Rôle du déferlement des ondes de Rossby dans la variabilité climatique aux latitudes tempérées

Clio Michel

▶ **To cite this version:**

Clio Michel. Rôle du déferlement des ondes de Rossby dans la variabilité climatique aux latitudes tempérées. Océan, Atmosphère. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2012. Français. NNT : 2012INPT0091 . tel-04282309

HAL Id: tel-04282309

https://theses.hal.science/tel-04282309

Submitted on 13 Nov 2023

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

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

Université de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :
Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité :

Océan, Atmosphère et Surfaces Continentales

Présentée et soutenue par :
Clio Michel

le : vendredi 26 octobre 2012

Titre :

Rôle du déferlement des ondes de Rossby dans la variabilité climatique aux latitudes tempérées

---

Ecole doctorale :
Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace (SDU2E)

Unité de recherche :

CNRM-GAME, Météo France-CNRS

Directeur(s) de Thèse :

Gwendal Rivière (CNRM) et Laurent Terray (CERFACS)

Rapporteurs :

Claude Frankignoul (LOCEAN, Paris)
Joseph Henry LaCasce (University of Oslo)

Membre(s) du jury :
Chiara Cagnazzo (ISAC-CNR, Rome)
Nick Hall (LEGOS, Toulouse)
Guillaume Lapeyre (LMD-ENS, Paris)

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes directeurs de thèse, Gwendal Rivière et Laurent Terray, pour m'avoir proposé ce sujet de thèse et pour avoir eu beaucoup de patience à me faire comprendre toutes les subtilités de la dynamique atmosphérique. Je remercie aussi la direction du CNRM qui m'a permis de réaliser cette thèse dans de bonnes conditions.

Je suis aussi très reconnaissante à tous les membres de l'équipe RECYF pour leur accueil si chaleureux et leur aide à tout moment. Ils ont su faire de ces trois ans et demi une période de ma vie très agréable. Merci aussi à Jean pour sa disponibilité à régler les problèmes administratifs.

Je remercie très chaleureusement les membres du jury, Chiara Cagnazzo, Claude Frankignoul, Nick Hall, Joseph LaCasce et Guillaume Lapeyre, d'avoir accepté d'évaluer cette thèse et pour leur participation au jury de soutenance. Un grand merci aux deux rapporteurs qui ont permis que cette thèse puisse être soutenue à la date prévue malgré des petits soucis de dernière minute. Merci à Nick Hall pour avoir présidé le jury.

Je salue aussi tous les thésards que j'ai pu cotoyer. Je remercie en particulier, Boutheina, qui m'a aidée à utiliser ARPEGE-Climat, Rachel, avec qui j'ai affronté la confusion de l'INP ces deux derniers mois, ainsi que tous les partenaires de covoiturage vers l'OMP ou l'INP. J'ai une pensée pour tous ceux qui vont bientôt soutenir.

Merci à Marie-Claude Cathala de l'école doctorale pour sa disponibilité et son écoute dans ces derniers moments d'avant soutenance.

Enfin, je remercie ma famille de m'avoir encouragée durant ces trois ans.

Résumé

L'objectif de cette thèse a été d'analyser la dynamique de l'interaction entre les ondes baroclines (ou rail des dépressions) et la variabilité basse fréquence de l'atmosphère aux moyennes latitudes. Deux approches distinctes ont été suivies pour étudier le rôle des déferlements d'ondes baroclines sur les courants-jets, l'une reposant sur les données réanalysées et l'autre sur des simulations numériques.

La première partie de la thèse a plus précisément consisté à étudier le lien entre les déferlements d'ondes de Rossby et les quatre régimes de temps sur l'Atlantique Nord en hiver en utilisant les réanalyses ERA40. Le calcul des fréquences d'occurrence des déferlements d'ondes a montré que ceux-ci tendent généralement à renforcer les régimes sauf le blocage scandinave qui est détruit par du déferlement cyclonique au sud du Groenland. Ensuite, les précurseurs des transitions entre régimes de temps ont été identifiés. Le premier précurseur est relié à la propagation linéaire d'anomalies basse fréquence (période supérieure à 10 jours). Ce précurseur n'est pas systématique mais il survient durant la transition du régime zonal vers le blocage environ une semaine avant ce dernier où il prend la forme d'un train d'ondes quasi-stationnaire excité par des anomalies convectives dans l'Atlantique subtropical. Le second précurseur plus systématique intervient au niveau des interactions non-linéaires entre les tourbillons transitoires haute et basse fréquences et a pu être relié aux déferlements d'ondes.

