbf{U}_{10m} \quad . \tag{4}$$

The first term on the r.h.s. of (4) describes the effect of spatial variations of stress-to-wind ratio (i.e. $|\tau|/|\mathbf{U}_{10m}| = C_d |\mathbf{U}_{10m}|$). Since both C_d and $|\mathbf{U}_{10m}|$ vary with air-sea temperature difference, and hence to some extent with SST, we expect $\mathbf{U}_{10m} \cdot \nabla (C_d |\mathbf{U}_{10m}|)$ to be proportional to the downwind SST gradient. The second term on the r.h.s. of (4) describes the direct effect of the spatial variation of the wind direction, and more generally the divergence of the wind vector. As seen above, for an unstable boundary layer or for weak winds, $\nabla \cdot \mathbf{U}_{10m}$ is generally proportional to the temperature Laplacian, and this should also be the case for the last term of (4) as well.

To examine the sensitivity of wind stress divergence to the wind direction, we approximate (4) by

$$\nabla \cdot [\tau] \approx \underbrace{\rho_0 \; [\mathbf{U}_{10m}] \; \cdot \; \nabla [\, C_d |\mathbf{U}_{10m}| \,]}_{E_{stab}} + \underbrace{\rho_0 \; [\, C_d \; |\mathbf{U}_{10m}| \,] \; \nabla \cdot [\mathbf{U}_{10m}]}_{E_{div}} \tag{5}$$

with ρ_0 a constant density. Such an approximation was assessed and revealed to be valid with a r.m.s. error of around 20% and a good correlation between the wind stress and the approximation. The error rises to 38% for weak winds (because the sum of the two terms underestimates by 20% $\nabla \cdot [\tau]$).

Figure 9a presents the divergence of the wind stress for northerly winds ($\mathbf{U}_r = (0, \; -10)$ m s^{-1}) while Figs.9b and c present its two components following decomposition (5). Comparing Figs. 9b and c, term E_{stab} is in general larger than term E_{div} (r.m.s. equal to 1.44 and 0.85 $\times 10^{-7}$ N m^{-2} respectively) and is concentrated at the periphery of oceanic eddies or inside filaments. Moreover E_{stab} correlates well with the wind stress divergence. The term E_{div} is not negligible and tends

to reinforce the divergence close to the eddy centers (e.g. eddies B and D). It also explains a significant part of $[\nabla \cdot \tau]$ above filaments between eddies C and D or to the South West of eddy A.

The role of DMM in shaping the wind stress divergence can be understood by realizing that E_{stab} is proportional to the downwind gradient of SST (compare contours and shadings in Fig. 9b). This relation reflects the fact that variations of the drag coefficient C_d and the surface wind speed are closely linked to SST variations. Indeed, the correlation coefficient of $[\mathbf{k}] \cdot \nabla SST_{eddy}$ with $\nabla \cdot [\tau]$ is 0.91 which is in agreement with the role of vertical stability in explaining the spatial patterns of wind stress divergence.

For weak-winds conditions ($\mathbf{U}_r = (0,\ 0)$), the wind stress is smaller than for the northerly case (compare Fig. 9a and d with different colorscales). Moreover, E_{div} is of comparable magnitude with E_{stab} (compare Fig. 9e and f). Term E_{div} generally dominates close to eddy centers (e.g. eddies B and D) or far from the eddies while E_{stab} dominates at the eddy peripheries (e.g. eddies A and C). They both significantly contribute to the wind stress spatial pattern (compare with Fig. 9d) althoughE_{div} captures more spatial structures that are visible on $\nabla \cdot [\tau]$. As in the previous case, E_{stab} is highly correlated with downwind SST gradients while E_{div} correlates with the temperature Laplacian.

We now consider the case of southerly winds, i.e. $\mathbf{U}_r = (0,\ 10)$ m s^{-1} (Fig. 9g-i). First, the wind-stress divergence is anticorrelated with the case of northerly winds (compare Fig. 9a and g). It is related to larger values of E_{stab} compared to E_{div} (Figs. 9h and i), so that $[\nabla \cdot \tau]$ is correlated with $\vec{k} \cdot \nabla SST$ and explains why $\nabla \cdot \tau$ changes sign when the meridional wind is reversed.

Figure 10 shows the value of the regression coefficient between wind stress divergence and downwind SST gradient. Except for minimum wind, correlation between the two quantities is higher than 0.80 (not shown) and the regression coefficient is of the typical range of values found in the literature (Perlin et al. 2014). The first dependence of the regression coefficient is on the

wind speed (consistent with observations, e.g. O'Neill et al. (2012)), while it is modulated by the direction of the large-scale background wind relative to the large-scale front, in agreement with the coupling coefficient between wind speed and SST (Fig. 8c).

We conclude that the response in wind stress divergence to SST anomalies depends both on the magnitude of the mean surface wind and on the stability of the atmospheric boundary layer. In strong-wind conditions, we essentially find a wind stress divergence proportional to the downwind SST gradient. This is true for stable as well as for unstable boundary layers and is in agreement with the results of O'Neill et al. (2003) and Chelton et al. (2004). In weak surface wind conditions or for unstable conditions, the contribution in terms of Laplacian of the atmospheric temperature is more important and eventually dominates for weak winds. These two regimes are due to two competing effects in the wind stress. The first one comes from the variation of the drag coefficient and the surface wind speed due to SST (in relation with $\nabla(C_d|\mathbf{U}_{10m}|)$) and is responsible for a response related to the downwind SST gradient. The second one comes from the direction and intensity of the wind (related to $\nabla \cdot \mathbf{U}_{10m}$), potentially giving rise to the temperature Laplacian response for weak winds.

5. Conclusions

In the present study, the response of surface winds to SST anomalies associated with oceanic eddies has been explored in an idealized simulation of an atmospheric storm track. Two mechanisms are generally invoked, related either to pressure adjustment (EBMA mechanism, Lindzen and Nigam 1987) or to downward momentum mixing (DMM mechanism, Wallace et al. 1989). It is expected that the divergence of surface wind resembles the Laplacian of the atmospheric temperature in the first case and the downwind SST gradient in the latter case. Our study has documented in which large-scale wind conditions one of the mechanism is more active than the other. One

advantage of our idealized simulation approach is that we could directly inspect the response in surface winds, contrary to other observational studies which considered equivalent neutral winds or wind stress. Also, using instantaneous winds averaged in composites (grouping together similar large-scale wind conditions) allows to separate the rapid response without a temporal filter, in a manner similar to Byrne et al. (2015).

We first examined the response at the oceanic eddy scale through a composite analysis. It revealed that the surface wind divergence projects both onto the downwind SST gradient and onto the Laplacian of the atmospheric temperature in the boundary layer. For weak winds, the divergence of surface wind is proportional to the Laplacian of the boundary layer temperature. On the other hand, for strong winds, the surface divergence has a main pattern similar to the downwind SST gradient, but with a downstream extension (related to the temperature Laplacian spatial extension).

The atmospheric response was then investigated over a large region including a field of mesoscale oceanic eddies and filaments of scales between 40 and 400 km. The analysis revealed a more complex response that depends on the wind conditions, and more generally on the stability of the boundary layer. For unstable conditions or for weak winds, the divergence of the surface wind is correlated with the temperature Laplacian (corresponding to EBMA), while for stable conditions, it is correlated with downwind SST gradient (corresponding to DMM) and the correlation of the surface divergence with the SST Laplacian is small. Indeed, when the atmospheric temperature has not the time to adjust with the underlying SST, one key assumption underlying EBMA is not realized. Nevertheless, we observe for strong winds in unstable conditions, a correlation between surface divergence and the Laplacian of the boundary layer temperature. It is interesting to note that, due to the temperature advection, the down-wind SST gradient and temperature Laplacian

are also correlated. It is then difficult to determine whether EBMA or DMM is the more adequate to explain the atmospheric response.

Concerning the response in terms of wind stress divergence, a different picture is obtained. For strong winds, the divergence of wind stress is proportional to downwind SST gradient, even in unstable conditions. For weak winds, wind stress divergence is proportional to some extent to the temperature Laplacian. These results are valid at the scales of oceanic eddies, as well as the scales of the filaments in between.

This discussion shows that wind stress and surface wind divergences may behave differently when compared with the SST field. Such a distinction is rarely discussed in the literature. Wind stress is directly related to the stability of the boundary layer, i.e. SST anomalies, while the horizontal velocity in the atmosphere has a strong dependence on pressure gradients which, through the hydrostatic assumption, are related to gradients of boundary layer temperature.

Several studies have examined the relevant parameters that set the atmospheric response sensitivity to DMM (Spall 2007; Small et al. 2008; Schneider and Qiu 2015). The first one is related to the magnitude of the mean wind speed. Our study confirms that the relative importance of DMM increases with wind speed. This is shown by a better correlation of surface divergence with downwind SST gradient than with temperature Laplacian for strong winds, except in situations of winds blowing from cold to warm waters. A second important parameter is the spatial scale of the SST field (Small et al. 2008). One would expect the smaller the lengthscale, the larger the sensitivity to DMM. However, for strong winds blowing from cold to warm waters, we found that EBMA still dominates with surface divergence proportional to temperature Laplacian from scales of 400 km down to 40 km. Hence, the relative importance of DMM and EBMA may be more complicated and may depend on the mean stability of the atmosphere.

As the focus of the paper concerns the boundary layer and surface dynamics, we did a sensitivity study to the boundary layer parametrization scheme, using the Mellor-Yamada-Nakanishi-Niino scheme (Nakanishi and Niino 2004). We obtained qualitatively similar results, but with different intensities (up to 50%, depending on the quantity examined) in agreement with results of Lambaerts et al. (2013) and Perlin et al. (2014). A sensitivity to the number of vertical levels within the first 1000 m showed a weak dependence of the results on vertical resolution.

The present study has different limitations. The first one is the stationarity in time of the oceanic anomalies. However, because of the fast variability of the atmosphere, conditions of given wind do not occur over long timescales. Therefore the composite analysis focuses only on the rapid response of the atmosphere and not on its time average which is tightly linked to fixed SST. Another limitation is the fact that ocean-atmosphere coupling was not considered although different feedbacks are known to modify the surface wind response to oceanic mesoscale anomalies. In particular, our parametrization of the surface atmospheric layer does not take into account ocean currents modulation on the wind work (Renault et al. 2016). Moreover the air-sea coupling tend to damp oceanic eddies through Ekman pumping at the scale of oceanic eddies (Stern 1965; Dewar and Flierl 1987) as well at the scale of a turbulent eddy field (Oerder et al. 2018). A full air-sea coupling could reduce the SST amplitude and modulate the atmospheric response. These different mechanisms need to be taken into account in future studies.

Acknowledgments. This work was granted access to the HPC resources of IDRIS under the allocation for 2015 and 2016 and 2017 A0020106852 made by GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif). The authors want to thank Arnaud Czaja, Caroline Muller and Gwendal Rivière for useful discussion.

APPENDIX A

Coriolis parameter

We choose to set a spatially varying Coriolis parameter f with the following dependence in y:

$$f(y) = f_0 + \beta_{max}\, l_\beta \,\tanh\left(\frac{y - y_{sst}}{l_\beta}\right) \quad . \tag{A1}$$

This formula in addition to parameters in Table 1 allows to model a storm track with a Coriolis parameter that ranges between values at 27.6 and 55.6°N. It also allows to have a realistic β effect with a maximum value β_{max} above the oceanic front corresponding to its value at a latitude of 40°N. Using a linear function for f would lead to halve β_{max} and, at the same time, diminish the planetary potential vorticity gradient.

APPENDIX B

Radiative scheme

The radiative scheme that is used in our simulation is a gray radiation scheme following the ideas of Frierson et al. (2006). We introduce T as the absolute temperature and D the optical depth (with the convention $D = 0$ at the top of the atmosphere and $D = D_0$ at the surface). The equations for upward ($F^{\uparrow}$) and downward ($F^{\downarrow}$) radiative energy fluxes are

$$\frac{dF^{\uparrow}}{dD} = F^{\uparrow} - \sigma T^4 \tag{B1}$$

$$\frac{dF^{\downarrow}}{dD} = -F^{\downarrow} + \sigma T^4 \tag{B2}$$

with σ the Stefan-Boltzmann constant. To close the system, the fluxes at the surface and at the top of the atmosphere are such that

$$F^{\uparrow}(D = D_0) = \sigma SST^4 \tag{B3}$$

$$F^{\downarrow}(D = 0) = 0 \quad . \tag{B4}$$

This choice of boundary conditions is different from Frierson et al. (2006) and allows to constrain the forcing to almost entirely depend on the SST field.

We prescribe total optical depth D to be dependent only on latitude y and pressure p. The surface optical depth $D_0(y,\ p = p_0) = D_0(y)$ is such that

$$D_0(y) = D_{eq} \cos^2\left(\frac{\pi\, y}{2\, L_y}\right) + D_{pole} \sin^2\left(\frac{\pi\, y}{2\, L_y}\right) \tag{B5}$$

with $p_0 = 1000$hPa. Then we separate optical depths in the troposphere and stratosphere by introducing D_T and D_S such that

$$D = \max(D_T, D_S) \quad , \tag{B6}$$

with

$$D_S(y,p) = f_{lin} \frac{p}{p_0}\, D_0(y) \quad , \tag{B7}$$

$$D_T(y,p) = (1 + D_0)\left(\frac{p}{p_0}\right)^{4\kappa}\left(1 - \frac{\Delta\theta}{\alpha\, \overline{SST}} \log\left(\frac{p}{p_0}\right)\right)^4 - 1 \quad . \tag{B8}$$

$\overline{SST}$ the zonal average of SST and

$$\alpha = \left(\frac{1 + D_0}{2 + D_0}\right)^{1/4} \tag{B9}$$

D_S is larger than D_T in the highest atmospheric layers, and transition from one expression to the other roughly sets the height of the tropopause in our experiment.

In the model, the diabatic term due to radiative forcing is expressed in the temperature equation as

$$R = \frac{1}{\rho} \frac{\partial (F^{\uparrow} - F^{\downarrow})}{\partial z} \tag{B10}$$

Table 1 summarizes the values of the various parameters.

To understand the nature of this forcing, we can compute the potential temperature at radiative equilibrium θ_{Rad}, i.e. when $R = 0$. Below the tropopause, $D(y,p) = D_T(y,p)$ and using (B1-B5)

and (B8), we obtain

$$\theta_{Rad} = \alpha\, SST - \Delta\theta \log\left(\frac{p}{p_0}\right) \frac{SST}{\overline{SST}} \quad . \tag{B11}$$

Since α is weakly dependent on y (ranging between 0.92 and 0.96), the gray-radiation scheme relaxes temperature towards a profile whose meridional gradient is proportional to $\partial SST/\partial y$.

To ensure that the boundary layer response does not result from radiative parametrization choices, two other sensitivity runs were done. In the first one, $\overline{SST}$ was replaced by SST in (B8) while in the second one, SST was replaced by $\overline{SST}$ in (B3) While radiative fluxes act either as an additional heat source or sink at the scale of the oceanic eddies in each experiment, the impact on the main heat budget remained small and no major differences were obtained concerning the results of this paper.

References

Bourras, D., G. Reverdin, H. Giordani, and G. Caniaux, 2004: Response of the atmospheric boundary layer to a mesoscale oceanic eddy in the northeast Atlantic. *J. Geophys. Res.*, **109**, D18 114.

Brachet, S., F. Codron, Y. Feliks, M. Ghil, H. Le Treut, and E. Simonnet, 2012: Atmospheric circulations induced by a midlatitude SST front: A GCM study. *J. Climate*, **25**, 1847–1853.

Byrne, D., L. Papritz, I. Frenger, M. Münnich, and N. Gruber, 2015: Atmospheric response to mesoscale sea surface temperature anomalies: Assessment of mechanisms and coupling strength in a high-resolution coupled model over the South Atlantic. *J. Atmos. Sci.*, **72**, 1872–1890.

Chelton, D. B., M. G. Schlax, M. H. Freilich, and R. F. Milliff, 2004: Satellite measurements reveal persistent small-scale features in ocean winds. *Science*, **303**, 978–983.

Chelton, D. B., and Coauthors, 2001: Observations of coupling between surface wind stress and sea surface temperature in the eastern tropical pacific. *J. Climate*, **14**, 1479–1498.

Chen, L., Y. Jia, and Q. Liu, 2017: Oceanic eddy-driven atmospheric secondary circulation in the winter Kuroshio Extension region. *J. Oceanogr.*, **73**, 295–307.

Dewar, W. K., and G. R. Flierl, 1987: Some effects of the wind on rings. *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 1653–1667.

Doglioli, A. M., B. Blanke, S. Speich, and G. Lapeyre, 2007: Tracking coherent structures in a regional ocean model with wavelet analysis: Application to Cape Basin eddies. *J. Geophys. Res.*, **112**, C05 043.

Feliks, Y., M. Ghil, and E. Simonnet, 2004: Low-frequency variability in the midlatitude atmosphere induced by an oceanic thermal front. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 961–981.

Foussard, A., G. Lapeyre, and R. Plougonven, 2018: Storm tracks response to oceanic eddies in idealized atmospheric simulations. Submitted to J. Climate.

Frenger, I., N. Gruber, R. Knutti, and M. Münnich, 2013: Imprint of southern ocean eddies on winds, clouds and rainfall. *Nature Geosciences*, **6**, 608–612.

Frierson, D. M., I. M. Held, and P. Zurita-Gotor, 2006: A gray-radiation aquaplanet moist GCM. Part I: Static stability and eddy scale. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2548–2566.

Kilpatrick, T., N. Schneider, and B. Qiu, 2014: Boundary layer convergence induced by strong winds across a midlatitude SST front. *J. Climate*, **27**, 1698–1718.

Kilpatrick, T., N. Schneider, and B. Qiu, 2016: Atmospheric response to a midlatitude SST front: Alongfront winds. *J. Atmos. Sci.*, **73**, 3489–3509.

Lambaerts, J., G. Lapeyre, R. Plougonven, and P. Klein, 2013: Atmospheric response to sea surface temperature mesoscale structures. *J. Geophys. Res.*, **118**, 9611–9621.

Lapeyre, G., and P. Klein, 2006: Impact of the small-scale elongated filaments on the oceanic vertical pump. *J. Mar. Res.*, **64**, 935–951.

Lindzen, R. S., and S. Nigam, 1987: On the role of sea surface temperature gradients in forcing low-level winds and convergence in the tropics. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2418–2436.

Liu, J.-W., and S.-P. Zhang, 2013: Two types of surface wind response to the East China Sea Kuroshio front. *J. Climate*, **26**, 8616–8627.

Ma, J., H. Xu, C. Dong, P. Lin, and Y. Liu, 2015: Atmospheric responses to oceanic eddies in the kuroshio extension region. *J. Geophys. Res.*, **120**, 6313–6330.

Minobe, S., A. Kuwano-Yoshida, N. Komori, S.-P. Xie, and R. J. Small, 2008: Influence of the Gulf Stream on the troposphere. *Nature*, **452**, 206–209.

Nakanishi, M., and H. Niino, 2004: An improved Mellor–Yamada level-3 model with condensation physics: Its design and verification. *Boundary-Layer. Meteorol.*, **112**, 1–31.

Oerder, V., F. Colas, V. Echevin, S. Masson, and F. Lemarié, 2018: Impacts of the mesoscale ocean-atmosphere coupling on the Peru-Chile ocean dynamics: The current-induced wind stress modulation. *J. Geophys. Res.*, **123**, 812–833.

O'Neill, L. W., D. B. Chelton, and S. K. Esbensen, 2003: Observations of SST-induced perturbations of the wind stress field over the Southern Ocean on seasonal timescales. *J. Climate*, **16**, 2340–2354.

O'Neill, L. W., D. B. Chelton, and S. K. Esbensen, 2012: Covariability of surface wind and stress responses to sea surface temperature fronts. *J. Climate*, **25**, 5916–5942.

O'Neill, L. W., T. Haack, D. B. Chelton, and E. Skyllingstad, 2017: The Gulf Stream Convergence Zone in the time-mean winds. *J. Atmos. Sci.*, **74**, 2383–2412.

Park, K., P. Cornillon, and D. L. Codiga, 2006: Modification of surface winds near ocean fronts: Effects of Gulf Stream rings on scatterometer (QuikSCAT, NSCAT) wind observations. *J. Geophys. Res.*, **111**, C03 021.

Perlin, N., S. P. De Szoeke, D. B. Chelton, R. M. Samelson, E. D. Skyllingstad, and L. W. O'Neill, 2014: Modeling the atmospheric boundary layer wind response to mesoscale sea surface temperature perturbations. *Mon. Wea. Rev.*, **142**, 4284–4307.

Plougonven, R., A. Foussard, and G. Lapeyre, 2018: Comments on "the gulf stream convergence zone in the time-mean winds". *J. Atmos. Sci.*, **75**, 2139–2149.

Putrasahan, D. A., A. J. Miller, and H. Seo, 2013: Isolating mesoscale coupled ocean–atmosphere interactions in the Kuroshio Extension region. *Dyn. Atmos. Oceans*, **63**, 60–78.

Renault, L., M. J. Molemaker, J. C. McWilliams, A. F. Shchepetkin, F. Lemarié, D. Chelton, S. Illig, and A. Hall, 2016: Modulation of wind work by oceanic current interaction with the atmosphere. *J. Phys. Oceanog.*, **46**, 1685–1704.

Samelson, R., E. Skyllingstad, D. Chelton, S. Esbensen, L. O'Neill, and N. Thum, 2006: On the coupling of wind stress and sea surface temperature. *J. Climate*, **19**, 1557–1566.

Schneider, N., and B. Qiu, 2015: The atmospheric response to weak sea surface temperature fronts. *J. Atmos. Sci.*, **72**, 3356–3377.

Shimada, T., and S. Minobe, 2011: Global analysis of the pressure adjustment mechanism over sea surface temperature fronts using AIRS/Aqua data. *Geophys. Res. Letters*, **38**, L06 704.

Skamarock, W., and Coauthors, 2008: A description of the Advanced Research WRF Version 3, NCAR technical note, Mesoscale and Microscale Meteorology Division. *NCAR Tech. Note NCAR/TN-475+STR, 113 pp*.

Small, R., and Coauthors, 2008: Air–sea interaction over ocean fronts and eddies. *Dyn. Atmos. Oceans*, **45**, 274–319.

Song, Q., D. B. Chelton, S. K. Esbensen, N. Thum, and L. W. O'Neill, 2009: Coupling between sea surface temperature and low-level winds in mesoscale numerical models. *J. Climate*, **22**, 146–164.

Spall, M. A., 2007: Midlatitude wind stress-sea surface temperature coupling in the vicinity of oceanic fronts. *J. Climate*, **20**, 3785–3801.

Stern, M. E., 1965: Interaction of a uniform wind stress with a geostrophic vortex. *Deep-Sea Res.*, **12**, 355–367.

Stull, R. B., 1989: *An introduction to boundary layer meteorology*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.

Takatama, K., S. Minobe, M. Inatsu, and R. J. Small, 2015: Diagnostics for near-surface wind response to the Gulf Stream in a regional atmospheric model. *J. Climate*, **28**, 238–255.

Wallace, J. M., T. Mitchell, and C. Deser, 1989: The influence of sea-surface temperature on surface wind in the eastern equatorial Pacific: Seasonal and interannual variability. *J. Climate*, **2**, 1492–1499.

Xie, S.-P., 2004: Satellite observations of cool ocean-atmosphere interaction. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **85**, 195–208.

Xu, M., and H. Xu, 2015: Atmospheric responses to Kuroshio SST front in the East China Sea under different prevailing winds in winter and spring. *J. Climate*, **28**, 3191–3211.

LIST OF TABLES

Table 1. Common parameters. 32

(L_x, L_y)	(9216, 9216)	km
(SST_{eq}, SST_{pol})	(295, 275)	K
y_{sst}	4500	km
(l_{sst}, l_0)	(1000, 1500)	km
f_0	9.35×10^{-5}	s^{-1}
β_{max}	1.75×10^{-11}	$m^{-1}\ s^{-1}$
l_β	1500	km
$\Delta\theta$	10	K
(D_{eq}, D_{pole})	(6, 1.5)	
f_{lin}	0.25	

TABLE 1. Common parameters.

LIST OF FIGURES

Fig. 1. (a) Total SST and (b) eddy SST fields, in K. In (b), black crosses mark centers of the eddies used to create composites. 34

Fig. 2. Temporal and zonal averages of zonal wind (blue thick contours, in m s^{-1}), potential temperature (black contours, in K), and meridional flux of potential temperature (red thick contours, in K m s^{-1}). 35

Fig. 3. Composites of surface wind speed $\langle|\mathbf{U}_{10m}|\rangle$ (shading, in m s^{-1}) and sea surface temperature $\langle SST\rangle$ (contours, in K), for (a) warm and (b) cold eddies. 36

Fig. 4. Composites above warm eddies of (a, d) divergence of surface wind, (b, e) downwind SST gradient and (c, f) Laplacian of boundary layer temperature. (a-c) strong-wind conditions and (d-f) weak-wind conditions. Contours correspond to SST (in K). 37

Fig. 5. Anomaly of time-mean surface wind speed $\langle|\mathbf{U}_{10m}|\rangle^{\star}$ (in m s^{-1}) and SST_{eddy} (contours, in K). 38

Fig. 6. Composites of surface divergence (in 10^{-5} s^{-1}) for days with (a-b) northerly winds, (c-d) weak winds, and (e, f) southerly winds. In (a, c, e), contours correspond to downwind SST gradient (in 10^{-5} K m^{-1}). In (b, d, f), contours correspond to Laplacian of atmospheric boundary layer temperature (in 10^{-10} K m^{-2}) (b,d,f). 39

Fig. 7. Correlation coefficient of surface wind divergence with (a) downwind SST gradient and (b) Laplacian of atmospheric boundary layer temperature, as a function of the large-scale background wind at 10 meters. White squares denote insufficient number of snapshots for averaging over wind conditions. 40

Fig. 8. (a) Boundary layer height (in m) and (b) difference between 0-500 m vertically averaged temperature θ and SST (in K). Both quantities are averaged in space and plotted as a function of the large-scale background wind at 10 meters. (c) Regression coefficient of wind-speed and SST anomalies as a function of the background wind (K m^{-1} s^{-1}). 41

Fig. 9. Composites of wind-stress divergence $\nabla\cdot\tau$ (a, d, g), stability effect on wind-stress divergence E_{stab} (b, e, h) and wind divergence effect on wind-stress divergence E_{div} (c, f, i). Units are in 10^{-7} N m^{-3}. Contours in (a, d, g) correspond to SST_{eddy} (in K). Contours in (b, e, h) correspond to $[\mathbf{U}_{10m}]\cdot\nabla SST$ (in 10^{-5} K m s^{-1}). Contours in (c, f, i) correspond to $[\nabla^2\theta]$ (in 10^{-10} K m^{-2}). (a, b, c) strong northerly winds; (d, e, f) weak winds, (g, h, i) strong southerly winds. Only anomalies computed with a Gaussian filtered are shown. . . . 42

Fig. 10. Regression coefficient of wind stress divergence and downwind SST gradient anomalies as a function of the large-scale background wind at 10 meters, in 10^{-2} N/m^2/K. 43

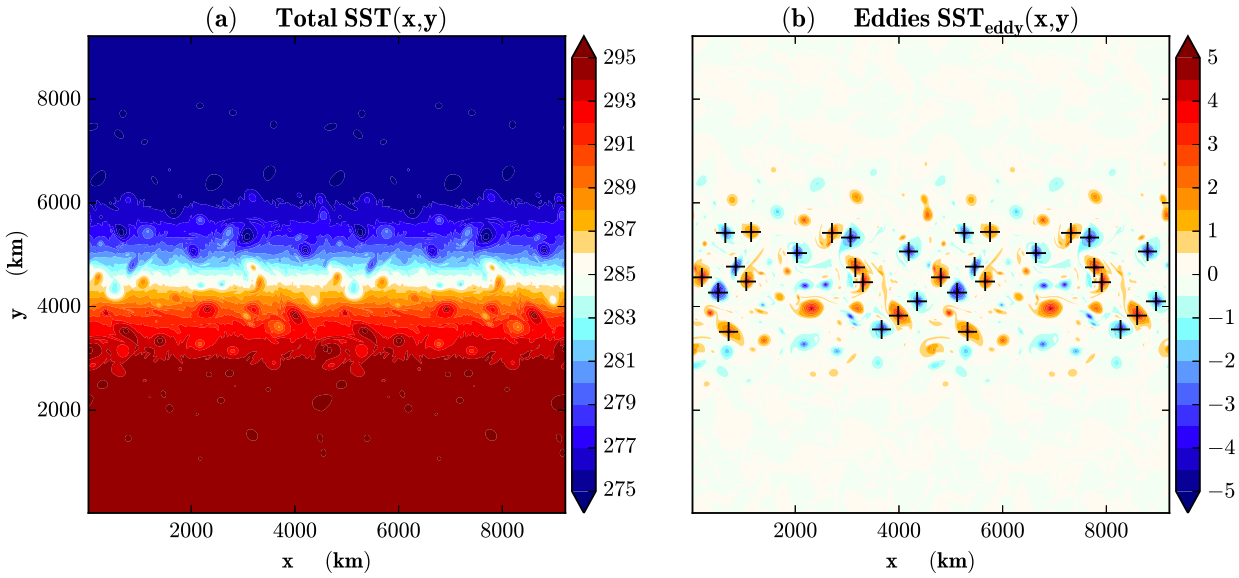


FIG. 1. (a) Total SST and (b) eddy SST fields, in K. In (b), black crosses mark centers of the eddies used to create composites.

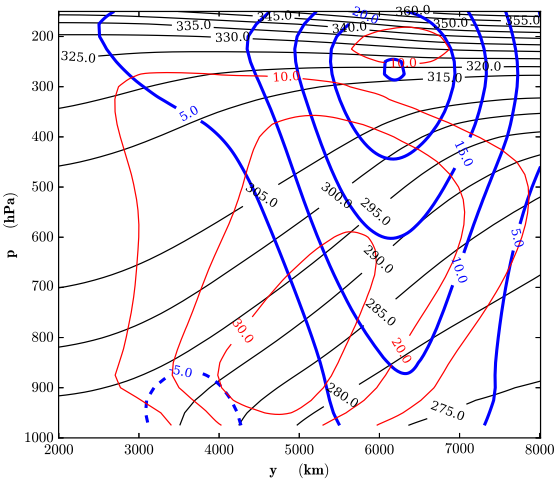


FIG. 2. Temporal and zonal averages of zonal wind (blue thick contours, in m s^{-1}), potential temperature (black contours, in K), and meridional flux of potential temperature (red thick contours, in K m s^{-1}).

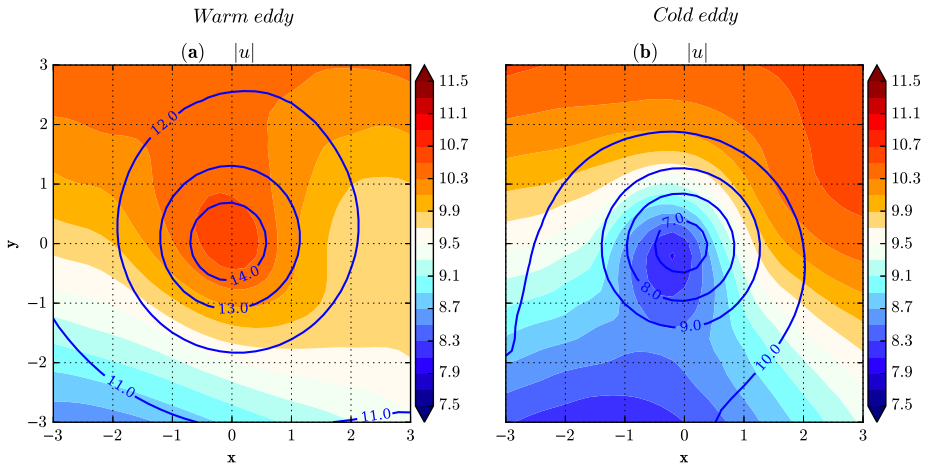


FIG. 3. Composites of surface wind speed $\langle|\mathbf{U}_{10m}|\rangle$ (shading, in m s^{-1}) and sea surface temperature $\langle SST\rangle$ (contours, in K), for (a) warm and (b) cold eddies.

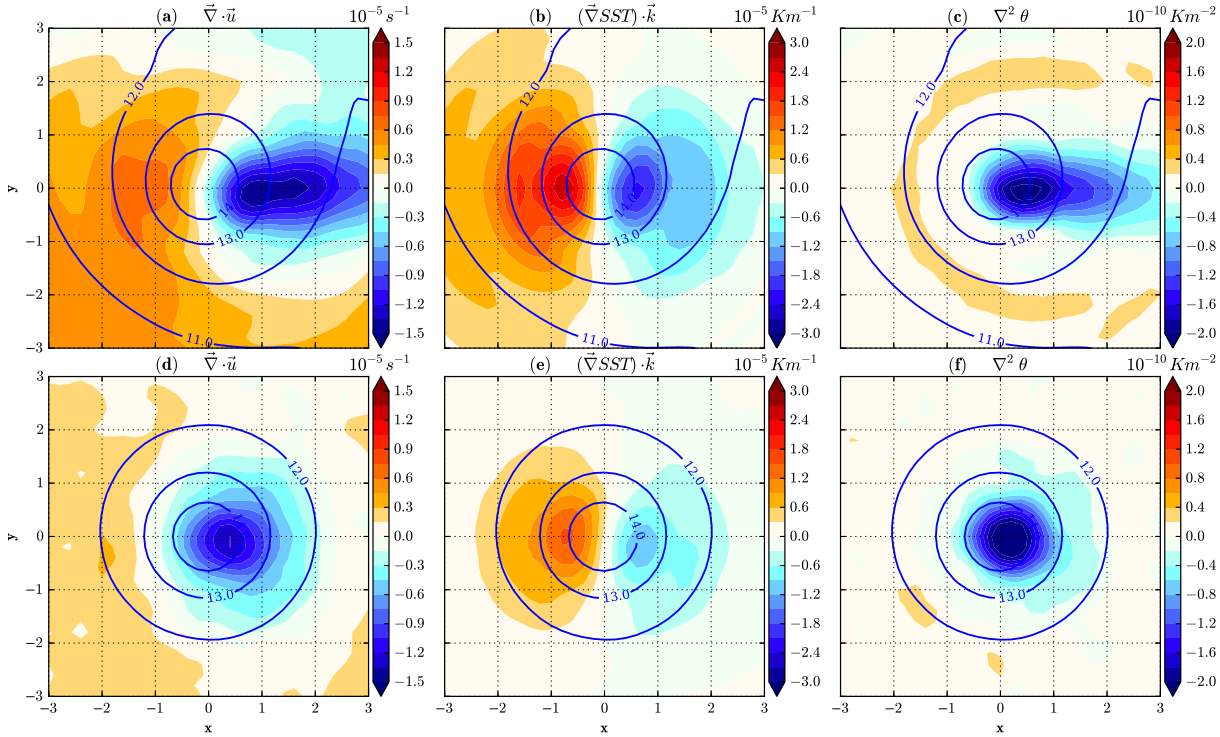


FIG. 4. Composites above warm eddies of (a, d) divergence of surface wind, (b, e) downwind SST gradient and (c, f) Laplacian of boundary layer temperature. (a-c) strong-wind conditions and (d-f) weak-wind conditions. Contours correspond to SST (in K).

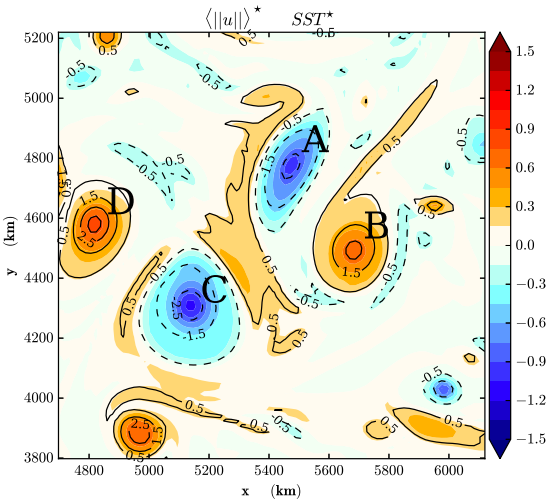


FIG. 5. Anomaly of time-mean surface wind speed $\langle |\mathbf{U}_{10m}| \rangle^\star$ (in m s^{-1}) and SST_{eddy} (contours, in K).

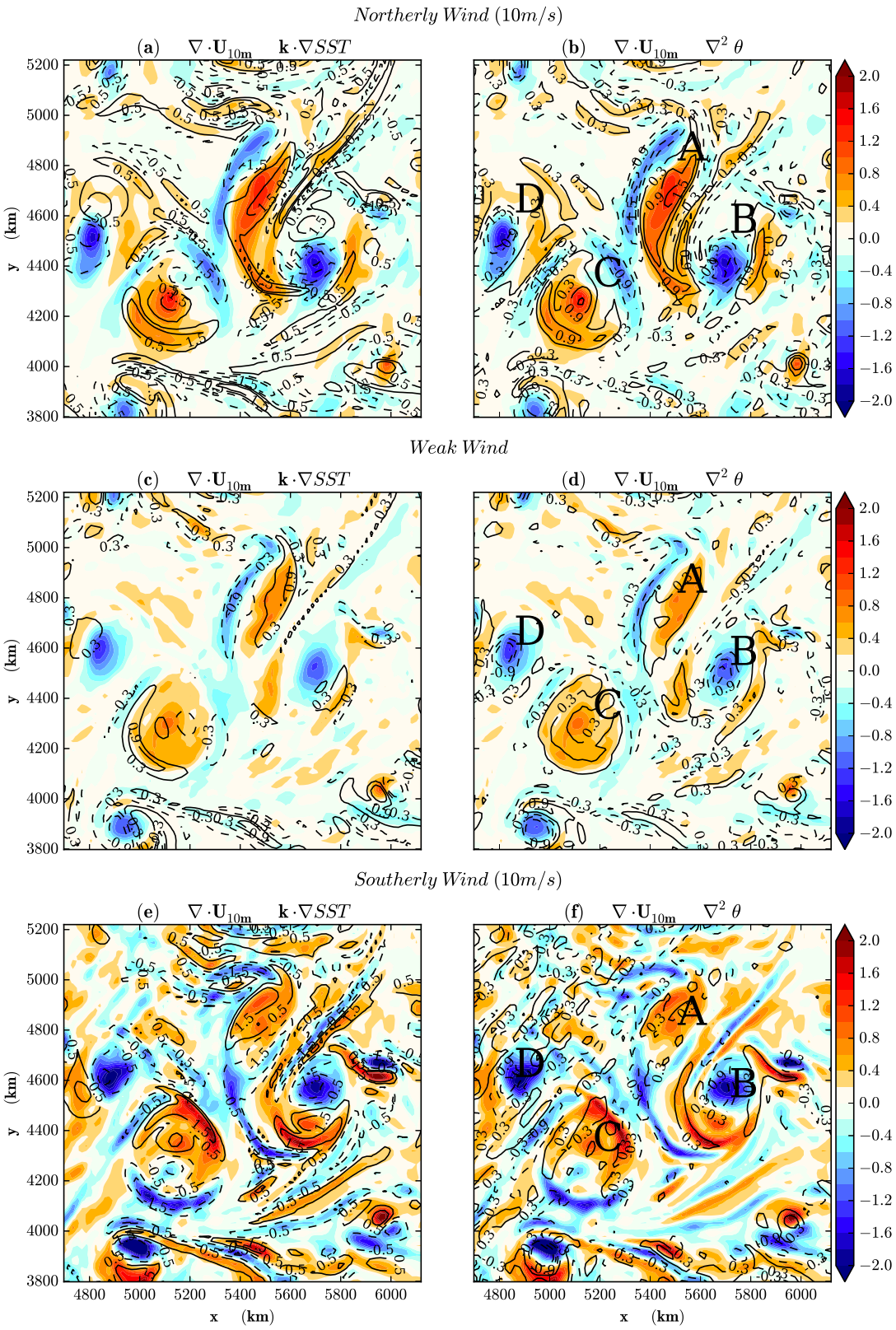


FIG. 6. Composites of surface divergence (in 10^{-5} s^{-1}) for days with (a-b) northerly winds, (c-d) weak winds, and (e, f) southerly winds. In (a, c, e), contours correspond to downwind SST gradient (in 10^{-5} K m^{-1}). In (b, d, f), contours correspond to Laplacian of atmospheric boundary layer temperature (in 10^{-10} K m^{-2}) (b,d,f).

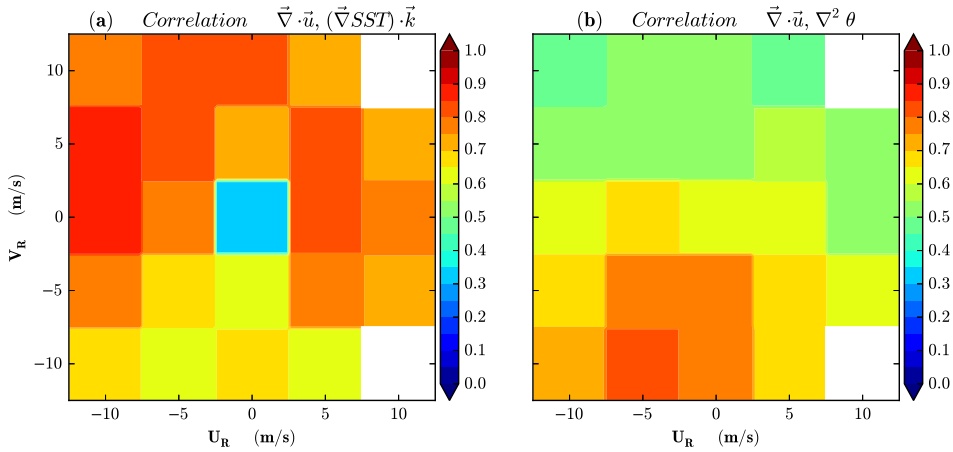


FIG. 7. Correlation coefficient of surface wind divergence with (a) downwind SST gradient and (b) Laplacian of atmospheric boundary layer temperature, as a function of the large-scale background wind at 10 meters. White squares denote insufficient number of snapshots for averaging over wind conditions.

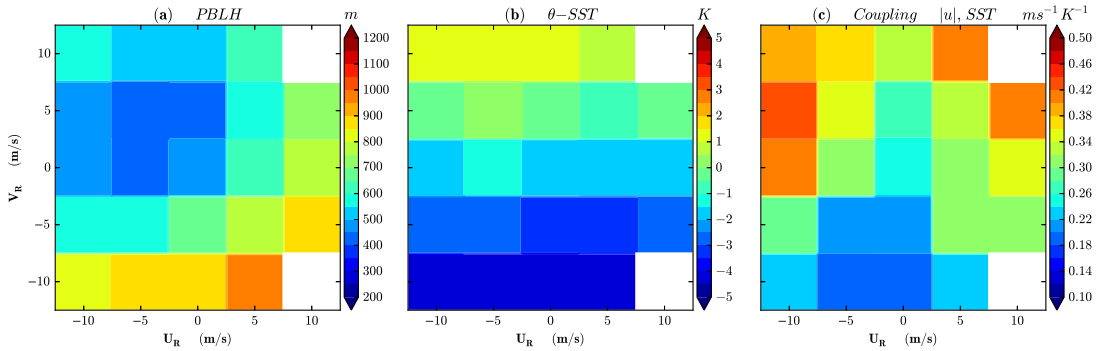


FIG. 8. (a) Boundary layer height (in m) and (b) difference between 0-500 m vertically averaged temperature θ and SST (in K). Both quantities are averaged in space and plotted as a function of the large-scale background wind at 10 meters. (c) Regression coefficient of wind-speed and SST anomalies as a function of the background wind (K m^{-1} s^{-1}).

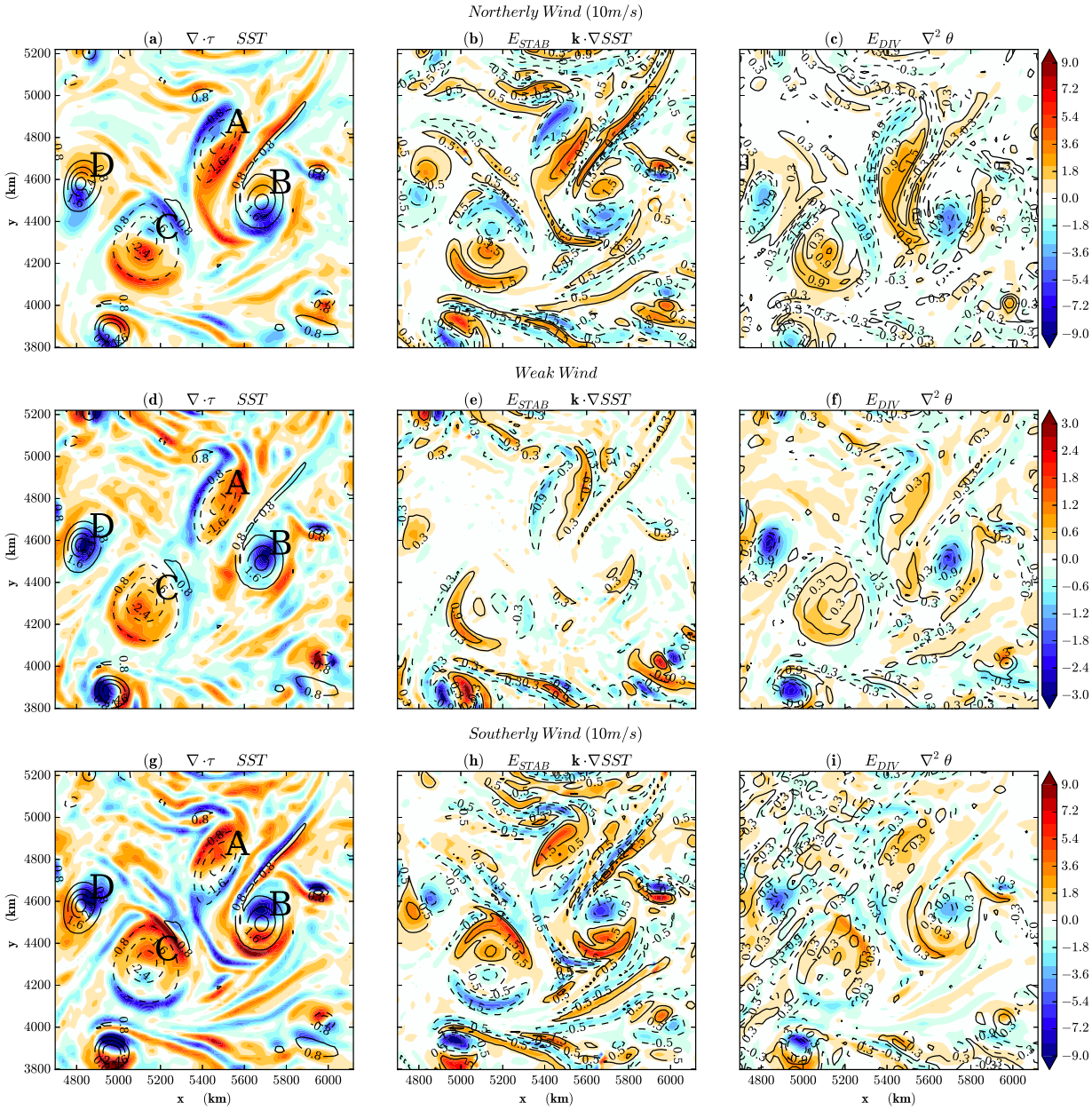


FIG. 9. Composites of wind-stress divergence $\nabla \cdot \tau$ (a, d, g), stability effect on wind-stress divergence E_{stab} (b, e, h) and wind divergence effect on wind-stress divergence E_{div} (c, f, i). Units are in 10^{-7} N m^{-3}. Contours in (a, d, g) correspond to SST_{eddy} (in K). Contours in (b, e, h) correspond to $[\mathbf{U}_{10m}] \cdot \nabla SST$ (in 10^{-5} K m s^{-1}). Contours in (c, f, i) correspond to $[\nabla^2 \theta]$ (in 10^{-10} K m^{-2}). (a, b, c) strong northerly winds; (d, e, f) weak winds, (g, h, i) strong southerly winds. Only anomalies computed with a Gaussian filtered are shown.

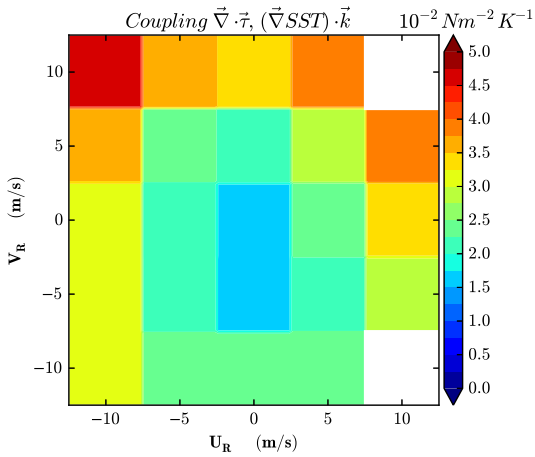


FIG. 10. Regression coefficient of wind stress divergence and downwind SST gradient anomalies as a function of the large-scale background wind at 10 meters, in 10^{-2} N/m^2/K.

2.4.2 Compléments

Réponse des vitesses verticales

On a mentionné les réponses en termes de vitesses verticales, qualitativement similaires à la divergence de surface, que ce soit pour les composites en situations de vent faible ou bien de vent fort. Celles-ci sont présentées sur la figure 2.15. On note que la méthode de construction tend à favoriser des circulations cycloniques à plus grande échelle avec des vitesses verticales positives pour les valeurs positives de y, et inversement pour les valeurs négatives de y. C'est en particulier visible sur les panneaux (a) et (b). Au niveau du tourbillon composite, la réponse est dans chacun des cas dominée par un monopôle de vitesse verticale. Pour un vent fort, celui-ci est situé en aval du tourbillon océanique, et il présente une structure spatiale proche du Laplacien de la température atmosphérique. Contrairement à la divergence en surface, la composante dipolaire de la réponse est moins marquée.

La situation est cependant contrastée lorsqu'on considère séparément plusieurs directions de vent de grande échelle. Pour un vent allant du côté froid vers le côté chaud, associé à une couche limite haute et instable, w est très similaire à $\nabla \cdot \mathbf{u}$, conformément à l'équilibre d'Ekman perturbé (2.9 - 2.11) qui se manifeste dans ces conditions. Pour des vents de direction opposée, avec une couche limite stable et fine, les amplitudes des vitesses verticales aux petites échelles sont par contre bien plus réduites (non montré). Le signal associé aux tourbillons est largement masqué par la variabilité synoptique qui n'a pas été éliminée par la méthode de construction des champs physiques, et il n'a pas été possible de conclure sur l'existence d'une réponse analogue ou différente de celles de la divergence de surface dans ce cas.

Accélération des vents de surface

La figure 2.16 illustre les différents rôles, présentés dans la partie 2.1.3, que peut avoir la divergence de la tension turbulente selon les conditions synoptiques rencontrées. Dans le cas d'un vent du Sud (Fig. 2.16a), on obtient une structure verticale typique d'une réponse de surface liée au mécanisme de mélange vertical de quantité de mouvement (Perlin *et al.*, 2014; Byrne *et al.*, 2015). Légèrement en amont du tourbillon ($x \sim$ -1), où le contraste de température est le plus élevé, le transfert de quantité de mouvement vers la base de la couche limite est localement intensifié. Cela conduit à une accélération des vents de surface en dessous de 975 hPa, et donc aux vitesses de surface maximales obtenues un peu plus en aval au cœur du tourbillon ($x \sim 0$).

A l'inverse, dans le cas du vent du Nord (Fig. 2.16b), le mélange vertical de quantité de mouvement est associé à une accélération de signe constant sur la verticale, qui s'oppose principalement aux forces de pression : c'est l'équilibre entre pression et traînée décrit par les modèles basés sur des dynamiques de couche d'Ekman ajustées aux variations de température (Feliks *et al.*, 2004; Minobe *et al.*, 2008).

Pour des vents faibles (Fig. 2.16c), une réponse similaire est obtenue avec cependant une amplitude et une extension verticale plus faibles, confinée comme les forces de pression principalement aux couches inférieures à 950 hPa. Pour finir, en considérant l'ensemble des conditions de vent (Fig. 2.16d), on fait apparaître simultanément les deux effets du mélange vertical turbulent.

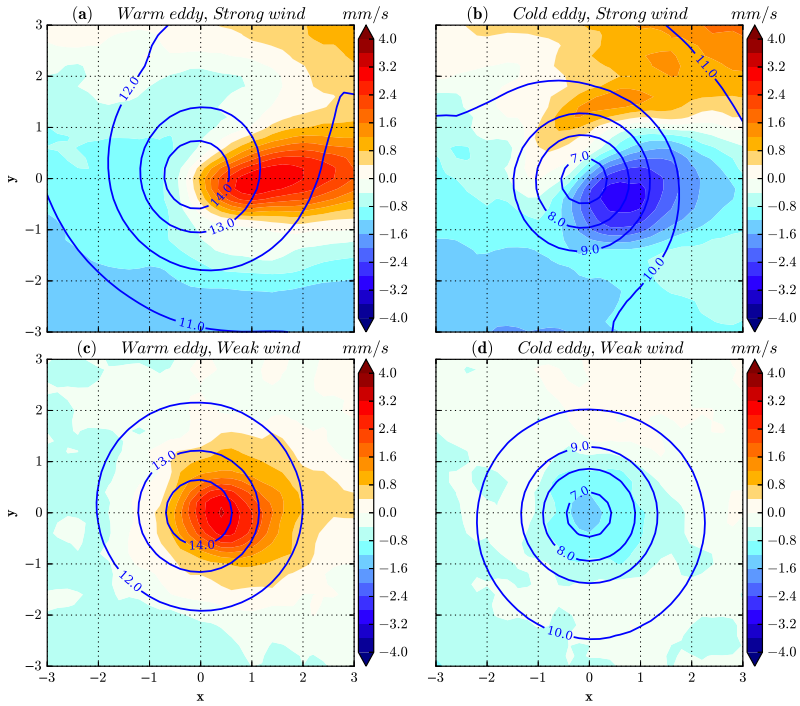


FIGURE 2.15 – **Composite de vitesse verticale sur les tourbillons.** Composites des vitesses verticales dans la couche limite, moyennées verticalement entre la surface et 500 m (en mm/s). Ils sont obtenus à partir de la simulation $\mathbf{EDDY}_{1K}$. Les différents panneaux correspondent à des tourbillons chauds (a, c) et froids (b, d), et des vents forts (a-b, supérieurs à 10 m/s) ou faibles (c-d, inférieurs à 5 m/s).

Enfin, il est intéressant de considérer les différents forçages de la divergence dans la couche limite. La figure 2.17 présente les différents termes de tendance eulérienne de la divergence du vent horizontal, qui s'exprime sous la forme :

$$-\frac{\partial \nabla \cdot \mathbf{u}}{\partial t} = \nabla \cdot \left((\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} + w\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \nabla \cdot [w''\mathbf{u}''] - f\zeta + \frac{1}{\rho_0}\partial^2_{x,x}p + \frac{1}{\rho_0}\partial^2_{y,y}p \quad , \quad (2.42)$$

en omettant l'effet β. Ils sont obtenus à partir des différents termes des budgets de quantité de mouvement dans les directions parallèles et perpendiculaires au vent de grande échelle, sur un tourbillon composite. Ce terme de tendance est moyenné verticalement entre la surface et le niveau de pression 900 hPa. Les deux composantes liées aux forces de pression, issues des gradients dans les directions parallèles et perpendiculaires au vent ont été séparées.

En aval du tourbillon, ce forçage par les gradients de pression (Fig. 2.17f) est équilibré à la fois par la force de Coriolis (Fig. 2.17b) qui agit sur la circulation rotationnelle induite, et par le terme de mélange turbulent de quantité de mouvement (Fig. 2.17a), comme exprimé par les équation (2.7-2.9) qui conduisent à la relation entre Laplacien

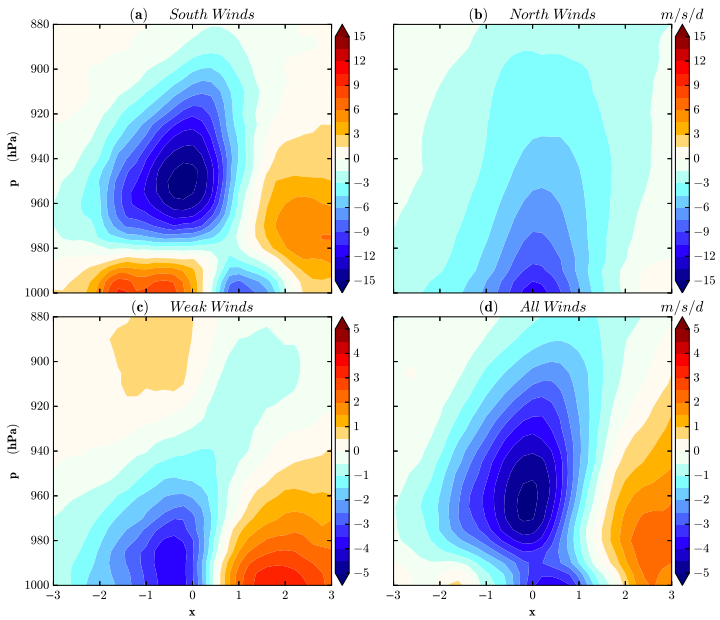


FIGURE 2.16 – **Composite d'accélération par le mélange turbulent** Terme d'accélération du vent dans la direction du vent de grande échelle (en m/s/jour), pour un tourbillon chaud composite et dans différentes conditions de vent : Vent fort du Nord (a) ou du Sud (b), vent faible (c), ou moyenne sur toutes les conditions (d). Les composites sont orientés avec un vent de grande échelle de gauche à droite, et les axes sont normalisés par rapport au rayon du tourbillon. Les termes présentés ici sont moyennés dans la direction perpendiculaire au vent de grande échelle sur une largeur de deux rayons, centrée autour de son axe.

de pression et divergence horizontale. Les termes d'advection horizontale et verticale (Fig. 2.17c) ont également une contribution mineure dans le budget intégré sur toute l'épaisseur de la couche limite.

On constate que les forces de pression forcent une divergence du vent dans la direction perpendiculaire au vent de grande échelle (Fig. 2.17e), avec une contribution plus faible du forçage de la divergence dans la direction parallèle au vent (Fig. 2.17d). C'est une distinction importante avec les études idéalisées en 2D de transition à travers un front de SST (Skyllingstad *et al.*, 2007; Spall, 2007; Kilpatrick *et al.*, 2014), pour lesquelles cette composante n'est pas présente.

Lien avec les échelles spatiales

Ce qui précède a montré (Figs. 6 et 9) l'existence de réponses atmosphériques différentes selon les conditions de grande échelle. Les corrélations spatiales (Fig. 7) entre champs physiques indiquent une transition d'un équilibre à l'autre lorsque celles-ci changent. Néanmoins, les champs dans l'espace physique font apparaître des réponses différentes selon les échelles spatiales en jeu. Pour quantifier cela, la figure 2.18 présente

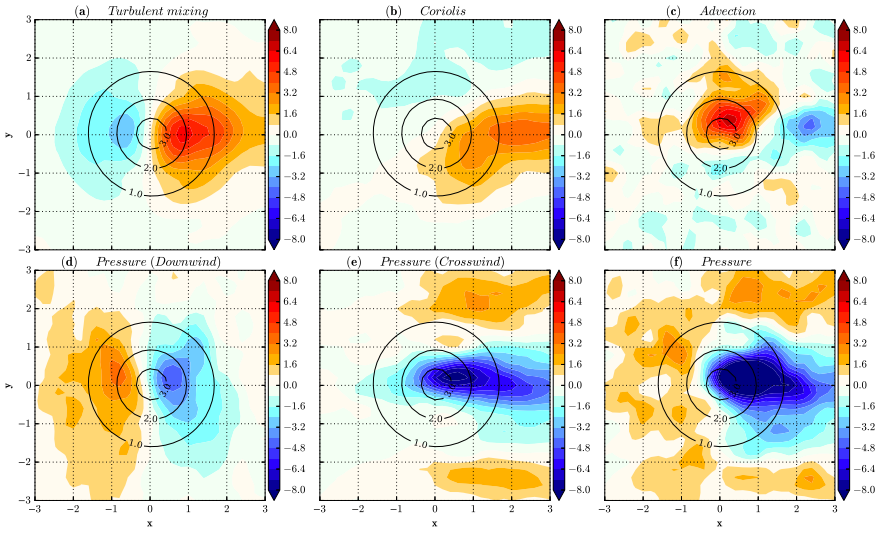


FIGURE 2.17 – **Tendances de divergence du vent horizontal pour un tourbillon chaud composite.** Les composites sont orientés comme précédemment avec un vent de grande échelle de gauche à droite, et les axes sont normalisés par rapport au rayon du tourbillon. Les différents termes sont moyennées verticalement entre les niveaux 1000 et 900 hPa. Tous les termes sont en m/s/jour/rayon.

les corrélations calculées en fonction des longueurs d'ondes spatiales considérées. On utilise toujours les champs construits pour différentes conditions de vent à partir de sorties quasi-indépendantes les unes des autres, c'est-à-dire sans moyenne temporelle.

Les vitesses verticales (Fig. 2.18a-d-g) sont fortement liées au Laplacien de température dans la couche limite aux grandes échelles, quelles que soient les régimes de vent. Par contre, du fait de l'advection atmosphérique (Fig. 6a par exemple), la correspondance avec le Laplacien de SST n'est obtenue que dans des conditions de vent faible (Fig. 2.18d). Dans le cas d'un vent fort, le lien entre w et $\Delta\theta$ est bien plus prononcé pour des conditions de grande échelle avec une couche limite épaisse (Fig. 2.18a) que dans le cas d'une couche limite fine (Fig. 2.18g), et il s'étend davantage vers les fines échelles. Enfin, on ne note pas de corrélation importante entre vitesses verticales et gradients de SST. Dans le cas de vent du Nord (Fig. 2.18), le comportement aux grandes échelles, avec corrélation supérieure à 0.5 entre $\mathbf{u} \cdot \nabla \mathrm{SST}$ et w, peut être lié à la relation géométrique qui existe entre $\Delta\theta$ et $\mathbf{u} \cdot \nabla \mathrm{SST}$ (Eq. (2.20), p. 53).

La divergence de surface présente des comportements similaires lorsqu'on la compare au Laplacien des températures océaniques et atmosphériques (Figs. 2.18b-e-h). C'est en particulier vérifié aux grandes échelles, et on note par ailleurs deux différences principales.

D'une part, aux petites échelles inférieures à 100 km, un changement de réponse est obtenu dans le cas d'un vent fort (Fig. 2.18b) : une forte corrélation existe entre les gradients de SST et $\nabla \cdot \mathbf{u}$. Cette transition n'est pas prévue par l'analyse des amplitudes des forçages par les SST (Eq. 2.39). Elle peut être liée au fait que les variations de

température atmosphérique deviennent négligeables à ces échelles spatiales, avec une décroissance plus rapide que celle exprimée pour l'équilibre entre flux de surface et advection moyenne par (2.14) et (2.24).

D'autre part, lorsque le vent est dirigé vers le côté froid du front (Fig. 2.18h), la divergence du vent de surface est très proche des gradients de SST (Fig. 6e), comme dans le cas d'un mélange vertical important pour accélérer les vents de surface.

L'étude de la divergence de tension de vent selon les échelles spatiales (Figs. 2.18c-f-i) fait apparaître deux comportements distincts. Pour des vents forts, quelles que soient leurs directions, la réponse est caractérisée par une corrélation élevée avec les gradients de SST. Celle-ci est valable pour toutes les échelles spatiales résolues dans les simulations, et en accord avec les nombreuses observations (Xie, 2004; Chelton *et al.*, 2004). Dans les conditions de vent faible, contrairement aux études idéalisées pour lesquelles la direction du vent est imposée dans des régimes stationnaires (Spall, 2007; Kilpatrick *et al.*, 2014; Lambaerts *et al.*, 2013), les gradients de SST n'ont ici plus d'impact. On obtient alors, pour les plus grandes échelles, un comportement différent avec un lien direct entre divergence de la tension de vent et les Laplaciens de températures atmosphériques et océaniques.

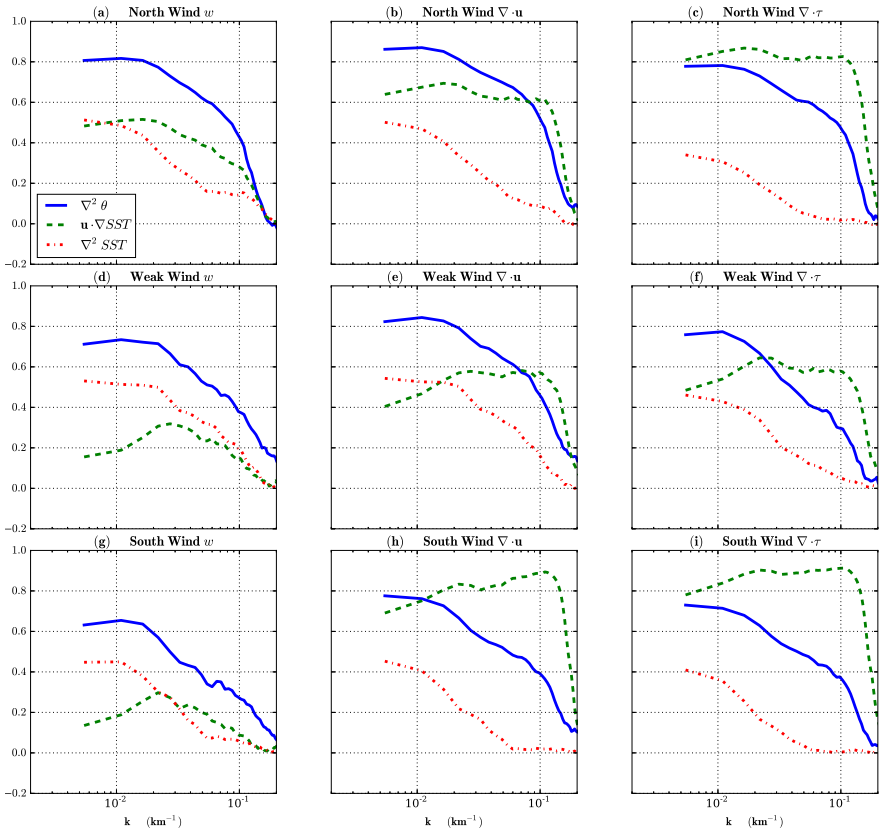


FIGURE 2.18 – **Corrélations selon les régimes de vents et les échelles spatiales** Corrélations spectrales entre la vitesse verticale dans la couche limite atmosphérique (gauche), la divergence du vent de surface (milieu) et la divergence de la tension de surface (droite), avec différentes quantités : le Laplacien de la SST (courbes rouges en pointillé), le Laplacien de la température de la couche limite atmosphérique (courbes bleues pleines) et le produit du vent et du gradient de SST (courbes vertes en tirets). Les signes de w et de $\mathbf{u} \cdot \nabla$ SST ont été opposés afin d'obtenir des corrélations positives pour les mécanismes décrits précédemment. Les corrélations sont calculées à partir des moyennes pour différentes conditions de vent de grande échelle : vent fort du Nord (haut), vent faible (milieu) et vent fort du Sud (bas). L'axe des abscisses correspond au nombre d'onde $k = 2\pi\lambda$ où λ est la longueur d'onde. Obtenu à partir de la simulation **EDDY**$_{1K}$.

2.5 Effets des courants et couplage à mésoéchelle

Rôle des courants dans la réponse atmosphérique

Jusqu'ici on a supposé pouvoir se passer de la prise en compte des courants océaniques dans la détermination des réponses atmosphériques aux anomalies de SST. Song *et al.* (2006) étudient cet effet au niveau du Gulf Stream, où les courants atteignent 1.5 m/s, à partir de simulations atmosphériques forcées. Ils montrent que ces forts courants peuvent affecter la tension de surface et les vents de surface (± 0.2 m/s) en appliquant une traînée sur l'atmosphère. Néanmoins les effets sur la dynamique hors de la couche de surface sont limités par rapport à ceux des variations de SST. En particulier, les champs de température et d'humidité dans la couche limite sont inchangés.

Les simulations couplées et à haute-résolution permettent d'estimer plus finement cet effet des courants sur la réponse atmosphérique. Elles mettent en évidence (Renault *et al.*, 2016) une légère accélération des vents atmosphériques par les courants océaniques. Par rapport à des expériences où les effets des courants sont négligés, cela conduit à ajouter un couplage positif entre vorticité océanique et vorticité atmosphérique. Les amplitudes du coefficient de couplage sont de l'ordre de 0.2-0.3 m/s/(m/s) selon les régions (Renault *et al.*, 2016, 2017b). Ce couplage décroit rapidement avec l'altitude pour être réduit d'un facteur 3 vers 300 m. Un courant de surface de 0.5 m/s est alors associé à une anomalie de vent de 3 à 5 cm/s, c'est à dire d'un ordre de grandeur inférieur au couplage lié aux SST discuté précédemment.

Lorsqu'on s'intéresse à la réponse atmosphérique, les faibles courants associés aux tourbillons océaniques sont donc jusqu'à présent usuellement négligés, comme cela a été fait dans les parties précédentes. En considérant les effets des courants, on va par contre montrer dans ce qui suit que d'une part la réponse atmosphérique a à son tour un effet sur la dynamique océanique, et d'autre part que cet effet est largement lié à ces courants de surface.

Effet du couplage dynamique sur les tourbillons

Une des manières de quantifier le forçage de l'océan par l'atmosphère est d'estimer le pompage d'Ekman induit. L'expression théorique du pompage d'Ekman à la surface qui fait intervenir la tension de vent $\vec{\tau}$ et la vorticité relative océanique ζ (Stern, 1965) est :

$$w_{Ek} \approx \frac{1}{\rho_o(f+\zeta)} \nabla \times \vec{\tau} \quad . \tag{2.43}$$

A l'échelle des tourbillons, en plus de ζ, des variations de w_{Ek} sont attendues du fait des variations de $\vec{\tau}$ liées d'une part aux courants océaniques, et d'autre part à la réponse atmosphérique aux tourbillons océaniques. On ne va pas développer les contributions de l'effet β (négligeable à l'échelle des tourbillons) et celle de la vorticité relative qui interviennent au dénominateur.

Ce type d'effet des tourbillons passant par l'atmosphère a par exemple été proposé par Dewar et Flierl (1987). Dans ce cas, l'effet se base sur la dépendance du coefficient de traînée C_D à la SST sous-jacente, avec une vitesse de vent constante. Le même type de raisonnement peut être fait pour une dépendance linéaire du vent à la SST et un

C_D constant, où encore pour une dépendance linéaire de la tension de vent comme on va utiliser ici. Dans ce dernier cas, on peut écrire (Gaube *et al.*, 2015) :

$$\vec{\tau} = \langle \vec{\tau} \rangle + \vec{\tau}^{\star}_{oc} + \vec{\tau}^{\star}_{atm} \quad , \tag{2.44}$$

où le terme $\vec{\tau}^{\star}_{atm}$ correspond à l'effet dans $\vec{\tau}$ des variations de mésoéchelle de C_d et $\mathbf{u}_{atm}$ induites par la réponse de la couche limite atmosphérique au champ de SST. Pour des perturbations faibles ($|\mathbf{u}_o| \ll |\mathbf{u}_a|$ et $\alpha_\tau \, \mathrm{SST}^\star \ll |\vec{\tau}|$), une linéarisation conduit à :

$$\begin{aligned} \vec{\tau}^{\star} &= \vec{\tau} - \langle \vec{\tau} \rangle \quad , \\ &= \rho_a C_d |\mathbf{u}_a - \mathbf{u}_o| (\mathbf{u}_a - \mathbf{u}_o) - \langle \rho_a C_d u_a \mathbf{u}_a \rangle \quad , \\ &\approx \underbrace{\langle \rho_a C_d u_a \rangle (-(\mathbf{u}_o \cdot \mathbf{k})\mathbf{k} - \mathbf{u}_o)}_{\vec{\tau}^{\star}_{oc}} + \underbrace{\alpha_\tau \, \mathrm{SST}^\star \, \mathbf{k}}_{\vec{\tau}^{\star}_{atm}} \quad , \end{aligned} \tag{2.45}$$

avec $\mathbf{k}$ un vecteur unitaire dans la direction du vent atmosphérique de grande échelle. On a utilisé le fait que la tension de vent et la SST sont linéairement corrélées à mésoéchelle (Eqs. (1.14) et (1.16), p.31). Avec la relation similaire pour le rotationnel de tension de vent (Xie, 2004), on a une contribution atmosphérique au pompage d'Ekman induit par les tourbillons océaniques :

$$w_{\mathrm{SST}} \approx \frac{1}{\rho_0 (f + \zeta)} \alpha_C \frac{\partial \, \mathrm{SST}}{\partial n} \quad , \tag{2.46}$$

et une contribution liée aux courants océaniques qui agissent sur la tension de surface (Gaube *et al.*, 2015) :

$$w_{Current} \approx -\frac{\rho_a C_d u_a}{\rho_o f} \left(\zeta_o + \frac{\partial (\mathbf{u}_o \cdot \mathbf{k})}{\partial n} \right) \quad , \tag{2.47}$$

et pour des directions de vent aléatoires :

$$w_{Current} \approx -\frac{3 \rho_a C_d u_a}{2 \rho_o f} \zeta_o \quad . \tag{2.48}$$

n est une coordonnée orthogonale au vent local, et α_τ le coefficient de couplage entre tension de vent et SST. Pour un tourbillon dont la signature en SST est centrée sur la signature en hauteur de mer (SSH), le pompage d'Ekman moyen engendré par la réponse atmosphérique est nul si le vent prend des directions $\mathbf{k}$ uniformément distribuées. Par contre, cela peut conduire à déplacer le tourbillon vers l'équateur en présence de vents dominants d'Ouest (White et Annis, 2003, ou bien Fig. 2.19c,d), avec des vitesses de l'ordre de $\mathcal{O}(1 \text{ cm/s})$.

L'équation d'évolution de la vorticité barotrope sur une épaisseur D sous l'effet de ce pompage s'écrit :

$$\begin{aligned} D \frac{\partial \zeta_o}{\partial t} &= -f w_{(z=-D)} \quad , \\ &= f w_{Ekman} \quad , \\ &= -\frac{3 \rho_a C_d u_a}{2 \rho_o} \zeta_o \quad . \end{aligned} \tag{2.49}$$

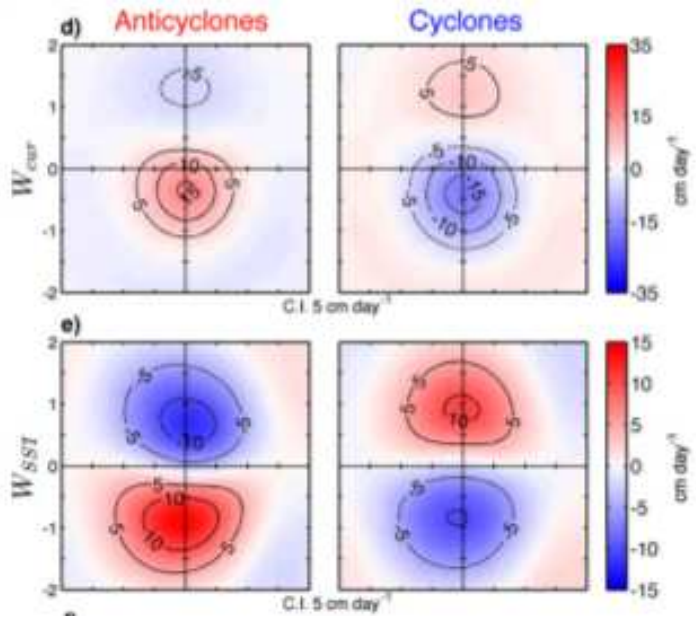


FIGURE 2.19 – **Anomalie de pompage d'Ekman associée à un tourbillon composite dans le courant de retour des Aiguilles.** Les colonnes de gauche et de droite représentent les tourbillons chauds et froids respectivement. Les axes sont normalisés par le rayon du tourbillon, et les composites sont systématiquement orientés avec le vent de grande échelle soufflant de la gauche vers la droite. La ligne du haut présente l'anomalie de pompage d'Ekman (en cm/jour) induite par la prise en compte des courants océaniques dans les calculs de la vorticité relative (partie dipolaire du signal) et de la tension de vent exercée sur l'océan (partie monopolaire du signal). La ligne du bas présente l'anomalie de pompage d'Ekman (en cm/jour) liée à la modification de la tension de vent induite par le signal en SST, en supposant un coefficient de couplage pour le rotationnel de la tension de vent de α_C=2.5 $\times$ 10^{-2} N m^{-2} K^{-1}. L'échelle de couleur est différente. Les signaux associés en hauteur de mer et en SST ont des signatures quasi-axisymétriques, de l'ordre de $\pm$ 20 cm et $\pm$ 0.7 K (non-montrées), et le rayon moyen des tourbillons identifiés est de 81-87 km. Tiré de Gaube *et al.* (2015).

Cette vorticité décroit avec une échelle temporelle (Gaube *et al.*, 2015) :

$$T_\zeta = \frac{2\rho_o D}{3C_d u_a \rho_a} \quad . \tag{2.50}$$

Le travail moyen par unité de surface effectué par l'atmosphère sur l'océan peut s'exprimer, toujours sous l'hypothèse de séparation d'échelles par :

$$\begin{aligned} W_{a-o} &= \langle(\langle\vec{\tau}\rangle + \vec{\tau}^\star)\cdot\mathbf{u}_o\rangle \quad , \\ &= \langle\vec{\tau}^\star\cdot\mathbf{u}_o\rangle \quad , \\ &= \langle(C_d u_a(\mathbf{u}_o\cdot\mathbf{k})\mathbf{k} - \mathbf{u}_o) + \alpha_\tau\,\mathrm{SST}^\star\,\mathbf{k})\cdot\mathbf{u}_o\rangle \quad , \\ &= \rho_a C_d u_a\langle(-\mathbf{u}_o\cdot\mathbf{k})^2 - u_o^2)\rangle + \alpha_\tau\langle\mathrm{SST}^\star\,\mathbf{k}\cdot\mathbf{u}_o\rangle \quad , \end{aligned} \tag{2.51}$$

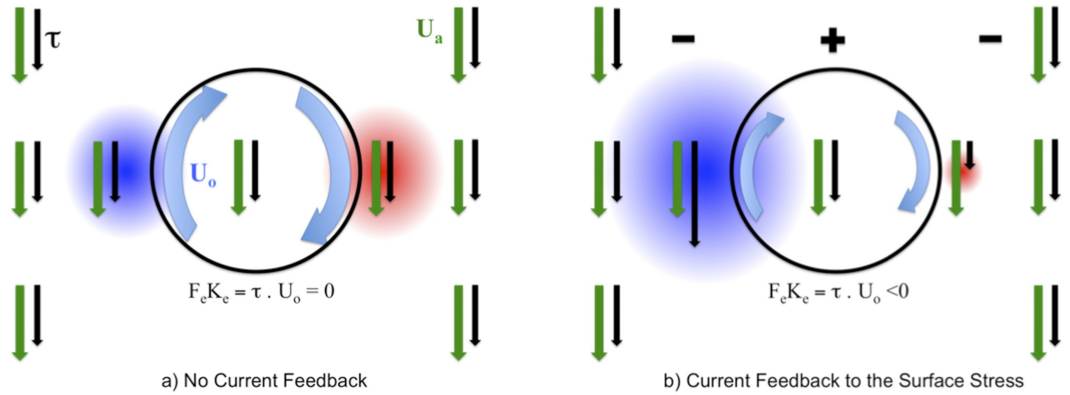


FIGURE 2.20 – **Représentation idéalisée de l'effet des courants océaniques sur le travail de l'atmosphère.** Pour un tourbillon anticyclonique dans l'hémisphère Nord, dont le courant $\mathbf{u}_o$ est représenté par les flèches bleues. Les flèches vertes représentent le vent atmosphérique de surface $\mathbf{u}_a$, et les flèches noires la tension exercée par l'atmosphère sur l'océan $\vec{\tau}$. Les régions bleues et rouges représentent les anomalies (négatives et positives) de travail de l'atmosphère sur l'océan $(\mathbf{u}_o \cdot \vec{\tau})^\star)$ liée à la présence des tourbillons (par rapport au travail de grande échelle). A gauche, $\mathbf{u}_o$ n'est pas pris en compte dans le calcul de la tension de vent, contrairement à droite. Dans le second cas, un travail net négatif existe à l'échelle du tourbillon. Tiré de Renault *et al.* (2016).

et une moyenne temporelle sur des direction du vent $\mathbf{k}$ uniformément distribuées, ou bien une moyenne spatiale sur un domaine suffisament large pour que $\mathbf{u}_o$ le soit conduit à :

$$\begin{aligned} W_{a-o} &= -\frac{3}{2} C_d u_a \rho_a \langle u_o^2 \rangle \quad , \\ &= -\frac{3\rho_a C_d u_a \,\mathrm{EKE}}{\rho_o D} \quad , \end{aligned} \tag{2.52}$$

où D est l'épaisseur typique des tourbillons de sorte que la mésoéchelle océanique a une densité d'énergie cinétique par unité de surface $\mathrm{EKE} = \rho_o \langle u_o^2 \rangle D/2$. On obtient alors le temps caractéristique de décroissance sous les effets des courants (Dewar et Flierl, 1987) :

$$T_{\mathrm{EKE}} = \frac{\rho_o D}{3 C_d u_a \rho_a} \quad , \tag{2.53}$$

qui est égal à l'échelle de la décroissance de l'enstrophie déduite à partir de (2.50).

On s'est placé ici dans la limite pour laquelle les vents atmosphériques ne sont pas affectés par les courants. La présence de ce couplage mécanique lié aux courants serait responsable d'une dissipation totale d'énergie à l'échelle des océans, déduite des observations, de l'ordre de $\sim$ 50 GW. Cette dissipation se concentre aux moyennes latitudes et en particulier dans les zones frontales décrites précédemment et le long du courant circumpolaire antarctique (Renault *et al.*, 2017a). Les simulations couplées suggèrent que ce mécanisme réduit de l'ordre de 20 à 30% l'énergie cinétique de la

mésoéchelle océanique dans ces régions (Renault *et al.*, 2016; Xu *et al.*, 2016, par exemple).

Enfin, notons qu'on a gardé ici l'hypothèse d'une séparation d'échelle entre le vent atmosphérique, et les échelles spatiales induites par les tourbillons océaniques. Néanmoins, à l'échelle d'un tourbillon océanique, les vents moyens de grande échelle peuvent varier significativement au travers de celui-ci. Dans la mesure ou le coefficient de couplage entre tension de vent et SST dépend de cette amplitude du vent, la présence d'un cisaillement de grande échelle peut modifier l'effet net à l'échelle du tourbillon (Byrne *et al.*, 2016) : si on reprend (2.45), en présence d'un cisaillement méridien de vent $\partial u_a/\partial y = \Gamma$, on a dans un repère centré sur un tourbillon océanique une anomalie supplémentaire de tension de vent exprimée par :

$$\vec{\tau}^\star = \frac{\partial \alpha_\tau}{\partial u} \times \Gamma y \mathbf{k}\, \mathrm{SST}^\star \quad . \tag{2.54}$$

$\frac{\partial \alpha_\tau}{\partial u}$ représente la manière dont le coefficient de couplage entre tension de vent et SST varie avec l'intensité du vent (Fig. 10 par exemple). Alors :

$$W_{a-o,\mathrm{shear}} = \vec{\tau}^\star \cdot \mathbf{u}_o \quad , \tag{2.55}$$

$$= W_{a-o} + \Gamma y \frac{\partial \alpha_\tau}{\partial u}\, \mathrm{SST}^\star\, u_o \quad , \tag{2.56}$$

$$= W_{a-o} - \underbrace{\left(\Gamma \frac{g}{f} \frac{\partial \alpha}{\partial u}\right)}_{\text{Environnement.}} \times \underbrace{\left(y\, \mathrm{SST}^\star\, \frac{\partial (\mathrm{SSH}^\star)}{\partial y}\right)}_{\text{Tourbillon.}} \quad , \tag{2.57}$$

où $W^\star_{a-o}$ désigne les termes de droite de (2.52), et en utilisant le courant géostrophique de surface $u_o = -g/f(\partial\, \mathrm{SSH}^\star)/\partial y$ lié à la hauteur de mer SSH. Pour des signaux SSH et en SST dont les valeurs extrêmes sont situées au même point y=0, le facteur de droite est systématiquement négatif quel que soit le signe de l'anomalie de SST. On a donc un effet net, qui est de fournir de l'énergie au champ de tourbillons océaniques lorsque Γ/f est négatif, c'est à dire dans un environnement anticyclonique.

Ceci permet d'illustrer qualitativement le rôle du cisaillement de grande échelle, et a été quantifié par Byrne *et al.* (2016) dans le cadre de simulations couplées. Dans certaines régions, par exemple au Nord du jet subpolaire de l'hémisphère Sud, région caractérisée par un cisaillement anticyclonique, cet effet est du même ordre de grandeur que celui associé aux courants océaniques. A la différence du mécanisme précédent, celui-ci fait directement intervenir les coefficients de couplage entre atmosphère et océan (α_τ), et non seulement caractéristiques de grande échelle de l'atmosphère (C_d, u_a).

Rôle du couplage thermique

Enfin, notons que le même type de raisonnement peut être fait à partir du forçage thermodynamique de l'atmosphère par l'océan. En effet, en considérant un coefficient de couplage entre températures océaniques et flux de chaleur turbulent de surface de valeur $\alpha_{\mathrm{SEN+LAT}}$ dans la mésoéchelle océanique, on peut également exprimer la dissipation d'énergie potentielle. Pour cette énergie au sens de Lorenz (1955), la dissipation par unité de surface due aux flux de chaleur turbulent s'exprime par (Storch *et al.*, 2012) :

$$G_{EPE} = -\left(\frac{g\alpha_S}{N_S\rho_S}\right)^2 \frac{\alpha_{\mathrm{SEN+LAT}}}{c_o}\,\mathrm{SST}^{\star 2} \tag{2.58}$$

avec N_S, ρ_S, c_o et α_S les fréquence de Brunt-Väisälä, masse volumique, capacité calorifique et coefficient d'expansion thermique à la surface de l'océan. L'effet ne dépend pas du signe des anomalies de SST. Cette dissipation s'ajoute aux effets de l'évaporation qui modifient également la densité et donc l'énergie potentielle océanique. La dissipation d'énergie mécanique océanique dans la mésoéchelle due aux flux de chaleur turbulents est comparable à celle décrite auparavant pour le flux de quantité de mouvement : elle est de l'ordre de 10^{-2} W/m^2 dans les régions hautement turbulentes des moyennes latitudes (Storch *et al.*, 2012; Ma *et al.*, 2016).

Chapitre 3

Rôle des tourbillons dans la variabilité du rail d'altitude

Le chapitre précédent a montré comment la couche limite atmosphérique était affectée localement par des tourbillons océaniques. On aborde maintenant la question centrale de la thèse, à savoir comment la présence de ces tourbillons peut être une source de variabilité pour le rail des dépressions dans la troposphère libre.