La formation et la destruction du blocage scandinave ont ensuite été plus particulièrement étudiées en analysant respectivement les transitions préférentielles du régime zonal au blocage et du blocage vers l'anticyclone groenlandais en lien avec les dépressions de surface et les déferlements d'ondes. Les dépressions de surface atteignent les mêmes intensités pendant la formation et la destruction du blocage mais ne suivent pas les mêmes trajectoires. Pendant la formation du blocage, les dépressions de surface ont des trajectoires rectilignes se dirigeant vers le nord de la Scandinavie et sont liées à un déferlement anticyclonique. Pendant la destruction du blocage, les trajectoires des dépressions de surface sont courbées sur l'Atlantique Nord en direction du Groenland et sont reliées à du déferlement cyclonique qui favorise ainsi l'apparition de l'anticyclone groenlandais. Notre analyse suggère que cette différence de comportement provient de la forme de l'écoulement basse fréquence qui n'est pas le même pendant la formation et la destruction du blocage et qui favorise un certain type de déferlement plutôt qu'un autre.

Dans la seconde partie de la thèse, nous avons analysé le lien entre les températures de surface de la mer (SSTs) et le comportement du rail des dépressions avec le modèle de circulation générale de l'atmosphère Arpège-Climat en mode aquaplanète pour mieux comprendre les téléconnexions telles que l'Oscillation Arctique et/ou l'Oscillation Nord-Atlantique d'un point de vue idéalisé. Pour cela, nous avons fait une étude de sensibilité de la variabilité de l'« eddy-driven » jet à différents profils méridiens de SSTs fixes dans le temps.

L'intensité de l'activité du rail des dépressions et de l'« eddy-driven » jet, qui tend à augmenter pour un front de SST d'intensité plus élevée, de largeur plus grande ou localisé plus proche du jet

subtropical, peut s'interpréter aisément par une augmentation de la baroclinie dans chaque cas. La position de l'« eddy-driven » jet dépend plus des propriétés des déferlements d'ondes. En effet, sa position systématique du côté polaire du front de SST peut s'expliquer par des déferlements anticycloniques plus fréquents que les déferlements cycloniques et cette asymétrie s'accentue lorsque le front de SST est déplacé vers le pôle. Enfin, un jet subtropical plus intense élargit la zone de propagation des ondes du côté équatorial du front ce qui pousse le déferlement anticyclonique à se produire plus près de l'équateur et donc à rapprocher l'« eddy-driven » jet du jet subtropical.

D'autre part, nous avons mis en évidence que le mode dominant de variabilité de l'« eddy-driven » jet varie en fonction de la latitude du front de SST. Près de l'équateur, la variabilité dominante est une fluctuation latitudinale de l'« eddy-driven » jet. Mais plus le front de SST est vers le pôle, plus le mode de variabilité de l'« eddy-driven » jet tend à passer d'un régime de fluctuation latitudinale de sa position à un régime de pulsation de son amplitude. Ce résultat pourrait expliquer pourquoi dans les réanalyses ERA40, le mode dominant de variabilité du jet Pacifique Sud est associé à un régime de pulsation alors que celui de l'Indien Sud à un régime de fluctuation latitudinale.

Abstract

This thesis aims at analyzing the dynamics of the interaction between baroclinic waves (storm-track) and the atmospheric low-frequency variability at midlatitudes. Two different approaches have been followed to study the impact of baroclinic wave breakings on jet-streams, one using reanalysis data and the other numerical simulations of a climate model.

The first part of the PhD dealt with the link between Rossby wave breakings and the four weather regimes over the North Atlantic in winter using ERA40 reanalysis. The calculation of wave breaking frequencies showed that wave breakings tend to reinforce weather regimes except the Scandinavian blocking which is destroyed by cyclonic wave breaking south of Greenland. Then, precursors of weather regime transitions have been identified. The first precursor is linked to the linear propagation of low-frequency anomalies (period greater than ten days). This is not a systematic precursor but it occurs during the zonal to blocking transition about one week before this latter and is related to a quasi-stationary wave train excited by convective anomalies in the North Atlantic subtropics. The systematic second precursor is related to non-linear transient eddy interactions and has been linked to Rossby wave breakings.

The link between the surface cyclones, Rossby wave breakings and the formation and decay of the Scandinavian blocking has been more precisely studied through the preferential transitions from the zonal weather regime to the blocking and from the blocking to the Greenland anticyclone. During the formation and decay of the blocking, surface cyclones reach the same intensities but do not follow the same trajectories. During the blocking formation, surface cyclones follow straight trajectories toward the north of Scandinavia and are linked to an anticyclonic wave breaking. Whereas during the blocking decay, surface cyclones trajectories are curved over the North Atlantic toward Greenland and are linked to a cyclonic wave breaking favouring the Greenland anticyclone formation. Our study suggests that this difference of behavior comes from the shape of the low-frequency flow which is not the same during the formation and the decay of the blocking and which can favour a particular type of wave breaking rather than another.

The second part dealt with the link between sea surface temperatures (SSTs) and the storm-track in the atmospheric general circulation model Arpège-Climat in aquaplanet mode to better understand teleconnections such as the Arctic Oscillation and/or the North Atlantic Oscillation from an idealized point of view. We performed a sensitivity analysis of the eddy-driven jet variability to various stationary SST profiles.

The storm-track activity and the eddy-driven jet intensities, which tend to increase for a more intense SST front, when the SST front is wider or nearer the subtropical jet, can be understood by a stronger baroclinicity in each case. The eddy-driven jet position is more dependent on wave breaking characteristics. Indeed, its systematic position on the poleward side of the SST front can be explained by more frequent anticyclonic wave breakings than cyclonic wave breakings and this asymetry

increases when the SST front is shifted poleward. A stronger subtropical jet expands the wave propagation region toward the equatorial side of the front which then shifts the anticyclonic wave breaking occurrence equatorward and therefore moves the eddy-driven jet closer to the subtropical jet.

The eddy-driven jet variability was shown to change according to the SST front latitude. The leading mode of variability is a latitudinal fluctuation of the eddy-driven jet near the equator. But when the SST front is shifted poleward, the eddy-driven jet variability is changed from a latitudinal fluctuation of its position to a pulsing of its amplitude. This result can explain that, in reanalysis, the eddy-driven jet variability is more characterized by a pulsing in the South Pacific and more by latitudinal fluctuations in the South Indian Ocean.

Table des matières

Introduction **1**

Chapitre 1 – La variabilité climatique de l'hémisphère nord **5**

1.1. L'atmosphère 5

1.2. La circulation générale atmosphérique 6

1.2.1. Le bilan radiatif 6

1.2.2. Les grandes circulations 8

1.3. Les ondes de Rossby 13

1.3.1. Les moyennes latitudes 13

1.3.2. Les différents types d'ondes de Rossby 17

1.3.3. Le cycle de vie des ondes baroclines 20

1.3.4. Les déferlements d'ondes de Rossby 23

1.4. La variabilité basse fréquence de l'atmosphère 24

1.4.1. Les téléconnexions 25

1.4.2. Les régimes de temps 32

1.5. Problématique 35

Chapitre 2 – Les données et les outils numériques **37**

2.1. Les réanalyses ERA40 37

2.2. Détection des déferlements d'ondes 38

2.2.1. Description de l'algorithme 38

2.2.2. Comparaison avec d'autres méthodes 41

2.3. Les trajectoires des dépressions 44

2.4. Le filtrage 46

2.5. Les tests de significativité 47

2.5.1. Le test de Student 47

2.5.2. Le bootstrap 47

2.6. Les fonctions orthogonales empiriques 48

2.7. La détermination des régimes de temps 50

Chapitre 3 – Les transitions entre régimes de temps **55**
3.1. Introduction ... 55
3.2. Description des transitions ... 56
3.3. Article 1 : Le lien entre les déferlements d'ondes de Rossby et les transitions entre régimes de temps ... 59
3.4. Article 2 : Le lien dynamique entre les dépressions de surface, les déferlements d'ondes de Rossby en haute troposphère et le cycle de vie du blocage scandinave ... 81
3.5. Discussion et perspectives ... 89

Chapitre 4 – Influence des SSTs sur la variabilité basse fréquence de l'atmosphère **93**
4.1. Introduction ... 93
4.2. Méthodologie ... 99
4.2.1. Le modèle Arpège-Climat ... 99
4.2.2. Les profils de SST ... 100
4.3. Les résultats ... 100
4.3.1. La circulation méridienne moyenne et les jets ... 100
4.3.2. Climatologies de l'intensité du « storm-track » et de la position et de l'intensité de l'« eddy-driven » jet ... 102
4.3.3. Variabilité de l'« eddy-driven » jet ... 112
4.3.4. Comparaison avec les réanalyses ... 120
4.4. Conclusions, discussion et perspectives ... 129