Le chapitre est organisé de la manière suivante : la première partie (3.1) décrit comment une mer de tourbillons peut avoir un effet net, c'est à dire à l'échelle du rail des dépressions, sur les échanges de chaleur air-mer. On montrera ensuite comment un unique tourbillon peut modifier localement l'état de la troposphère libre, en moyenne et selon les conditions synoptiques. La partie suivante (3.2) décrit la réponse obtenue sur les simulations forcées à haute résolution, en termes de variations de position et d'intensité du rail des dépressions et du courant jet. On cherchera des interprétations dynamiques pour relier cette réponse aux deux effets décrits précédemment. La dernière partie (3.3) aborde rapidement le rôle du couplage.

3.1 Introduction : mécanismes envisagés

3.1.1 Effet net d'une mer de tourbillons sur les flux de surface

Commençons par exprimer les flux de chaleur à la surface, comme pour le flux de quantité de mouvement, à partir des formulations avec des coefficients de transfert, écrites pour une hauteur z de quelques mètres dans la couche de surface (Stull, 1989) :

$$F_{\mathrm{SEN}} = \rho\ c_p\ C_H\ |u(z) - u_o|\ (\mathrm{SST} - \theta(z)) \quad , \tag{3.1}$$

$$F_{\mathrm{LAT}} = \rho\ L_e\ C_E\ |u(z) - u_o|\ (q_{\mathrm{SAT}}(\mathrm{SST}) - q(z)) \quad , \tag{3.2}$$

avec F_{SEN} et F_{LAT} les flux turbulents océan-atmosphère de chaleur sensible et latente, c_p la capacité calorifique à pression constante, et L_e la chaleur latente d'évaporation à la température considérée. q est le rapport de mélange entre vapeur d'eau et air sec, et q_{SAT} celui à saturation. C_H et C_E sont des coefficients d'échanges, dont les expressions font intervenir des fonctions de stabilité universelles et la longueur de mélange d'Obukhov.

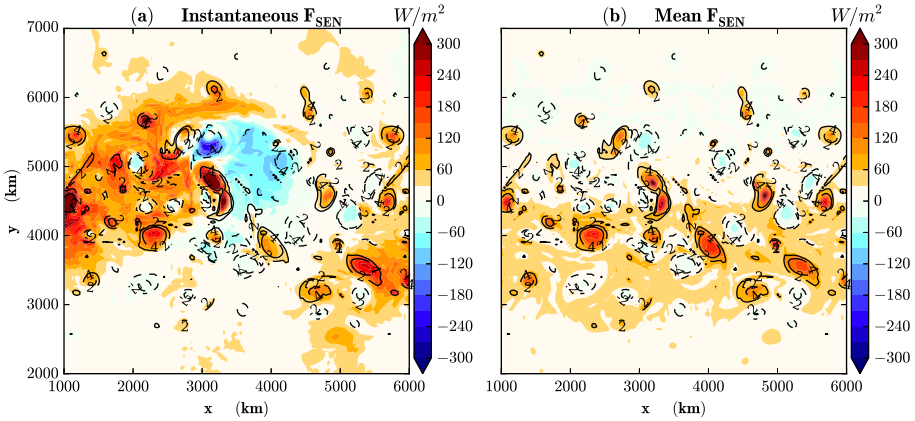


FIGURE 3.1 – **Flux turbulent sensibles.** Flux de chaleur sensible de l'océan vers l'atmosphère (en couleurs et en W/m^2) à un instant donné (a) et en moyenne temporelle (b). Les contours correspondent aux anomalies de SST (-4 K, -2 K, 2 K et 4 K). Obtenu à partir de la simulation **EDDY**.

Près de la surface le vent a, en plus de sa variabilité synoptique, une composante due à la réponse dynamique aux anomalies de SST. Elle est en première approximation proportionnelle à l'anomalie de SST elle-même, et de l'ordre de 0.1 à 1 m/s (Chap. 2). Par ailleurs, les valeurs locales prises par les coefficients d'échange C_H et C_E sont en large partie déterminées par les variations du flux de chaleur de surface lui-même, et donc par celle de la SST. Le flux F_{SEN} dépend donc de trois facteurs liées à la SST, et on s'attend à ce qu'il soit une fonction non-linéaire de la SST.

La relation pour le flux de vapeur fait également apparaître le taux d'humidité à saturation au niveau de la surface. Celui-ci s'exprime comme une fonction de la SST, via la relation de Clausius-Clapeyron. On a donc pour l'apport d'humidité une source supplémentaire potentielle de non-linéarité.

La figure 3.1 présente un champ de flux sensible à la surface au passage d'une perturbation synoptique (Fig. 3.1a), ainsi que le flux en moyenne temporelle (Fig. 3.1b). La structure de grande échelle (Fig. 3.1a) marque le passage des secteurs froids et chauds de la perturbation (Fig. 2b), c'est-à-dire les variations principalement de la température atmosphérique θ dans (3.1). Aux plus petites échelles, les variations spatiales sont dominées par celles de la température de l'océan. Les valeurs moyennes de flux (Fig. 3.1b) ne font plus apparaître que l'effet des tourbillons, ainsi qu'un bande résiduelle sur le flanc chaud du front de grande échelle (y entre 3000 km et 4500 km). L'empreinte des tourbillons chauds est qualitativement plus marquée que celle des tourbillons froids, indiquant une certaine non-linéarité entre les variations des flux et de la SST.

La figure 3.2 présente la densité de probabilité jointe (*PDF*) des différences de flux de chaleur et de SST entre la simulation zonale **CTRL** et la simulation turbulente **EDDY**. Des PDF produites à partir de la seule simulation **EDDY** via les écarts à la moyenne zonale donnent des résultats similaires (non montré). On a utilisé ici les

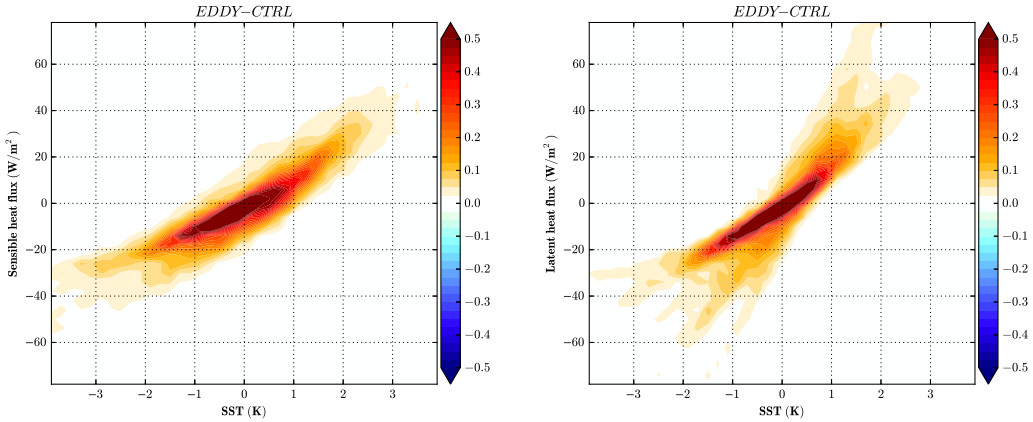


FIGURE 3.2 – **PDF des flux de surface.** Densité de probabilité jointe des flux de chaleur (en W/m^2) et des SST (en K). Gauche : flux sensible. Droite : flux latent. La densité a été construite à partir des différences **EDDY-CTRL** des moyennes temporelles des flux turbulents de surface et des SST, pour chacun des points de l'espace situés dans la bande de latitudes entre y=3600 km et y=5400 km. Les figures construites à partir des anomalies de **EDDY** par rapport à la moyenne zonale présentent la même forme caractéristique incurvée (non-montrées).

valeurs des flux en moyenne temporelle, de manière à éliminer la variabilité synoptique de la température, l'humidité et les coefficients d'échanges dans (3.1-3.2). Les flux de chaleur sensible et latente sont proportionnels, au premier ordre, aux différences de SST, avec des valeurs de 13 W/m^2/K et 25 W/m^2/K respectivement. Les coefficients de couplage ainsi obtenus sont non seulement dans la gamme de sensibilité des flux modélisés dans des configurations forcées, mais correspondent également aux valeurs observées ou obtenues dans des configurations couplées (Ma *et al.*, 2016). Cela confirme que dans cette gamme d'échelle on a principalement un forçage de l'atmosphère par l'océan via les flux turbulents à la surface, comme décrit précédemment (1.3, p.29).

Au second ordre, on constate une non-linéarité, avec des augmentations des flux moyens plus importantes au niveau des anomalies chaudes que les diminutions correspondantes sur les anomalies froides. Les valeurs associées sont indiquées dans le tableau 2 (p.181). Le fait que les flux de chaleur sensible ne varient pas linéairement avec les SST semble indiquer qu'on a bien une contribution des modulations de la stabilité et des vents de surface pour la dépendance non-linéaire de F_{LAT} à la SST, et pas seulement un effet des variations des taux d'humidité à saturation, plus importants en présence de tourbillons que dans un cas de SST homogène zonalement.

Par la suite, pour interpréter une partie de la réponse d'altitude, on admettra cette augmentation du flux net de chaleur à la surface. Cette augmentation est apparue comme un élément robuste dans l'ensemble des simulations préliminaires ou des cas de sensibilité étudiés, même si l'amplitude de la réponse pouvait varier d'un facteur important (Fig. 3.3). Avec une amplitude plus réaliste des anomalies de SST (Fig. 3.3b), le même type d'effet est obtenu, avec une augmentation plus faible du flux total. Une configuration préliminaire basée sur un forçage en température différent (annexe A.1) donne une augmentation comparable des flux de surface (Fig. 3.3c). Enfin, puisque les

flux de surface et les diffusivité verticales sont fortement dépendants des représentations de couche de surface et de couche limite utilisées (Lebeaupin Brossier *et al.*, 2008; Perlin *et al.*, 2014), un schéma de couche limite différent a été considéré. L'effet net reste présent, bien qu'ayant une amplitude inférieure (Fig. 3.3d, 16 W/m^2 contre 23 W/m^2).

Une suite intéressante à ces travaux serait de quantifier plus précisément quelles sont les parts relatives des effets des vents de surface, et de la stabilité, à cette augmentation des flux de surface, ce qui n'a pas été fait ici. C'est notamment rendu difficile par l'importante variabilité synoptique au dessus de la couche limite atmosphérique : les valeurs de cisaillement vertical de vent et de température, et donc celles des fonctions de stabilité, varient rapidement en un point fixe de l'espace. Un autre question est de savoir si cette augmentation repose en partie sur la dynamique de la réponse de la couche limite décrite dans le chapitre 2, ou bien si elle peut être obtenue à partir des seules formulations des flux de surface en termes de fonctions de stabilité avec une même variabilité atmosphérique imposée comme cela est fait pour forcer des modèles océaniques par exemple.

En conclusion, sans avoir explicité un mécanisme précis, on montre dans cette configuration d'atmosphère forcée une augmentation robuste des flux turbulents moyens à la surface de l'océan en présence de tourbillons océaniques.

3.1.2 Connexion locale de la petite échelle avec la troposphère libre

Les observations de Liu *et al.* (2007) suggèrent que des structures bi-dimensionnelles de SST dans la mésoéchelle peuvent également affecter la troposphère libre. Leur étude concerne la circulation atmosphérique au dessus des méandres de l'extension du courant des Aiguilles (Fig. 3.4a). A cause de contraintes bathymétriques, ces méandres sont quasi-stationnaires et on peut alors isoler la réponse atmosphérique moyenne. Ils montrent (Fig. 3.4b) qu'une anomalie de température, dont l'amplitude typique est de 0.1 K, s'étend sur toute la hauteur de la troposphère, grossièrement à la verticale de chacun des méandres ainsi identifiés.

La question de l'extension verticale et de l'intermittence temporelle du chauffage associé n'a pas été complètement résolue (à notre connaissance) pour les tourbillons océaniques à partir d'observations directes, mais seulement à l'échelle des grands fronts océaniques majeurs (Tokinaga *et al.*, 2009; Kuwano-Yoshida *et al.*, 2010, et partie 1.4, p.35). A l'échelle des tourbillons, les observations montrent néanmoins à la fois une couverture nuageuse (+2%/K), des taux de précipitations (+0.2 à +0.7 mm/jour/K), et des contenus en vapeur (+0.2 à +0.5 mm/K) plus importants à la verticale des tourbillons océaniques chauds (Bryan *et al.*, 2010; Frenger *et al.*, 2013; Ma *et al.*, 2015a). Ceci indique que la réponse peut passer par les processus humides, même si celle-ci pourrait être confinée aux couches immédiatement au-dessus de la couche limite.

Les simulations couplées à haute résolution (50 km pour la composante atmosphérique) de Bryan *et al.* (2010) au niveau des méandres du courant de retour des Aiguilles montrent que les signatures en terme de couverture nuageuse peuvent s'étendre jusqu'à 600 hPa pendant l'hiver Austral. A partir de simulations atmosphériques à haute résolution (27 km), Sugimoto *et al.* (2017) isolent la réponse profonde pour des tourbillons chauds au large du Japon (Fig. 3.5). Ces tourbillons ont des diamètres de 300 km et

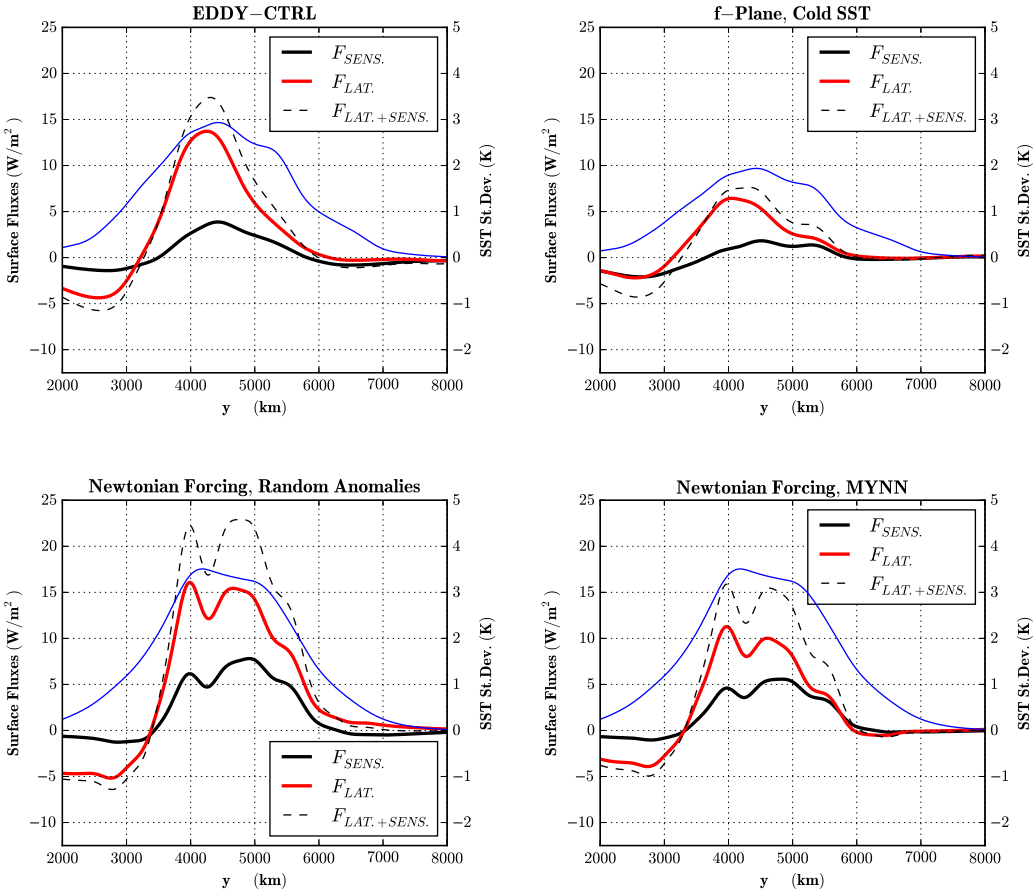


FIGURE 3.3 – **Effet net sur les flux de surface.** Différences **EDDY-CTRL** des flux turbulents de l'océan vers l'atmosphère, pour la partie latente F_{LAT} (rouge) et la partie sensible F_{SEN} (noir), en W/m^2. La courbe bleue correspond à l'écart type des anomalies de SST en fonction de la latitude, pour le cas **EDDY** (en K). Un filtre Gaussien $G(y) = \exp(-y^2/r^2)$ a été appliqué en latitude, avec r = 300 km. Le panneau (a) concerne la configuration de référence, décrite par la suite. Les panneaux (b-d) présentent des configurations issues de simulations préliminaires ou complémentaires qui sont légèrement différentes de **CTRL** et **EDDY**. Dans (b), le schéma radiatif d'atmosphère grise est utilisé. Le paramètre de Coriolis (Eq. A1, p.170) a été remplacé par une valeur constante f_0=9.35 $\times$ 10^{-5} s^{-1}. La résolution verticale a été raffinée dans la couche limite (20 niveaux dans les premiers 1000 mètres), et l'ensemble des SST a été diminué de 2 K (soit SST_{front} = 283 K). Les cas (c-d) sont basés sur un forçage alternatif en température (annexe A.1), dans lequel le forçage principal du rail des dépressions n'est pas lié à la présence du front océanique. Par ailleurs, la figure (d) a été réalisée avec le schéma de couche limite Mellor–Yamada–Nakanishi–Niino (Nakanishi et Niino, 2004, MYNN).

des amplitudes de 3 K (Fig. 3.5a). L'anomalie de température engendrée (Fig. 3.5b) dépasse le sommet de la couche limite pour s'étendre jusque vers 650 hPa, avec à la fois une composante locale de l'ordre de 0.5 K, légèrement en aval des tourbillons, et

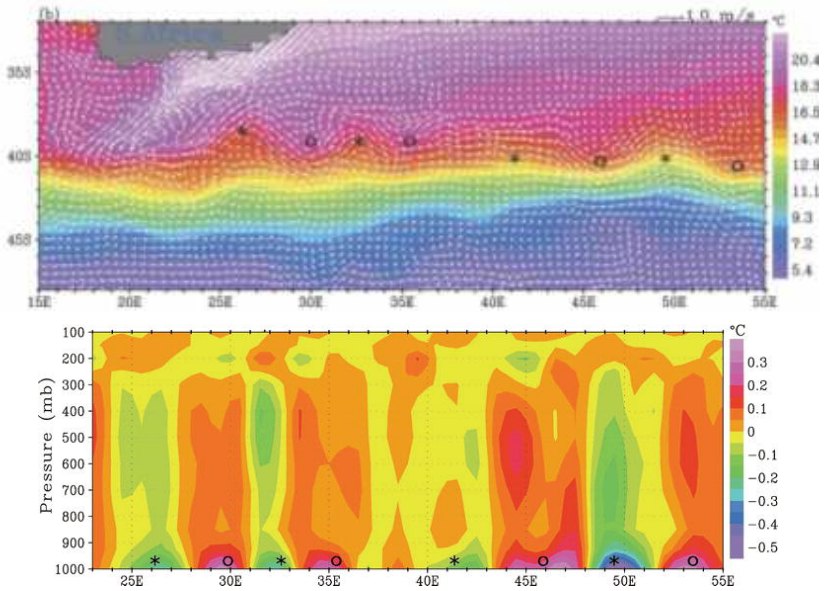


FIGURE 3.4 – **Réponse observée en température aux méandres de l'ARC.** Tiré de Liu *et al.* (2007). Haut : SST (en K, observations AMSR-E) et courants de surface (mesures Lagrangiennes) moyens sur 3 années au niveau du courant de retour des Aiguilles. Bas : Profil longitude-pression de température atmosphérique (en K) à 40° S et aux petites échelles. Il est obtenu à partir des températures obtenus à partir des mesures de radiance dans l'infrarouge de l'instrument AIRS, sur la même période. Les ronds et les croix correspondent aux positions des anomalies de SST chaudes et froides respectivement, dont les amplitudes varient entre 0.5 K et 1 K. Liu *et al.* (2007) estiment que les différences supérieures à 0.07 K sont significatives devant les erreurs sur les mesures instantanées de l'instrument AIRS si ces mesures ne sont pas biaisées.

un effet net de l'ordre de 0.1 K sur l'ensemble de la basse troposphère. Le chauffage diabatique associé présente une structure similaire au niveau des tourbillons, avec un chauffage de la couche limite à la verticale des tourbillons, d'amplitude 2 K/jour. Il s'accompagne d'un chauffage de la troposphère libre légèrement en aval, dans les couches entre 500 hPa et 850 hPa, avec des amplitudes plus élevées (jusqu'à 5 K/jour).

A partir de la simulation **EDDY**, il est possible de diagnostiquer la réponse d'altitude locale aux anomalies de SST. Pour cela, on peut examiner les profils verticaux $\mathcal{Q}_i(p)$ des différents termes du bilan de température par régression linéaire sur la SST sous-jacente. L'équation de tendance de température potentielle se met sous la forme :

$$\frac{D\theta}{\partial t} = \sum_i \frac{\Pi Q_i}{c_p} \quad , \tag{3.3}$$

avec $\Pi = T/\theta$ la fonction d'Exner et Q_i les différentes composantes du chauffage diabatique. Les termes $\mathcal{Q}_i(p)$ sont calculés selon l'expression :

$$\mathcal{Q}_i(p) = \frac{\langle \mathrm{SST}_{eddy}(x,y) Q_i^\star(x,y,p) \rangle_{x,y}}{\langle \mathrm{SST}_{eddy}(x,y)^2 \rangle_{x,y}} \quad , \tag{3.4}$$

avec $\langle \cdot \rangle_{x,y}$ une moyenne horizontale. La figure 3.6 présente les profils verticaux obte-

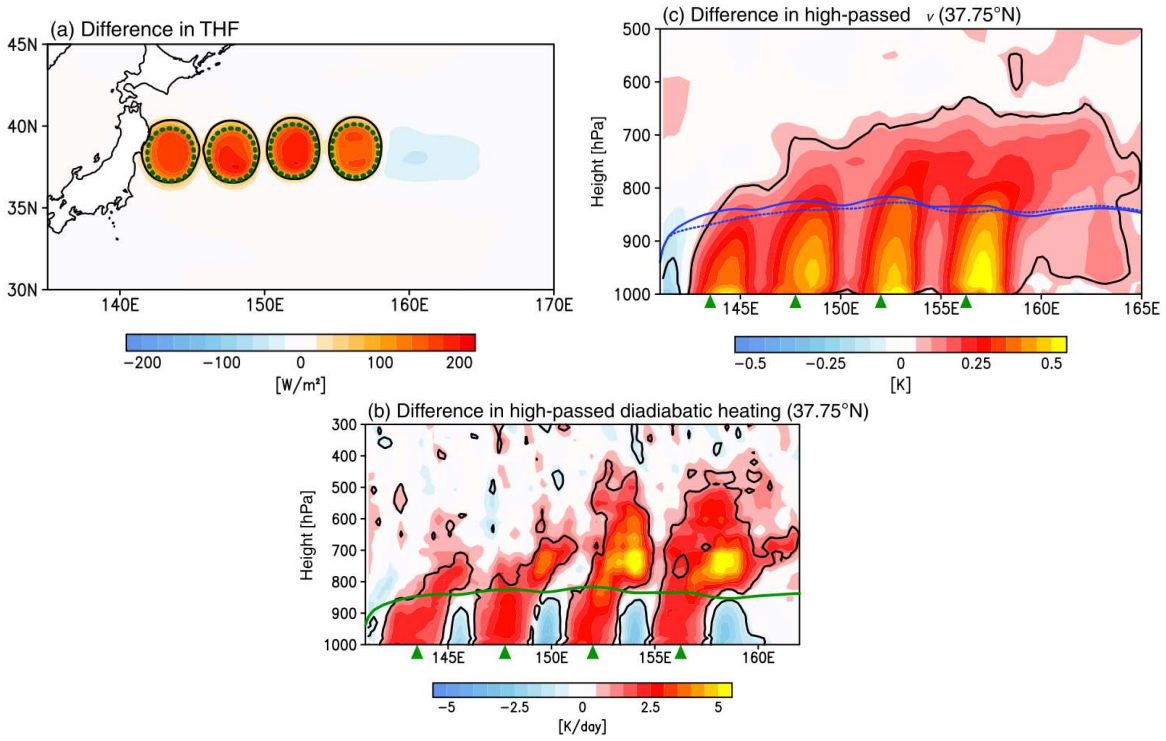


FIGURE 3.5 – **Réponse modélisée à des tourbillons chauds au niveau du Kuroshio.** Réponse à quatre tourbillons obtenue à partir du modèle mésoéchelle non-hydrostatique JMA, à une résolution horizontale de 27 km. Chacun des tourbillons a une amplitude de 3 K, un rayon d'approximativement 150 km. Ils sont situés aux longitudes marquées par les flèches vertes. Les trois panneaux montrent les réponses (a) sur les flux turbulents de chaleur à la surface (sensible plus latent, en W/m^2), (b) la température potentielle virtuelle à la latitude 37.75° N (en K), (c) le taux de chauffage diabatique (en K/jour). Sur (b) et (c), le trait plein désigne la sommet de la couche limite, et les échelles supérieures à 5°× 5° ont été filtrées des champs atmosphériques. Tiré de Sugimoto *et al.* (2017).

nus pour les différents termes de chauffage diabatique. Il sont qualitativement similaires aux profils obtenus pour la réponse aux fronts océaniques majeurs (par exemple, figure 1.3, p.26), avec une prédominance de la divergence des flux turbulents de chaleur sensible dans la couche limite en dessous de 900 hPa, et une large contribution du chauffage diabatique au dessus de la couche limite, principalement par convection. Le chauffage associé à la condensation de grande échelle est presque nul hormis aux altitudes proches du sommet de la couche limite atmosphérique, ce qui signifie qu'il est indépendant des anomalies de SST sous-jacentes. Enfin, avec le schéma radiatif simplifié utilisé, une anomalie de nébulosité ne modifie pas le chauffage radiatif : la contribution radiative est principalement due à l'absorption du rayonnement incident depuis la surface, dont le flux de surface est proportionnel à SST^4. Elle est faible devant le chauffage convectif. La répartition verticale de ce chauffage, maximal dans les basses couches (700 hPa - 900 hPa) mais qui s'étend jusqu'à la tropopause, est qualitativement similaire à celle modélisée par Sugimoto *et al.* (2017). Néanmoins, il faudrait compléter ceci ou bien par une comparaison avec des observations directes, ou bien une étude de la sensibilité de

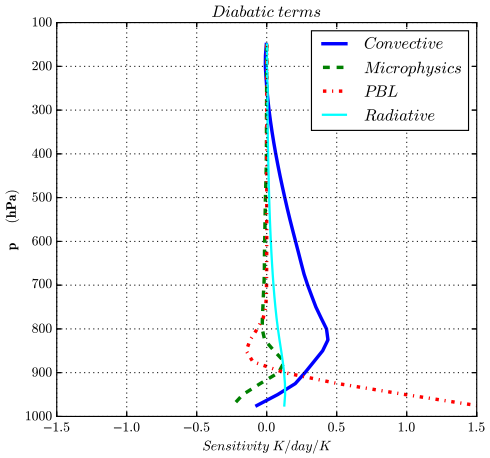


FIGURE 3.6 – **Profils de chauffage et bilan de chaleur à la verticale des tourbillons.** Les différents termes Q_i(x,y,z) du bilan de chaleur sont calculés localement pour chaque point de l'espace, à partir d'une régression linéaire entre les anomalies de chauffage et les anomalies de SST (SST_{eddy}). L'anomalie de chauffage est calculée en soustrayant la moyenne zonale. Les profils $\mathcal{Q}_i(p)$ présentés sont les coefficients de régressions (en K/jour/K), à partir des réalisations de Q_i(x,y,z) et SST_{eddy}(x, y) sur la bande de latitudes comprises entre y=3600 km et y=5400 km. Les courbes correspondent aux chauffages associés au schéma de convection (bleu), au schéma radiatif (cyan), au schéma de couche limite (rouge) et à la microphysique (vert) tels que décomposés dans le modèle WRF.

ces profils aux schémas convectifs utilisés (Booth *et al.*, 2018; Meynadier *et al.*, 2015), et à la stratification verticale de l'écoulement de référence.

Ceci montre la possibilité d'une réponse locale à la signature en SST des tourbillons bien au-delà de la couche limite. Toutefois, cette approche ne permet d'isoler que la réponse à la verticale des anomalies chaudes de SST : elle ne prend donc pas en compte les phénomènes qui peuvent décaler spatialement la réponse. Or, la figure 3.5c montre que l'amplitude maximale de la réponse est obtenue en aval et non à la verticale. D'une part l'advection par l'écoulement synoptique des champs atmosphériques décale la réponse en terme de vitesses verticales en aval des tourbillons, et d'autre part le mécanisme de mélange vertical est susceptible de générer une convergence d'humidité en surface en quadrature de phase et non en phase avec les anomalies de SST.

Les valeurs de coefficients de couplage entre précipitations et SST obtenues dans la simulation **EDDY** (0.52 mm/jour/K) sont comprises dans la grande fourchette de valeurs obtenues dans les observations selon les régions d'études, de 0.2 mm/jour/K dans l'océan Austral (Frenger *et al.*, 2013) à 0.7 mm/jour/K au niveau de l'extension du Kuroshio (Ma *et al.*, 2015a). Par rapport aux valeurs de coefficients de couplage entre évaporation et SST (0.86 mm/jour/K), équivalentes à celles du flux de chaleur latente (25 W/m^2/K), les valeurs obtenues pour les précipitations sont plus faibles. Ceci signifie qu'une large partie de la vapeur apportée localement dans la mésoéchelle océanique est condensée de manière non locale, mais sans indication ici des échelles

spatiales sur lesquelles ce transport se produit.

La présence des tourbillons océaniques engendre donc, de manière intermittente, une réponse d'altitude localisée spatialement sous forme d'un chauffage diabatique. Ce chauffage diabatique est par ailleurs susceptible de propager l'influence du flux chaleur additionnel à la surface vers la troposphère libre. Les conséquences à une échelle spatiale plus large, celle du rail des dépressions, sont l'objet de la partie suivante.

3.2 Dynamique de la réponse à une mer de tourbillons

On va maintenant utiliser les différences entre les simulations **EDDY** et **CTRL** pour estimer une réponse de grande échelle du rail des dépressions atmosphériques. La description de cette réponse et les principales interprétations dynamiques sont rédigées dans un article, qui sera suivi de détails sur certains points plus rapidement abordés.

3.2.1 Variabilité du rail des dépressions simulé

Concernant l'évaluation de l'état moyen et de la variabilité synoptique de ce rail, le lecteur pourra se reporter à la partie 2.3.3 du chapitre précédent (p. 75), ainsi qu'à l'articles (p.85).

En plus du jet moyen, on a par ailleurs une variabilité basse fréquence du courant jet importante. Elle peut être caractérisée à partir des décompositions aux valeurs singulières de l'écoulement, faites pour le vent zonal en moyenne zonale sur la figure 3.7. La première composante principale (Fig. 3.7a) correspond à un mode de déplacement du jet, avec une amplitude maximale de 7 m/s, caractéristique de la variabilité interne du courant-jet aux moyennes latitudes dans l'hémisphère Sud (Lorenz et Hartmann, 2001). La seconde composante principale (Fig. 3.7b), davantage associée à une accélération du jet, est également qualitativement similaire à la variabilité observée.

Afin de séparer l'effet des tourbillons océaniques (c'est à dire la variabilité forcée) de ces fluctuations basses fréquences (variabilité interne de l'atmosphère), il s'est avéré nécessaire de recourir à des ensembles de simulations sur de longues durées d'intégration (6 membres de 4 années chacun, tableau 2.1). Des paires de simulations (une **EDDY** et une **CTRL**) sont initialisées à partir de six conditions différentes.

La figure 3.8 présente la variance infra-ensemble calculée à partir des 6 membres de **EDDY**, pour des moyennes temporelles sur des durées de plus en plus importantes (Figs. 3.8a,c,e). Elle est comparée avec la différence entre les simulations **EDDY** et **CTRL** (Figs. 3.8b,d,f). Les grandeurs présentées, qui concernent le rail d'altitude, sont les plus lentes à converger. Pour la variance des vents méridiens, un déplacement vers le pôle du rail des dépressions se manifeste à partir d'un an environ (Fig. 3.8b). L'amplitude des différences est à long terme supérieure à la variabilité interne de l'atmosphère simulée (Fig. 3.8a). A l'inverse, concernant le flux de quantité de mouvement vers le pôle, les différences liées à la présence des tourbillons varient encore de manière importante au fur et à mesure que la durée d'intégration augmente (Fig. 3.8d), avec une amplitude de différence typique de 4 m^2/s^2, comparable à l'écart type entre membres de la même quantité ($\sigma^{1/2} \sim 4$ m^2/s^2, fig. 3.8c). Enfin, la figure 3.8f montre que la durée d'intégration des simulations permet bien d'éliminer la variabilité interne du jet

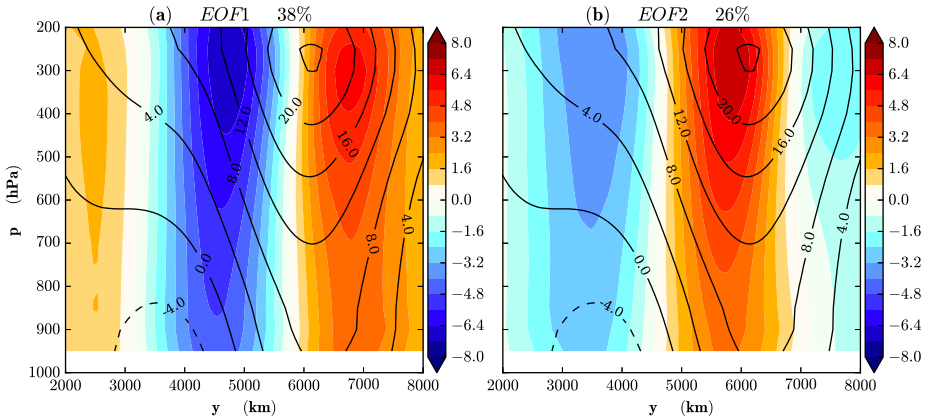


FIGURE 3.7 – **Variabilité simulée du courant-jet.** Premières composantes principales du vent zonal en moyenne zonale sur la simulation **CTRL**. Les contours sont le champ moyen, en m s^{-1}, et les pourcentages indiquent la fraction de variabilité associée à chacune des composantes principales.

barotrope, pour faire émerger la réponse aux tourbillons océaniques à la fin de l'ensemble des intégrations, bien que l'amplitude de celle-ci soit faible ($\delta \sim 1$ m/s) devant la variance entre membres de l'ensemble (Fig. 3.8e).

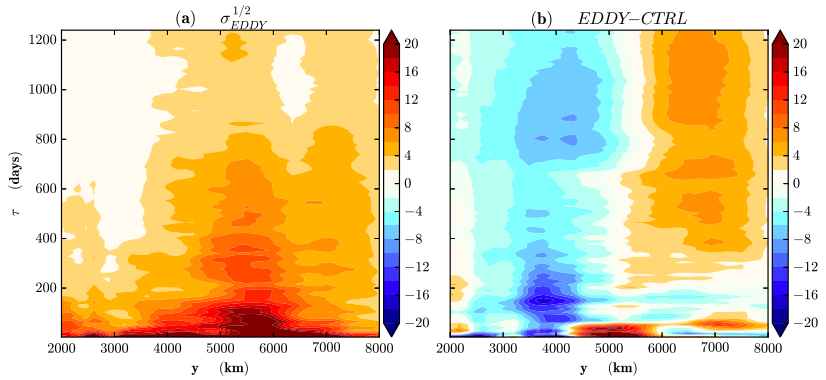
L'importance de ces différences par rapport à la variabilité interne peut être quantifiée avec des test statistiques. La significativité statistique peut être quantifiée avec par la p-valeur $1-\alpha$ pour un test de Student (en utilisant la taille N=6 de l'échantillon) définie par l'expression :

$$\alpha = P\left(|T(N-1)| > \frac{|\delta| \times (N-1)^{1/2}}{\sigma^{1/2}}\right) \quad , \tag{3.5}$$

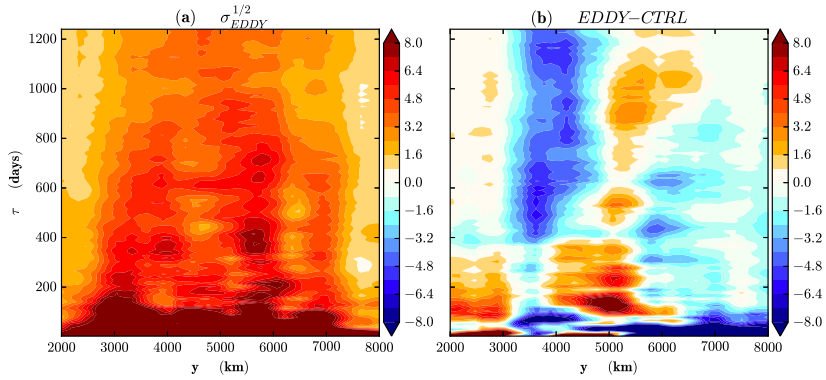
avec ici σ l'estimateur de la variance des différences **EDDY-CTRL**, δ l'estimateur de leur moyenne, et $T(N-1)$ la distribution du χ^2 à $N-1$ degrés de liberté. Le niveau de confiance α, ci-après 0.05, décrit la probabilité d'avoir des différences similaires si la différence **EDDY-CTRL** était statistiquement de moyenne nulle. La validité de l'expression repose sur une hypothèse d'indépendance des différents membres, et pour ce test particulier sur une hypothèse de distribution normale des différences **EDDY-CTRL**.

Une hypothèse plus forte que l'indépendance des différents membres peut être utilisée, à savoir que les différences entre les moyennes annuelles de chacune des simulations constituent des réalisations indépendantes d'un même processus aléatoire. Ceci conduit à un échantillon de taille N=24.

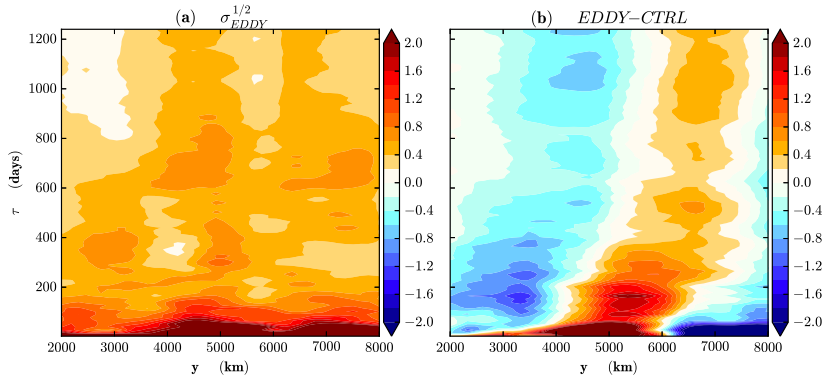
Dans la suite de ce chapitre, les résultats sont présentés avec un test différent, basé sur les rangs des différentes réalisations des moyennes annuelles des simulations **EDDY** et **CTRL** (test de Wilcoxon). Il ne nécessite pas de supposer que les réalisations suivent des distributions normales. Un test basé sur l'analyse de la variance tel que le test de Student décrit ci-dessus conduit à des résultats similaires.



$v'v'$ à 250 hPa (m^2/s^2)



$u'v'$ à 250 hPa (m^2/s^2)



u entre 850 hPa et 250 hPa (m/s)

FIGURE 3.8 – **Convergence des statistiques d'énergie cinétique.** Pour chacun des six membres, les quantités sont moyennées dans la direction zonale, et en temps sur une durée τ de plus en plus grande. Les panneaux de gauche présentent l'écart type de ces moyennes entre les six membres de l'ensemble **EDDY**. Les panneaux de droite présentent les différences, pour ces mêmes grandeurs, entre les moyennes d'ensemble **EDDY** et **CTRL**. (a-b) : Variance (spatiale et temporelle) du vent méridional $v'v'$ à 250 hPa (en m^2/s^2). (c-d) : Covariance (spatiale et temporelle) du vent méridional et du vent zonal $u'v'$ à 250 hPa (en m^2/s^2). (e-f) : Vent zonal moyenné verticalement entre 850 hPa et 250 hPa (en m/s).

3.2.2 Article : Réponse du rail des dépressions aux tourbillons océaniques dans des simulations atmosphériques idéalisées

L'étude suivante, sous forme d'un article en révision au *Journal of Climate*, décrit la réponse d'altitude à une mer de tourbillons, toujours à partir des simulations idéalisées introduites dans la partie 2.3 (p.69), en particulier **EDDY** et **CTRL**.

Une première partie de résultats (section 4) est consacrée à la description de la réponse atmosphérique de grande échelle, pour le courant jet et le rail des dépressions notamment. La significativité de cette réponse est estimée comme décrit précédemment. La présence des tourbillons océaniques conduit à un déplacement robuste du rail des dépressions vers le pôle, ainsi qu'un déplacement similaire pour le jet troposphérique. Ce déplacement s'accompagne d'une augmentation des flux de surface, telle que décrite par la figure 3.3.

Une seconde partie (section 5) décrit des mécanismes qui permettent de relier cet effet sur les flux de surface à la réponse en troposphère libre. L'augmentation des flux se traduit d'une part par un chauffage convectif net à la verticale de la région des tourbillons océaniques, et d'autre part par un chauffage non local plus proche du pôle. Ce dernier est lié au chauffage diabatique de grande échelle au sein des tempêtes (section 5b) qui transportent puis condensent une partie de la vapeur additionnelle vers le pôle. Ces deux chauffages contribuent à modifier la baroclinicité de l'atmosphère et ainsi déplacer le jet barocline vers le pôle (section 5a).

Un calcul du cycle énergétique (section 5c) des perturbations montre que ces changements de baroclinicité contribuent à déplacer la région de génération d'énergie potentielle des perturbations vers le pôle. Les régions de conversion vers l'énergie cinétique des perturbations et de dissipation sont déplacées de manière similaire. Cela explique le déplacement du rail des dépressions, qui est renforcé par la génération d'énergie potentielle des perturbations associé aux processus humides dans les tempêtes.

Une expérience complémentaire est enfin réalisée (section 5d), afin de reproduire l'effet net sur le flux de surface sans utiliser de structures tourbillonnaires sur le champ de SST : la réponse troposphérique obtenue est alors qualitativement similaire à la réponse aux tourbillons.

Storm tracks response to oceanic eddies in idealized atmospheric simulations

A. Foussard[1,2], G. Lapeyre[1]*and R. Plougonven[1]

1. LMD/IPSL, CNRS, Ecole Polytechnique, Ecole Normale Supérieure, Sorbonne Université, Paris, France.

2. Ecole des Ponts ParisTech, Champs-sur-Marne, France.

**Corresponding author address:* G. Lapeyre, LMD/IPSL, 24 rue Lhomond, 75005 Paris, France.

E-mail: glapeyre@lmd.ens.fr

ABSTRACT

Large-scale oceanic fronts, such as in western boundary currents, have been shown to play an important role in the dynamics of atmospheric storm tracks. Little is known about the influence of mesoscale oceanic eddies in the upper troposphere, although their imprint on the atmospheric boundary layer is well documented. The present study investigates the response of the tropospheric storm track to the presence of sea surface temperature (SST) anomalies associated with an eddying ocean. Idealized experiments are carried out in a zonally reentrant channel configuration representing midlatitudes. The SST field is composed of a large-scale front in addition to mesoscale eddies localized close to the front. Numerical simulations show a robust signal of a poleward shift of the storm track, as well as the tropospheric jet when oceanic eddies are taken into account. This is accompanied by more intense surface air-sea fluxes and convective heating above oceanic eddies as well by a mean heating of the troposphere within the storm track poleward of the oceanic eddying region. A heat budget analysis shows the latter to be related to diabatic heating within storms, due to stronger evaporation induced by oceanic eddies causing more water to be transported poleward. This additional heating affects the baroclinicity of the flow which pushes the jet and the potential energy generation poleward.

1. Introduction

External factors acting on the dynamics of the midlatitude storm tracks in terms of variability and evolution with climate change are still poorly understood (Chang et al. 2002; Shaw et al. 2016). A first factor is tropical forcing induced by sea surface temperature (SST) anomalies as can occur during ENSO events. Warm SSTs enhance convection in the tropics and generate large-scale Rossby wave trains propagating towards the poles (Held et al. 1989; Lau 1997; Cassou and Terray 2001; Shapiro et al. 2001). The Hadley cell contributes as well to the midlatitude variability through the interaction between the subtropical jet-stream and the midlatitude eddy-driven jet (e.g. Lee and Kim 2003). The stratosphere is another element affecting the storm-track variability through mechanisms such as the so-called downward control (e.g. review by Kidston et al. 2015),

In the midlatitudes, large-scale SST anomalies were believed during a long time to play a minor role on the storm tracks (Lau 1997; Robinson 2000; Kushnir et al. 2002). However it has been recognized recently that these SST anomalies were in fact affecting the atmosphere, not through their large-scale spatial structure, but through their frontal signature (Nakamura et al. 2004; Minobe et al. 2008). This new conception has lead to original findings explaining the link between the observed variability of western boundary currents and the variability of the storm tracks (Smirnov et al. 2015; Révelard et al. 2016). In particular, deep convection intensifies above the warm flank of the front (Minobe et al. 2008; Tokinaga et al. 2009) with a locally stronger storm track at low levels (Small et al. 2014) along with more explosive cyclogenesis (Kuwano-Yoshida and Minobe 2017). In addition to these local effects, a large-scale downstream response in terms of eddy-driven jet position or weather regimes develops in the Pacific (O'Reilly and Czaja 2015), the Atlantic region (Piazza et al. 2015; O'Reilly et al. 2016) or the Southern Ocean (Nakamura et al. 2004).

Even if processes connecting SST fronts and storm-track dynamics begin to be well understood (e.g. Nakamura et al. 2008; Brayshaw et al. 2008; Sampe et al. 2010; Graff and LaCasce 2012), other questions have still to be addressed. One is related to the presence of oceanic mesoscale eddies (of typical diameter 100 km) that populate the World Ocean (Chelton et al. 2011). Actually, observational studies have shown that these structures affect the atmospheric boundary layer (e.g. Bourras et al. 2004; Lambaerts et al. 2013; Chelton et al. 2004; Frenger et al. 2013). This occurs through air-sea heat fluxes modulated by oceanic eddies (Bourras et al. 2004; Villas Bôas et al. 2015), with a response of atmospheric stability to SST anomalies (O'Neill 2012), and through wind stress modification by ocean currents (Renault et al. 2016). A natural question that arises concerns the vertical extent of the atmospheric response and the large-scale impact.

Ma et al. (2015b, 2017) have investigated the remote effect of oceanic eddies on the North-Pacific storm track. They showed the existence of a large-scale atmospheric response through the Pacific, down to the west coast of North America. However, responses to oceanic forcings in general strongly depend on the basic state (Peng and Robinson 2001; Kushnir et al. 2002). The sensitivity of the response to oceanic eddies may thus depend, as well, on the midlatitude ocean basin considered with its associated storm track, or the climatology of the mean state for a particular season.

In the present paper, we reconsider the influence of oceanic eddies through their SST anomalies on the atmospheric storm tracks using an approach based on idealized experiments. To this end, we examine the response to an ocean filled with oceanic eddies (stationary in time) in a channel geometry representing midlatitudes with zonal symmetry. One advantage is that atmospheric synoptic disturbances will be affected by oceanic eddies regardless of their stage of development, a situation typical for the Southern Ocean. The structure of the paper is as follows. Section 2 describes the configuration of simulations used to unveil the sensitivity of the storm track to oceanic

eddies. In section 3, we discuss the basic properties of the control experiment and present some characteristics of the experiment with oceanic eddies. Section 4 is devoted to the main results, i.e. the determination of the response of the atmospheric storm track to oceanic eddies. Then we explore the underlying mechanisms in section 5. Final conclusions are drawn in section 6.

2. Experimental design

a. Model configuration

We use Version 3.6.1 of the WRF model (Skamarock et al. 2008) with parametrizations for microphysics (Kessler scheme), convection (Kain and Fritsch scheme) and radiative exchanges (presented below). The nonlocal Yonsei University (YSU) parametrization is used for the atmospheric boundary layer, with a scheme based on Monin-Obukhov similarity theory for the surface layer (MM5 similarity revised scheme).

The domain is a Cartesian channel of size $L_x \times L_y = 9216$ km $\times$ 9216 km with an horizontal resolution of 18 km. It is periodic in the x direction, with free slip boundary conditions in the y direction. Coordinates x and y will serve as zonal and meridional directions respectively, with a Northern Hemisphere orientation. Fifty η levels are used for the hydrostatic-pressure vertical coordinate, with a domain top at 36 hPa. A modified β-plane is used (detailed in Appendix A) and Coriolis parameter at the center of the domain equals its value at 40°N.

The model is forced through surface exchanges with fixed SST and through radiative processes which are also related to the SST field. Radiative exchanges are represented with a single-column gray-radiation model following Frierson et al. (2006), with a single wavelength for longwave radiative fluxes, transparent to water vapor and clouds. A detailed description is presented in Ap-

pendix B. Such a configuration allows to force a mean stratification as well as a mean meridional temperature gradient through the atmosphere which only depends on the SST field.

The CTRL experiment is associated with a zonally homogeneous SST, fixed in time, representing a large-scale front (Fig. 1a). Its profile is given by

$$SST_{CTRL}(y) = SST_{front} - \frac{\Delta SST}{2} \tanh\left(\frac{y - y_{sst}}{l_{sst}}\right).$$

Sea surface temperature varies between 275 K and 295 K and the SST front is centered at $y_{sst} =$ 4500 km. Other parameters are listed in Table 1.

b. EDDY experiment

The same atmospheric configuration is used for the EDDY experiment, changing only the SST field. Compared to CTRL, an eddying component $SST_{eddies}(x,y)$ is added. It aims to represent oceanic mesoscale structures (of typical size of 100-500 km), resulting for instance from the dynamical instability of the oceanic front. They are artificially obtained from a snapshot of a 2D turbulent field $F(x,y)$ of a surface quasigeostrophic model (Lapeyre and Klein 2006) for a domain size of $L_x/2 \times L_y/2$ and extended by periodicity to the full domain. To define $SST_{eddies}(x,y)$, the zonal mean of $F(x,y)$ is subtracted and it is normalized to get a maximum standard deviation of 3 K. Then it is multiplied by a Gaussian envelope $G(y) = \exp(-(y - y_{sst})^2/l_{an}^2)$ to locate eddying structures near the core of the large-scale front. Figure 2a shows a close-up of $SST_{eddies}(x,y)$ for a particular region in space. The SST field ultimately used for EDDY experiment is then defined as

$$SST_{EDDY}(x,y) = SST_{CTRL}(y) + SST_{eddies}(x,y)$$

and is shown in Fig. 1b. With this method, the same SST zonal average is obtained for the EDDY and CTRL experiments. This technique contrasts with other approaches that rely on isotropic or partially anisotropic spatial filtering of SST (Woollings et al. 2010; Small et al. 2014; Ma et al.

2017). It allows to discard potential additional effects due to modifications of the cross-front SST gradient.

c. Statistical methodology

A first simulation with SST_{CTRL} is run for 4 years starting from radiative equilibrium to reach a statistical equilibrium of the storm track. We then run six pairs of simulations (CTRL and EDDY) of 4-years durations starting from different initial conditions. For each, we discarded the first 3 months and computed the time and ensemble average.

We applied a Wilcoxon rank test performed on annual and zonal means of any given quantity to further assess the confidence of the results. The underlying hypothesis is that each 1-year-mean EDDY-CTRL difference corresponds to an independent realization and no requirement is made on the Gaussian character of the distribution of these differences. This test is used to identify regions where the hypothesis of having a distribution of the EDDY - CTRL differences symmetric around zero can be rejected with a high confidence, here with a threshold of 95 %. Classical Student's t-tests, assuming a normal distribution of each variable, give similar results (not shown).

3. Basic properties of CTRL and EDDY experiments

a. Mean state of the CTRL experiment

Figure 3 summarizes the mean state (in the sense of zonal and time average) of the storm track for the CTRL experiment. In the following, notation $\langle\ \rangle$ stands for zonal average, and $\overline{(\ )}$ for time average. We also introduce the notation $(\ )'$ for bandpass filtered variables in the synoptic range using a 2 to 10 days Lanczos filter with a 31 days-large window (Duchon 1979).

The zonal wind maximum is located around $y = 6000$ km, below the tropopause, with maximum values around 25 m s^{-1}, and extends down to the surface (Fig. 3a). Weak mean easterlies lie in

the lowest layers on the warm side of the SST front around $y = 3500$ km. The tropopause height changes from 200 hPa on the equatorial side of the domain down to 400 hPa on the poleward side (not shown). The meridional eddy heat flux $\langle \overline{v'T'} \rangle$ (shadings in Fig. 3a) is oriented towards the pole over the whole domain, and maximum poleward of the oceanic front at an altitude around 750 hPa.

Specific humidity is maximum at the surface in the warm side of the domain, reaching values larger than 10 g kg^{-1} (contours in Fig. 3b) and decreases both with latitude and altitude. Synoptic transients (2-10 days) account for about half of the poleward specific humidity flux with two local maxima, one in the boundary layer below 900 hPa where the SST front is the strongest, and a second one in the free troposphere slightly poleward at 850 hPa (shadings in Fig. 3b).

Surface turbulent heat fluxes are maximum above the warm side of the oceanic front, reaching values about 200 W m^{-2} (Fig. 4a). Precipitation rate peaks slightly equatorward of the SST front, reaching 6 mm day^{-1} mainly due to convection (Fig. 4b). North of $y = 5000$ km, in the storm-track region, typical values are of the order of 2 mm day^{-1}, with a larger contribution of stratiform precipitations (Fig. 4b).

b. Instantaneous fields in presence of oceanic eddies

Figure 2 illustrates a typical situation of a surface storm above the oceanic eddies in the EDDY experiment. At 700 hPa, warm and cold fronts are visible, with their typical high temperature gradients and high values of specific humidity (Fig. 2b). Comparing with Fig. 2a, we do not detect the imprint of the oceanic eddies at this altitude.

Figure 2c shows the surface sensible heat flux from the ocean to the atmosphere. Its large-scale organization is linked to synoptic variations of atmospheric temperature, with a positive heat flux behind the cold front, and a negative one behind the warm front. At the scale of the oceanic

eddies, surface fluxes partially correlate with the SST anomalies. It is the most apparent behind the cold front where the air-sea temperature difference is the highest (compare Figs. 2a and c around $x = 2000$ and $y = 4500$ km).

Figure 2d shows the diabatic heating due to convection, microphysics and boundary layer processes vertically integrated between 300 hPa and 900 hPa. From now on the term diabatic heating implies that radiative heating or cooling is excluded. As with specific humidity, there is no clear evidence of a direct link with the eddy SST field. Large amount of heating occurs along the synoptic fronts as well as near the storm center. We conclude that, above the boundary layer, synoptic variability is the dominant process to set the spatial distribution of humidity, temperature and diabatic heating.

4. Atmospheric response to oceanic eddies

a. Sensitivity of surface fluxes to local SST anomalies

To assess the quality of our simulation in reproducing the response of the atmospheric boundary layer to SST anomalies, we first determine the sensitivity of air-sea fluxes to SST anomalies. It consists in computing a linear regression of time-mean sensible and latent heat fluxes, after removing their zonal mean (i.e. $\overline{F_{SENS.}} - \langle \overline{F_{SENS.}} \rangle$ and $\overline{F_{LAT.}} - \langle \overline{F_{LAT.}} \rangle$) onto SST_{eddies}. Regression coefficients are 12.9 W m^{-2} K^{-1} and 24.8 W m^{-2} K^{-1} for sensible and latent heat fluxes respectively (see Tab. 2). These values compare well with values obtained for realistic wintertime coupled atmospheric simulations (Byrne et al. 2015).

When separating positive and negative SST anomalies, we observe that the sensitivity to positive SST anomalies is larger than the sensitivity to negative SST anomalies (Tab. 2). Reduced stability over warms eddies is one of the possible explanations of this nonlinearity. Also nonlinearity of

saturation mixing ratio with respect to SST may play a role for the latent heat flux but a precise quantification has not been done here.

Concerning the wind-SST coupling (Chelton et al. 2004; Frenger et al. 2013), it is also correctly reproduced down to the smallest resolved scales as discussed by Plougonven et al. (2018) and Foussard et al. (paper in preparation).

Local variations of time-mean precipitations are especially pronounced above warm eddies over the warm flank of the oceanic front and are dominated by a deep convective heating extending up to 400 hPa (not shown). This deep convection on time average over oceanic eddies is consistent with local increase of CAPE above warm SST anomalies (Ma et al. 2015b; Vannière et al. 2017). Over the region with oceanic eddies ($3600 \leq y \leq 5400$ km), the rain-SST sensitivity is about 0.52 mm day^{-1} K^{-1} (considering deviations from the zonal mean), with a correlation coefficient between rain and SST of 0.68. This sensitivity is of the same order with values found by Ma et al. (2015a) for the Kuroshio Extension region (about 0.7 mm day^{-1} K^{-1}). However, it is much larger than values found by Frenger et al. (2013) or Byrne et al. (2015) of about 0.2 mm day^{-1} K^{-1} for eddies in the Antarctic Circumpolar Current, possibly due to a colder SST in this region.

b. Average response of surface fluxes

In addition to a response of surface fluxes at the scale of the oceanic eddies, we expect from Tab. 2 a net effect at larger scales when numerous eddies are present. Figure 4c shows the difference (EDDY-CTRL) of surface sensible and latent heat fluxes, $\langle \overline{F_{SENS.}} \rangle$, $\langle \overline{F_{LAT.}} \rangle$, as a function of latitude. It was obtained after filtering out the smallest latitudinal variations, by convolution with a Gaussian kernel of meridional radius 300 km. Within the region of oceanic eddies (between $y = 3500$ and 5500 km), both sensible and latent heat fluxes increase by 10% compared to CTRL, the major part of it being related to surface evaporation. This increase in heat fluxes can

be related to local effects over oceanic eddies. Warm SST anomalies generate positive anomalies of heat fluxes, stronger than the negative ones generated by cold SST anomalies (Tab. 2). As a result, there is a net surface heating of the atmosphere of the order of 18 W m^{-2} for a SST r.m.s. of the order of 3 K. Equatorward of $y = 3000$ km, there is a reduction in heat fluxes compared to CTRL, probably due to a modification of the surface winds or surface temperature at these latitudes through a large-scale response of the atmospheric circulation.

Figure 4d shows the difference of time-mean precipitations between EDDY and CTRL. An increase of total precipitation is observed on the warm side of the eddying region ($3000 < y < 5000$ km) reaching 0.6 mm day^{-1} with a decrease in precipitation for $y < 3000$ km. Both variations are almost entirely attributed to convective precipitation. For latitudes $y < 3000$ km, the decrease in precipitation can be related to the decrease in surface latent heat flux (Fig. 4c) and the decrease of specific humidity at low levels (see fig. 6b). For $3000 < y < 5000$ km, the increase of convective precipitation can be associated with strong convection over warm oceanic eddies and relatively weaker convection over cold eddies (not shown). Since oceanic eddies are stationary in time, one may wonder if moist convection is persistent in time over warm eddies. As shown in instantaneous snapshots (Fig. 2d), this is not obviously the case, and it is also confirmed by the fact that frequency of rain occurrence (defined as 12h-periods with more than 1.5 mm of precipitation) remains inferior to 65 % everywhere, including above the warmest eddies.

c. Tropospheric response

Figure 5 shows the difference in zonal-mean zonal wind $\langle \overline{u} \rangle$ between EDDY and CTRL. A clear signal is apparent which extends through the troposphere with its maximum near the tropopause. The order of magnitude of differences between EDDY and CTRL is 1 m s^{-1}, which may seem weak compared to the internal variability of the atmosphere, but they are significant at the 95%

level in most regions (Fig. 5). The net effect of oceanic eddies at large scales is a poleward displacement of the jet, which affects both its barotropic and baroclinic components. In the latitudes over the oceanic eddies (near $y = 4500$ km), the meridional band of easterly surface winds broadens poleward.

Figure 6a shows the EDDY - CTRL differences of zonal and time mean temperature $\langle \overline{T} \rangle$. Significant warming (between 0.2 K and 0.5 K) affects the whole troposphere above a large band of latitudes between $y = 3700$ and 6000 km. This region encompasses the warm flank of the SST front where surface heat fluxes and convective precipitation are increased (Fig. 4c, d) as well as the cold flank ($y > 4500$ km) which is much less affected by this increase. The tropospheric heating is accompanied by a poleward displacement of meridional heat fluxes $\langle \overline{v'T'} \rangle$ (compare Figs. 6a and 3a). This implies that the net heating of the atmosphere is not just due to upright convection over oceanic eddies but to a large-scale modification of the circulation. Note that the response preserves at first order the thermal wind balance so that the modification of the baroclinic structure of the jet is consistent with the modification of the meridional temperature gradient (not shown).

Figure 6b shows the EDDY-CTRL differences for specific humidity and meridional specific humidity flux $\langle \overline{v'q'} \rangle$. A net increase of specific humidity, of the order of 0.1 g kg^{-1}, extends away from the oceanic eddying region towards the pole, and above the boundary layer up to the mid-troposphere. Moreover, some drying occurs in the lower atmospheric layers above the boundary layer on the cold side of the SST front. The decrease of the meridional specific humidity flux at latitudes below the SST front and its increase at higher latitudes can be interpreted as a poleward shift of the meridional flux.

Figure 7 presents EDDY-CTRL differences of temperature and meridional velocity variances, respectively linked to eddy available potential energy and kinetic energy of the Eulerian storm track. Differences of temperature variance $\langle \overline{T'T'} \rangle$ reach values less than 10 % of the maximum

magnitude of CTRL. and have a typical dipolar structure, corresponding to a poleward displacement from the CTRL position (Fig. 7a). Meridional velocity variance $\langle \overline{v'v'} \rangle$, follows the same pattern of a poleward displacement at constant magnitude (Fig. 7b). A similar behavior is obtained for the meridional flux of zonal momentum $\langle \overline{u'v'} \rangle$, but it is not statistically significant (not shown).

5. Mechanism of large-scale response

a. Total diabatic heating budget

Through air-sea fluxes, the direct effect of oceanic eddies is to warm locally the atmospheric boundary layer above them, i.e. for latitudes between 4000 and 5000 km. An indirect effect is a net heating occurring poleward within the storm-track region, which remains to be explained. To this end, we examine the heat budget for EDDY and CTRL experiments.

The time-tendency equation for absolute temperature T in pressure coordinates is

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}T) + \frac{\partial(\omega T)}{\partial p} - \frac{\kappa \omega T}{p} = \frac{Q_{diab}}{c_p} + \frac{R}{c_p} \tag{1}$$

where $\mathbf{u} = (u,\ v)$ is horizontal velocity and ω vertical velocity in pressure coordinate. R is the radiative forcing and Q_{Diab} the diabatic heating resulting from latent heat release, parametrized convection and boundary layer mixing. c_p = 1004 J kg^{-1} K^{-1} is specific heat of dry air and $\kappa = 2/7$.

We then proceed by decomposing any variable X in a time and zonal mean $\langle \overline{X} \rangle$ (at constant pressure p), stationary spatial anomalies $\overline{X}^{\star}$ and the residual $X^{\sim}$, so that

$$X(x,y,p,t) = \langle \overline{X} \rangle (y,p) + \overline{X}^{\star}(x,y,p) + X^{\sim}(x,y,p,t).$$

With these definitions, $\langle \overline{X}^\star \rangle = \langle X^\sim \rangle = \overline{X^\sim} = 0$. Taking zonal and time average of (1) gives

$$
\begin{aligned}
0 &= \frac{\langle \overline{Q}_{Diab} \rangle}{c_p} + \frac{\langle \overline{R} \rangle}{c_p} - \langle \overline{\omega} \rangle \left(\frac{\partial \langle \overline{T} \rangle}{\partial p} - \frac{\kappa \langle \overline{T} \rangle}{p} \right) - \frac{\partial \langle \overline{v^\sim T^\sim} \rangle}{\partial y} - \left(\frac{\partial \langle \overline{\omega^\sim T^\sim} \rangle}{\partial p} - \frac{\kappa \langle \overline{\omega^\sim T^\sim} \rangle}{p} \right) \\
&- \langle \overline{v} \rangle \left\langle \frac{\partial \overline{T}}{\partial y} \right\rangle - \frac{\partial \langle \overline{v}^\star \overline{T}^\star \rangle}{\partial y} - \left(\frac{\partial \langle \overline{\omega}^\star \overline{T}^\star \rangle}{\partial p} - \frac{\kappa \langle \overline{\omega}^\star \overline{T}^\star \rangle}{p} \right) + Res. \qquad (2)
\end{aligned}
$$

where we used $\partial \langle \overline{v} \rangle / \partial y + \partial \langle \overline{\omega} \rangle / \partial p = 0$. The first two terms on the rhs of (2) are related to diabatic sources or sinks. The third term is related to the heat advection and adiabatic expansion by the time-mean vertical circulation. The next two terms are related to the horizontal and vertical heat fluxes due to the transients. In the second line, the other terms correspond to the advection by the mean horizontal circulation and to temperature fluxes by stationary anomalies, as well as residual terms (due to numerics).

The different terms in (2) are shown in Fig. 8 for the CTRL experiment, as well as their EDDY - CTRL differences. First, the terms forming the second line of (2) are small (Fig. 8f), except for the EDDY-CTRL term $\partial \langle \overline{\omega}^\star \overline{T}^\star \rangle / \partial p - \kappa \langle \overline{\omega}^\star \overline{T}^\star \rangle / p$. This term is related to zonal asymmetries of the time-mean vertical circulation due to oceanic eddies and is confined to the boundary layer ($p < 900$ hPa).

In CTRL, diabatic heating Q_{diab} due to latent heat release as well as turbulent and convective exchanges provides a heat source near the surface, and in the free troposphere on the warm side of the oceanic front (Fig. 8a). A mean vertical circulation takes place over the SST front which warms the troposphere up to the tropopause poleward of the maximum heating (Fig. 8b). This mean circulation corresponds in part to a direct response to the large-scale SST front as explained in Minobe et al. (2008) or Brachet et al. (2012). These terms are balanced by horizontal and vertical transports of heat (Fig. 8c, d) toward high latitude and altitude, and by radiative forcing (Fig. 8e) which cools the entire troposphere.

We now consider the EDDY-CTRL differences in term of diabatic heating Q_{diab} (Fig. 8a). At latitudes lower than 3000 km, oceanic eddies are responsible of a net cooling of the troposphere. It may be associated with a reduction of water vapor at those latitudes as well as reduction of sensible surface heating (Fig. 4c), which inhibit convection. On the warm side of the SST front in the region of oceanic eddies ($3000 < y < 4500$ km), a deep heating in the time mean extends up to the tropopause. At higher latitudes ($y \geq 5000$ km), the response is confined in the mid-troposphere (between 850 and 500 hPa), with weaker amplitude. It is mainly due to large-scale condensation (not shown) and is significant in a statistical sense up to $y \approx$ 8000 km.

The modification of the mean vertical circulation by oceanic eddies induces an adiabatic cooling above the warm flank of the SST front ($y < 4500$ km) and a warming on the other side (Fig. 8b). Such a response is similar to an increase of the SST gradient that would enhance vertical motions (Minobe et al. 2008). Indeed, ascending motions above the warm flank are increased by $+0.4$ mm s^{-1}in presence of eddies (not shown).

These two additional sources of heating are balanced by two terms: a broad radiative cooling (Fig. 8e) which roughly opposes to the increase of mean temperature $\langle \overline{T} \rangle$ (compare with Fig. 6a). It occurs not only in the center of the domain above the eddies but also further poleward. Also, divergence of meridional heat flux by the transients at the core of the storm track contributes to redistribute heat horizontally (Fig. 8c), both poleward and equatorward.

b. Diabatic heating at atmospheric synoptic scales

A possible explanation of the mean diabatic heating observed in the storm-track region can be proposed following Deremble et al. (2012). Due to the presence of oceanic eddies and their net effect on surface fluxes, more water vapor is supplied to the atmosphere on the warm side of the SST front (see Fig. 4c). It is then transported poleward by the synoptic atmospheric eddies, as can

be seen by an increase of meridional flux of water vapor (Fig. 6b). There, it condenses in altitude, giving rise to an increase of stratiform precipitation for $y > 5000$ km (Fig. 4d) and releasing latent heat to the atmosphere (Fig. 8a). To assess this mechanism, we propose to compare the diabatic heating within storms for EDDY and CTRL. To this end, composite storms are built following general ideas of Field and Wood (2007) and Catto et al. (2010).

Here a simple method considers local minima of sea level pressure (SLP) located within the band of latitudes between $y = 5000$ and 6000 km, with SLP values lower than 20 hPa compared to the zonal mean. A composite is created over a 2000×2000 km square box centered at the pressure minimum. No persistence in time is required, and no rotation of the fields is done to create the composite. With these criteria, each point at these latitudes belongs to the composite domain around 15% of the time.

The corresponding vertically-integrated diabatic heatings are shown in Fig. 9 for CTRL and EDDY-CTRL difference. For the CTRL experiment, the maximum diabatic heating is located slightly northeast to the storm center and extends southward with a typical cyclonic comma shape (Fig. 9a). The diabatic heating of the EDDY-CTRL difference has a spatial structure close to CTRL and three different regions can be distinguished. First, heating is enhanced close to the storm center, mainly due to layers between 300 and 700 hPa (not shown). A second region of additional diabatic heating is located in the cold sector of the storm (bottom left quadrant), while the warm sector (bottom right quadrant) is associated with a weakening of diabatic heating compared with CTRL. The relative warming in the cold sector and cooling in the warm section tend to attenuate the difference in diabatic heating between the cold and warm sectors.

Taking heating values of Fig. 9a and considering that it corresponds to 15% of the time, we recover typical values of the Eulerian mean (Fig. 8a). One may wonder if the additional heating within storms is in fact related to local heating above oceanic eddies in the time mean. To test this

hypothesis, instead of taking instantaneous values of diabatic heating when creating the composite, we take the time-average value at the same point in space. Figure 9b shows such a composite for CTRL and the EDDY-CTRL difference. The composite in CTRL is zonally symmetric, with typical values of the order of 1 K day^{-1}, in the range of values taken by the Eulerian time-average heating at these latitudes (Fig. 8a). The EDDY-CTRL difference is also roughly zonally symmetric with values of the order 0.1 K day^{-1}(Fig. 8a), much smaller than differences for the full diabatic heating field within the composite storm (Fig. 9a). We therefore conclude that the EDDY-CTRL difference in diabatic heating within storms is not due to permanent convection induced by oceanic eddies. This tends to validate the general picture of a large-scale transport of additional moisture by synoptic storms and diabatic heating released far away of the oceanic eddy regions.

Even if a net additional heating is observed in the storm centers in the EDDY experiment (Fig. 9a), we did not find significant differences of the frequency of SLP minima between EDDY and CTRL (not shown). It is consistent with the fact that the Eulerian storm track (Figs. 7a-b) is displaced poleward rather than intensified.

c. Storm-track energetics

We now consider the impact of the presence of oceanic eddies on the potential energy budget, which we relate to the budget of potential temperature variance on isobaric surfaces (Lorenz 1955). Starting from (1), the tendency equation for the potential temperature variance at synoptic time scales (2 to 10 days) becomes, after zonal and time averaging,

$$\begin{aligned}\frac{1}{\Pi\, c_p}\langle\overline{Q'_{Diab.}\,\theta'}\rangle+\frac{1}{\Pi\, c_p}\langle\overline{R'\theta'}\rangle \;=\;& \langle\overline{v'\theta'}\rangle\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial y}+\langle\overline{\omega'\theta'}\rangle\frac{\partial\overline{\theta}}{\partial p}\\ &+\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial y}\left\langle\overline{v}\;\overline{\theta'^2}\right\rangle+\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial p}\left\langle\overline{\omega}\;\overline{\theta'^2}\right\rangle\\ &+\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial y}\left\langle\overline{v'\;\theta'^2}\right\rangle+\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial p}\left\langle\overline{\omega'\;\theta'^2}\right\rangle+Res.\end{aligned} \tag{3}$$

Here $\Pi = (p/p_0)^\kappa$ is the Exner function. On the lhs of (3), diabatic terms correspond to sources or sinks of potential energy. On the rhs, the first term is the extraction of potential energy from the mean flow (also called baroclinic conversion). The second term is the transfer of eddy potential energy towards eddy kinetic energy (EKE), while the other terms are associated with spatial redistribution of eddy potential energy in space. Residual terms correspond to effects of low-frequency fluctuations (above 10 days) of the flow or numerical dissipation.

To simplify further the budget, we use a domain-averaged reference stratification given by potential temperature Θ and Brunt-Väisälä frequency N depending only on altitude. The budget of eddy potential energy (EPE) becomes

$$0 = \underbrace{\frac{S}{c_p\Pi}\langle\overline{Q'_{Diab.}\theta'}\rangle}_{\textbf{(a)}} \underbrace{-S\langle\overline{\theta'v'}\rangle\frac{\partial\langle\overline{\theta}\rangle}{\partial y}}_{\textbf{(b)}} \underbrace{-\langle\overline{\omega'\frac{\partial\phi'}{\partial p}}\rangle}_{\textbf{(c)}} \underbrace{-\frac{\partial}{\partial y}\langle\overline{v}\overline{EPE}\rangle - \frac{\partial}{\partial y}\langle\overline{v'EPE}\rangle + \frac{S}{c_p\Pi}\langle\overline{R'\theta'}\rangle + Res.}_{\textbf{(d)}} \tag{4}$$

with $EPE = S\theta'^2/2$, $S = g^2/(\Theta^2 N^2)$, ϕ the geopotential and under the hydrostatic approximation.

The different terms of the 2-10 days filtered EPE budget are summarized in Fig. 10 for CTRL (in contours). Perturbations extract energy from the zonal mean baroclinic flow through the baroclinic conversion term, with a maximum at a latitude around $y = 6000$ km (Fig. 10a). A second source of eddy potential energy is due to latent heat release and is also intensified around the same latitude, at the location of the storm track (compare Fig. 10c with Fig. 7). Another region of EPE generation by diabatic heating is located further equatorward, around $y = 2000$ km, associated with deep upright convection within strong cyclonic structures (not shown). The total generation of EPE is locally balanced in large part by conversion into eddy kinetic energy (Fig. 10b). The sum of the remaining terms in the EPE budget (Fig. 10d) corresponds to a sink of EPE at the core of the storm

track, with similar contributions of radiative forcing and redistribution toward the polar side of the domain (not shown).

Differences between EDDY and CTRL budgets are represented by shadings in Fig. 10. Baroclinic conversion appears to be the term with the largest variation and exhibits a clear displacement toward higher latitudes (Fig. 10a). This displacement is consistent with the poleward shift of the storm track (Figs. 6 and 7). The contribution of diabatic heating to the change of storm-track energetics (Fig. 10c) shows a similar poleward shift.

As for the CTRL experiment, the increase of EPE generation on the poleward flank of the SST front in EDDY - CTRL is balanced in similar proportions by conversion to EKE (Fig. 10c), meridional transport by the perturbations and the mean flow, and radiative forcing (Fig. 10d).

Change in baroclinic conversion are associated either with change in mean baroclinicity (or equivalently to the Eady growth rate), or with change of meridional heat fluxes. To separate the two effects, we decompose the variation in $S\langle\overline{v'\theta'}\rangle\partial\langle\overline{\theta}\rangle/\partial y$ into

$$-\left[S\overline{v'\,\theta'}\frac{\partial\langle\overline{\theta}\rangle}{\partial y}\right]_{E-C}=-\left[\sqrt{S}\,\frac{\partial\langle\overline{\theta}\rangle}{\partial y}\right]_{E-C}\left[\sqrt{S}\,\overline{\theta'v'}\right]_{C}-\left[\sqrt{S}\,\langle\overline{\theta'v'}\rangle\right]_{E-C}\left[\sqrt{S}\,\frac{\partial\langle\overline{\theta}\rangle}{\partial y}\right]_{C}+\text{res.} \quad (5)$$

with $[\ ]_{E-C}$ the difference between EDDY and CTRL, while $[\ ]_C$ corresponds to the value of the CTRL experiment and *res* are extra terms of smaller magnitude.

The first term in the rhs of (5) resembles the total conversion, however with a weaker magnitude (Fig. 11a.). Change of meridional flux of temperature (Fig. 11b) has a similar spatial structure, but with a larger magnitude. Hence, the northward displacement of potential energy induced by the dry baroclinic conversion is related to both changes of the mean baroclinicity (due to the mean heating of the atmosphere) and, more importantly, to changes in meridional heat fluxes. A possible interpretation is that the mean diabatic heating first leads to a poleward displacement of the baroclinicity, which shifts poleward the EPE generation (through the first term in Eq. 5). It

is further reinforced by the displacement of the meridional heat fluxes which modifies the EPE generation through the second term.

d. Additional experiment

Starting from the net increase of surface fluxes, previous interpretations do not invoke the spatial structure of SST anomalies. We conducted an additional experiment to determine to what extent the effect of the eddies can be interpreted as the response to a large-scale source of heat and moisture at the surface. This experiment (FRONT) includes a modified SST profile which mimics the additional heat and moisture fed by the oceanic eddies at the core of the SST front. We keep the same shape and amplitude with CTRL, but with a northward shift by $\delta y_{sst} = 150$ km,

$$SST_{FRONT}(y) = SST_{front} - \frac{\Delta SST}{2} \tanh\left(\frac{y - y_{sst} - \delta y_{sst}}{l_{sst}}\right)$$

Given that $\delta y_{sst} \ll l_{sst}$, difference of SST between the two experiments is well approximated by

$$SST_{FRONT} - SST_{CTRL} \approx \frac{\Delta SST}{2} \frac{\delta y_{sst}}{l_{sst}} \left[1 - \left(\tanh\left(\frac{y - y_{sst}}{l_{sst}}\right)\right)^2\right]$$

The SST difference is thus centered on the SST front, with maximum difference slightly below 1.5 K. The decrease away from the front resembles the envelope of the oceanic anomalies of the EDDY experiment, but exact analytical expressions differ. The value of δy_{sst} is set so that surface turbulent heat fluxes fpr FRONT-CTRL are comparable to the EDDY - CTRL difference. This new SST profile is used only in the surface turbulent fluxes calculation. The radiative scheme used to force the simulation remains unchanged with SST_{FRONT} as boundary condition (see Eq. B5). Four 3-years runs are done in this configuration.

Figure 12a shows the differences of surface fluxes, along with the modification of the SST profile. Fluxes difference are of the same order of magnitude as for EDDY-CTRL (compare with Fig. 4). However, the atmosphere is much moister (+0.2 g kg^{-1}at 850 hPa) above the warm flank

of the front (not shown). A notable decrease of the latent heat flux can be observed at latitude $y < 3000$ km, suggesting a large-scale change of the atmospheric circulation. As for EDDY-CTRL differences, increase of precipitations extends further poleward than latent heat fluxes, mainly in the form of large-scale condensation (Fig. 12b).

Up to the tropopause, the FRONT-CTRL differences of mean temperature (Fig. 13) are similar to EDDY-CTRL, although the maximum increase is located at the surface instead of the top of the boundary layer. Warming larger than 0.3 K extends up to the tropopause over a broad range of latitudes (3000 km to 6000 km). The FRONT-CTRL differences in meridional heat flux by synoptic eddies corresponds more to a broadening of the region of positive values than to a poleward shift (compare Figs. 13 with 3a).

Figure 14 shows FRONT - CTRL differences of perturbations kinetic and potential energies in the synoptic band. There is a high resemblance with the EDDY - CTRL differences (Fig. 7), with a poleward shift of the storm track. Differences of the tendencies terms in EPE budget are also roughly similar to the EDDY - CTRL case (not shown). The response of the zonal jet in presence of a shifted SST front is shown in Fig. 15, and should be compared with Fig. 5. A comparable poleward shift of the baroclinic jet is obtained although its barotropic component seems to accelerate close to the jet core.

The response obtained for the FRONT-CTRL case is consistent with the response to heating on the poleward side of the tropospheric jet, at low levels as well as near the surface (Baker et al. 2017). In conclusion the FRONT simulation suggests that the response to the oceanic eddies can be interpreted as a response to an additional heat source at the lowest atmospheric layers in the core of the oceanic SST front.

6. Conclusions

We have examined the sensitivity of a midlatitude storm track to the presence of oceanic eddies of typical scales around 200 km. To this end, we used an idealized configuration of a zonal re-entrant atmospheric channel above a SST field composed of a large-scale meridional front and of mesoscale anomalies localized over this front.

Numerical simulations using the WRF model showed that the tropospheric jet shifts poleward, as well as the storm track, in presence of oceanic eddies. This is accompanied by a net convective heating above the oceanic eddies region and a poleward heating in the mid-troposphere due to diabatic heating within storms. The mechanism follows Deremble et al. (2012). Evaporation is enhanced by the presence of oceanic eddies on the warm flank of the SST front, which moistens the boundary layer. Then atmospheric storms carry water vapor upward and poleward where latent heat is eventually released.

An additional experiment was performed to mimic the oceanic eddies effect by modifying the zonal mean profile of the SST field. In such a simulation, the zonal mean surface heat fluxes is set to similar values to simulations with eddies. We found an atmospheric response qualitatively similar to the simulation with oceanic eddies. We conclude that the main effect of oceanic eddies can be conceived as a response to their impact in the boundary layer, not at the scale of the eddies, but at the basin scale.

We have checked the sensitivity of our results to different parameters of our model. It includes the cooling of SST by 2 K over the whole domain, or to use SST anomalies 3 times smaller. In each case, the net effect onto the zonally averaged surface fluxes appears as robust, although its magnitude may vary by a significant ratio. The poleward shift of the storm track was also observed for sufficiently high values of SST anomalies. A similar net effect was also obtained

using either an increased number of vertical levels in the boundary layer, a different boundary layer parameterization (MYNN scheme in WRF), or without parametrization for convection.

Even if our study showed a robust modification of the storm track by the oceanic eddies, its effect remains modest. It was also the case in the study of Ma et al. (2017) concerning the effect of oceanic eddies in the Kuroshio Extension region on the Pacific storm track. These authors highlighted the high dependence on model resolution of the amplitude of the response. The numerical resolution in their study as well in ours resolves only partially mesoscale SST (only scales above 50 km) and their associated air-sea heat fluxes. However Su et al. (2018) showed that submesoscale structures of typical size 10-20 km have a significant contribution in the surface air-sea fluxes, giving rise to a mean increase up to 4 to 15 W m^{-2} in highly turbulent regions. Hence, we expect much stronger surface fluxes in atmospheric models taking into account scales from 5 to 100 km, with a stronger atmospheric large-scale response.

A simplification of our idealized simulations is the use of a time-independent SST. However, it may provide an infinite source of heat to the atmosphere. Such increase of surface heat fluxes should be partially reduced because of the resulting cooling of the oceanic mixed layer in a coupled framework, but the effect of submesoscales in the full coupling is still unknown. An interesting follow-up of our study would be the use of coupled simulations to investigate how the seasonal variability of submesoscales (much more energetic in winter than in summer) may impact the variability of the storm track. We leave this question for future work.

Acknowledgments. This work was granted access to the HPC resources of IDRIS under the allocation for 2016 and 2017 A0020106852 made by GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif). The authors thank Arnaud Czaja, Caroline Muller and Gwendal Rivière for fruitful discussions about this work.

APPENDIX A

Coriolis parameter

The spatial variation of the Coriolis parameter is chosen to reproduce the Northern Hemisphere between 27°N and 56°N. At the center of the domain, the Coriolis parameter equals its value at a latitude of 40°N while the β-effect is maximum above the oceanic front, with value $\beta_{max} = 1.75 \times 10^{-11}$ s^{-1} m^{-1} corresponding to its value at 40°N. The following dependence of the Coriolis parameter in y is

$$f(y) = f_0 + \beta_{max} l_\beta \tanh\left(\frac{y - y_{sst}}{l_\beta}\right).$$

Numerical values for the above parameters (see table 1) lead to a Coriolis parameter ranging between 0.67×10^{-4} s^{-1} and 1.2×10^{-4} s^{-1}. Compared to the usual β-plane, it leads to a realistic β-effect in the region of interest, without extreme values of Coriolis parameter elsewhere, in particular in the equatorial side of the domain.

APPENDIX B

Radiative model

Equations of our gray-radiation model are the same as (6)-(8) in Frierson et al. (2006). Denoting T the absolute temperature and τ the optical depth (with the convention $\tau = 0$ at the top of the atmosphere and $\tau = \tau_0$ at the surface), upward ($F^\uparrow$) and downward ($F^\downarrow$) radiative energy fluxes obey the following relations:

$$\frac{dF^\uparrow}{d\tau} = F^\uparrow - \sigma T^4 \tag{B1}$$

$$\frac{dF^\downarrow}{d\tau} = -F^\downarrow + \sigma T^4 \tag{B2}$$

where σ is the Stefan-Boltzmann constant. The associated diabatic term in the temperature tendency equation is

$$R = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial(F^{\uparrow} - F^{\downarrow})}{\partial z} \tag{B3}$$

Boundary conditions at the top of the atmosphere and the surface are respectively

$$F^{\downarrow}(\tau = 0) = 0 \tag{B4}$$

$$F^{\uparrow}(\tau = \tau_0) = \sigma\, SST^4 \tag{B5}$$

where SST is either SST_{CTRL} or SST_{EDDY}.

Total optical depth at the surface $\tau_0(y)$ is prescribed by:

$$\tau_0(y) = \tau_{eq}\cos^2\left(\frac{\pi y}{2L_y}\right) + \tau_{pole}\sin^2\left(\frac{\pi y}{2L_y}\right) \quad . \tag{B6}$$

The vertical dependence of optical depth $\tau(y,p)$ is designed such that the zonal mean of temperature at radiative equilibrium (i.e. for $R = 0$) is the same for CTRL and EDDY. Also two different expressions τ_S and τ_T are used to take into account the different behaviors in the troposphere and the stratosphere. We thus define

$$\tau = \max(\tau_T, \tau_S) \quad , \tag{B7}$$

with:

$$\tau_S = \tau_0 f_{lin}\frac{p}{p_0} \quad , \tag{B8}$$

$$\tau_T = (1+\tau_0)\left(\frac{p}{p_0}\right)^{4\kappa}\left(1 - \frac{\Delta\theta}{\alpha\, SST_{CTRL}}\log\left(\frac{p}{p_0}\right)^4\right) - 1 \tag{B9}$$

and

$$\alpha = \left(\frac{1+\tau_0(y)}{2+\tau_0(y)}\right)^{\frac{1}{4}}$$

τ_S is larger than τ_T in the highest layers, and transition from one expression to the other roughly sets the height of the tropopause in our experiments.

With this choice of parameters, the potential temperature at radiative equilibrium (i.e. for $R = 0$) in the troposphere is, for the EDDY experiment:

$$\theta_{EDDY}^{Rad} = \alpha\ SST_{EDDY} - \Delta\theta \left(1 + \frac{SST_{eddies}}{SST_{front}}\right) \log\left(\frac{p}{p_0}\right) \tag{B10}$$

while in the CTRL case:

$$\theta_{CTRL}^{Rad} = \alpha\ SST_{CTRL} - \Delta\theta \log\left(\frac{p}{p_0}\right) \tag{B11}$$

It is easy to verify that $\langle \theta_{EDDY}^{Rad} \rangle = \theta_{CTRL}^{Rad}$. Also the EDDY-CTRL difference of $\langle F^{\uparrow} \rangle$ is smaller than 1 W m^{-2}, so that the change in radiative heat flux remains small at the surface.

Mean equilibrium stratification is set to $\Delta\theta = +10$ K in log pressure coordinate, stable regarding dry convection. Table 1 summarizes the values of the various parameters used.