Conclusion **133**

Liste des acronymes **139**

Liste des notations mathématiques **141**

Bibliographie **143**

Introduction

Le rail des dépressions ou « storm-track » en anglais est une entité clé de la dynamique atmosphérique des moyennes latitudes. Comme son nom l'indique, cette notion correspond en premier lieu aux positions préférentielles des dépressions de surface qui peuvent engendrer de fortes tempêtes sur l'Europe. Elle est également liée aux ondes d'altitude d'échelle synoptique (c'est-à-dire dont l'échelle spatiale est de l'ordre du millier de kilomètres et l'échelle temporelle de l'ordre de quelques jours) puisque celles-ci interagissent avec les zones de fort contraste thermique sur les bords ouest des océans pour donner naissance aux dépressions de surface. Ces deux entités du rail des dépressions, que sont les ondes synoptiques d'altitude et les dépressions de surface, atteignent leur maximum d'amplitude au milieu des océans et décroissent sur le bord est des océans. Les dépressions rétroagissent sur l'écoulement qui les a fait naître en accélérant le vent zonal[1] sur le bord est des océans, formant ainsi le jet lié au rail des dépressions ou également dit « eddy-driven » jet . Elles déterminent donc la position climatologique de l'« eddy-driven » jet en aval mais aussi la variabilité lente du jet c'est-à-dire sa variabilité basse fréquence (échelle temporelle supérieure à 10 jours). Cette rétroaction du rail des dépressions sur la variabilité basse fréquence de l'atmosphère est l'objet de la présente thèse.

Comme exemple de variabilité basse fréquence sur l'Atlantique Nord, il y a la situation de blocage où l'« eddy-driven » jet est dirigé vers le nord de la Scandinavie, les tempêtes évitant ainsi l'Europe, et la situation où l'« eddy-driven » jet a une direction zonale ce qui permet aux tempêtes d'atteindre l'ouest de l'Europe. Ces deux situations récurrentes et persistantes font partie de ce que l'on appelle les régimes de temps qui ont une durée de vie d'environ 10 jours. Les régimes de temps, autour desquels fluctue l'atmosphère, influencent directement le comportement des dépressions et en particulier la position du rail des dépressions ainsi que leur intensité (Lau, 1988). En effet, la formation des régimes de temps est associée à une augmentation et/ou déplacement de l'activité des dépressions le long du rail, en amont duquel les anomalies basse fréquence se forment. Pendant la décroissance, il y a une diminution et/ou déplacement de l'activité des dépressions et une diminution de l'amplitude des anomalies basse fréquence. Certaines situations de l'écoulement basse fréquence seront donc associées à une variation de la latitude du rail des dépressions et d'autres à une fluctuation de l'amplitude de l'activité du rail des dépressions.

Beaucoup d'études des années 1980 et 90 ont mis en évidence, par différentes méthodes, que les dépressions tendent à maintenir l'écoulement grande échelle basse fréquence, augmentant ainsi sa persistance dans le temps (Vautard et Legras, 1988; Lau, 1988; Branstator, 1992, 1995). Cependant,

[1] La direction zonale signifie une direction d'ouest en est.

des études récentes ont montré que cette rétroaction qui est étroitement reliée aux déferlements des ondes de Rossby synoptiques dans la haute troposphère (Benedict et al., 2004; Rivière et Orlanski, 2007) peut déplacer les courant-jets de grande échelle lorsque ces ondes déferlent. Ainsi, il a été montré récemment que le déferlement est crucial dans le phénomène de l'oscillation Nord Atlantique et que les deux types de déferlements (cyclonique et anticyclonique) sont liés aux deux phases de cette oscillation. La question du déplacement ou du maintien des anomalies basse fréquence de l'atmosphère par le rail des dépressions reste donc un sujet d'actualité.

Dans la présente thèse, nous analyserons donc l'interaction entre les ondes et l'écoulement moyen qui a non seulement une grande importance dans la compréhension de la variabilité basse fréquence de l'atmosphère dans le climat présent mais également pour identifier le devenir de l'oscillation Nord Atlantique et l'évolution des courant-jets dans le cadre du changement climatique (Cohen et Barlow, 2005; Laîné et al., 2009; Dong et al., 2011; Woollings et Blackburn, 2012).