We did sensitivity experiments by replacing the SST of the EDDY experiment by SST_{CTRL} in (B5) or replacing SST_{CTRL} by SST_{EDDY} in (B9). Even if the radiative forcing R is changed in the very first layers of the atmosphere, the change induced by oceanic eddies in the storm track was qualitatively similar in the different experiments.

References

Baker, H. S., T. Woollings, and C. Mbengue, 2017: Eddy-driven jet sensitivity to diabatic heating in an idealized GCM. *J. Climate*, **30**, 6413–6431.

Bourras, D., G. Reverdin, H. Giordani, and G. Caniaux, 2004: Response of the atmospheric boundary layer to a mesoscale oceanic eddy in the northeast Atlantic. *J. Geophys. Res.*, **109**, D18 114.

Brachet, S., F. Codron, Y. Feliks, M. Ghil, H. Le Treut, and E. Simonnet, 2012: Atmospheric circulations induced by a midlatitude SST front: A GCM study. *J. Climate*, **25**, 1847–1853.

Brayshaw, D. J., B. Hoskins, and M. Blackburn, 2008: The storm-track response to idealized SST perturbations in an aquaplanet GCM. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 2842–2860.

Byrne, D., L. Papritz, I. Frenger, M. Münnich, and N. Gruber, 2015: Atmospheric response to mesoscale sea surface temperature anomalies: Assessment of mechanisms and coupling strength in a high-resolution coupled model over the South Atlantic. *J. Atmos. Sci.*, **72**, 1872–1890.

Cassou, C., and L. Terray, 2001: Dual influence of Atlantic and Pacific SST anomalies on the North Atlantic/Europe winter climate. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 3195–3198.

Catto, J. L., L. C. Shaffrey, and K. I. Hodges, 2010: Can climate models capture the structure of extratropical cyclones? *J. Climate*, **23**, 1621–1635.

Chang, E. K., S. Lee, and K. L. Swanson, 2002: Storm track dynamics. *J. Climate*, **15**, 2163–2183.

Chelton, D. B., M. G. Schlax, M. H. Freilich, and R. F. Milliff, 2004: Satellite measurements reveal persistent small-scale features in ocean winds. *Science*, **303**, 978–983.

Chelton, D. B., M. G. Schlax, and R. M. Samelson, 2011: Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Prog. in Oceanog.*, **91**, 167–216.

Deremble, B., G. Lapeyre, and M. Ghil, 2012: Atmospheric dynamics triggered by an oceanic SST front in a moist quasigeostrophic model. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 1617–1632.

Duchon, C. E., 1979: Lanczos filtering in one and two dimensions. *J. App. Meteorol.*, **18**, 1016–1022.

Field, P. R., and R. Wood, 2007: Precipitation and cloud structure in midlatitude cyclones. *J. Climate*, **20**, 233–254.

Frenger, I., N. Gruber, R. Knutti, and M. Münnich, 2013: Imprint of Southern Ocean eddies on winds, clouds and rainfall. *Nature Geosci.*, **6**, 608–612.

Frierson, D. M., I. M. Held, and P. Zurita-Gotor, 2006: A gray-radiation aquaplanet moist GCM. Part I: Static stability and eddy scale. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2548–2566.

Graff, L. S., and J. H. LaCasce, 2012: Changes in the extratropical storm tracks in response to changes in SST in an AGCM. *J. Climate*, **25**, 1854–1870.

Held, I. M., S. W. Lyons, and S. Nigam, 1989: Transients and the extratropical response to El Nino. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 163–174.

Kidston, J., A. A. Scaife, S. C. Hardiman, D. M. Mitchell, N. Butchart, M. P. Baldwin, and L. J. Gray, 2015: Stratospheric influence on tropospheric jet streams, storm tracks and surface weather. *Nature Geosci.*, **8**, 433.

Kushnir, Y., W. Robinson, I. Bladé, N. Hall, S. Peng, and R. Sutton, 2002: Atmospheric GCM response to extratropical SST anomalies: Synthesis and evaluation. *J. Climate*, **15**, 2233–2256.

Kuwano-Yoshida, A., and S. Minobe, 2017: Storm track response to SST fronts in the Northwestern Pacific region in an AGCM. *J. Climate*, **30**, 1081–1102.

Lambaerts, J., G. Lapeyre, R. Plougonven, and P. Klein, 2013: Atmospheric response to sea surface temperature mesoscale structures. *J. Geophys. Res.*, **118**, 9611–9621.

Lapeyre, G., and P. Klein, 2006: Dynamics of the upper oceanic layers in terms of surface quasi-geostrophy theory. *J. Phys. Oceanog.*, **36**, 165–176.

Lau, N.-C., 1997: Interactions between global SST anomalies and midlatitude atmospheric circulation. *Bull. Am. Meteor. Soc.*, **78**, 21–33.

Lee, S., and H.-k. Kim, 2003: The dynamical relationship between subtropical and eddy-driven jets. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1490–1503.

Lorenz, E. N., 1955: Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus*, **7**, 157–167.

Ma, J., H. Xu, C. Dong, P. Lin, and Y. Liu, 2015a: Atmospheric responses to oceanic eddies in the Kuroshio Extension region. *J. Geophys. Res.*, **120**, 6313–6330.

Ma, X., P. Chang, R. Saravanan, R. Montuoro, H. Nakamura, D. Wu, X. Lin, and L. Wu, 2017: Importance of resolving Kuroshio front and eddy influence in simulating the North Pacific storm track. *J. Climate*, **30**, 1861–1880.

Ma, X., and Coauthors, 2015b: Distant influence of Kuroshio eddies on North Pacific weather patterns? *Sci. Reports*, **5**, 17 785.

Minobe, S., A. Kuwano-Yoshida, N. Komori, S.-P. Xie, and R. J. Small, 2008: Influence of the Gulf Stream on the troposphere. *Nature*, **452**, 206–209.

Nakamura, H., T. Sampe, A. Goto, W. Ohfuchi, and S.-P. Xie, 2008: On the importance of mid-latitude oceanic frontal zones for the mean state and dominant variability in the tropospheric circulation. *Geophy. Res. Let.*, **35**, L15 709.

Nakamura, H., T. S. Y., Tanimoto, and A. Shimpo, 2004: Observed associations among storm tracks, jet streams, and midlatitude oceanic fronts. *Earth's Climate: The Ocean-Atmosphere Interaction*, C. Wang, S.-P. Xie, and A. Carton, Eds., Vol. 147, Amer. Geophys. Union, 329–345.

O'Neill, L. W., 2012: Wind speed and stability effects on coupling between surface wind stress and SST observed from buoys and satellite. *J. Climate*, **25**, 1544–1569.

O'Reilly, C. H., and A. Czaja, 2015: The response of the Pacific storm track and atmospheric circulation to Kuroshio Extension variability. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **141**, 52–66.

O'Reilly, C. H., S. Minobe, A. Kuwano-Yoshida, and T. Woollings, 2016: The Gulf Stream influence on wintertime North Atlantic jet variability. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **143**, 173–183.

Peng, S., and W. A. Robinson, 2001: Relationships between atmospheric internal variability and the responses to an extratropical SST anomaly. *J. Climate*, **14**, 2943–2959.

Piazza, M., L. Terray, J. Boé, E. Maisonnave, and E. Sanchez-Gomez, 2015: Influence of small-scale North Atlantic sea surface temperature patterns on the marine boundary layer and free troposphere: a study using the atmospheric ARPEGE model. *Clim. Dyn.*, **46**, 1699–1717.

Plougonven, R., A. Foussard, and G. Lapeyre, 2018: Comments on "the gulf stream convergence zone in the time-mean winds". *J. Atmos. Sci.*, **75**, 2139–2149.

Renault, L., M. J. Molemaker, J. C. McWilliams, A. F. Shchepetkin, F. Lemarié, D. Chelton, S. Illig, and A. Hall, 2016: Modulation of wind work by oceanic current interaction with the atmosphere. *J. Phys. Oceanog.*, **46**, 1685–1704.

Révelard, A., C. Frankignoul, N. Sennéchael, Y.-O. Kwon, and B. Qiu, 2016: Influence of the decadal variability of the Kuroshio Extension on the atmospheric circulation in the cold season. *J. Climate*, **29**, 2123–2144.

Robinson, W. A., 2000: Review of WETS – The workshop on extra-tropical SST anomalies. *Bull. Am. Meteor. Soc.*, **81**, 567–577.

Sampe, T., H. Nakamura, A. Goto, and W. Ohfuchi, 2010: Significance of a midlatitude SST frontal zone in the formation of a storm track and an eddy-driven westerly jet. *J. Climate*, **23**, 1793–1814.

Shapiro, M. A., H. Wernli, N. A. Bond, and R. Langland, 2001: The influence of the 1997-1999 ENSO on extratropical baroclinic life cycles over the eastern North Pacific. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **127**, 331–342.

Shaw, T., and Coauthors, 2016: Storm track processes and the opposing influences of climate change. *Nature Geosci.*, **9**, 656–664.

Skamarock, W., and Coauthors, 2008: A description of the Advanced Research WRF Version 3, NCAR technical note, Mesoscale and Microscale Meteorology Division. *NCAR Tech. Note NCAR/TN-475+STR, 113 pp*.

Small, R. J., R. A. Tomas, and F. O. Bryan, 2014: Storm track response to ocean fronts in a global high-resolution climate model. *Clim. Dyn.*, **43**, 805–828.

Smirnov, D., M. Newman, M. A. Alexander, Y.-O. Kwon, and C. Frankignoul, 2015: Investigating the local atmospheric response to a realistic shift in the Oyashio sea surface temperature front. *J. Climate*, **28**, 1126–1147.

Su, Z., J. Wang, P. Klein, A. F. Thompson, and D. Menemenlis, 2018: Ocean submesoscales as a key component of the global heat budget. *Nature Comm.*, **9**, 775.

Tokinaga, H., Y. Tanimoto, S.-P. Xie, T. Sampe, H. Tomita, and H. Ichikawa, 2009: Ocean frontal effects on the vertical development of clouds over the western North Pacific: In situ and satellite observations. *J. Climate*, **22**, 4241–4260.

Vannière, B., A. Czaja, H. Dacre, and T. Woollings, 2017: A "Cold Path" for the Gulf Stream–troposphere connection. *J. Climate*, **30**, 1363–1379.

Villas Bôas, A. B., O. T. Sato, A. Chaigneau, and G. P. Castelão, 2015: The signature of mesoscale eddies on the air-sea turbulent heat fluxes in the South Atlantic Ocean. *Geophys. Res. Lett.*, **42**, 1856–1862.

Woollings, T., B. Hoskins, M. Blackburn, D. Hassell, and K. Hodges, 2010: Storm track sensitivity to sea surface temperature resolution in a regional atmosphere model. *Clim. Dyn.*, **35**, 341–353.

LIST OF TABLES

Table 1. Numerical values used in the WRF simulations 34

Table 2. Sensitivity of surface fluxes to SST anomalies. It is as the linear regression coefficient between deviation from zonal mean of time-averaged heat fluxes and SST anomalies. The regression coefficient is computed over different ranges of SST anomalies. All values are in W m^{-2} K^{-1}. 35

Parameter	Value
$L_x = L_y$	9216 km
(y_{sst}, l_{sst})	(4500 km, 1000 km)
$(SST_{Front}, \Delta SST)$	(285 K, 20 K)
$\Delta\theta$	10 K
p_0	1013 hPa
(τ_{eq}, τ_{pole})	(6, 1.5)
f_{lin}	0.25
f_0	9.35×10^{-5} s^{-1}
β_{max}	1.75×10^{-11} s^{-1} m^{-1}
$l_{an} = l_\beta$	1500 km

TABLE 1. Numerical values used in the WRF simulations

TABLE 2. Sensitivity of surface fluxes to SST anomalies. It is as the linear regression coefficient between deviation from zonal mean of time-averaged heat fluxes and SST anomalies. The regression coefficient is computed over different ranges of SST anomalies. All values are in W m^{-2} K^{-1}.

Anomalies range	Latent flux	Sensible flux
-4 K to 4 K	24.8	12.9
-4 K to 0 K	19.4	10.3
0 K to 4 K	33.1	16.5

LIST OF FIGURES

Fig. 1. SST fields (in K). (a) CTRL and (b) EDDY experiments. 38

Fig. 2. Maps of various fields illustrating one storm for the EDDY simulation. (a) SST anomalies associated with oceanic eddies SST_{eddies} (in K). (b) Snapshots of temperature at 700 hPa (contours, in K) and specific humidity at 700 hPa (shadings, in g kg^{-1}), (c) Temperature at 950 hPa (contours, in K), and air-sea sensible heat flux (shadings, in W m^{-2}, positive upwards), (d) sea level pressure (contours, in hPa) and diabatic heating vertically averaged between 300 and 900 hPa (shadings, in K day^{-1}). 39

Fig. 3. Storm-track properties of the CTRL experiment. (a) Zonal wind (blue contours, in m s^{-1}), 2-10 days filtered meridional flux of temperature (shadings, in K m s^{-1}) and potential temperature (black contours, in K). (b) Specific humidity (contours, in g kg^{-1}) and (2-10 days filtered) meridional flux of specific humidity (shadings, in g kg^{-1} m s^{-1}). 40

Fig. 4. (a,b) CTRL experiment and (c, d) differences between EDDY and CTRL. (a,c) Zonal and time average of surface turbulent heat fluxes: latent heat (red curve), sensible heat (black curve), and total flux (dashed curve), all in W m^{-2}. (b, d) Zonal and time average of precipitation rates (black thick curve) separated between convective (thin and dashed black curve) and stratiform (thin and dashed red curve) components. All quantities in mm day^{-1}. The blue curve, in (a, b), is SST_{CTRL} (in K), and, in (c, d), the r.m.s. value $\langle SST^2_{eddies}\rangle^{(1/2)}$ (in K). In (c, d), quantities are convolved by a Gaussian kernel $G(y) = \exp(-y^2/r^2)$ with $r = 300$ km. 41

Fig. 5. Zonal and time average of zonal wind (in m s^{-1}). In contours, CTRL experiment. In shadings, differences between EDDY and CTRL. Zonal wind differences which are significant at the 95% level are shaded by black dots. 42

Fig. 6. In shadings, differences between EDDY and CTRL, for the zonal and time average of (a) $\langle\overline{v'T'}\rangle$ (in K m s^{-1}) and (b) $\langle\overline{v'q'}\rangle$ (in g kg^{-1} m s^{-1}). In contours, zonal and time average of EDDY-CTRL difference (a) temperature (in K), (b) specific humidity (in 10^{-2} g kg^{-1}). Regions with significant differences in $\langle\overline{v'T'}\rangle$ or $\langle\overline{v'q'}\rangle$ are shaded with black dots. 43

Fig. 7. Same as Fig. 5, but for zonal and time average of (a) $\langle\overline{T'T'}\rangle$ (in K^2) and (b) $\langle\overline{v'v'}\rangle$ (in m^{2}s^{-2}). Regions with significant variance differences are shaded with black dots. 44

Fig. 8. Zonal and time average of terms in the temperature budget (Eq. 2), in K day^{-1}. Shadings: Differences between EDDY and CTRL . Contours: CTRL. 45

Fig. 9. (a) Contours: composites of diabatic heating (vertically averaged between 900 hPa and 300 hPa) for low-pressure systems. (b) Same quantity but using time-mean diabatic heating instead of instantaneous one. Shadings in (a, b): same quantities for the EDDY - CTRL EDDY difference All terms are in K day^{-1}. Low-pressure systems are defined as SLP minima with deviation from the zonal mean lower than -20 hPa, considering only minima located in the band of latitude between 5000 km to 6000 km. Axes correspond to distances from the SLP minimum. 46

Fig. 10. Zonal and time average of terms in the potential energy budget (Eq. 5). Shadings: Differences between EDDY and CTRL. Contours: CTRL. All in m^2 s^{-2} day^{-1}. 47

Fig. 11. Decomposition of the EDDY-CTRL difference between the contribution to baroclinic conversion of (a) change of Eady growth rate a constant heat flux and (b) change of heat flux

at constant Eady growth rate. Contours represent the total baroclinic conversion in the 2-10 days band. All terms are in $m^2\ s^{-2}\ day^{-1}$. 48

Fig. 12. Same as Figs. 4c-d, but for FRONT - CTRL. The blue curve shows difference of SST as a function of latitude (in K). 49

Fig. 13. Same as Fig. 6a but for FRONT- CTRL. 50

Fig. 14. Same as Fig. 7, but for FRONT - CTRL. 51

Fig. 15. Same as Fig. 5, but for FRONT - CTRL. 52

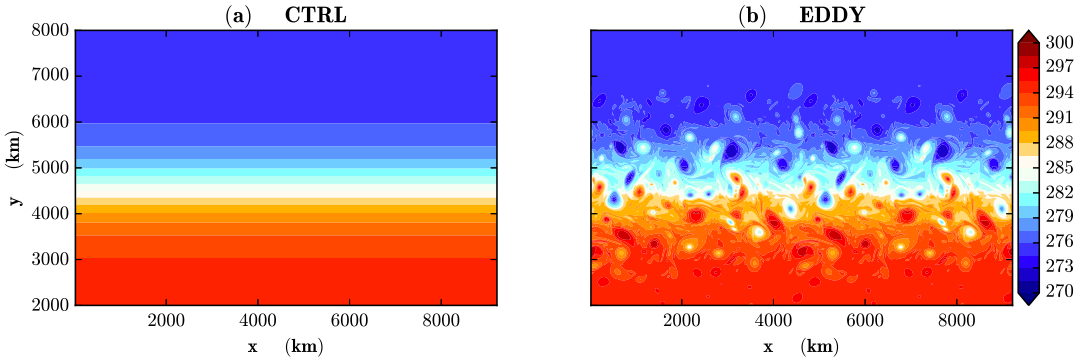


FIG. 1. SST fields (in K). (a) CTRL and (b) EDDY experiments.

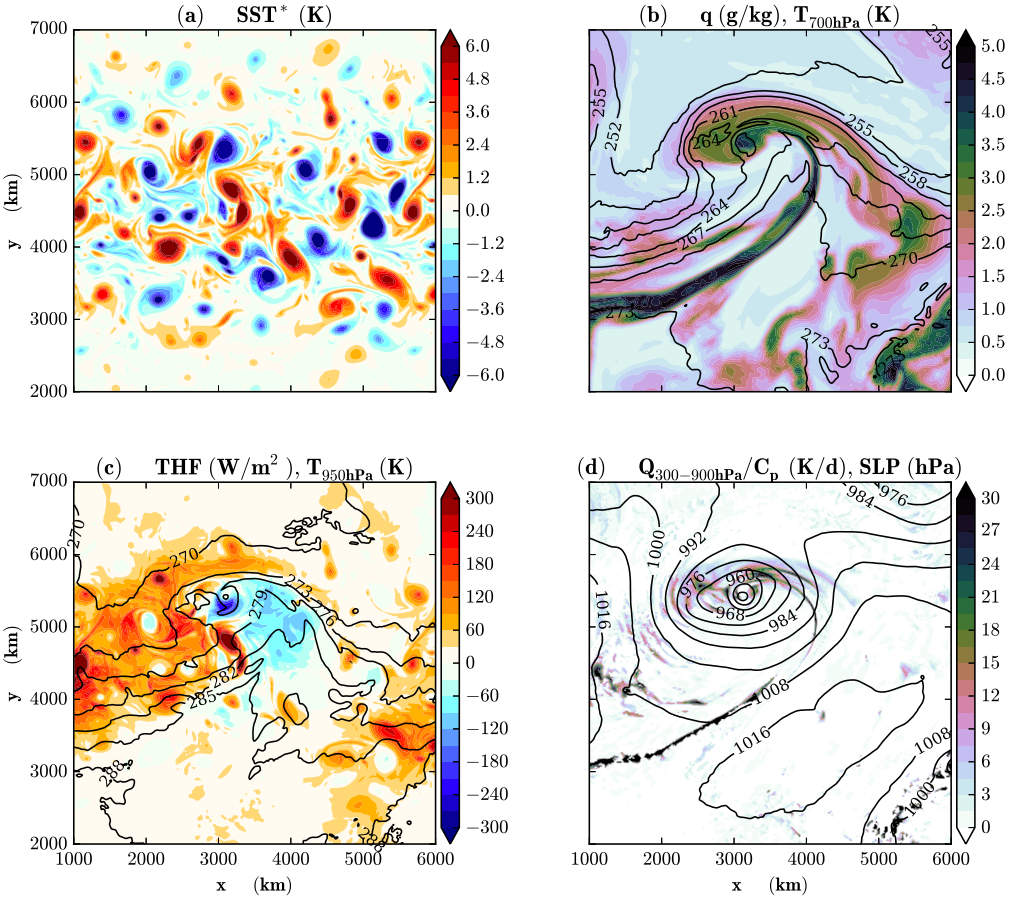


FIG. 2. Maps of various fields illustrating one storm for the EDDY simulation. (a) SST anomalies associated with oceanic eddies SST_{eddies} (in K). (b) Snapshots of temperature at 700 hPa (contours, in K) and specific humidity at 700 hPa (shadings, in g kg^{-1}), (c) Temperature at 950 hPa (contours, in K), and air-sea sensible heat flux (shadings, in W m^{-2}, positive upwards), (d) sea level pressure (contours, in hPa) and diabatic heating vertically averaged between 300 and 900 hPa (shadings, in K day^{-1}).

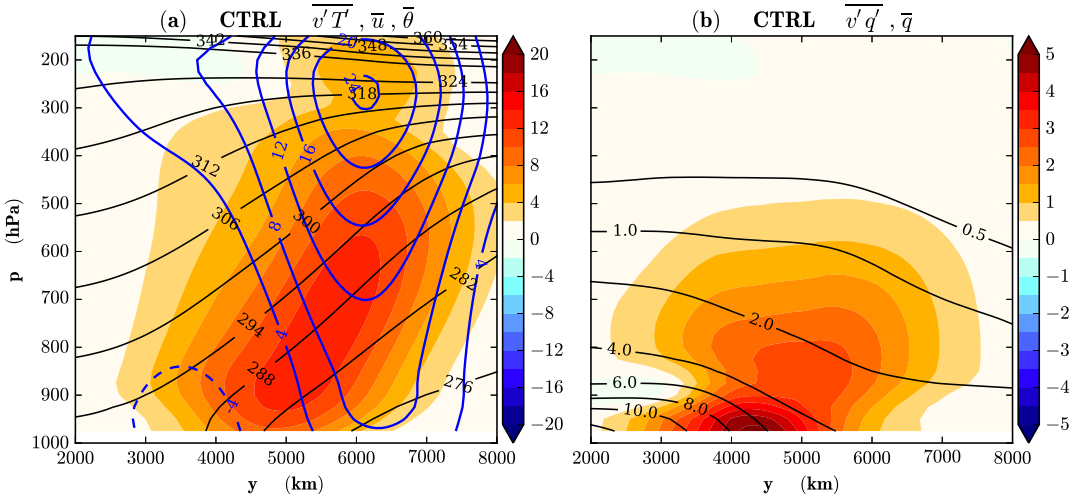


FIG. 3. Storm-track properties of the CTRL experiment. (a) Zonal wind (blue contours, in m s^{-1}), 2-10 days filtered meridional flux of temperature (shadings, in K m s^{-1}) and potential temperature (black contours, in K). (b) Specific humidity (contours, in g kg^{-1}) and (2-10 days filtered) meridional flux of specific humidity (shadings, in g kg^{-1} m s^{-1}).

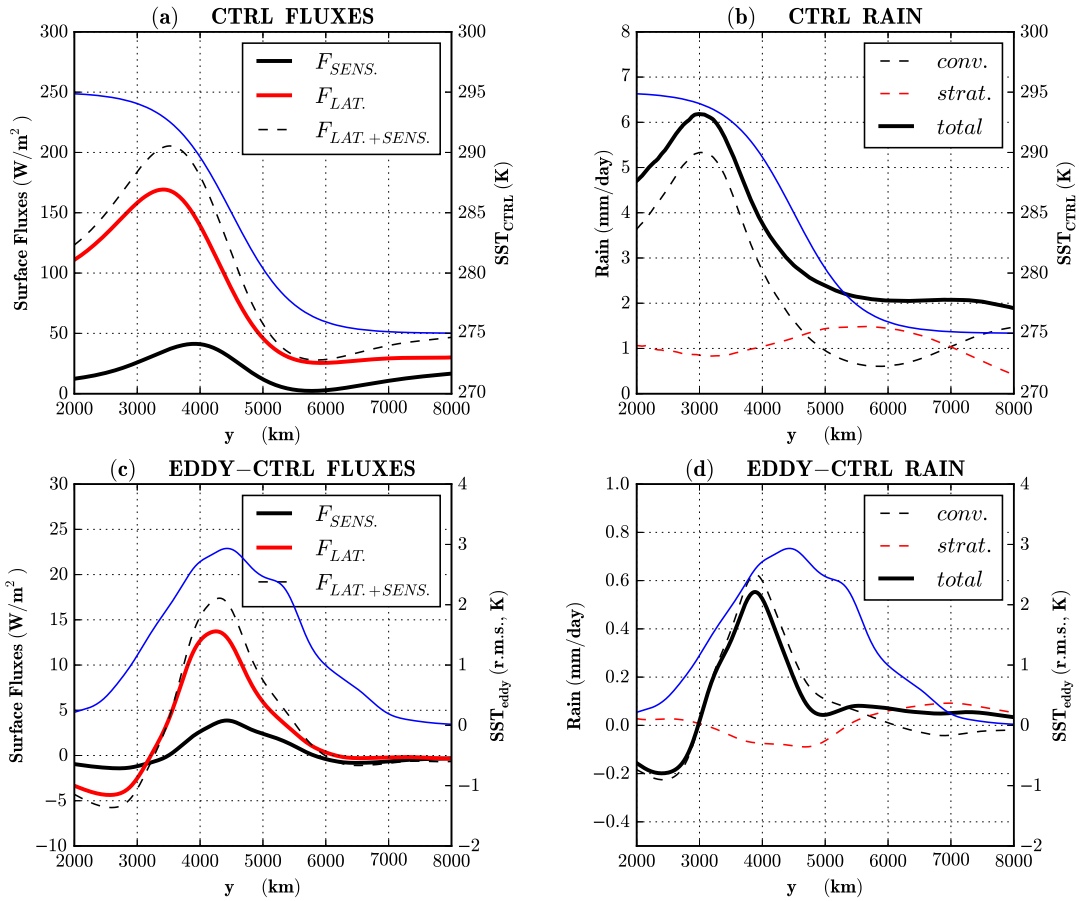


FIG. 4. (a,b) CTRL experiment and (c, d) differences between EDDY and CTRL. (a,c) Zonal and time average of surface turbulent heat fluxes: latent heat (red curve), sensible heat (black curve), and total flux (dashed curve), all in W m^{-2}. (b, d) Zonal and time average of precipitation rates (black thick curve) separated between convective (thin and dashed black curve) and stratiform (thin and dashed red curve) components. All quantities in mm day^{-1}. The blue curve, in (a, b), is SST_{CTRL} (in K), and, in (c, d), the r.m.s. value $\langle SST^2_{eddies}\rangle^{(1/2)}$ (in K). In (c, d), quantities are convolved by a Gaussian kernel $G(y) = \exp(-y^2/r^2)$ with $r = 300$ km.

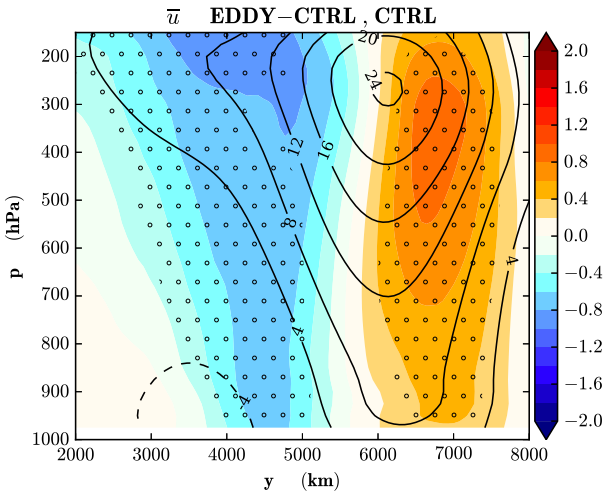


FIG. 5. Zonal and time average of zonal wind (in m s^{-1}). In contours, CTRL experiment. In shadings, differences between EDDY and CTRL. Zonal wind differences which are significant at the 95% level are shaded by black dots.

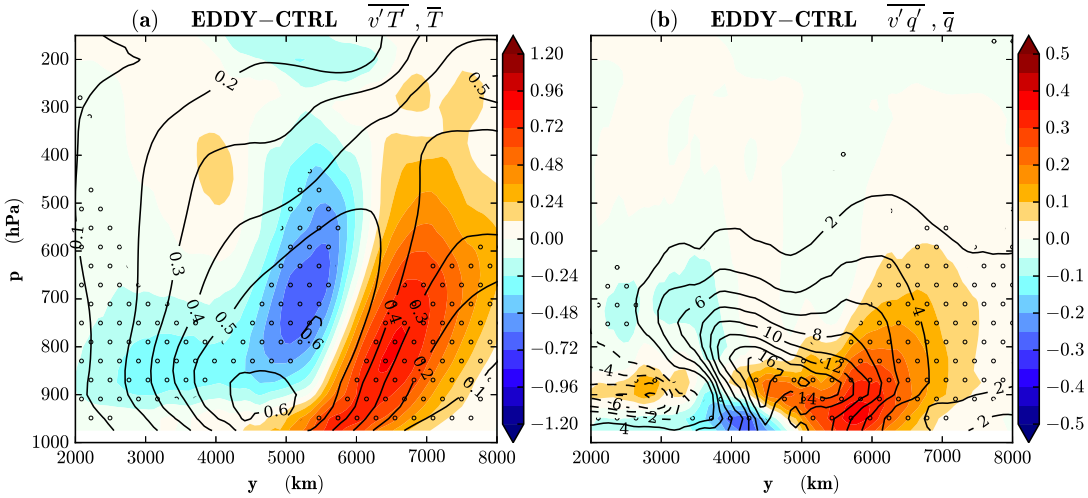


FIG. 6. In shadings, differences between EDDY and CTRL, for the zonal and time average of (a) $\langle \overline{v'T'} \rangle$ (in K m s^{-1}) and (b) $\langle \overline{v'q'} \rangle$ (in g kg^{-1} m s^{-1}). In contours, zonal and time average of EDDY-CTRL difference (a) temperature (in K), (b) specific humidity (in 10^{-2} g kg^{-1}). Regions with significant differences in $\langle \overline{v'T'} \rangle$ or $\langle \overline{v'q'} \rangle$ are shaded with black dots.

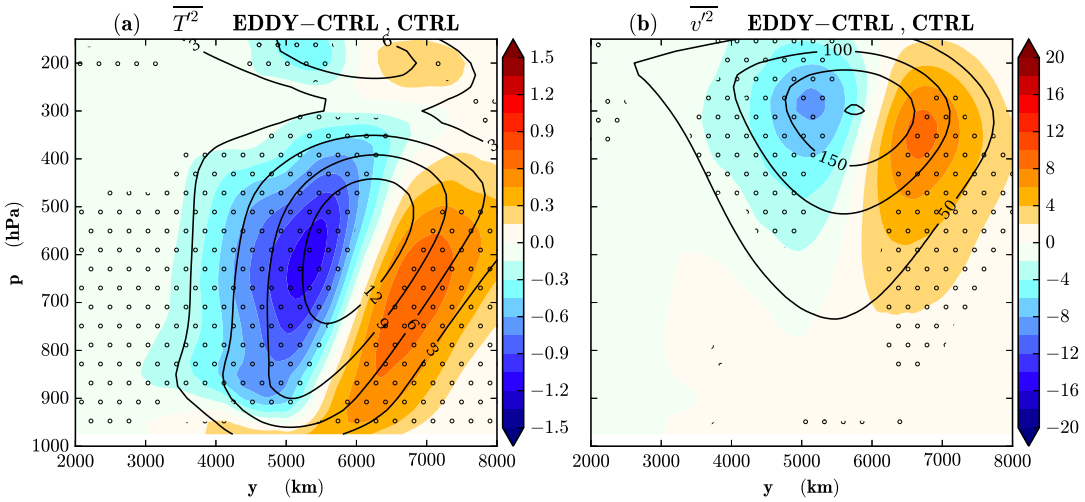


FIG. 7. Same as Fig. 5, but for zonal and time average of (a) $\langle \overline{T'T'} \rangle$ (in K^2) and (b) $\langle \overline{v'v'} \rangle$ (in $m^2 s^{-2}$). Regions with significant variance differences are shaded with black dots.

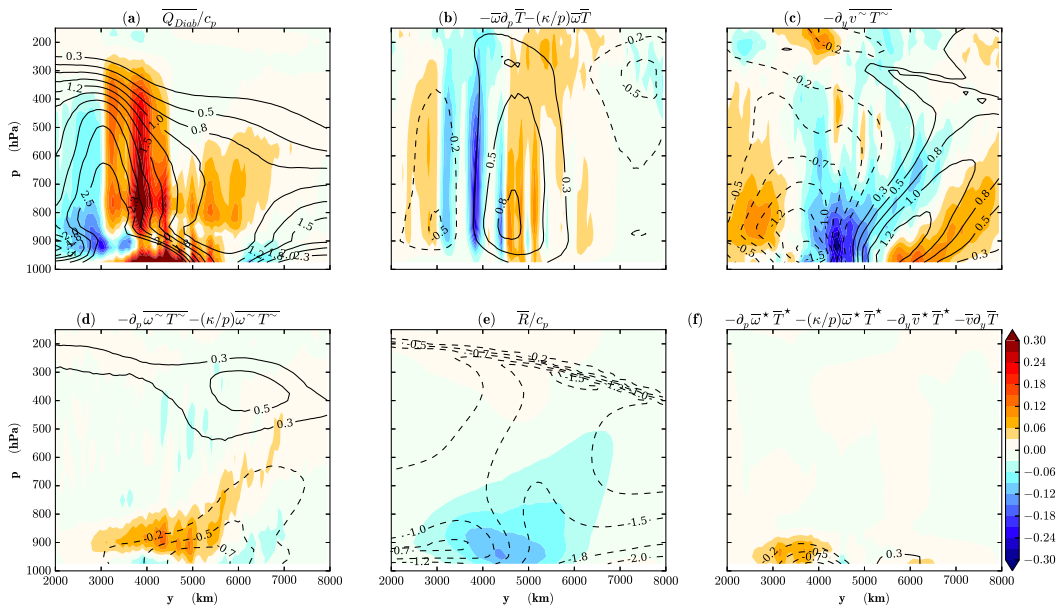


FIG. 8. Zonal and time average of terms in the temperature budget (Eq. 2), in K day^{-1}. Shadings: Differences between EDDY and CTRL . Contours: CTRL.

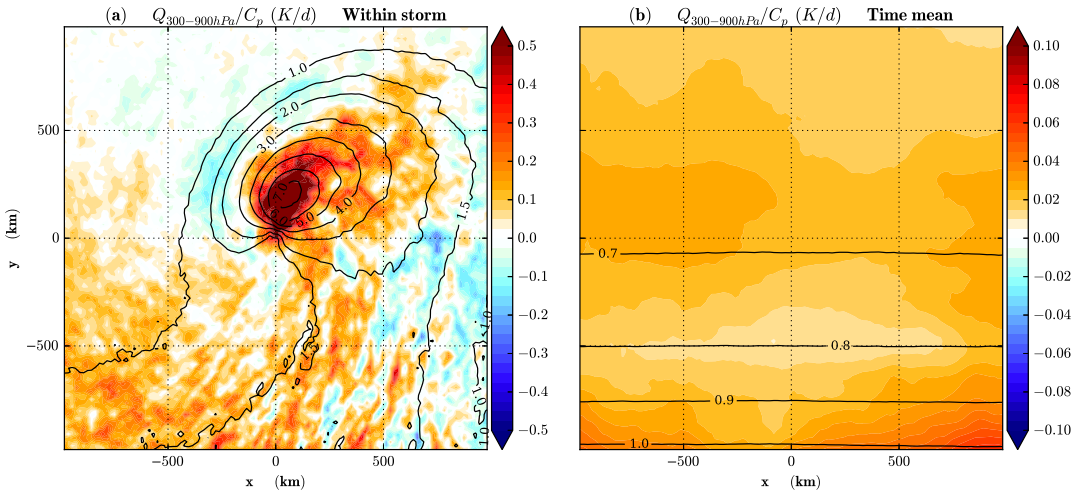


FIG. 9. (a) Contours: composites of diabatic heating (vertically averaged between 900 hPa and 300 hPa) for low-pressure systems. (b) Same quantity but using time-mean diabatic heating instead of instantaneous one. Shadings in (a, b): same quantities for the EDDY - CTRL EDDY difference All terms are in K day^{-1}. Low-pressure systems are defined as SLP minima with deviation from the zonal mean lower than -20 hPa, considering only minima located in the band of latitude between 5000 km to 6000 km. Axes correspond to distances from the SLP minimum.

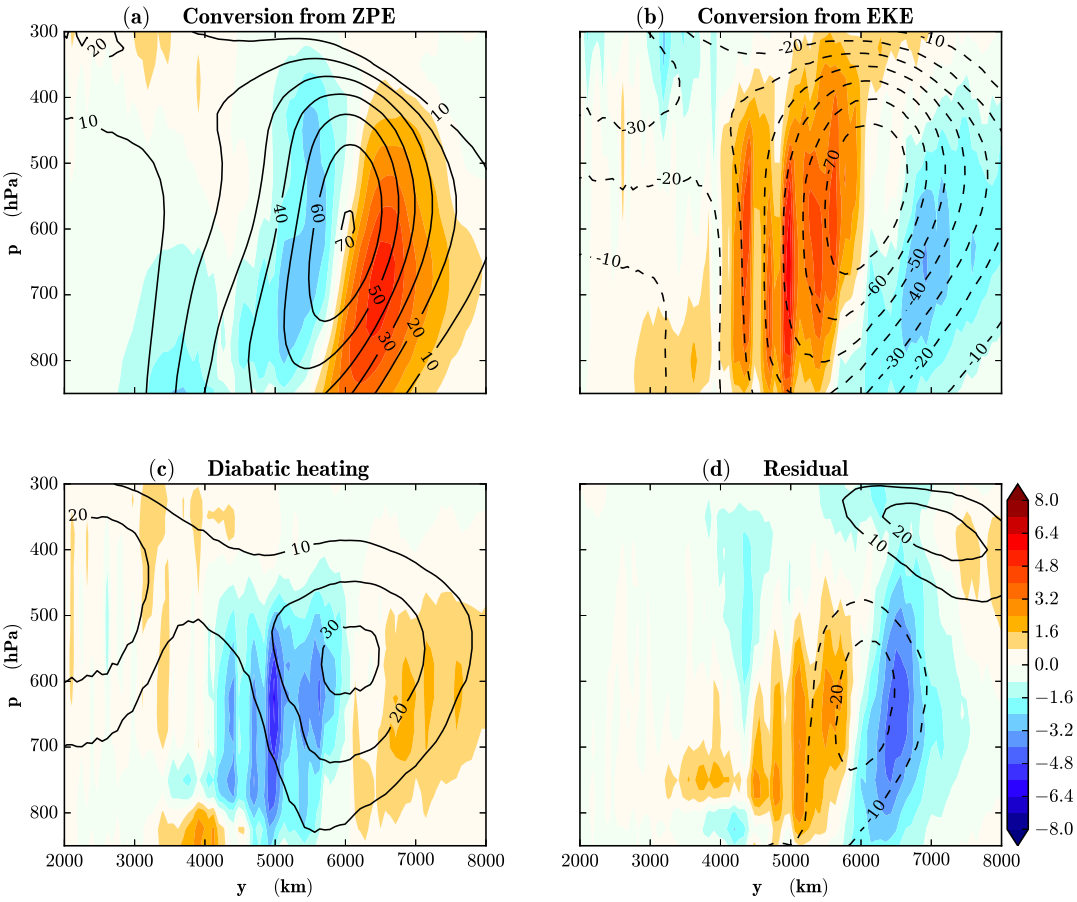


FIG. 10. Zonal and time average of terms in the potential energy budget (Eq. 5). Shadings: Differences between EDDY and CTRL. Contours: CTRL. All in $m^2\ s^{-2}\ day^{-1}$.

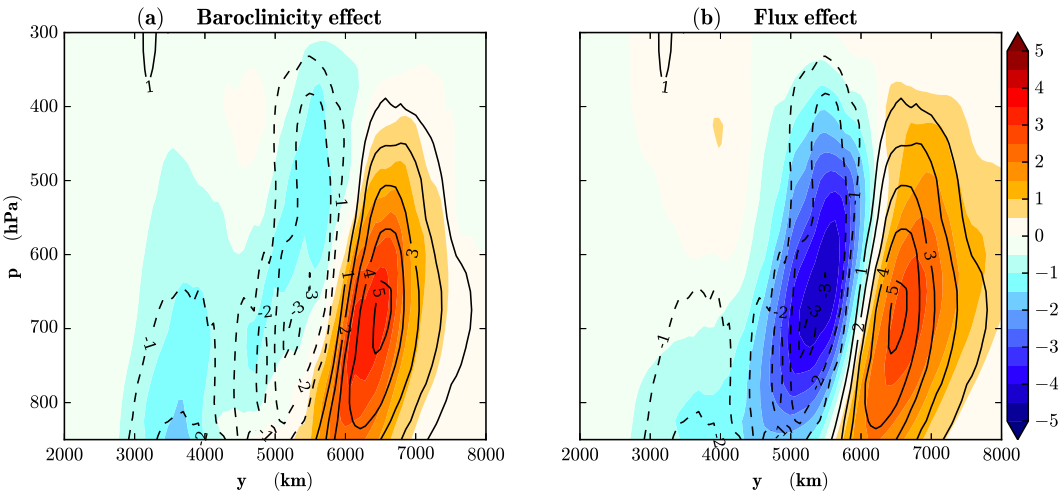


FIG. 11. Decomposition of the EDDY-CTRL difference between the contribution to baroclinic conversion of (a) change of Eady growth rate a constant heat flux and (b) change of heat flux at constant Eady growth rate. Contours represent the total baroclinic conversion in the 2-10 days band. All terms are in $m^2\ s^{-2}\ day^{-1}$.

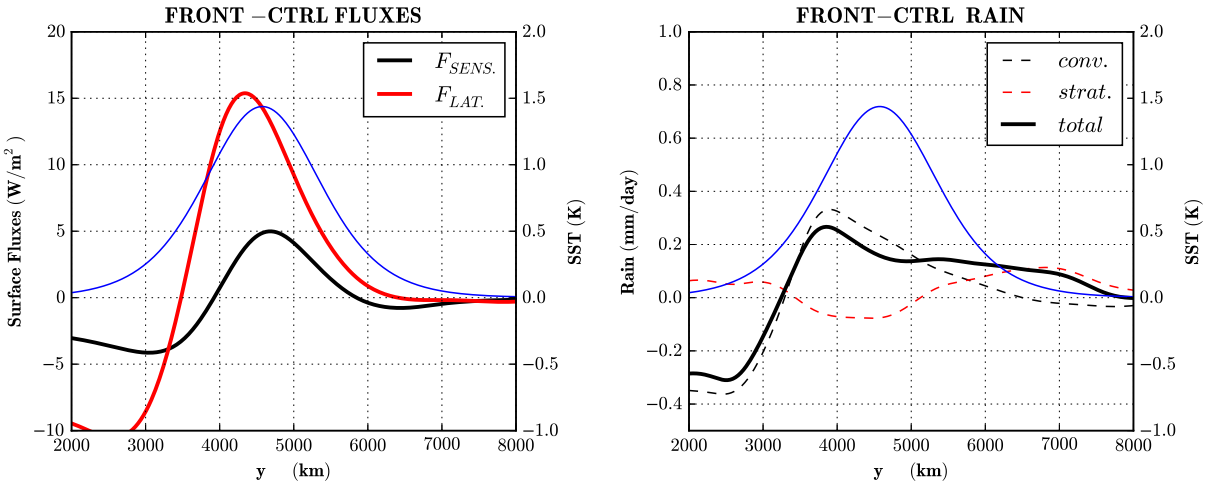


FIG. 12. Same as Figs. 4c-d, but for FRONT - CTRL. The blue curve shows difference of SST as a function of latitude (in K).

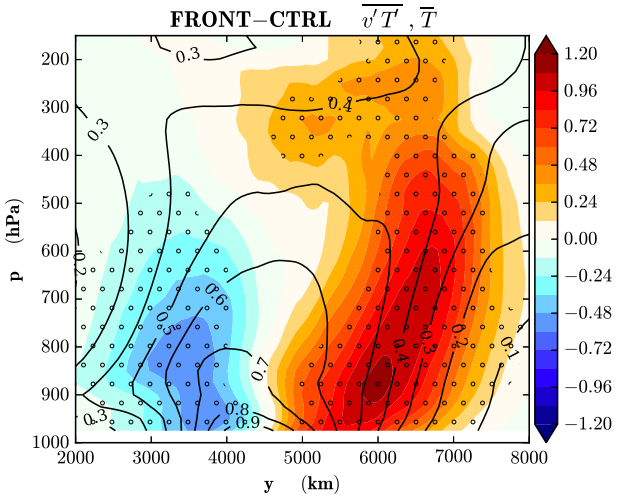


FIG. 13. Same as Fig. 6a but for FRONT- CTRL.

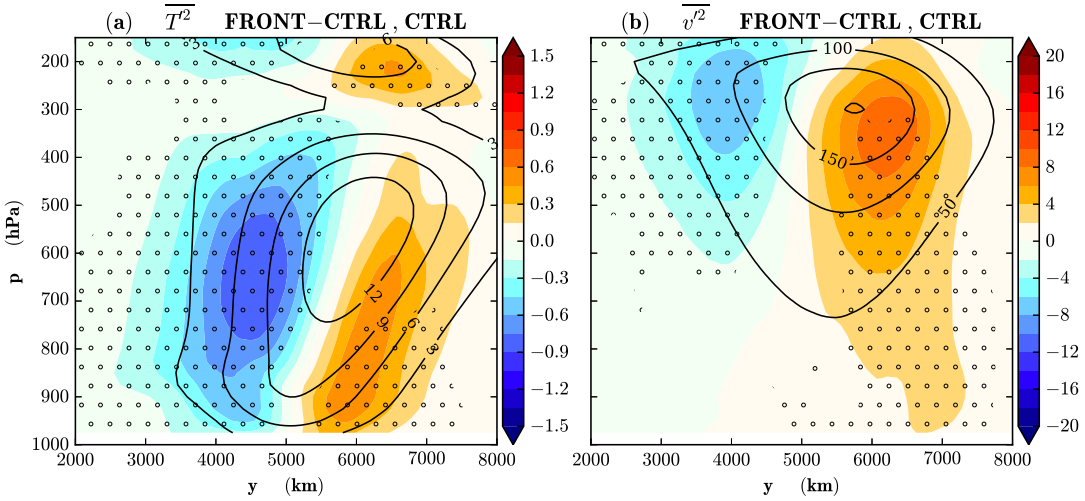


FIG. 14. Same as Fig. 7, but for FRONT - CTRL.

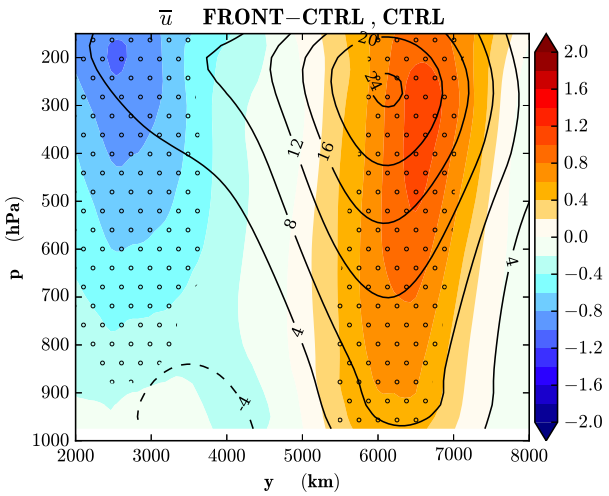


FIG. 15. Same as Fig. 5, but for FRONT - CTRL.

3.2.3 Compléments

Courant jet des basses couches

Compte tenu de la faible significativité statistique, les résultats sur la composante horizontale du flux d'Eliassen-Palm et les vents de surface ont été peu abordés dans la partie précédente. Le flux horizontal de quantité de mouvement, ainsi que sa zone de convergence, se déplacent vers le pôle de la même manière que la zone de génération d'ondes baroclines (Fig. 3.9). C'est en accord avec les visions usuelles de propagation des perturbations à l'extérieur de ces zones de génération (Vallis, 2006) et de manière préférentielle vers l'équateur. Par contre, de nombreux facteurs agissent sur cette propagation, notamment l'écoulement moyen, la géométrie et les variations du paramètre de Coriolis (Rivière, 2012). Les deux derniers étant très artificiels dans la configuration utilisée, il est difficile de conclure sur la réponse réelle. Dans tous les cas étudiés, les réponses obtenues sur les vents de surface peuvent néanmoins se déduire des modifications de la partie horizontale du flux d'Eliassen-Palm. En effet, en moyenne zonale et temporelle, l'équation de conservation de la quantité de mouvement zonale conduit à :

$$\overline{v}\frac{\partial}{\partial y}\overline{u} + \frac{\partial}{\partial y}\overline{v'u'} + \frac{\partial}{\partial p}\overline{\omega'u'} - f_0\overline{v} = \overline{F}_u(y,p) \quad , \tag{3.6}$$

puis, par une intégration verticale depuis la surface :

$$\frac{\partial}{\partial y}\langle\overline{vu}\rangle_p(y) \approx -\frac{p_0}{g}\overline{\tau}_x \quad , \tag{3.7}$$

$$\approx -\epsilon_{fric}\overline{u}_{\mathrm{SFC}}(y) \quad . \tag{3.8}$$

On a supposé que le seul terme de forçage $\overline{F}_u$ était lié au mélange turbulent vertical, et que le vent moyen dans les basses couches $\overline{u}_{\mathrm{SFC}}$ pouvait être relié linéairement à la tension turbulente de surface par une constante de temps ϵ_{fric}^{-1}. On peut vérifier que c'est bien l'équilibre dominant pour la différence **EDDY-CTRL** (non montré) : il y a une divergence de la quantité de mouvement entre y=4000 km et y=5500 km (Fig. 3.9) correspondant à la zone de réduction du vent d'Ouest (Fig. 5). A contrario, les vents d'Ouest augmentent aux latitudes plus élevées que celles de la différence maximale du flux $\overline{u'v'}$ (y=6500 km).

On peut noter qu'en raison des corrélations universelles observées entre la SST et à la fois le vent et la tension de surface, cette constante de temps ϵ_{fric}^{-1} aurait a priori pu être modifiée par la présence des tourbillons océaniques. Il n'y a pas d'élément montrant que c'est effectivement le cas dans les simulations décrites.

Sensibilité à la configuration

Une configuration préliminaire, dite d'Held et Suarez (1994), a été utilisée pour l'étude de la problématique. Elle est basée sur un forçage atmosphérique différent (annexe A.1), sous forme d'une relaxation linéaire de la température vers un jet barocline, et avec un front de SST peu intense. La figure 3.10 illustre le déplacement du rail des dépressions vers le pôle, qui est qualitativement similaire à la configuration de référence. Ces résultats suggèrent que la réponse analysée précédemment est robuste, et ne

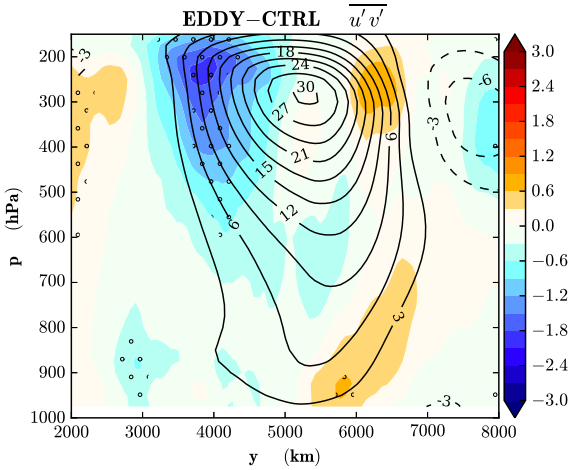


FIGURE 3.9 – Moyenne zonale et temporelle du flux méridien de quantité de mouvement $\overline{v'u'}$, pour les périodes de 2 à 10 jours. Couleurs : Différences entre **EDDY** et **CTRL**. Contours : **CTRL**. Tout en m^2/s^2.

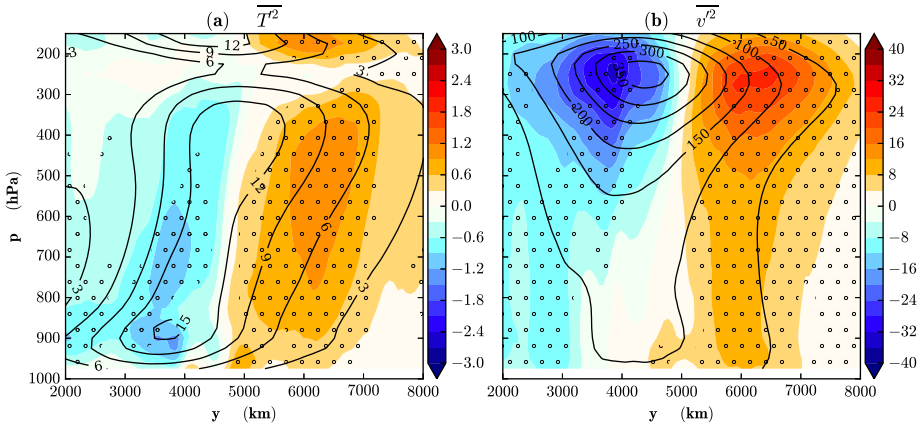


FIGURE 3.10 – **Effet des tourbillons océaniques sur l'énergie des perturbations pour un forçage alternatif.** (a) Contours : Variance temporelle de la température en moyenne zonale pour une simulation avec SST zonale. Couleurs : Variance additionnelle, en présence du champ de tourbillons océaniques. La configuration est basée sur les relaxations de Held et Suarez (1994) (annexe A.1). (b) Comme (a), mais pour la variance temporelle de la vitesse méridionale.

dépend pas des détails du forçage utilisé pour maintenir le rail des dépressions idéalisé. Ces simulations préliminaires étant trop différentes de la configuration de référence finalement retenue, elles ne sont cependant pas discutées en détails.

3.2.4 Comparaison avec les simulations régionales réalistes

Comparons maintenant les résultats présentés sur les simulations idéalisées avec les études isolant les impacts de la mésoéchelle, qui avaient été décrites en introduction.

D'abord, on a décrit dans la partie 1.4 (p.35) plusieurs expériences numériques qui étudient la sensibilité du rail des dépressions aux résolutions spatiales de SST. Le principal résultat était l'existence d'un rail plus intense lorsque le front de SST était finement résolu, c'est à dire en présence d'un fort gradient méridien de SST. Dans nos simulations, le gradient méridien de SST n'est pas modifié entre les deux expériences, et à l'échelle du rail la baroclinicité moyenne ainsi que la conversion barocline et l'énergie des perturbations sont peu changées.

Il est néanmoins intéressant de comparer les résultats avec les travaux de Ma *et al.* (2017). C'est une étude régionale, avec une géographie réaliste du Pacifique Nord, et des conditions aux limites issues de la réanalyse NCEP sur 10 hivers étendus (Octobre-Mars). Elle se base sur l'utilisation d'un filtre spatial des SST utilisé pour créer une expérience sans mésoéchelle, dont les différences renseignent sur le rôle de la SST. Le filtre est anisotrope, avec une longueur de coupure typique de 5° en latitude contre 15° en longitude. Le gradient méridien de SST est donc en partie préservé par rapport à leur expérience avec tourbillons (Fig. 3.11a). Les résultats principaux étaient décrits dans la partie 1.4 (Fig. 1.12, p.39). On peut relever les différences principales avec ce qui a été présenté dans ce chapitre. Il faut noter qu'un signe opposé est utilisé par rapport aux présentations de la partie 3.2.

Localement, au niveau des tourbillons de la région de l'extension du Kuroshio (ci-après KER), la baroclinicité évaluée à 850 hPa est peu modifiée. C'est une différence notable avec nos simulations idéalisées, pour lesquelles la baroclinicité et la conversion barocline sèche augmentent de manière importante.

On peut proposer l'explication suivante : dans le cas d'un rail des dépressions localisé, l'anomalie de chauffage génère une anomalie de température. Elle est ensuite transportée en partie vers l'Est par le courant jet moyen, loin de la zone principale de conversion barocline. Par contre, dans le canal périodique, l'instabilité barocline se développe approximativement de manière uniforme zonalement, et est donc affectée par ce chauffage diabatique. Cette hypothèse est confortée par le fait que Ma *et al.* (2017) obtiennent bien un déplacement méridien de la baroclinicité, mais uniquement en aval de la KER.

Dans le Pacifique Nord, le chauffage diabatique sur les jours d'activité synoptique est plus intense en présence de tourbillons océaniques (Fig. 3.11b). Il est également associé à une humidité atmosphérique bien plus importante localement. Ceci conduit à une production additionnelle d'énergie potentielle des perturbations sur une large région (Fig. 3.11c). L'énergie potentielle est ensuite convertie dans les mêmes régions en énergie cinétique (Fig. 3.11d).

Avec une méthode différente, nous montrons également une contribution importante du chauffage diabatique dans les tempêtes. La conséquence que nous obtenons sur le cycle énergétique des perturbations est cependant légèrement différente : il n'y a pas à l'échelle du bassin d'augmentation nette marquée de la production diabatique (Fig. 7c) ni de la conversion vers l'énergie cinétique (Fig. 7b) mais plutôt un déplacement vers le pôle de ces deux quantités intégrées verticalement. Le rôle de la convection dans le secteur froid, intensifiée en présence de tourbillons océaniques (Fig. 9), est une explication possible : elle contribue en effet, comme les flux turbulents à la surface, à détruire de l'énergie potentielle associée aux tempêtes (Chang *et al.*, 2002).

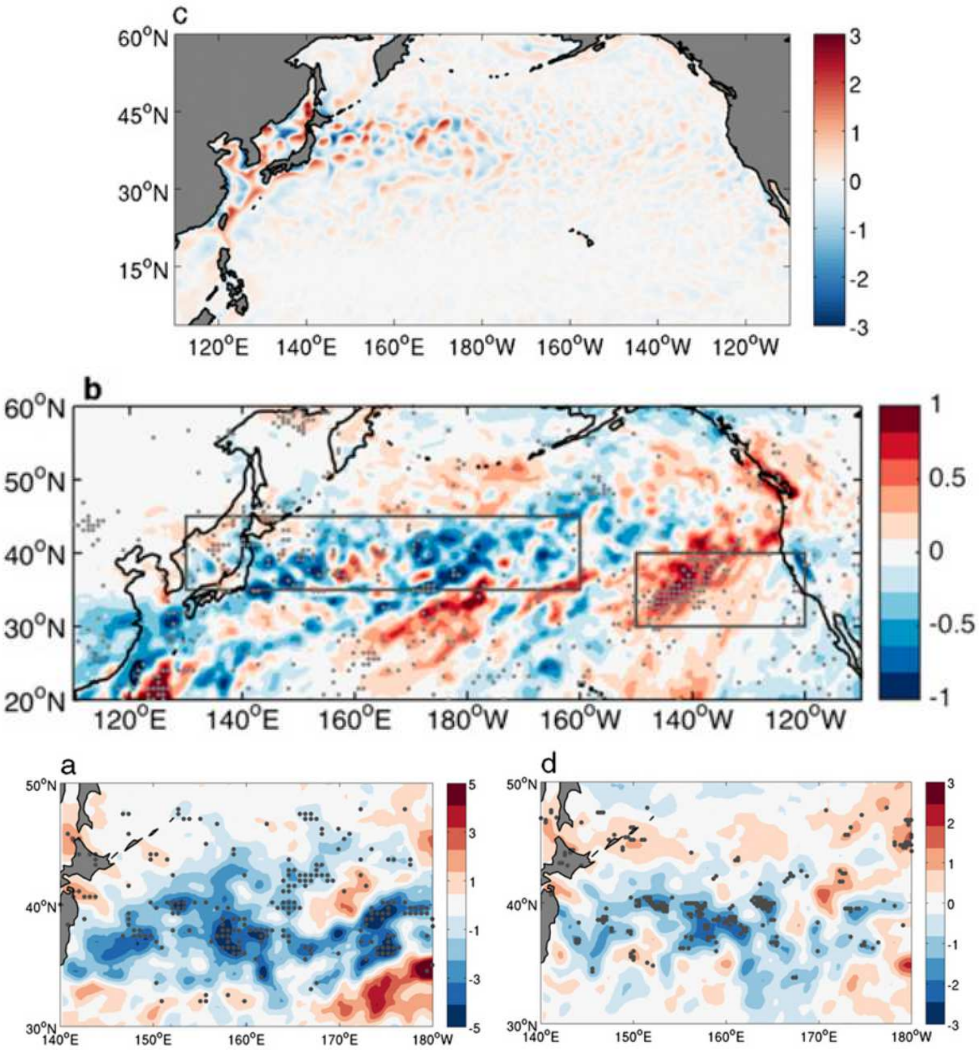


FIGURE 3.11 – **Réponse atmosphérique à la mésoéchelle océanique dans l'extension du Kuroshio** Différences, avec et sans filtre spatial des SST utilisées pour le forçage, entre les moyennes temporelles d'un ensemble de 10 simulations hivernales, issu de (Ma *et al.*, 2017). (a) Champ de SST moyen (en K). (b) Chauffage diabatique, intégré verticalement entre 1000 hPa et 300 hPa (en K Pa/s). (c) Génération diabatique d'énergie potentielle des perturbations, intégrée verticalement (en K^2 Pa/s). (d) $\overline{w'T'}$, proportionnel à la conversion d'énergie potentielle en énergie cinétique, intégré verticalement (en cm s^{-1} K). Les intégrales sont faites entre 1000 hPa et 300 hPa. Les points sont des zones de confiance à 95% sous l'hypothèse de valeurs journalières indépendantes.

Concernant la réponse en aval du vent horizontal, la composante barotrope peut être diagnostiquée à partir du pseudo-vecteur **E**, qui généralise dans l'approximation quasi-géostrophique la relation (3.6) au cas d'un écoulement non uniforme zonalement (Hoskins *et al.*, 1983; Vallis, 2006) :

$$\mathbf{E} = (\overline{v'^2} - \overline{u'^2})\mathbf{x} - \overline{u'v'}\mathbf{y} \quad . \tag{3.9}$$

L'effet des perturbations synoptiques sur l'écoulement moyen est équivalent à celui qu'aurait un flux de quantité de mouvement zonale égal à **E**. Ma *et al.* (2017) montrent que, dans leur configuration, les modifications de la composante zonale E_x contribuent également à la réponse sur les vents de surface Plus précisément, ce sont les contributions au vecteur **E** des 4 jours qui suivent les épisodes d'activité synoptique intense dans la KER qui sont capables de modifier le vent de surface.

Dans notre cas, entre les simulations **EDDY** et **CTRL**, la composante zonale du vecteur **E** (non montrée) est aussi modifiée fortement modifiée, principalement via le robuste déplacement vers le pôle de la variance du vent méridien $\overline{v'^2}$ qui domine $(\overline{v'^2} - \overline{u'^2})$. Dans une configuration de canal périodique elle n'implique cependant pas de divergence du vecteur **E** et donc pas d'accélération locale de l'écoulement. Ces différences sur les réponses barotropes entre nos résultats et ceux de Ma *et al.* (2017) peuvent donc être liées aux choix des configurations utilisées.

En résumé, cette partie a décrit à partir de simulations idéalisées la réponse d'un rail des dépressions et d'un courant jet à la présence de tourbillons océaniques. Cette réponse, d'amplitude faible, est marquée par un déplacement vers le pôle. Elle peut en grande partie être reliée à l'augmentation des flux de surface, à travers des mécanismes dynamiques qui font largement intervenir les processus humides. Ce lien a été appuyé par une expérience complémentaire : un forçage par un flux de chaleur de surface équivalent à plus grande échelle permet de reproduire les principales caractéristiques de la réponse. Enfin, on a discuté des limites de cette configuration idéalisée, et de la comparaison avec la réponse aux tourbillons pour des rails des dépressions localisés en longitude.

3.3 Rôle de la mésoéchelle océanique pour la variabilité couplée

Pour finir, on peut s'interroger sur les conséquences de la présence des tourbillons océaniques sous un rail des dépressions pour le système couplé océan-atmosphère. Quelques implications de la réponse atmosphérique frontale aux SST en terme de variabilité couplée ont été envisagées. Nakamura *et al.* (2004) proposent que via la formation d'un rail des dépressions plus intense, le gradient de SST contribue à maintenir des vents d'Ouest de surface intenses (eddy-driven-jet). Via la tension de surface, ces vents intensifient à leur tour les gyres océaniques subpolaires associées à ces gradients de SST. Les vents de surface plus intenses peuvent également contribuer à augmenter les flux de surface, en particulier le flux de vapeur d'eau, et ainsi exercer une rétroaction positive sur le jet atmosphérique via les dégagements de chaleur latente (Hotta et Nakamura, 2011) : ces derniers intensifient les perturbations atmosphériques, qui à leur tour accélèrent le jet de surface.

S'ils existent, la reproduction de modes de variabilité couplée associés à cette rétroaction demande à la fois de longues intégrations temporelles, et une résolution atmosphérique à même de simuler l'effet frontal des courants de bord Ouest, qui n'est pas atteinte par les AGCM actuels (Siqueira et Kirtman, 2016). L'étude statistique de Siqueira et Kirtman (2016) suggère l'apparition de tels modes couplés avec des résolutions océaniques et atmosphériques qui reproduisent finement le front (10 km et 50 km

respectivement).

Pour ce qui est du rôle des tourbillons, les effets potentiels dans le système couplé peuvent être au moins de deux natures : soit liés aux rétroactions locales de l'atmosphère à l'échelle d'un tourbillon isolé, soit lié aux modifications de plus grande échelles induites par la mer de tourbillon.

On a vu précédemment (partie 2.5) que l'utilisation de modèles couplés qui résolvent les tourbillons océaniques contribue à augmenter la dissipation de leur énergie cinétique par le lien existant entre courants et tension de surface (Renault *et al.*, 2016; Xu *et al.*, 2016), tout comme celle de leur énergie potentielle par le lien entre flux turbulents et densité de surface (Storch *et al.*, 2012; Ma *et al.*, 2016). Leur présence peut donc modifier entre autres le cycle de Lorenz dans l'océan, avec des implications sur l'énergie cinétique moyenne associée au jet océanique lui même : la prise en compte des interactions aux échelles des tourbillons pourrait modifier la position et l'intensité du jet et du gradient de SST associé (Ma *et al.*, 2016), avec des implications associées sur le rail des dépressions atmosphériques.

A plus grande échelle, les expériences idéalisées présentées indiquent que la présence de tourbillons océaniques augmente également le flux de chaleur moyen à l'échelle du bassin océanique. L'expérience complémentaire menée dans la section 4c a montré que cet effet était largement indépendant de la répartition spatiale de ces flux additionnels.

On peut envisager des expériences complémentaires : la dynamique océanique est résolue finement, mais les flux de surface sont calculés à partir de champs atmosphériques qui ne voient pas les fines structures océaniques. Dans ce cas, avec une résolution fine de la sous-mésocéchelle, une augmentation du flux à l'échelle du bassin est également obtenue (Su *et al.*, 2018). L'amplitude de cet effet indépendant de la dynamique atmosphérique est comparable, de quelques W/m^2. Les valeurs du flux de chaleur en présence d'un couplage complet et les conséquences sur la circulation atmosphérique restent à quantifier plus finement que ce que permettent les simulations forcées et idéalisées utilisées. Ces simulations n'ont pas non plus permis de quantifier les importances relatives des différentes échelles spatiales pour l'augmentation liée à la dynamique atmosphérique.

Conclusions et perspectives

L'objectif de cette thèse a été de comprendre dans quelle mesure la présence de tourbillons océaniques est une source de variabilité du rail des tempêtes des moyennes latitudes. Cette question a été motivée par plusieurs résultats importants sur les rôles des variations à petites échelles des température de surface de l'océan (SST) sur cette variabilité atmosphérique, présentés dans le chapitre 1. D'une part, les fronts de SST associés aux courants océaniques tels que le Gulf Stream, le Kuroshio ou le courant circumpolaire antarctique, jouent un rôle important dans la variabilité spatiale et temporelle des rails des tempêtes. D'autre part, il existe une réponse atmosphérique, à minima dans la couche limite, à un spectre plus étendu d'anomalies de SST, depuis les plus larges tourbillons (500 km) jusque vers la sous-mésoéchelle océanique (50 à 1 km). Une question qui n'a néanmoins pas encore été complètement traitée est la suivante : cette réponse au large spectre de variations de SST s'étend-elle, elle aussi, jusqu'à la troposphère libre ? On s'est aussi demandé si cette réponse est locale, ou bien si les tourbillons océaniques contribuent à la variabilité du rail des tempêtes à une échelle spatiale très supérieure.

Afin de proposer des éléments de réponse, une approche basée sur l'utilisation de simulations atmosphériques idéalisées et forcées a été retenue. Elles ont été faites avec un modèle mésoéchelle (WRF pour *Weather Research and Forecasting Model*) dans une configuration de canal périodique sur une aquaplanète. La SST est représentée par un front méridien, superposé à des anomalies de mésoéchelle. La configuration permet une représentation raisonnable d'une partie des mécanismes importants dans la description de la réponse atmosphérique des moyennes latitudes, dont les processus humides. Son avantage est d'isoler la réponse au seul forçage associé aux anomalies de SST des tourbillons océaniques. Pour cela un ensemble de couples de simulation a été utilisé afin d'extraire par différentes méthodes la variabilité interne de l'atmosphère.

Le chapitre 2 a étudié la dynamique de la réponse des basses couches de l'atmosphère aux tourbillons océaniques.

La configuration utilisée reproduit les principales caractéristiques de la réponse observée, telles que le couplage positif entre vent de surface et SST. La relation observée à partir de moyennes temporelles sur une à quelques semaines, entre divergence de tension de vent et gradients de SST est également obtenue.

La divergence du vent de surface et les vitesses verticales sont également affectées par la présence de mésoéchelle océanique. A la fois les mécanismes de mélange vertical de quantité de mouvement, et d'ajustement thermique de couche d'Ekman permettent d'interpréter certains aspects de la réponse, même à partir de champs instantanés. Comme prévu par des arguments théoriques, le second prédomine la réponse lorsque

le vent est faible. En présence d'un front de SST de grande échelle, la direction du vent instantané est un élément important pour déterminer les contributions relatives des deux mécanismes. Cela suggère une modulation de la réponse par des variations de la stabilité des basses couches associées à de grandes échelles associées aux passages des perturbations synoptiques. Cette modulation se manifeste principalement sur la divergence du vent horizontal, tandis que la divergence de la tension de vent reste linéairement reliée aux gradients de SST dans la plupart des conditions.

Le chapitre 3 a été consacré à la description de l'extension dans la troposphère libre de la réponse aux tourbillons.

Une réponse locale se manifeste de manière intermittente, avec une augmentation du chauffage diabatique dans la troposphère libre, en accord avec les observations d'un couplage entre SST et précipitations. Ce chauffage est principalement lié à la convection humide dans les secteurs froids des tempêtes. En comparant une simulation contenant des tourbillons océaniques à une expérience de contrôle présentant une SST zonale mais préservant le gradient méridien, des effets de grande échelle ont été mis en évidence. Le mécanisme s'appuie sur l'asymétrie de la réponse locale des flux de chaleur entre les tourbillons chauds et froids. Elle engendre un flux net de chaleur plus fort à l'échelle du rail en présence de tourbillons.

Le flux de chaleur sensible additionnel à la surface réchauffe les basses couches de l'atmosphère à la verticale de la zone de turbulence océanique. Une partie du flux de vapeur additionnel contribue également à produire localement un chauffage diabatique troposphérique net. Ces deux phénomènes tendent à déplacer la baroclinicité de l'atmosphère vers le pôle. Ils s'accompagnent de déplacements similaires de la conversion barocline, et de la conversion vers l'énergie cinétique. Ce mécanisme dynamique explique le déplacement robuste vers le pôle obtenu dans les simulations pour l'énergie du rail des tempêtes. Il est renforcé par une seconde contribution du flux additionnel de vapeur : cette vapeur est en partie transportée hors de la couche limite et vers le pôle avant de fournir de l'énergie aux perturbations par les dégagements de chaleur latente au cœur des tempêtes.

Les déplacements du courant jet sont cohérents, d'une part pour sa composante barocline avec les modifications du champ de température, et pour sa composante barotrope avec le déplacement de la convergence de quantité de mouvement qui suit celui des perturbations.

Même si elle permet de reproduire les principales caractéristiques observées du couplage océan-atmosphère, la configuration idéalisée présente de nombreuses limites.

D'abord, l'approche basée sur les simulations suppose que les paramétrisations représentent correctement certains processus apparus comme importants, tels que les échanges à la surface, et la convection humide. La reproduction d'un nombre important de caractéristiques observées du couplage, tels que l'association entre SST, divergence de surface et précipitations, est un élément en faveur d'une représentation correcte, mais pas suffisant. De plus, le forçage idéalisé en température réduit la vapeur d'eau à son rôle dynamique. Les implications de la vapeur et celles des couvertures nuageuses (Bryan *et al.*, 2010) à travers les échanges radiatifs n'ont pas pu être abordées ici.

Ensuite, le rail des tempêtes construit étant générique, on ne peut que proposer des pistes pour déterminer pour quelles régions géographiques ou quelles saisons les méca-

nismes évoqués sont les plus pertinents, et dans quelle mesure ils peuvent être comparés à des simulations plus réalistes. L'étude de la rétroaction sur la circulation barotrope est également limitée par la géométrie utilisée et le réalisme limité du courant-jet obtenu.

Pour continuer à traiter la question initiale dans cette configuration idéalisée, deux suites naturelles apparaissent.

Une première est d'introduire des éléments permettant de se rapprocher d'un système couplé. Plusieurs approches ont été utilisées pour isoler les effets de certaines échelles dans l'un ou l'autre sens du forçage ou bien de la dynamique océanique (Putrasahan *et al.*, 2013; Piazza, 2015; Ma *et al.*, 2016), en couplant modèles atmosphérique et océanique. Une étape intermédiaire peut être l'utilisation d'un océan sans dynamique, mais de capacité thermique finie (*slab ocean*), permettant notamment de contrôler le flux total de l'océan vers l'atmosphère (L'hévéder *et al.*, 2015, par exemple). Cela peut donner des éléments de réponses à la question suivante : les conséquences de l'augmentation des flux moyens de chaleur dans notre configuration forcée masquent-ils d'autres effets de la présence du champ de SST ? En particulier, la dynamique de la couche limite au dessus des tourbillons peut-elle modifier le cycle de vie d'une perturbation atmosphérique passant au dessus de la mésoéchelle océanique, comme suggéré par Vannière *et al.* (2017) ?

Une second direction consiste, tout en gardant une configuration idéalisée, à localiser zonalement le rail des tempêtes. Un front de SST localement plus intense le permet par exemple (Deremble *et al.*, 2012). On se rapproche alors des rails de l'hémisphère Nord, caractérisés une région de croissance barocline au cœur du rail, puis une région de dissipation et de conversion barotrope en aval. Les effets des tourbillons océaniques dans et sur différentes régions du rail peuvent alors être isolés, pour séparer les mécanismes à l'œuvre dans les régions d'entrées et de sorties. La comparaison avec des études plus réalistes (Ma *et al.*, 2017) devient aussi plus aisée.

Enfin, Ma *et al.* (2015b) suggèrent qu'on peut mettre en évidence la réponse de grande échelle et donc potentiellement certains mécanismes à partir d'observations, en se basant sur la variabilité temporelle des rails de tempêtes. Il y a cependant de nombreuses difficultés méthodologiques, évoquées dans le chapitre 1. La réponse atmosphérique doit être séparée de la variabilité intrinsèque de l'atmosphère, des autres forçages externes tels que la variabilité forcée par les fluctuations l'intensité et la position des fronts océaniques, et enfin des manifestations du forçage de l'océan par l'atmosphère.

Annexes

A.1 Cas préliminaires

Des simulations préliminaires ont été réalisées à partir d'un forçage linéaire en température vers un jet barocline, inspiré de Held et Suarez (1994). Ici sont notées les différences avec les simulations présentées pour ces expériences de sensibilité, utilisées pour les figures 3.3 (p.139) et 3.10 (p.200) par exemple. Le champ de température à l'équilibre donné par :

$$\theta^{Rad}(x, y, p) = \theta_0(y) - \Delta\theta \log\left(\frac{p}{p_0}\right) \quad , \tag{10}$$

avec :

$$\theta_0(y) = \theta_{0,front} - \frac{\Delta\theta_0}{2} \tanh\left(\frac{y - y_\theta}{l_\theta}\right) \quad , \tag{11}$$

et $y_\theta = 3800$ km, $l_\theta = 500$ km, $\theta_{0,front} = 286$ K et $\Delta\theta_0 = 24$ K. Les constantes de temps de relaxation sont celles proposées par Held et Suarez (1994), avec notamment, 40 jours dans la troposphère libre. A la différence des simulations présentées auparavant, le front de SST est moins prononcé, avec les paramètres $y_{SST} = 4400$ km, $l_{SST} = 3000$ km, $SST_{front} = 285.5$ K et $\Delta\,SST = 23$ K, soit un gradient maximal de 0.38 K/100 km. L'existence d'un rail des tempêtes intense et localisé en latitude n'est alors pas associée à la présence d'un front océanique étroit.

Le champ de SST utilisé n'est pas issu d'un modèle de turbulence SQG, mais impose un spectre de variance qui décroit en k^{-8} dans la limite des fines échelles, avec des phases aléatoires. Une enveloppe en latitude est construite comme précédemment. Deux amplitudes d'anomalies de SST différentes ont été utilisées, correspondant approximativement à celles des cas **EDDY** et $\mathbf{EDDY}_{1K}$ respectivement. Par ailleurs, un cas a été réalisée avec le schéma de couche limite Mellor–Yamada–Nakanishi–Niino (Nakanishi et Niino, 2004, MYNN).

A.2 Liens entre statistiques de divergence, SST, et variabilité atmosphérique

Une question récurrente dans ce qui précède est la suivante : comment séparer rigoureusement l'effet des tourbillons océaniques, ou plus généralement de la mésoéchelle, de la variabilité synoptique de l'atmosphère dont l'amplitude est d'un ou plusieurs ordres de grandeurs supérieure ?

La figure A1 montre les densités de probabilité de valeurs de divergences instantanées observées en surface dans la région du Gulf Stream (O'Neill *et al.*, 2017). Les larges valeurs absolues extrêmes de divergence sont principalement des valeurs négatives, c'est à dire de fortes convergences de surface. Par ailleurs, ces valeurs extrêmes sont pour la plupart associées à des conditions avec des précipitations non-nulles, alors que ces conditions ne se produisent que rarement, moins de 5% du temps. Les valeurs extrêmes de convergence, dans les champs instantanés, sont donc associées à des régions de précipitations dans les perturbations synoptiques.

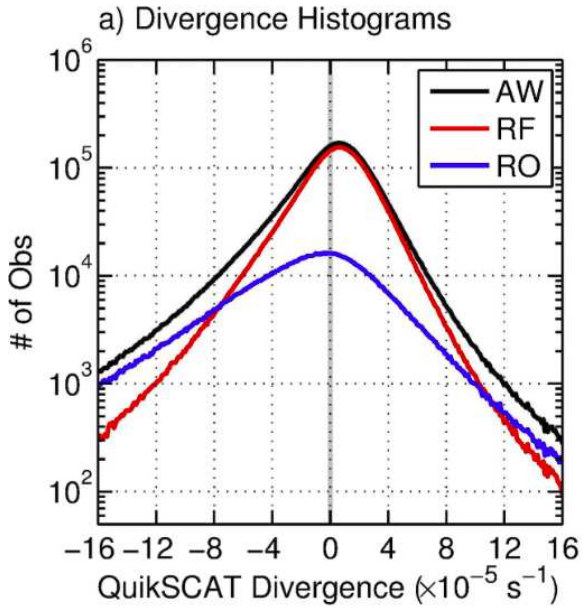


FIGURE A1 – **Statistiques de divergences de surface instantanées observées.** Densité de probabilité des valeurs instantanées de divergence, pour l'ensemble des conditions (noir, *All Weather*), et les seuls jours avec (bleu, *Rain Only*) ou sans (rouge, *Rain Free*) précipitations. Les données utilisées proviennent, pour la divergence du diffusiomètre QuickSCAT, et pour l'indicatrice des régions de précipitations de l'analyse *TRMM Multisatellite Precipitation Analysis*. Tiré de O'Neill *et al.* (2017).

La figure A2a présente quant à elle les valeurs moyennes de divergence observées, qui sont bien de plusieurs ordres de grandeurs inférieures à la variance des distributions (Fig. A1). O'Neill *et al.* (2017) montrent qu'en excluant du calcul de la divergence moyenne au dessus du front un faible pourcentage de valeurs associées à des conditions de pluie (Fig. A2b) ou aux valeurs extrêmes de divergence (Fig. A2c), la bande de convergence au niveau du Gulf Stream, attribué à la présence du front de SST (Minobe *et al.*, 2008; Shimada et Minobe, 2011) disparaît en valeurs absolues.

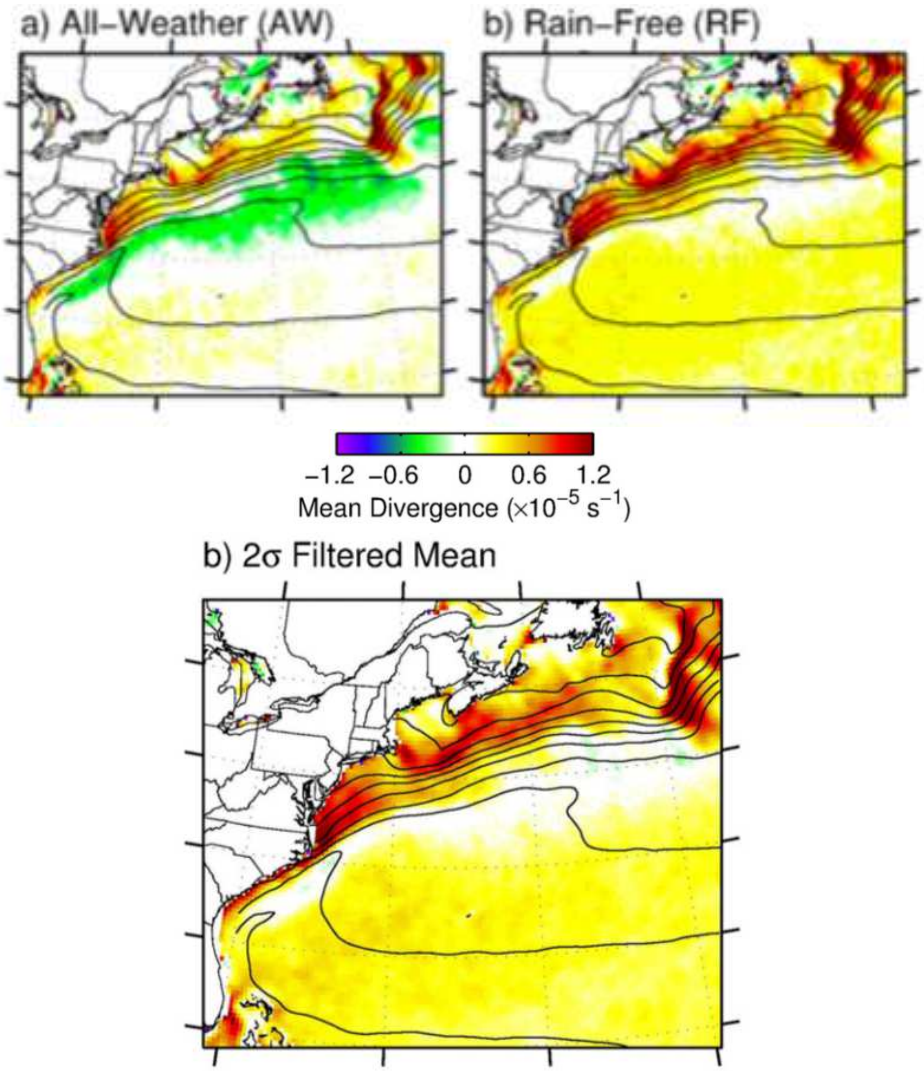


FIGURE A2 – **Statistiques de divergences de surface moyennes observées.** (a) Moyenne climatologique. (b) Moyenne conditionnelle sur les instants sans précipitations (*Rain Free*). (c) Moyenne conditionnelle sur les valeurs non-extrêmes de précipitations, c'est à dire en excluant les instants où la valeur absolue de divergence est supérieure à 2 σ, avec σ est l'écart type à la moyenne temporelle de la divergence au point considéré. Cela conduit à exclure de l'ordre de 4 pourcents des données temporelles. Les données utilisées proviennent, pour la divergence du diffusiomètre QuickSCAT, et pour l'indicatrice des régions de précipitations de l'analyse *TRMM Multisatellite Precipitation Analysis*. Tiré de O'Neill *et al.* (2017).

A.3 Article : Comments on "The Gulf Stream Convergence Zone in the Time-Mean Winds"

Dans ce qui suit, on montre (Plougonven *et al.*, 2018) que les moyennes conditionnelles utilisées par O'Neill *et al.* (2017) pour les statistiques de convergence introduisent un biais de grande échelle qui explique la disparition de la bande de valeurs négative

de la divergence. On montre que le fait qu'aucune zone convergence ne soit présente dans ces moyennes ne remet pas en cause l'existence d'une composante permanente de divergence ou convergence associée à des effets locaux du front de SST, quelle que soit l'origine physique de celle-ci.

L'existence de ce biais est montrée à partir de développements sur les expressions analytiques des statistiques conditionnelles (section 3a). Il est illustré à partir à partir d'un modèle jouet de rail des dépressions (section 2). Celui-ci utilise une seule dimension spatiale, orthogonale au front de SST et parallèle à l'axe du rail des tempêtes.

C'est ensuite confirmé (section 3a) par l'utilisation des simulations idéalisées en trois dimensions présentées dans les chapitres précédents. Afin de se rapprocher des conditions de grande échelle rencontrées au niveau du Gulf Stream, la configuration de référence a été modifié pour inclure un gradient méridien de SST plus fort, 4 K/100 km au maximum. Cette configuration (**GRAD**, p.71) permet d'obtenir des valeurs et des répartitions spatiales des zones de convergence (Fig. 4a) et de précipitations représentatives (Fig. 3) de la région du Gulf Stream : les précipitations moyennes y dépassent les 9 mm/jour, sur une très fine bande de latitude. Par ailleurs, la fine résolution utilisée (18 km) permet de représenter les structures frontales dans l'atmosphère, avec une association entre valeurs instantanées de divergence de surface et de précipitations proches des relations observées. Ceci est montré par la figure 8a avec des distributions réalistes de divergence de surface comparables aux observations (Fig. A2d). Les valeurs extrêmes de divergence, principalement négatives, sont associées aux conditions de pluie.

SPECIAL
Climate and Frontal Air-Sea Interaction
COLLECTION

CORRESPONDENCE

Comments on "The Gulf Stream Convergence Zone in the Time-Mean Winds"

RIWAL PLOUGONVEN, ALEXIS FOUSSARD, AND GUILLAUME LAPEYRE

Laboratoire de Météorologie Dynamique/IPSL, Ecole Polytechnique, Palaiseau, and CNRS, and Ecole Normale Supérieure, PSL Research University, Paris, and Ecole des Ponts ParisTech, Champs-sur-Marne, France

(Manuscript received 30 November 2017, in final form 28 February 2018)

ABSTRACT

In a recent study, O'Neill et al. analyzed the divergence of surface winds above the northwest Atlantic. In the time mean, a band of convergence is found, overlying the southern flank of the Gulf Stream. To quantify the impact of synoptic storms, the authors proposed to compare the time-mean divergence with the divergence averaged in the absence of rain. In the resulting conditional-average field, divergence was found to be positive nearly everywhere. O'Neill et al. concluded that this absence of convergence precludes the Ekman-balanced mass adjustment to be responsible for the atmospheric response above the Gulf Stream. Using a simplistic toy model as well as a numerical simulation representative of a storm track, we show that the absence of negative divergence values purely results from the correlation between rain and convergence: the conditional average based on the absence of rain necessarily implies a shift toward positive divergence values. In consequence, we argue that conditional statistics (based on the absence of rain or removing extreme values in the divergence field), as produced by O'Neill et al., do not allow conclusions on the mechanisms underlying the atmospheric response to the Gulf Stream. They nevertheless highlight the essential role of synoptic storms in shaping the divergence field in instantaneous fields.

1. Introduction

O'Neill et al. (2017, hereinafter ON17) have recently presented a detailed analysis on the relation between surface divergence and the underlying sea surface temperature (SST) anomalies, drawing from a 10-yr record of satellite measurements and from a 1-yr simulation with a regional model. Their focus was on the relation between the time-mean surface divergence and the fluctuations associated with passing storms. Indeed, the time-mean divergence of surface winds (or of surface stress on the ocean) has been abundantly studied in the past decade, showing a conspicuous relation to SST (Small et al. 2008; Bryan et al. 2010 and references therein). In particular, Minobe et al. (2008) convincingly showed that there is convergence on the warm flank of the Gulf Stream and divergence on the cold flank. Yet this time-mean divergence is of order $10^{-5}\,\mathrm{s}^{-1}$, that is, one order of magnitude weaker than the maximum instantaneous values found in the divergence field (of order $10^{-4}\,\mathrm{s}^{-1}$). These extreme values of surface divergence are often negative values (i.e., convergence) tied to surface fronts and the associated resulting convection (e.g., Fig. 4 of ON17).

ON17 have used different approaches and filters to isolate the contribution of storms to the time-mean signature in divergence. Their systematic analysis provides a novel and valuable outlook on an important aspect of the effect of SST on atmospheric dynamics. Indeed, different mechanisms have been proposed to explain the relation between SST and the overlying winds. On the one hand, the vertical momentum mixing mechanism relies on the vertical stability of atmospheric boundary layer over SST anomalies (Businger and Shaw 1984; Hayes et al. 1989; Chelton et al. 2004). On the other hand, a pressure adjustment mechanism relies on the hypothesis that the boundary layer is in an Ekman-like balance (Lindzen and Nigam 1987; Feliks et al. 2004; Minobe et al. 2008; Lambaerts et al. 2013). However, the related studies have often focused on the time-mean fields, and the interplay of different mechanisms in instantaneous complex flow fields remains unclear.

Corresponding author: Riwal Plougonven, riwal.plougonven@polytechnique.edu

DOI: 10.1175/JAS-D-17-0369.1

© 2018 American Meteorological Society. For information regarding reuse of this content and general copyright information, consult the AMS Copyright Policy (www.ametsoc.org/PUBSReuseLicenses).

This problem falls in a broader category of problems common in geophysical fluid dynamics, in which a weak time-averaged signal is dwarfed in any instantaneous flow field by temporary fluctuations. As other examples, one may think of the Hadley circulation, mean currents in the ocean that are often dominated by the mesoscale eddy field, or the Brewer–Dobson circulation (Butchart 2014), for which the ascending motion in the tropics can only be indirectly inferred, because the associated vertical velocities are dwarfed by the signatures of equatorial waves in any snapshot of the flow field.

We wish to build on the analysis of ON17 and to point out an aspect of the method used in their paper that needs to be emphasized. Indeed, part of the conclusions put forward by ON17 relies on the computation of conditional averages of different fields. However, part of the interpretation of these statistics is not justified. Specifically, they claim that, because of the absence of convergence in "rain free" conditions (occurring between 80% and 90% of the time; see Fig. 2 of ON17), an "Ekman-balanced mass adjustment" (EBMA) mechanism cannot be at work. The underlying premise is that this mechanism should be "persistent" and therefore be present even when averaging over a subset of times, especially a large subset.

The present comment aims merely to point out that conditional averages and other similar filters that are considered by ON17 introduce a bias, because the variable used for the condition is strongly correlated to the variable that is averaged. In the present case, it is not the sign of the averaged divergence that is meaningful but rather its spatial variations. With that in mind, there is no longer a straightforward transition from ON17's results to an interpretation in terms of mechanisms. Nonetheless, we acknowledge that the study of ON17 has the merit of unveiling the possible role of synoptic storms in shaping the different mechanisms at work in instantaneous winds.

In section 2, a toy model is proposed to illustrate the difficulty in diagnosing the behavior of the marine atmospheric boundary layer (MABL) and storms in instantaneous or time-mean winds. An idealized simulation of storm tracks carried out with the WRF Model is then investigated in section 3, to further illustrate and confirm the statements of section 2 but also to explore how the time-mean divergence may result from a combination of mechanisms. Implications and directions for further research are discussed in section 4.

2. A toy model for illustrating conditional averages

To clarify the interpretation of the observations and model simulations carried out by ON17, we propose to consider a very simplified model.

a. *On the sign of the average divergence*

Many of the conclusions of ON17 come from the fact that the conspicuous band of *convergence* on the southern flank of the Gulf Stream vanishes when divergence is averaged for rain-free conditions only (their Fig. 1b) or when other filters retaining rain events are used (their Figs. 5b and 8b). It is the disappearance of the negative values (in green with their color bar) that they emphasize. ON17 deduce "that the existence of the Gulf Stream convergence zone in the time-mean winds owes its existence to extreme storm convergences, since removing a relatively small number of data points associated with storms removes the time-mean convergence" (ON17, p. 2397). This line of reasoning bears a fundamental flaw, as the conclusions of ON17 are mainly based on the *sign* of the rain-free time-mean convergence. In fact, it can be shown that any conditional average (here, rain-free conditions) will systematically introduce a positive or negative (here, positive) bias in the variable that is averaged (here, divergence) if this variable is statistically correlated with the chosen condition. The positive bias arises because rain and surface divergence are not dynamically independent. Hence, the sign of the conditionally averaged divergence is not necessarily meaningful.

b. *Toy model*

A toy model is proposed below with the purpose of illustrating how a conditional average can shift the values of divergence toward positive or negative values, suggesting a different interpretation of ON17's figures. In the present case, our toy model is constructed such that a stationary, weak convergence coexists with random fluctuations that dominate the signal at any time but do not impact the long-term average. This toy model mimics two physical properties of the fields that are considered:

1) Rain and surface divergence are not independent variables: convective rain events are associated with mesoscale motions, which include strong convergence roughly beneath the precipitating cell.
2) In the boundary layer, over a sufficiently long time and over a wide-enough region, there is no net export or import of air. In other terms, strong convergence must be compensated by divergence in other locations.

The toy model describes the divergence spatial field, assuming that it consists of a permanent feature and random fluctuations that resemble convective events (rain associated with strong convergence values). To simplify, we consider only one-dimensional signals, noted $d(y, t)$, where y is a spatial dimension (e.g., transverse to a front

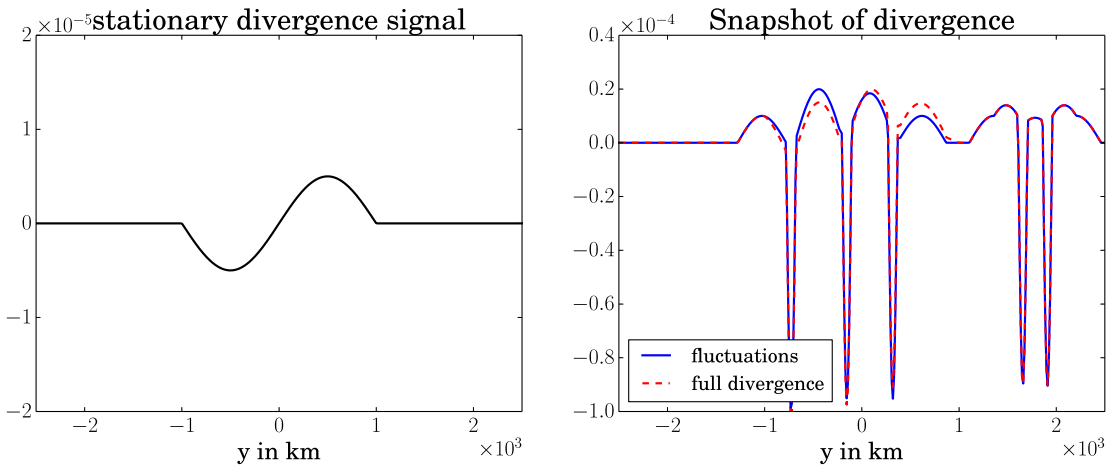


FIG. 1. (left) The stationary divergence $d_p(y)$ (s^{-1}). (right) Snapshot of the fluctuating component $d_s(y, t)$ (blue line; s^{-1}) and of the resulting full divergence signal $d(y, t)$ (red dashed line; s^{-1}). Note the different vertical scale relative to (left).

of sea surface temperature) and t is time. We assume that the divergence field is the sum of a permanent component $d_p(y)$ and fluctuations $d_s(y, t)$ composed of several individual "storms" at each time, centered at random locations $y_c(t)$ but all with the same spatial shape (see the appendix):

$$d(y,t) = d_p(y) + d_s(y,t). \tag{1}$$

Note that no assumption on the physical origin of the permanent signal is required in the following development, as we only want to stress our difficulties in interpreting conditional averages.

We also consider that, at any particular time, d_p and d_s integrate to zero over the domain of interest and that storms occur at random locations with uniform probability so that they cancel out in the long run. In this case, the long-time-averaged divergence yields $d_p(y)$

$$\overline{d}(y) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T}\int_0^T d(y,t')\,dt' \to d_p(y). \tag{2}$$

Using simple sinusoidal functions, an implementation has been carried out; details are given in the appendix. For simplicity, at each time step, five "storm" centers are defined at random (uniformly distributed) locations in the domain (of length $2D = 5000$ km). Each storm consists in a region of convergence of maximal magnitude $a = 1.0 \times 10^{-4}\,s^{-1}$ and of width $2l = 100$ km, compensated by weaker divergence of maximal magnitude $1.0 \times 10^{-5}\,s^{-1}$ and over a width $L = 500$ km on both sides. The stationary signal has a smaller magnitude, of $0.5 \times 10^{-5}\,s^{-1}$. Figure 1 illustrates the stationary signal (Fig. 1a) and a typical instantaneous divergence field (Fig. 1b). It confirms that the stationary signal is dwarfed at any time by the intermittent signal from the fluctuations with much larger amplitude.

In ON17, the conditional average is taken over rain, which is related in some proportion to divergence. To represent this, we produce an intermediate field $r(y, t) = -d_s(y, t) + \eta$, where η is a random Gaussian noise [to make the field $r(y, t)$ more similar to rain, one could set all its negative values to zero]. The conditional average is then taken using the condition $r > 0$ (rain only) or $r \le 0$ (rain free). Figure 2a illustrates the resulting averages obtained for different numbers of time steps used. In the overall average, the stationary signal $d_p(y)$ is recovered (note that a signal different from d_p is observed near the boundaries of the domain because of a finite-domain effect). In the rain-free average, the same signal is recovered but shifted to positive values. The shift is sufficient that all values [even in the region of convergence for $d_p(y)$] become positive. In other words, this shift, or positive bias, is larger than the amplitude of $d_p(y)$. The rain-only signal is shifted to strongly negative values; again, the spatial structure is unaltered, but it is hidden in the noise unless a long time average is taken.

The conclusion from this figure is that the conditional average (in the setting of this toy model) shifts the rain-free average toward positive values but without altering its spatial structure. Moreover, as the rain-free average excludes the intense values (tied to storms), it is less noisy than the overall average. The rain-only average including mainly extreme events is by construction very noisy.

c. *The positive bias*

We now take advantage of the simplicity of this toy model to quantify, in this case, the amplitude of the positive bias. This can be calculated simply in the case when there is no noise; that is, we average conditionally on the sign of $d_s(y, t)$, and we consider only one storm

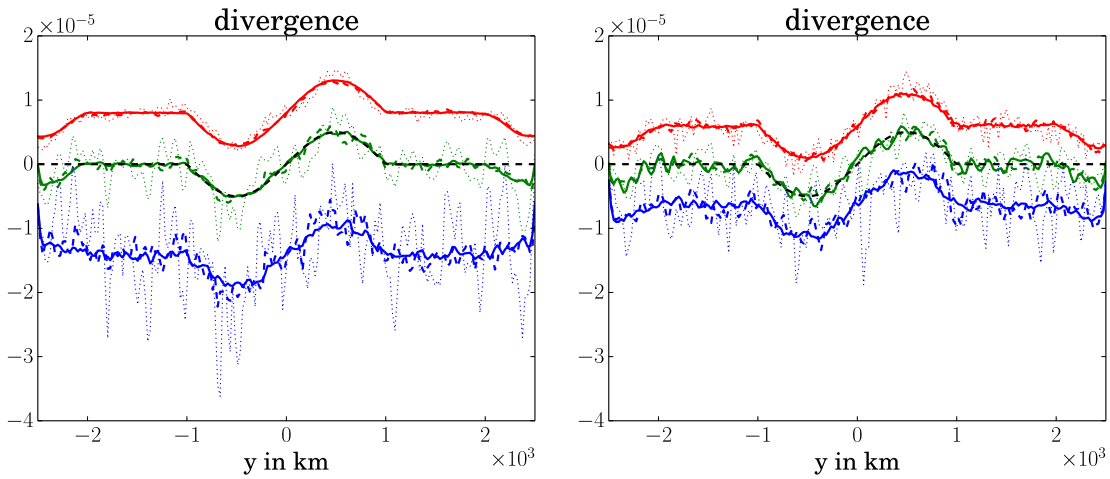


FIG. 2. (left) Time-mean divergence of the toy model, averaged over 10 000 (thick lines), 1000 (dashed lines), and 100 time steps (dotted lines). The green lines correspond to total averages, whereas the blue lines correspond to rain-only and the red lines correspond to rain-free conditional averages. (right) As in (left), but with a noise level of $\sigma = 5 \times 10^{-5}\,\mathrm{s}^{-1}$ instead of $\sigma = 1 \times 10^{-5}\,\mathrm{s}^{-1}$. In both panels, the black dashed curve is d_p. Parameters used for the toy model are given in the appendix.

per time step. The storm locations being uniformly distributed and the spatial shape of $d_s(y, t)$ being fixed, the "rain frequency" $\chi = p(\mathrm{rain} > 0)$ is uniform across the domain and is given by the ratio of the width of the convergent region ($d_s < 0$) over the width of the domain, 2D, such that $\chi = l/D$. The form given to the convergence is such that its average value computed over the convergence zone is $-2a/\pi$. Hence, the rain-only average is

$$\overline{d}^{\mathrm{RO}}(y) = d_p(y) - \frac{2a}{\pi}. \tag{3}$$

As all times are partitioned into rain free and rain only, one necessarily verifies $\overline{d} = \overline{d}^{\mathrm{RF}}(1-\chi) + \overline{d}^{\mathrm{RO}}\chi$, and the rain-free average can be calculated as

$$\overline{d}^{\mathrm{RF}}(y) = d_p(y) + \frac{2a}{\pi}\frac{l}{D-l}. \tag{4}$$

The above gives an estimate of the systematic biases introduced by the conditional averaging in the absence of noise, that is, when $r(y, t) = -d_s(y, t)$. When a random noise is present, rain and divergence have a less simple relation but are correlated. As the noise increases, the biases decrease in absolute value from their values obtained above, and the asymmetry between rain-free and rain-only means decreases, as illustrated from Fig. 2b. Nonetheless, because the signature in convergence of the rain events is much larger than that of the stationary signal, $a \gg \max[d_p(y)]$, and despite the fact that they occupy a small portion of space $[l/(D-l) \sim l/D \ll 1]$, it is likely that the positive bias is sufficient to shift the whole signal of $\overline{d}^{\mathrm{RF}}$ to positive values.

The point that the above toy model illustrates is that the absence of convergence in the rain-free conditional average $[\overline{d}^{\mathrm{RF}}(y) > 0]$ does not rule out the presence of a stationary signal in the divergence field. It merely reflects that divergence and rain are strongly correlated, as illustrated by ON17 (see their Fig. 4c). We return to this issue below and in section 4.

3. Idealized atmospheric simulation

To bridge the gap between the maps displayed by ON17 and the one-dimensional illustrations from our toy model, we here take advantage of a simulation carried out for investigating the atmospheric response to mesoscale SST anomalies (A. Foussard et al. 2018, unpublished manuscript). It consists of an idealized setup of a midlatitude storm track using the WRF Model (Skamarock et al. 2008) in a zonally periodic channel and using a gray radiation scheme (Frierson et al. 2006). The domain is 9216 km in both horizontal directions and extends up to about 20 km (50 hPa) in height. The horizontal resolution (dx = 18 km) allows a good description of atmospheric storms, leading to a reasonable storm track. Boundary layer processes are represented by the Yonsei University (YSU) scheme, convection by the Kain and Fritsch scheme, and microphysics by the Kessler scheme. The fixed zonally symmetric SST distribution in the simulation presented here consists of a large-scale meridional gradient with maximal amplitude of 4 K $(100\,\mathrm{km})^{-1}$. The simulation has been carried out for 4 years, and the first 90 days were discarded. Data were recorded every 12 h.

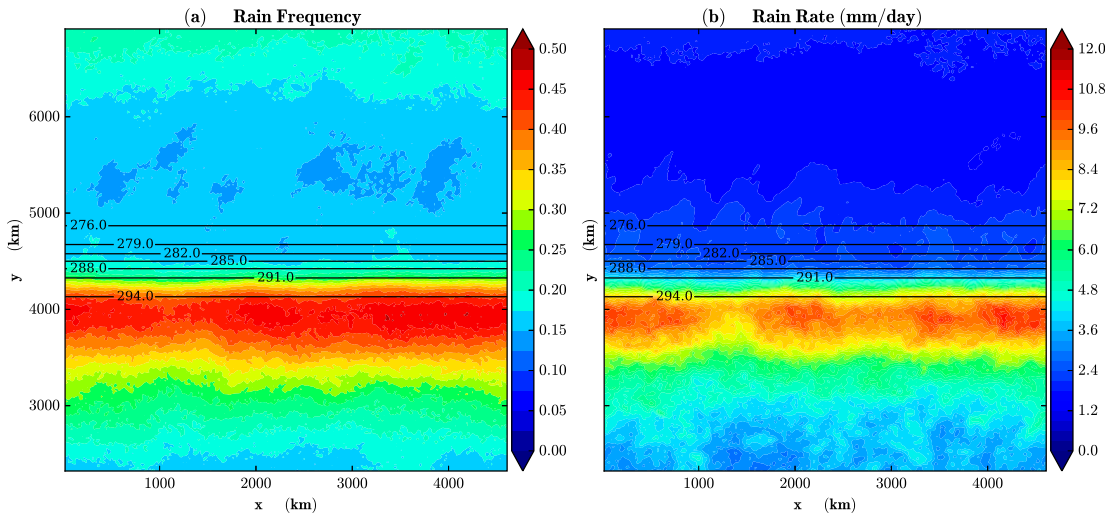


FIG. 3. Mean rain frequency and mean rain rate (mm day^{-1}) over the 4 years. Contours show the SST field (K). All calculations have been made considering rain rates over 12 h of larger than 3 mm day^{-1}.

a. Conditional averages of surface divergence

Figure 3 shows the rain frequency and the mean rain rate over the whole domain, clearly indicating a preferred location for rain that is south and away from the SST front. This may be compared with Fig. 2 of ON17, the comparison suggesting that our simulation has a realistic mean rain rate but overestimates the maximum rain frequency and the meridional contrast in rain frequency over the SST front. This does not matter for the present purpose, which is again to illustrate the systematic bias introduced by the conditional averages and by other similar filters.

Figure 4 shows the time average and conditional averages of the surface divergence, as in Fig. 1 of ON17. The mean surface divergence (Fig. 4a) shows a pattern with convergence south of the SST front and divergence over the SST front and to the north of it, analogous to that displayed over the Gulf Stream by ON17. Mean values (extremes of about $\pm 0.4 \times 10^{-5}\,\mathrm{s}^{-1}$) are quite comparable to the values found from observations. For the conditional averages, as expected, the rain-free divergence is shifted to positive values in all locations (Fig. 4b), whereas the rain-only divergence is shifted to only negative values (Fig. 4c).

Now, one advantage of this idealized setting is the zonal symmetry of the underlying SST, allowing us to average easily in the alongfront direction. This averaging leads to the same presentation as for the toy model of section 2. Figure 5 shows the zonally averaged time-mean surface divergence along with the rain-free and rain-only conditional averages. In addition, the underlying Laplacian of SST is also displayed as an indication of area where surface convergence is expected in the EBMA theory. Again, it is clearly seen that the conditional average displaces the rain-free average to

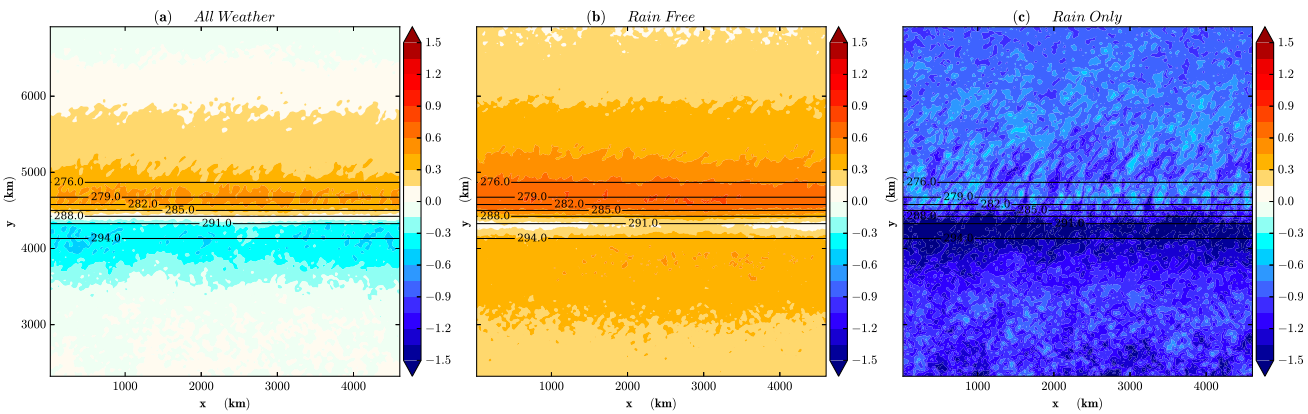


FIG. 4. Surface divergence (colors; $10^{-5}\,\mathrm{s}^{-1}$) considering (a) an unconditional mean, (b) a rain-free conditional mean, and (c) a rain-only conditional mean. Contours show the SST field (K).

positive values and the rain-only average to negative values. Both conditional averages retain some of the spatial structure present in the all-weather average, but there are also notable differences. For example, in the rain-free average, the central couplet occurs on shorter spatial scales than in the all-weather average. The meaning and interpretation of these differences are not the purpose of the present comment and would anyhow be tied to specificities of these idealized simulations. The important message is that the conditional average of divergence, conditioned on a variable with which divergence is correlated, leads to a bias that makes the convergent values disappear from the rain-free average. The disappearance of these convergent values does not allow the interpretation made by ON17, that is, that a stationary (or permanent or persistent) feature is absent from the divergence field.

The same simulation can be used to illustrate another analysis made by ON17, bearing on the statistics of divergence. The skewness of the divergence distribution was emphasized as a crucial parameter (e.g., ON17, section 6). As a complement to the conditional averages, ON17 examined the average of divergence when extreme values (away from the mean by more than twice the standard deviation, 2σ) are excluded or when only extreme values are retained (ON17, their Fig. 5). This was not explored in the toy model because the distribution of divergent values in there was not tied to a physical description of the processes. In the numerical simulation with a mesoscale model, it becomes meaningful to explore this distribution. Figure 6 shows maps of the mean divergence overall and filtered divergence excluding extreme values or retaining only those. The format for the first four panels is the same as that of Fig. 5 of ON17. As shown by Fig. 6d, the 2σ filter removes a comparable amount of data (4%–5%) in the area of maximum convergence. Again, the maps are very similar to the rain-free and rain-only means. In particular, the mean divergence excluding extreme values (Fig. 6b) is positive essentially everywhere, as is the rain-free mean (Fig. 4b). Yet, as we saw previously, it is not the sign of the mean divergence that is meaningful but the spatial variations: in both cases, the rain-free divergence did retain conspicuously part of the spatial variations present in the overall time mean. In Figs. 6e and 6f, the averaged divergences excluding or retaining extreme values are presented but removing their domain average. It then becomes apparent that the former includes spatial variations very similar to those of the mean divergence but slightly weaker. In contrast, the mean retaining only extreme events consists only of a strong band of convergence, wider than that of the overall mean divergence, and without the positive

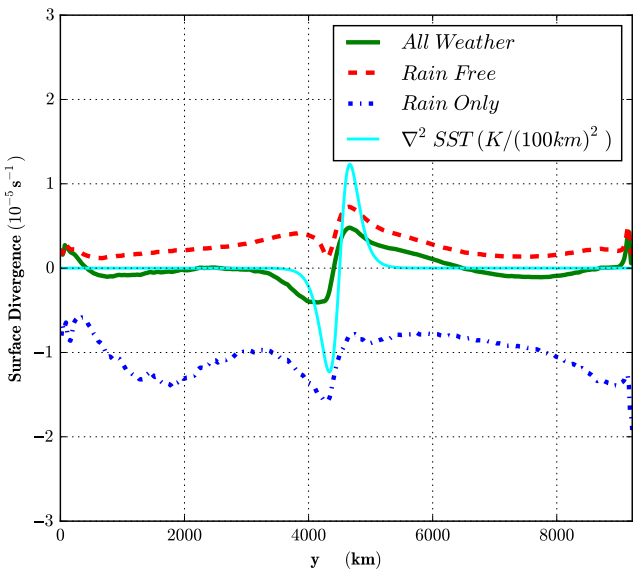


FIG. 5. Zonally averaged unconditional and conditional means of surface divergence ($10^{-5}\,s^{-1}$). Same quantities as in Fig. 4, considering the zonal mean of the signals. The light blue line is the Laplacian of SST ($10^{-10}\,K\,m^{-2}$).

counterpart to the north. These different spatial structures and relative amplitudes can be better appreciated from the zonally averaged description of these means in Fig. 7 rather than in maps where the choice of colors guides the eye and interpretation. It would be very informative in ON17 if their Figs. 1 and 5 were complemented with similar figures: for example, instead of presenting only the rain-free mean divergence, if a panel was included to show the rain-free mean divergence minus the spatial average over the area shown. Alternatively, the rain-free divergence could be shown with contours overlaid to the overall mean divergence, so one could see if the spatial variations and features coincide (but the comparison of the amplitudes would remain difficult).

b. *Statistics of divergence values*

Finally, we use the simulation to explore the overall distribution of the values taken by the divergence, similar to ON17 in their Fig. 6. The distribution of divergent values in our simulation is shown in Fig. 8a, showing good qualitative agreement with the distribution displayed from observations by ON17. In particular, we also find that large positive values of divergence are more frequent in rain-only conditions than in rain-free conditions, implying that there is not systematically convergence below rain. But we emphasize that the large positive values are one order of magnitude less likely than negative values. Now it was stressed several times above that divergence and rain are not dynamically independent and that they are statistically

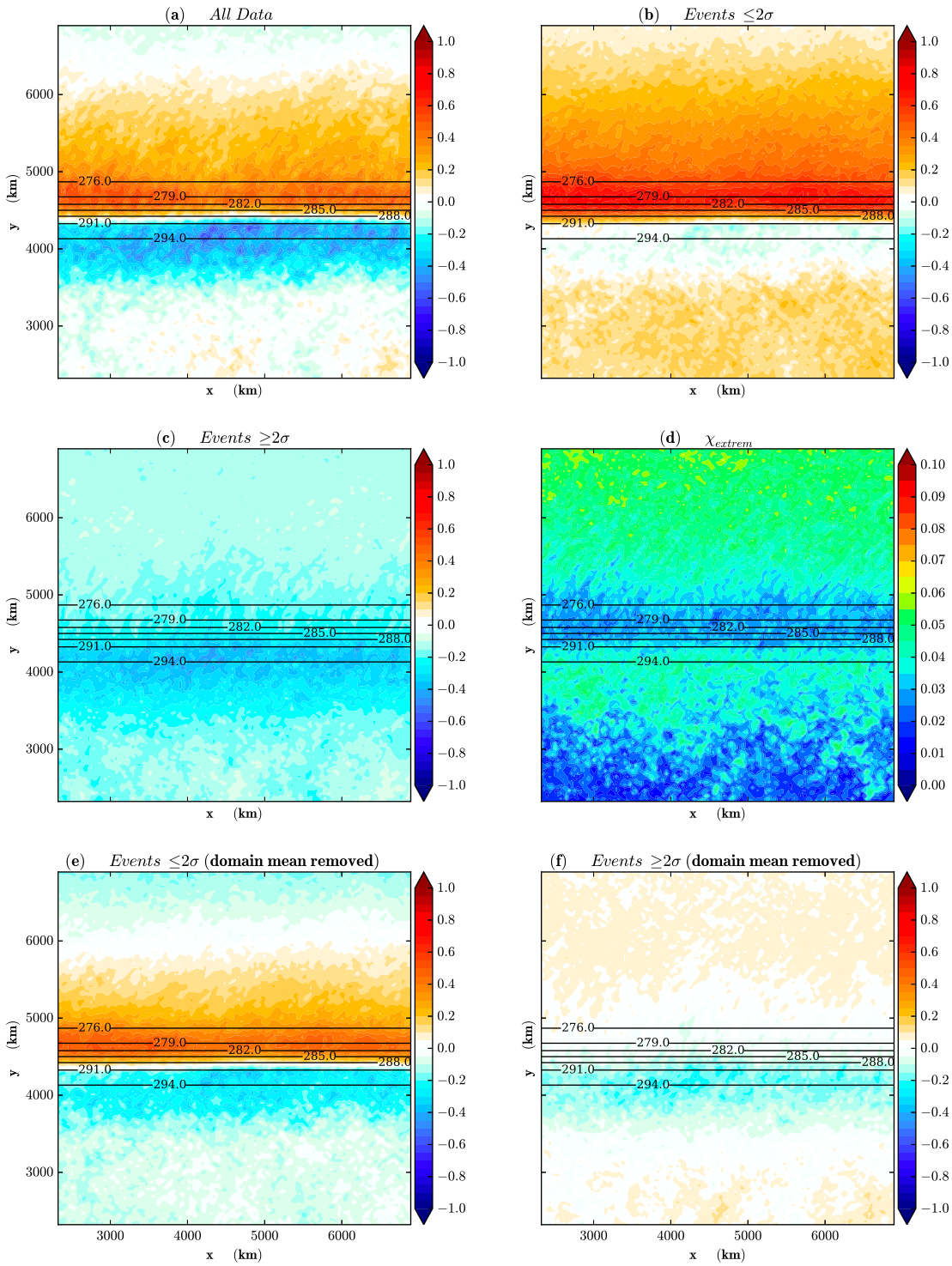


FIG. 6. Mean surface divergence (shading; $10^{-5}\,\mathrm{s}^{-1}$) (a) for the whole time series, (b) with values smaller than 2σ, and (c) with only values larger than 2σ. (d) Fraction of points with deviation from the mean bigger than the 2σ threshold. (e),(f) As in (b) and (c), respectively, after subtracting out the domain-averaged signal. Contours show the SST field (K).

correlated. The simulation makes it possible to document the joint probability distribution function of divergence and rain, shown in Fig. 8b. The mean divergence, for a given value of rain, is negative and increasingly negative as the rain value increases, as shown by the blue line. This gives another a posteriori justification of the setup of the toy model, where the intermediate rain field has been built by adding random

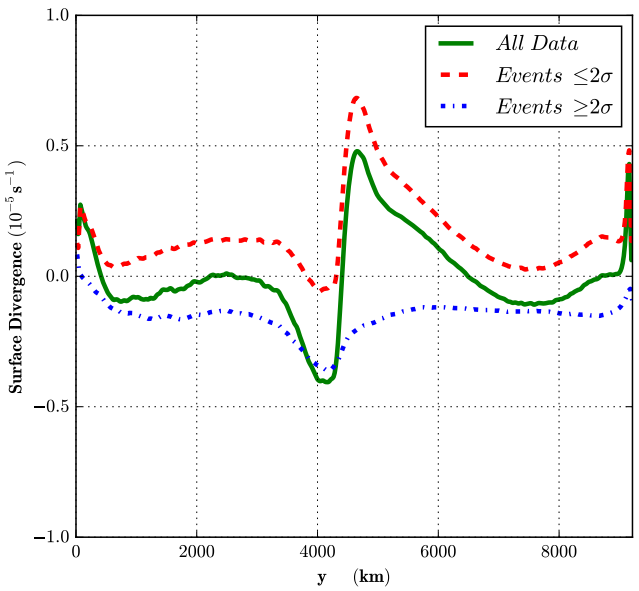


FIG. 7. Unfiltered and filtered surface divergence ($10^{-5}\,\mathrm{s}^{-1}$). Same quantities as in Figs. 6a–c, considering the zonal mean of the signals.

noise to the divergence. This also makes it possible to revisit how the sign of the rain-only mean divergence is determined. If we write $p(e)\,de$, the probability that the divergence takes a value between e and $e + de$, the overall mean divergence can be written as

$$\overline{d} = \int_{-\infty}^{\infty} ep(e)\,de. \tag{5}$$

The rain-only mean divergence (calculated using only values of rain above a threshold ε) is then written as

$$\overline{d}^{\mathrm{RO}} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} ep(e|\mathrm{rain} > \varepsilon)\,de}{\int_{-\infty}^{\infty} p(e|\mathrm{rain} > \varepsilon)\,de}. \tag{6}$$

In the integrand of the numerator in Eq. (6), one may decompose the conditional probability on rain being larger than the threshold ε and write it as the sum of the conditional probabilities knowing that rain is within interval $[r,\ r + dr[$:

$$p(e|\mathrm{rain} > \varepsilon) = \int_{\varepsilon}^{+\infty} p(e|r \le \mathrm{rain} < r + dr)q(r)\,dr, \tag{7}$$

with $q(r)$ the probability density function for the rain rate. This yields

$$\begin{aligned}\overline{d}^{\mathrm{RO}} &= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} e \int_{\varepsilon}^{+\infty} p(e|r \le \mathrm{rain} < r + dr)q(r)\,dr\,de}{\int_{-\infty}^{\infty} p(e|\mathrm{rain} > \varepsilon)de} \\ &= \frac{\int_{\varepsilon}^{+\infty} q(r) \int_{-\infty}^{+\infty} ep(e|r \le \mathrm{rain} < r + dr)\,de\,dr}{P(\mathrm{rain} > \varepsilon)} \\ &= \frac{\int_{\varepsilon}^{+\infty} q(r)f(r)\,dr}{P(\mathrm{rain} > \varepsilon)},\end{aligned} \tag{8}$$

with $f(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} ep(e|r \le \mathrm{rain} < r + dr)\,de$. Up to a normalizing factor, $f(r)$ is the average divergence knowing the rain rate. This is calculated in our simulation and

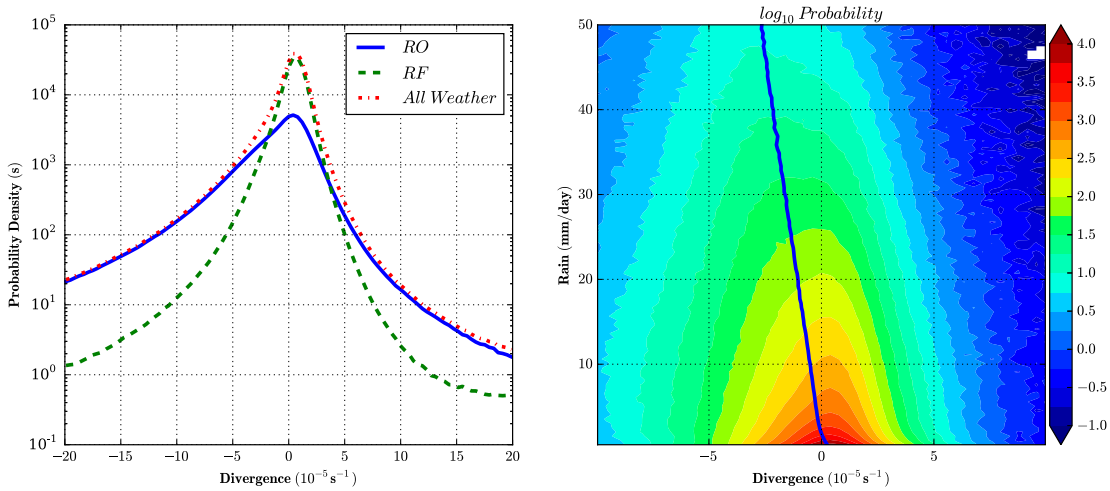


FIG. 8. (a) PDF of the surface divergence (red curve), calculated from all time outputs and for points within a band of latitudes ($3600 \le y \le 5600$ km). Blue and green dashed lines show respective contributions of the rainy and rain-free points to the unconditional PDF. (b) Joint PDF of the rain rate (vertical axis; mm day^{-1}) and the surface divergence (horizontal axis; $10^{-5}\,\mathrm{s}^{-1}$). Color scale is logarithmic. The blue line indicates the conditional mean of the surface divergence for a given rain rate.

shown in Fig. 8b as the thick blue line. Consistent with the physical expectation that surface convergence and precipitation are highly correlated, the average divergence knowing the rain rate is always negative for values of rain larger than about 1 mm day^{-1} and increasingly negative with increasing precipitation. This clearly demonstrates that the correlation of convergence and precipitation leads to $\overline{d}^{\mathrm{RO}}$ being negative. As a consequence, $\overline{d}^{\mathrm{RF}}$ will systematically have a positive shift relative to $\overline{d}$. Note that, because strong convergence corresponds to rain-only regions (see Fig. 8a), an analysis based on the 2σ filter would lead to the same conclusion. The reason is that the condition still is strongly correlated to the divergence itself.

4. Discussion and perspectives

ON17 conclude from their analysis "that the existence of the GSCZ in the time-mean winds owes its existence to extreme storm convergences, since removing a relatively small number of data points associated with storms removes the time-mean convergence" (ON17, p. 2397). In the conclusion again they state that "strong convergences associated with storms explains the existence of the GSCZ in the time-mean surface winds" (ON17, p. 2409). They explain that the skewness of the surface divergence distribution, due to the strong convergence signatures of midlatitude cyclones, "is sufficient to change the sign of the time mean and the interpretation of the SST influence on divergence. Removing fewer than 4% of the strongest divergence events, or removing fewer than 20% of values in raining conditions, effectively eliminates the GSCZ from the time-mean surface winds" (ON17, p. 2409). The underlying premise is that if the convergence band vanishes when only a small portion of values is removed, this feature cannot be "a persistent feature anchored to the Gulf Stream" (ON17, p. 2404).

We disagree with this premise, but this does not invalidate the entire analysis of ON17 and their conclusions. Our disagreement stems from the too-strong emphasis on the sign of the rain-free divergence. Our study has put in evidence the bias in this sign because of a dynamical link between surface divergence and precipitation that statistically correlates the two fields. As a consequence, the conditional average shifts the rain-free divergence toward positive values and the rain-only divergence toward strongly negative values. The correlation between precipitation and surface divergence is especially true for the most intense values, as can be seen in their Figs. 4b and 4c. The joint probability distribution function (PDF) of convergence and precipitation, as shown in Fig. 8b for our simulation, illustrates clearly this correlation. It would be very interesting to estimate this joint PDF from observations. Yet, as far as the color bars in their Figs. 1, 5, and 13 allow us to judge, much of the spatial variations between the rain-free and all-weather divergence coincide. Rather than showing the absolute values of the rain-free and rain-only divergence, showing anomalies (relative either to the mean over the domain or to the field smoothed on large scales) would be less misleading. In the case of the toy model, the same spatial structure came out in the three averages, but the rain-only average is noisier. In the idealized simulation, the spatial structures of the rain-free average have strong resemblance to those of the overall average, whereas those of the rain-only average display some differences.

In the comparisons of their different figures, ON17 emphasize absolute values and discard the similarity that is often found between the spatial variations. For example, the claim of ON17 that the rain-free divergence in their Fig. 13b "bears no resemblance" (ON17, p. 2401) to the SST Laplacian (their Fig. 13h) is at the very least misleading. The spatial variations of both fields, as far as eye can tell, seem very correlated. The colors differ because the rain-free divergence is shifted everywhere to positive values because of the conditional average. Similarly, in the interpretation of their Fig. 11, the strong similarity at spatial scales shorter than 1000 km (their Figs. 11a and 11b) is perhaps more significant than the difference (again a positive shift) in the spatially low-pass-filtered fields (their Figs. 11c and 11d). It is worth emphasizing that on spatial scales shorter than 1000 km (their Figs. 11a and 11b), there is a strong similarity between the time-mean divergence (colors) and the SST Laplacian (contours).

Now, to make progress, we suggest making the line of reasoning of ON17 more explicit and to formulate two different hypotheses:

1) Hypothesis 1 (H1): The divergence at any time results from two signals: a stationary signal (related to EBMA) and random fluctuations from storms whose positions vary in time. The signal due to these fluctuations should diminish when averaging over longer times.
2) Hypothesis 2 (H2): The divergence at any time only results from storms. The spatial variations of these storms are such that, in the time average, they produce the signature that is observed.

Set in the above terms, ON17 claims that the absence of convergence (negative values) in the rain-free average divergence rules out H1. The toy model of section 2 merely served to illustrate that this conclusion is not justified: it is *possible* to have a rain-free divergence everywhere positive and yet to have a stationary signal

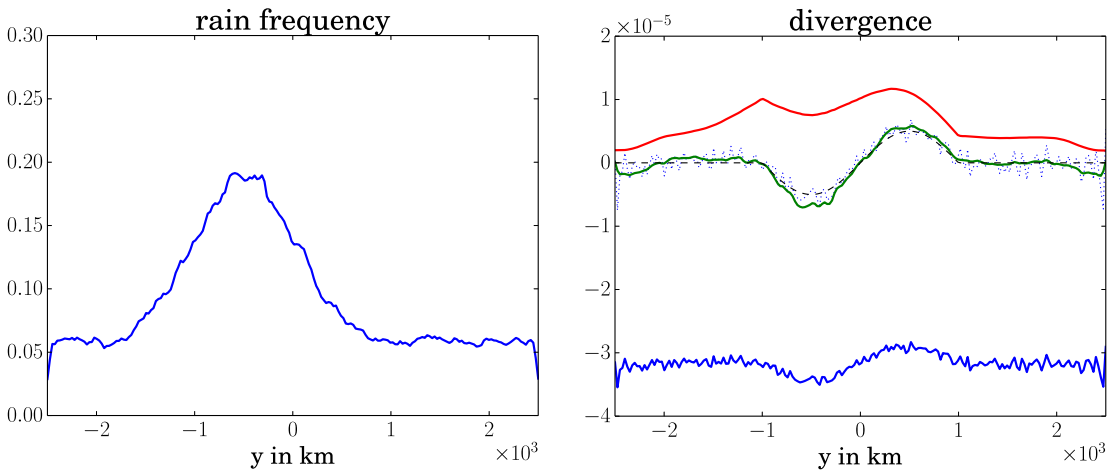


FIG. 9. (left) Rain frequency for the modified toy model. (right) Time-mean divergence of the modified toy model, averaged over 10 000 time steps. The green line corresponds to total averages, whereas the blue line corresponds to $\overline{d}^{\mathrm{RO}}/2$, the red line to $\overline{d}^{\mathrm{RF}}$, and the dashed black line to d_p. The blue dotted curve is $\overline{d}^{\mathrm{RO}}$ minus its spatial average value. It overlaps almost exactly with d_p. Parameters used for the toy model are given in the appendix.

that is responsible for all of the time-averaged signal. In other words, the absence of *convergence* in the rain-free divergence (or after filtering out extreme values) does not rule out H1 (i.e., the existence of a permanent signal in the divergence).

Now, in our toy model, the shift is uniform in space as the storms were uniformly distributed in space. In contrast to this, in our idealized simulation (see section 3) and in the observations (see Fig. 1c of ON17), the shift is not uniform. Introducing spatial variations in the probability of occurrence of the storms in our toy model (see the appendix for a description of the modifications of the toy model), one observes that storms still leave a residual signal that is related to the stationary divergence term (Fig. 9). Of course, this is on top of another signal due to the localization in space of storms in relation with H2.

Spelling out explicitly the two hypotheses provides two extreme pictures, and reality is likely, as often, in between. The links between the conditional averages analyzed by ON17 and the underlying mechanisms of the atmospheric response to the SST anomalies are not so simple, as illustrated by the present comment. Now, the detailed and extensive analysis carried out by ON17 does emphasize several important points: the instantaneous fluctuations in the divergence field overwhelms the time mean, and understanding this response requires considering how the SST influences storms, in particular in setting their preferred location. We believe that detailed investigations of the instantaneous signature of different mechanisms through which the SST influences the marine atmospheric boundary layer, as sketched in section 5 of ON17, are necessary to properly evaluate the relevance of these different mechanisms. These issues are complex, as they depend on the variables and approach considered to quantify one or the other mechanism, as will be discussed based on the simulation used in section 3 (A. Foussard et al. 2018, unpublished manuscript).

Acknowledgments. This work was granted access to the HPC resources of IDRIS under the allocation for 2015 and 2016 A0010106852 made by Grand Equipement National de Calcul Intensif (GENCI). This research was funded by Agence Nationale de la Recherche Grant SIMI 5-6 014 01.

APPENDIX

Implementation of the Toy Model

The toy model we constructed only depends on the divergence fields d_p and d_s. We here describe the choices used to implement it. The permanent divergence signal was chosen as

$$d_p(y) = \begin{cases} A\sin\left(\dfrac{\pi y}{2L}\right), & \text{for} \quad -2L < y < 2L \\ 0, & \text{for} \quad |y| > 2L \end{cases}. \tag{A1}$$

The divergence field is constructed as a sum of d_p and of five "storms," each centered at a random (uniformly distributed) location within the domain $[-D,\ D]$. Each event, relative to its central location, has the following spatial structure:

$$g(y) = \begin{cases} \dfrac{al}{L}\sin\left[\dfrac{(y+L+l)\pi}{L}\right], & \text{for } -(L+l) < y < -l \\ -a\cos\left(\dfrac{y\pi}{2l}\right), & \text{for } -l < y < l \\ \dfrac{al}{L}\sin\left[\dfrac{(y-l)\pi}{L}\right], & \text{for } l < y < L+l \\ 0 & \text{for } |y| > L+l \end{cases}, \tag{A2}$$

where $-a$ describes the peak intensity of the convergence ($a > 0$), l describes the width of the convergent region, and L describes the width of the surrounding regions where compensating divergence occurs. This definition is consistent with our idea that the net divergence would be zero [i.e., $\int g(y)\,dy = 0$]. Then d_s takes the form of

$$d_s(y,t) = \sum_{i=1}^{5} g[y - y_c^i(t)], \tag{A3}$$

where $y_c^i(t)$ is the location of one of the storm centers at time t.

To obtain the "rain" field $r(y, t) = -d_s + \eta$, a random noise η is added. This noise has normal distribution with zero mean and a standard deviation of σ_{noise}.

The values chosen for the parameters in order to generate the figures were $A = 0.5 \times 10^{-5}\,\text{s}^{-1}$, $a = 1 \times 10^{-4}\,\text{s}^{-1}$, $l = 50\,\text{km}$, $L = 500\,\text{km}$, and $D = 2500\,\text{km}$. The number of points in the y direction is $n_y = 200$. Different values for the parameters have been explored. As the noise is increased, the positive bias of the rain-free mean divergence decreases. Nonetheless, as long as the noise is not much larger than a, the positive bias is robust and significant (i.e., sufficient for the rain-free mean to be positive nearly everywhere).

The model was also modified to show that the same results can be obtained when storms are located on the convergence zone. To this end, we introduce a parameter $0 < C < 1$. For each event, we take two random numbers, r uniformly distributed in [0, 1] and s with a Gaussian distribution (centered at 0 and with a variance of 1). The storm position y_c is then defined as

$$y_p = \begin{cases} (s-1)L, & \text{if } r < C \\ \left(2\dfrac{r-C}{1-C} - 1\right)D, & \text{if } r \geq C \end{cases}. \tag{A4}$$

Figure 9 was produced with this scheme, still using five storms per time step but without noise ($\sigma_{\text{noise}} = 0$) and with 10 000 time steps. Parameter C was set to $C = 0.4$. The other parameters were the same as before.

REFERENCES

Bryan, F. O., R. Tomas, J. Dennis, D. Chelton, N. Loeb, and J. McClean, 2010: Frontal scale air–sea interaction in high-resolution coupled climate models. *J. Climate*, **23**, 6277–6291, https://doi.org/10.1175/2010JCLI3665.1.

Businger, J. A., and W. J. Shaw, 1984: The response of the marine boundary layer to mesoscale variations in sea-surface temperature. *Dyn. Atmos. Oceans*, **8**, 267–281, https://doi.org/10.1016/0377-0265(84)90012-5.

Butchart, N., 2014: The Brewer-Dobson circulation. *Rev. Geophys.*, **52**, 157–184, https://doi.org/10.1002/2013RG000448.

Chelton, D. B., M. G. Schlax, M. H. Freilich, and R. F. Milliff, 2004: Satellite measurements reveal persistent small-scale features in ocean winds. *Science*, **303**, 978–983, https://doi.org/10.1126/science.1091901.

Feliks, Y., M. Ghil, and E. Simonnet, 2004: Low-frequency variability in the midlatitude atmosphere induced by an oceanic thermal front. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 961–981, https://doi.org/10.1175/1520-0469(2004)061<0961:LVITMA>2.0.CO;2.

Frierson, D. M., I. M. Held, and P. Zurita-Gotor, 2006: A gray-radiation aquaplanet moist GCM. Part I: Static stability and eddy scale. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2548–2566, https://doi.org/10.1175/JAS3753.1.

Hayes, S. P., M. J. McPhaden, and J. M. Wallace, 1989: The influence of sea surface temperature on surface wind in the eastern equatorial Pacific: Weekly to monthly variability. *J. Climate*, **2**, 1500–1506, https://doi.org/10.1175/1520-0442(1989)002<1500:TIOSST>2.0.CO;2.

Lambaerts, J., G. Lapeyre, R. Plougonven, and P. Klein, 2013: Atmospheric response to sea surface temperature mesoscale structures. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **118**, 9611–9621, https://doi.org/10.1002/jgrd.50769.

Lindzen, R., and S. Nigam, 1987: On the role of sea surface temperature gradients in forcing low-level winds and convergence in the tropics. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2418–2436, https://doi.org/10.1175/1520-0469(1987)044<2418:OTROSS>2.0.CO;2.

Minobe, S., A. Kuwano-Yoshida, N. Komori, S.-P. Xie, and R. J. Small, 2008: Influence of the Gulf Stream on the troposphere. *Nature*, **452**, 206–209, https://doi.org/10.1038/nature06690.

O'Neill, L. W., T. Haack, D. B. Chelton, and E. Skyllingstad, 2017: The Gulf Stream convergence zone in the time-mean winds. *J. Atmos. Sci.*, **74**, 2383–2412, https://doi.org/10.1175/JAS-D-16-0213.1.

Skamarock, W. C., and Coauthors, 2008: A description of the Advanced Research WRF version 3. NCAR Tech. Note NCAR/TN-475+STR, 113 pp., https://doi.org/10.5065/D68S4MVH.

Small, R., and Coauthors, 2008: Air–sea interaction over ocean fronts and eddies. *Dyn. Atmos. Oceans*, **45**, 274–319, https://doi.org/10.1016/j.dynatmoce.2008.01.001.

Bibliographie

Alexander, M. A., Bladé, I., Newman, M., Lanzante, J. R., Lau, N.-C. et Scott, J. D. (2002). The atmospheric bridge : The influence of ENSO teleconnections on air–sea interaction over the global oceans. *Journal of Climate*, 15(16):2205–2231.

Ambaum, M. H. et Novak, L. (2014). A nonlinear oscillator describing storm track variability. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 140(685):2680–2684.

Autret, E. (2014). *Analyse de champs de température de surface de la mer à partir d'observations satellite multi-sources.* Thèse de doctorat, Université Européenne de Bretagne, Telecom Bretagne.

Barsugli, J. J. et Battisti, D. S. (1998). The basic effects of atmosphere–ocean thermal coupling on midlatitude variability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55(4):477–493.

Bishop, S. P., Small, R. J., Bryan, F. O. et Tomas, R. A. (2017). Scale dependence of midlatitude air–sea interaction. *Journal of Climate*, 30(20):8207–8221.

Bladé, I. (1997). The influence of midlatitude ocean–atmosphere coupling on the low-frequency variability of a GCM. Part I : No tropical SST forcing. *Journal of Climate*, 10(8):2087–2106.

Booth, J. F., Naud, C. M. et Willison, J. (2018). Evaluation of Extratropical Cyclone Precipitation in the North Atlantic Basin : An Analysis of ERA-Interim, WRF, and Two CMIP5 Models. *Journal of climate*, 31(6):2345–2360.

Booth, J. F., Thompson, L., Patoux, J. et Kelly, K. A. (2012). Sensitivity of midlatitude storm intensification to perturbations in the sea surface temperature near the Gulf Stream. *Monthly Weather Review*, 140(4):1241–1256.

Booth, J. F., Thompson, L. A., Patoux, J., Kelly, K. A. et Dickinson, S. (2010). The signature of the midlatitude tropospheric storm tracks in the surface winds. *Journal of Climate*, 23(5):1160–1174.

Bourras, D., Reverdin, G., Giordani, H. et Caniaux, G. (2004). Response of the atmospheric boundary layer to a mesoscale oceanic eddy in the northeast Atlantic. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 109(D18114).

Brachet, S., Codron, F., Feliks, Y., Ghil, M., Le Treut, H. et Simonnet, E. (2012). Atmospheric circulations induced by a midlatitude SST front : A GCM study. *Journal of Climate*, 25(6):1847–1853.

Brayshaw, D. J., Hoskins, B. et Blackburn, M. (2008). The storm-track response to idealized SST perturbations in an aquaplanet GCM. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65(9):2842–2860.

Brayshaw, D. J., Hoskins, B. et Blackburn, M. (2009). The basic ingredients of the North Atlantic storm track. Part I : Land–sea contrast and orography. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 66(9):2539–2558.

Brayshaw, D. J., Hoskins, B. et Blackburn, M. (2011). The basic ingredients of the North Atlantic storm track. Part II : Sea surface temperatures. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 68(8):1784–1805.

Bryan, F. O., Tomas, R., Dennis, J. M., Chelton, D. B., Loeb, N. G. et McClean, J. L. (2010). Frontal scale air-sea interaction in high-resolution coupled climate models. *Journal of Climate*, 23(23):6277–6291.

Byrne, D., Münnich, M., Frenger, I. et Gruber, N. (2016). Mesoscale atmosphere ocean coupling enhances the transfer of wind energy into the ocean. *Nature communications*, 7:11867.

Byrne, D., Papritz, L., Frenger, I., Münnich, M. et Gruber, N. (2015). Atmospheric response to mesoscale sea surface temperature anomalies : Assessment of mechanisms and coupling strength in a high-resolution coupled model over the South Atlantic. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 72(5):1872–1890.

Callies, J., Ferrari, R., Klymak, J. M. et Gula, J. (2015). Seasonality in submesoscale turbulence. *Nature communications*, 6:6862.

Cassou, C. et Terray, L. (2001). Oceanic forcing of the wintertime low-frequency atmospheric variability in the North Atlantic European sector : A study with the ARPEGE model. *Journal of Climate*, 14(22):4266–4291.

Cassou, C., Terray, L., Hurrell, J. W. et Deser, C. (2004). North Atlantic winter climate regimes : Spatial asymmetry, stationarity with time, and oceanic forcing. *Journal of Climate*, 17(5):1055–1068.

Chang, E. K. (1993). Downstream development of baroclinic waves as inferred from regression analysis. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 50(13):2038–2053.

Chang, E. K., Lee, S. et Swanson, K. L. (2002). Storm track dynamics. *Journal of Climate*, 15(16):2163–2183.

Charney, J. G. (1947). The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *Journal of Meteorology*, 4(5):136–162.

Chelton, D. B., Esbensen, S. K., Schlax, M. G., Thum, N., Freilich, M. H., Wentz, F. J., Gentemann, C. L., McPhaden, M. J. et Schopf, P. S. (2001). Observations of coupling between surface wind stress and sea surface temperature in the eastern tropical Pacific. *Journal of Climate*, 14(7):1479–1498.

Chelton, D. B., Schlax, M. G., Freilich, M. H. et Milliff, R. F. (2004). Satellite measurements reveal persistent small-scale features in ocean winds. *Science*, 303(5660):978–983.

Chelton, D. B., Schlax, M. G., Samelson, R. M. et de Szoeke, R. A. (2007). Global observations of large oceanic eddies. *Geophysical Research Letters*, 34(L15606).

Chelton, D. B. et Xie, S.-P. (2010). Coupled ocean-atmosphere interaction at oceanic mesoscales. *Oceanography*, 23(4):52–69.

Chen, L., Jia, Y. et Liu, Q. (2017). Oceanic eddy-driven atmospheric secondary circulation in the winter kuroshio extension region. *Journal of Oceanography*, 73(3): 295–307.

Czaja, A. et Blunt, N. (2011). A new mechanism for ocean–atmosphere coupling in midlatitudes. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 137(657):1095–1101.

Czaja, A. et Frankignoul, C. (1999). Influence of the North Atlantic SST on the atmospheric circulation. *Geophysical Research Letters*, 26(19):2969–2972.

Czaja, A. et Frankignoul, C. (2002). Observed impact of Atlantic SST anomalies on the North Atlantic Oscillation. *Journal of Climate*, 15(6):606–623.

Deremble, B., Lapeyre, G. et Ghil, M. (2012). Atmospheric dynamics triggered by an oceanic SST front in a moist quasigeostrophic model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 69(5):1617–1632.

Deser, C., Magnusdottir, G., Saravanan, R. et Phillips, A. (2004). The effects of North Atlantic SST and sea ice anomalies on the winter circulation in CCM3. Part II : Direct and indirect components of the response. *Journal of Climate*, 17(5):877–889.

Dewar, W. K. et Flierl, G. R. (1987). Some effects of the wind on rings. *Journal of Physical Oceanography*, 17(10):1653–1667.

Diakhaté, M., Lazar, A., De Coëtlogon, G. et Gaye, A. T. (2018). Do SST gradients drive the monthly climatological surface wind convergence over the tropical Atlantic ? *International Journal of Climatology*, 38:e955–e965.

Drévillon, M., Terray, L., Rogel, P. et Cassou, C. (2001). Mid latitude Atlantic SST influence on European winter climate variability in the NCEP reanalysis. *Climate Dynamics*, 18(3-4):331–344.

Eady, E. T. (1949). Long waves and cyclone waves. *Tellus*, 1(3):33–52.

Feliks, Y., Ghil, M. et Simonnet, E. (2004). Low-frequency variability in the midlatitude atmosphere induced by an oceanic thermal front. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 61(9):961–981.

Feliks, Y., Ghil, M. et Simonnet, E. (2007). Low-frequency variability in the midlatitude baroclinic atmosphere induced by an oceanic thermal front. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 64(1):97–116.

Frankignoul, C. (1985). Sea surface temperature anomalies, planetary waves, and air-sea feedback in the middle latitudes. *Reviews of Geophysics*, 23(4):357–390.

Frankignoul, C., Czaja, A. et L'Heveder, B. (1998). Air–sea feedback in the North Atlantic and surface boundary conditions for ocean models. *Journal of Climate*, 11(9):2310–2324.

Frankignoul, C. et Hasselmann, K. (1977). Stochastic climate models, Part II Application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability. *Tellus*, 29(4):289–305.

Frankignoul, C., Kestenare, E., Botzet, M., Carril, A., Drange, H., Pardaens, A., Terray, L. et Sutton, R. (2004). An intercomparison between the surface heat flux feedback in five coupled models, COADS and the NCEP reanalysis. *Climate dynamics*, 22(4):373–388.

Frankignoul, C., Sennéchael, N., Kwon, Y.-O. et Alexander, M. A. (2011). Influence of the meridional shifts of the Kuroshio and the Oyashio Extensions on the atmospheric circulation. *Journal of Climate*, 24(3):762–777.

Frenger, I., Gruber, N., Knutti, R. et Münnich, M. (2013). Imprint of Southern Ocean eddies on winds, clouds and rainfall. *Nature Geoscience*, 6(8):608–612.

Frierson, D. M., Held, I. M. et Zurita-Gotor, P. (2006). A gray-radiation aquaplanet moist GCM. Part I : Static stability and eddy scale. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 63(10):2548–2566.

Gaube, P., Chelton, D. B., Samelson, R. M., Schlax, M. G. et O'Neill, L. W. (2015). Satellite observations of mesoscale eddy-induced Ekman pumping. *Journal of Physical Oceanography*, 45(1):104–132.

Giordani, H. et Caniaux, G. (2001). Sensitivity of cyclogenesis to sea surface temperature in the northwestern Atlantic. *Monthly Weather Review*, 129(6):1273–1295.

Giordani, H., Planton, S., Benech, B. et Kwon, B.-H. (1998). Atmospheric boundary layer response to sea surface temperatures during the SEMAPHORE experiment. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 103(C11):25047–25060.

Hall, N. M., Derome, J. et Lin, H. (2001a). The extratropical signal generated by a midlatitude SST anomaly. Part I : Sensitivity at equilibrium. *Journal of Climate*, 14(9):2035–2053.

Hall, N. M., Lin, H. et Derome, J. (2001b). The extratropical signal generated by a midlatitude SST anomaly. Part II : Influence on seasonal forecasts. *Journal of Climate*, 14(12):2696–2709.

Hashizume, H., Xie, S.-P., Fujiwara, M., Shiotani, M., Watanabe, T., Tanimoto, Y., Liu, W. T. et Takeuchi, K. (2002). Direct observations of atmospheric boundary layer response to SST variations associated with tropical instability waves over the eastern equatorial Pacific. *Journal of Climate*, 15(23):3379–3393.

Hasselmann, K. (1976). Stochastic climate models. Part I. Theory. *Tellus*, 28(6):473–485.

Hayes, S., McPhaden, M. et Wallace, J. (1989). The influence of sea-surface temperature on surface wind in the eastern equatorial Pacific : Weekly to monthly variability. *Journal of Climate*, 2(12):1500–1506.

Held, I. M., Lyons, S. W. et Nigam, S. (1989). Transients and the extratropical response to El Nino. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 46(1):163–174.

Held, I. M. et Suarez, M. J. (1994). A proposal for the intercomparison of the dynamical cores of atmospheric general circulation models. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 75(10):1825–1830.

Hoerling, M. P. et Kumar, A. (2002). Atmospheric response patterns associated with tropical forcing. *Journal of Climate*, 15(16):2184–2203.

Horel, J. D. et Wallace, J. M. (1981). Planetary-scale atmospheric phenomena associated with the Southern Oscillation. *Monthly Weather Review*, 109(4):813–829.

Hoskins, B. J., James, I. N. et White, G. H. (1983). The shape, propagation and mean-flow interaction of large-scale weather systems. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 40(7):1595–1612.

Hoskins, B. J. et Karoly, D. J. (1981). The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 38(6):1179–1196.

Hoskins, B. J. et Valdes, P. J. (1990). On the existence of storm-tracks. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 47(15):1854–1864.

Hotta, D. et Nakamura, H. (2011). On the significance of the sensible heat supply from the ocean in the maintenance of the mean baroclinicity along storm tracks. *Journal of Climate*, 24(13):3377–3401.

Hurrell, J. W. (1995). Decadal trends in the North Atlantic Oscillation : Regional temperatures and precipitation. *Science*, 269(5224):676–679.

Inatsu, M., Mukougawa, H. et Xie, S.-P. (2003). Atmospheric response to zonal variations in midlatitude SST : Transient and stationary eddies and their feedback. *Journal of Climate*, 16(20):3314–3329.

Joyce, T. M., Kwon, Y.-O. et Yu, L. (2009). On the relationship between synoptic wintertime atmospheric variability and path shifts in the Gulf Stream and the Kuroshio Extension. *Journal of Climate*, 22(12):3177–3192.

Kaspi, Y. et Schneider, T. (2013). The role of stationary eddies in shaping midlatitude storm tracks. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 70(8):2596–2613.

Kida, S., Mitsudera, H., Aoki, S., Guo, X., Ito, S.-i., Kobashi, F., Komori, N., Kubokawa, A., Miyama, T., Morie, R. *et al.* (2015). Oceanic fronts and jets around Japan : A review. *Journal of Oceanography*, 71(5):469–497.

Kidston, J., Scaife, A. A., Hardiman, S. C., Mitchell, D. M., Butchart, N., Baldwin, M. P. et Gray, L. J. (2015). Stratospheric influence on tropospheric jet streams, storm tracks and surface weather. *Nature Geoscience*, 8(6):433.

Kilpatrick, T., Schneider, N. et Qiu, B. (2014). Boundary layer convergence induced by strong winds across a midlatitude SST front. *Journal of Climate*, 27(4):1698–1718.

Kilpatrick, T., Schneider, N. et Qiu, B. (2016). Atmospheric response to a midlatitude SST front : Alongfront winds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 73(9):3489–3509.

Kushnir, Y., Robinson, W., Bladé, I., Hall, N., Peng, S. et Sutton, R. (2002). Atmospheric GCM response to extratropical SST anomalies : Synthesis and evaluation. *Journal of Climate*, 15(16):2233–2256.

Kuwano-Yoshida, A. et Minobe, S. (2017). Storm-track response to SST fronts in the northwestern Pacific region in an AGCM. *Journal of Climate*, 30(3):1081–1102.

Kuwano-Yoshida, A., Minobe, S. et Xie, S.-P. (2010). Precipitation response to the Gulf Stream in an atmospheric GCM. *Journal of Climate*, 23(13):3676–3698.

Kwon, Y.-O., Alexander, M. A., Bond, N. A., Frankignoul, C., Nakamura, H., Qiu, B. et Thompson, L. A. (2010). Role of the Gulf Stream and Kuroshio-Oyashio systems in large-scale atmosphere-ocean interaction : A review. *Journal of Climate*, 23(12):3249–3281.

Lambaerts, J., Lapeyre, G., Plougonven, R. et Klein, P. (2013). Atmospheric response to sea surface temperature mesoscale structures. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 118(17):9611–9621.

Latif, M. et Barnett, T. P. (1996). Decadal climate variability over the North Pacific and North America : Dynamics and predictability. *Journal of Climate*, 9(10):2407–2423.

Lau, N.-C. (1988). Variability of the observed midlatitude storm tracks in relation to low-frequency changes in the circulation pattern. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 45(19):2718–2743.

Lebeaupin Brossier, C., Ducrocq, V. et Giordani, H. (2008). Sensitivity of three mediterranean heavy rain events to two different sea surface fluxes parameterizations in high-resolution numerical modeling. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 113(D21).

Lee, S. et Kim, H.-k. (2003). The dynamical relationship between subtropical and eddy-driven jets. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60(12):1490–1503.

L'hévéder, B., Codron, F. et Ghil, M. (2015). Impact of anomalous northward oceanic heat transport on global climate in a slab ocean setting. *Journal of Climate*, 28(7):2650–2664.

Lindzen, R. S. et Nigam, S. (1987). On the role of sea surface temperature gradients in forcing low-level winds and convergence in the tropics. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 44(17):2418–2436.

Liu, J.-W., Zhang, S.-P. et Xie, S.-P. (2013). Two types of surface wind response to the East China Sea Kuroshio front. *Journal of Climate*, 26(21):8616–8627.

Liu, W. T., Xie, X. et Niiler, P. P. (2007). Ocean-atmosphere interaction over Agulhas Extension meanders. *Journal of Climate*, 20(23):5784–5797.

Lorenz, D. J. et Hartmann, D. L. (2001). Eddy-zonal flow feedback in the Southern Hemisphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 58(21):3312–3327.

Lorenz, E. N. (1955). Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus*, 7(2):157–167.

Ma, J., Xu, H., Dong, C., Lin, P. et Liu, Y. (2015a). Atmospheric responses to oceanic eddies in the Kuroshio Extension region. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 120(13):6313–6330.

Ma, X., Chang, P., Saravanan, R., Montuoro, R., Hsieh, J.-S., Wu, D., Lin, X., Wu, L. et Jing, Z. (2015b). Distant Influence of Kuroshio Eddies on North Pacific Weather Patterns ? *Scientific Reports*, 5:17785.

Ma, X., Chang, P., Saravanan, R., Montuoro, R., Nakamura, H., Wu, D., Lin, X. et Wu, L. (2017). Importance of Resolving Kuroshio Front and Eddy Influence in Simulating the North Pacific Storm Track. *Journal of Climate*, 30(5):1861–1880.

Ma, X., Jing, Z., Chang, P., Liu, X., Montuoro, R., Small, R. J., Bryan, F. O., Greatbatch, R. J., Brandt, P., Wu, D. *et al.* (2016). Western boundary currents regulated by interaction between ocean eddies and the atmosphere. *Nature*, 535(7613):533.

Magnusdottir, G., Deser, C. et Saravanan, R. (2004). The effects of North Atlantic SST and sea ice anomalies on the winter circulation in CCM3. Part I : Main features and storm track characteristics of the response. *Journal of Climate*, 17(5):857–876.

Masunaga, R., Nakamura, H., Miyasaka, T., Nishii, K. et Tanimoto, Y. (2015). Separation of climatological imprints of the Kuroshio Extension and Oyashio fronts on the wintertime atmospheric boundary layer : Their sensitivity to SST resolution prescribed for atmospheric reanalysis. *Journal of Climate*, 28(5):1764–1787.

Mensa, J. A., Garraffo, Z., Griffa, A., Özgökmen, T. M., Haza, A. et Veneziani, M. (2013). Seasonality of the submesoscale dynamics in the Gulf Stream region. *Ocean Dynamics*, 63(8):923–941.

Meynadier, R., De Coëtlogon, G., Bastin, S., Eymard, L. et Janicot, S. (2015). Sensitivity testing of WRF parameterizations on air–sea interaction and its impact on water cycle in the Gulf of Guinea. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 141(690):1804–1820.

Michel, C. et Rivière, G. (2011). The link between Rossby wave breakings and weather regime transitions. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 68(8):1730–1748.

Michel, C. et Rivière, G. (2014). Sensitivity of the position and variability of the eddy-driven jet to different SST profiles in an aquaplanet general circulation model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71(1):349–371.

Minobe, S., Kuwano-Yoshida, A., Komori, N., Xie, S.-P. et Small, R. J. (2008). Influence of the Gulf Stream on the troposphere. *Nature*, 452(7184):206–209.

Minobe, S., Miyashita, M., Kuwano-Yoshida, A., Tokinaga, H. et Xie, S.-P. (2010). Atmospheric response to the Gulf Stream : seasonal variations. *Journal of Climate*, 23(13):3699–3719.

Nakamura, H., Sampe, T., Goto, A., Ohfuchi, W. et Xie, S.-P. (2008). On the importance of midlatitude oceanic frontal zones for the mean state and dominant variability in the tropospheric circulation. *Geophysical Research Letters*, 35(L15709).

Nakamura, H., Sampe, T., Tanimoto, Y. et Shimpo, A. (2004). Observed associations among storm tracks, jet streams and midlatitude oceanic fronts. *Earth's Climate : The Ocean–Atmosphere Interaction, Geophys. Monogr*, 147:329–345.

Nakamura, H. et Shimpo, A. (2004). Seasonal variations in the Southern Hemisphere storm tracks and jet streams as revealed in a reanalysis dataset. *Journal of Climate*, 17(9):1828–1844.

Nakanishi, M. et Niino, H. (2004). An improved Mellor–Yamada level-3 model with condensation physics : Its design and verification. *Boundary-Layer Meteorology*, 112(1):1–31.

Nonaka, M., Nakamura, H., Taguchi, B., Komori, N., Kuwano-Yoshida, A. et Takaya, K. (2009). Air–sea heat exchanges characteristic of a prominent midlatitude oceanic front in the South Indian Ocean as simulated in a high-resolution coupled GCM. *Journal of Climate*, 22(24):6515–6535.

Novak, L., Ambaum, M. H. et Tailleux, R. (2015). The life cycle of the North Atlantic storm track. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 72(2):821–833.

Oerder, V., Colas, F., Echevin, V., Masson, S., Hourdin, C., Jullien, S., Madec, G. et Lemarié, F. (2016). Mesoscale SST – Wind Stress coupling in the Peru–Chile Current System : Which mechanisms drive its seasonal variability ? *Climate Dynamics*, pages 1–49.

Ogawa, F., Nakamura, H., Nishii, K., Miyasaka, T. et Kuwano-Yoshida, A. (2012). Dependence of the climatological axial latitudes of the tropospheric westerlies and storm tracks on the latitude of an extratropical oceanic front. *Geophysical Research Letters*, 39(L05804).

O'Neill, L. W. (2012). Wind speed and stability effects on coupling between surface wind stress and SST observed from buoys and satellite. *Journal of Climate*, 25(5): 1544–1569.

O'Neill, L. W., Chelton, D. B. et Esbensen, S. K. (2003). Observations of SST-induced perturbations of the wind stress field over the Southern Ocean on seasonal timescales. *Journal of Climate*, 16(14):2340–2354.

O'Neill, L. W., Chelton, D. B. et Esbensen, S. K. (2010a). The effects of SST-induced surface wind speed and direction gradients on midlatitude surface vorticity and divergence. *Journal of Climate*, 23(2):255–281.

O'Neill, L. W., Chelton, D. B. et Esbensen, S. K. (2012). Covariability of surface wind and stress responses to sea surface temperature fronts. *Journal of Climate*, 25(17):5916–5942.

O'Neill, L. W., Esbensen, S. K., Thum, N., Samelson, R. M. et Chelton, D. B. (2010b). Dynamical analysis of the boundary layer and surface wind responses to mesoscale SST perturbations. *Journal of Climate*, 23(3):559–581.

O'Neill, L. W., Haack, T., Chelton, D. B. et Skyllingstad, E. (2017). The gulf stream convergence zone in the time-mean winds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 74(7):2383–2412.

O'Reilly, C. H. et Czaja, A. (2015). The response of the Pacific storm track and atmospheric circulation to Kuroshio Extension variability. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 141(686):52–66.

O'Reilly, C. H., Minobe, S. et Kuwano-Yoshida, A. (2016). The influence of the Gulf Stream on wintertime European blocking. *Climate Dynamics*, 47(5-6):1545–1567.

O'Reilly, C. H., Minobe, S., Kuwano-Yoshida, A. et Woollings, T. (2017). The Gulf Stream influence on wintertime North Atlantic jet variability. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 143(702):173–183.

Orlanski, I. et Sheldon, J. (1993). A case of downstream baroclinic development over western North America. *Monthly Weather Review*, 121(11):2929–2950.

Park, K., Cornillon, P. et Codiga, D. L. (2006). Modification of surface winds near ocean fronts : Effects of Gulf Stream rings on scatterometer (QuikSCAT, NSCAT) wind observations. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 111(C03021).

Peixoto, J. et Oort, A. (1992). Physics of Climate, American Institute of Physics. *New York*.

Peng, S. et Robinson, W. A. (2001). Relationships between atmospheric internal variability and the responses to an extratropical SST anomaly. *Journal of Climate*, 14(13):2943–2959.

Peng, S., Robinson, W. A. et Li, S. (2002). North Atlantic SST forcing of the NAO and relationships with intrinsic hemispheric variability. *Geophysical Research Letters*, 29(8):117–1–117–4.

Peng, S. et Whitaker, J. S. (1999). Mechanisms determining the atmospheric response to midlatitude SST anomalies. *Journal of Climate*, 12(5):1393–1408.

Perlin, N., De Szoeke, S. P., Chelton, D. B., Samelson, R. M., Skyllingstad, E. D. et O'Neill, L. W. (2014). Modeling the atmospheric boundary layer wind response to mesoscale sea surface temperature perturbations. *Monthly Weather Review*, 142(11):4284–4307.

Piazza, M. (2015). *Influence des petites échelles océaniques associées au Gulf Stream sur les interactions air-mer et impact sur la variabilité atmosphérique de l'Atlantique Nord*. Thèse de doctorat.

Piazza, M., Terray, L., Boé, J., Maisonnave, E. et Sanchez-Gomez, E. (2016). Influence of small-scale North Atlantic sea surface temperature patterns on the marine boundary layer and free troposphere : A study using the atmospheric ARPEGE model. *Climate Dynamics*, 46(5-6):1699–1717.

Plougonven, R., Foussard, A. et Lapeyre, G. (2018). Comments on "The Gulf Stream convergence zone in the time-mean winds". *Journal of the Atmospheric Sciences*, 75(6):2139–2149.

Putrasahan, D. A., Miller, A. J. et Seo, H. (2013). Isolating mesoscale coupled ocean–atmosphere interactions in the Kuroshio Extension region. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 63:60–78.

Qiu, B. et Chen, S. (2005). Variability of the Kuroshio Extension jet, recirculation gyre, and mesoscale eddies on decadal time scales. *Journal of Physical Oceanography*, 35(11):2090–2103.

Renault, L., McWilliams, J. C. et Masson, S. (2017a). Satellite Observations of Imprint of Oceanic Current on Wind Stress by Air-Sea Coupling. *Scientific Reports*, 7(1):17747.

Renault, L., McWilliams, J. C. et Penven, P. (2017b). Modulation of the Agulhas current retroflection and leakage by oceanic current interaction with the atmosphere in coupled simulations. *Journal of Physical Oceanography*, 47(8):2077–2100.

Renault, L., Molemaker, M. J., McWilliams, J. C., Shchepetkin, A. F., Lemarié, F., Chelton, D., Illig, S. et Hall, A. (2016). Modulation of wind work by oceanic current interaction with the atmosphere. *Journal of Physical Oceanography*, 46:1685–1704.

Révelard, A., Frankignoul, C., Sennéchael, N., Kwon, Y.-O. et Qiu, B. (2016). Influence of the decadal variability of the Kuroshio Extension on the atmospheric circulation in the cold season. *Journal of Climate*, 29(6):2123–2144.

Reynolds, R. W., Smith, T. M., Liu, C., Chelton, D. B., Casey, K. S. et Schlax, M. G. (2007). Daily high-resolution-blended analyses for sea surface temperature. *Journal of Climate*, 20(22):5473–5496.

Rivière, G. (2012). *Dynamique des dépressions des latitudes tempérées et leur rôle dans la circulation générale de l'atmosphère*. Habilitation à diriger des recherches, Université Toulouse III - Paul Sabatier. 159 pages.

Robinson, W. A. (2000). Review of WETS—The Workshop on Extra–Tropical SST anomalies. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 81(3):567–577.

Robinson, W. A. (2006). On the self-maintenance of midlatitude jets. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 63(8):2109–2122.

Rodwell, M. J., Rowell, D. P. et Folland, C. K. (1999). Oceanic forcing of the wintertime North Atlantic Oscillation and European climate. *Nature*, 398(6725):320.

Rowell, D. P. (1998). Assessing potential seasonal predictability with an ensemble of multidecadal GCM simulations. *Journal of Climate*, 11(2):109–120.

Samelson, R., Skyllingstad, E., Chelton, D., Esbensen, S., O'Neill, L. et Thum, N. (2006). On the coupling of wind stress and sea surface temperature. *Journal of Climate*, 19(8):1557–1566.

Sampe, T., Nakamura, H., Goto, A. et Ohfuchi, W. (2010). Significance of a midlatitude SST frontal zone in the formation of a storm track and an eddy-driven westerly jet. *Journal of Climate*, 23(7):1793–1814.

Schneider, N. et Qiu, B. (2015). The atmospheric response to weak sea surface temperature fronts. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 72(9):3356–3377.

Shaw, T., Baldwin, M., Barnes, E., Caballero, R., Garfinkel, C., Hwang, Y.-T., Li, C., O'Gorman, P., Rivière, G., Simpson, I. *et al.* (2016). Storm track processes and the opposing influences of climate change. *Nature Geoscience*, 9(9): 656–664.

Shimada, T. et Minobe, S. (2011). Global analysis of the pressure adjustment mechanism over sea surface temperature fronts using AIRS/Aqua data. *Geophysical Research Letters*, 38(L06704).

Siqueira, L. et Kirtman, B. P. (2016). Atlantic near-term climate variability and the role of a resolved Gulf Stream. *Geophysical Research Letters*, 43(8):3964–3972.

Skamarock, W., Klemp, J., Dudhia, J., Gill, D., Barker, D., Duda, M., Huang, X., Wang, W. et Powers, J. (2008). A description of the Advanced Research WRF Version 3, NCAR technical note, Mesoscale and Microscale Meteorology Division. *National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado, USA*.

Skyllingstad, E. D., Vickers, D., Mahrt, L. et Samelson, R. (2007). Effects of mesoscale sea-surface temperature fronts on the marine atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, 123(2):219–237.

Smagorinsky, J. (1953). The dynamical influence of large-scale heat sources and sinks on the quasi-stationary mean motions of the atmosphere. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 79(341):342–366.

Small, R., Xie, S., O'Neill, L., Seo, H., Song, Q., Cornillon, P., Spall, M., Minobe, S. *et al.* (2008). Air–sea interaction over ocean fronts and eddies. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 45(3):274–319.

Small, R. J., Tomas, R. A. et Bryan, F. O. (2014). Storm track response to ocean fronts in a global high-resolution climate model. *Climate Dynamics*, 43(3-4):805–828.

Smirnov, D., Newman, M., Alexander, M. A., Kwon, Y.-O. et Frankignoul, C. (2015). Investigating the local atmospheric response to a realistic shift in the Oyashio sea surface temperature front. *Journal of Climate*, 28(3):1126–1147.

Song, Q., Chelton, D. B., Esbensen, S. K., Thum, N. et O'Neill, L. W. (2009). Coupling between sea surface temperature and low-level winds in mesoscale numerical models. *Journal of Climate*, 22(1):146–164.

Song, Q., Cornillon, P. et Hara, T. (2006). Surface wind response to oceanic fronts. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 111(C12006).

Spall, M. A. (2007). Midlatitude wind stress-sea surface temperature coupling in the vicinity of oceanic fronts. *Journal of Climate*, 20(15):3785–3801.

Stern, M. E. (1965). Interaction of a uniform wind stress with a geostrophic vortex. *Deep Sea Research*, 12(3):355–367.

Storch, J.-S. v., Eden, C., Fast, I., Haak, H., Hernández-Deckers, D., Maier-Reimer, E., Marotzke, J. et Stammer, D. (2012). An estimate of the Lorenz energy cycle for the world ocean based on the STORM/NCEP simulation. *Journal of Physical Oceanography*, 42(12):2185–2205.

Straus, D. M., Corti, S. et Molteni, F. (2007). Circulation regimes : Chaotic variability versus SST-forced predictability. *Journal of Climate*, 20(10):2251–2272.

Stull, R. B. (1989). An introduction to boundary layer meteorology.

Su, Z., Wang, J., Klein, P., Thompson, A. F. et Menemenlis, D. (2018). Ocean submesoscales as a key component of the global heat budget. *Nature Comm.*, 9:775.

Sugimoto, S., Aono, K. et Fukui, S. (2017). Local atmospheric response to warm mesoscale ocean eddies in the Kuroshio–Oyashio Confluence region. *Scientific Reports*, 7:11871.

Sweet, W., Fett, R., Kerling, J. et La Violette, P. (1981). Air-sea interaction effects in the lower troposphere across the north wall of the Gulf Stream. *Monthly Weather Review*, 109(5):1042–1052.

Taguchi, B., Nakamura, H., Nonaka, M. et Xie, S.-P. (2009). Influences of the Kuroshio/Oyashio Extensions on air-sea heat exchanges and storm-track activity as revealed in regional atmospheric model simulations for the 2003/04 cold season. *Journal of Climate*, 22(24):6536–6560.

Tokinaga, H., Tanimoto, Y., Xie, S.-P., Sampe, T., Tomita, H. et Ichikawa, H. (2009). Ocean frontal effects on the vertical development of clouds over the western North Pacific : In situ and satellite observations. *Journal of Climate*, 22(16):4241–4260.

Tomita, H., Kubota, M., Cronin, M. F., Iwasaki, S., Konda, M. et Ichikawa, H. (2010). An assessment of surface heat fluxes from J-OFURO2 at the KEO and JKEO sites. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 115(C03018).

Trenberth, K. E. (1991). Storm tracks in the Southern Hemisphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 48(19):2159–2178.

Vallis, G. K. (2006). *Atmospheric and oceanic fluid dynamics : fundamentals and large-scale circulation.* Cambridge University Press.

Vannière, B., Czaja, A., Dacre, H. et Woollings, T. (2017). A "Cold Path" for the Gulf Stream–Troposphere Connection. *Journal of Climate*, 30(4):1363–1379.

Viehoff, T. (1989). Mesoscale variability of sea surface temperature in the North Atlantic. *International Journal of Remote Sensing*, 10(4-5):771–785.

Villas Bôas, A. B., Sato, O. T., Chaigneau, A. et Castelão, G. P. (2015). The signature of mesoscale eddies on the air-sea turbulent heat fluxes in the South Atlantic Ocean. *Geophysical Research Letters*, 42:1856–1862.

Wallace, J. M., Mitchell, T. et Deser, C. (1989). The influence of sea-surface temperature on surface wind in the eastern equatorial Pacific : Seasonal and interannual variability. *Journal of Climate*, 2(12):1492–1499.

White, W. B. et Annis, J. L. (2003). Coupling of extratropical mesoscale eddies in the ocean to westerly winds in the atmospheric boundary layer. *Journal of Physical Oceanography*, 33(5):1095–1107.

Wilson, C., Sinha, B. et Williams, R. G. (2009). The effect of ocean dynamics and orography on atmospheric storm tracks. *Journal of Climate*, 22(13):3689–3702.

Woollings, T., Hoskins, B., Blackburn, M., Hassell, D. et Hodges, K. (2010). Storm track sensitivity to sea surface temperature resolution in a regional atmosphere model. *Climate Dynamics*, 35(2-3):341–353.

Xie, S.-P. (2004). Satellite observations of cool ocean-atmosphere interaction. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 85(2):195.

Xu, C., Zhai, X. et Shang, X.-D. (2016). Work done by atmospheric winds on mesoscale ocean eddies. *Geophysical Research Letters*, 43(23):12,174–12,180.

Xu, M. et Xu, H. (2015). Atmospheric responses to Kuroshio SST front in the East China Sea under different prevailing winds in winter and spring. *Journal of Climate*, 28(8):3191–3211.

Yao, Y., Zhong, Z. et Yang, X.-Q. (2016). Numerical experiments of the storm track sensitivity to oceanic frontal strength within the Kuroshio/Oyashio Extensions. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 121(6):2888–2900.

Zhang, Y. et Held, I. M. (1999). A linear stochastic model of a GCM's midlatitude storm tracks. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 56(19):3416–3435.