La première partie de la thèse consistera à mieux comprendre le rôle des ondes synoptiques dans la formation et la décroissance des anomalies basse fréquence. Plus précisément, nous nous intéresserons au rôle des déferlements d'ondes de Rossby dans la variabilité climatique basse fréquence des latitudes tempérées, représentée par les régimes de temps sur l'Atlantique Nord pendant la période hivernale. Nous analyserons les différents processus dynamiques linéaires et non-linéaires qui se produisent pendant les transitions entre les régimes de temps de manière à identifier les précurseurs de chaque régime. De plus, nous essaierons de préciser le lien entre les dépressions de surface et le type de déferlement d'ondes en altitude. Dans cette première partie, nous allons analyser l'interaction entre la variabilité lente de l'atmosphère et le rail des dépressions à partir des données des réanalyses du centre européen sur 43 hivers.

Dans la seconde partie, nous allons aborder la même problématique mais d'un point de vue numérique avec un modèle de climat. Plus précisément, cette deuxième partie de la thèse consistera à interpréter l'influence des anomalies de température de surface de la mer sur la variabilité du rail des dépressions à travers les déferlements d'ondes à l'aide de simulations idéalisées. En effet, ces anomalies sont capables de modifier le gradient de température en bas de la troposphère qui lui-même joue un rôle déterminant sur les propriétés du déferlement (Orlanski, 2003; Rivière, 2009). De plus, ces anomalies influencent les processus humides de l'atmosphère qui eux-mêmes agissent sur les propriétés du déferlement (Rivière et Orlanski, 2007). Pour cette étude, nous allons utiliser le modèle de circulation générale de l'atmosphère Arpège-Climat sans topographie et avec des températures de surface de la mer idéalisées fixes dont le gradient est positionné à différentes latitudes.

Cette thèse suit le plan suivant. Dans le chapitre 1, nous allons décrire la variabilité basse fréquence de l'atmosphère dans l'hémisphère nord et certains des processus dynamiques qui s'y déroulent. Le chapitre 2 décrit les données et les outils utilisés pendant la thèse et en particulier l'algorithme détectant les déferlements d'ondes de Rossby. Le chapitre 3 abordera le premier axe de la thèse qui traite des interactions internes à l'atmosphère amenant à la formation, au maintien et à la décroissance des

régimes de temps. Le chapitre 4 traitera du deuxième axe de la thèse soit de l'influence des températures de surface de la mer sur la variabilité du rail des dépressions. Enfin, nous concluerons en rappelant les résultats obtenus au cours de la thèse.

Chapitre 1

La variabilité climatique de l'hémisphère nord

1.1. L'atmosphère

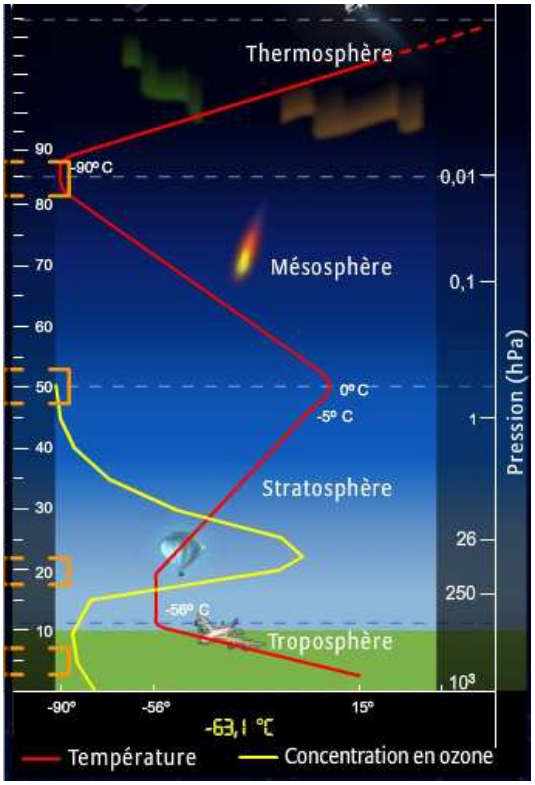

Figure 1.1 *– Représentation schématique du profil vertical de température dans l'atmosphère terrestre. Cette figure est issue du site internet de Météo-France.*

La Terre est enveloppée par une atmosphère gazeuse qui est retenue par la force gravitationnelle terrestre. Elle est composée de vapeur d'eau, d'azote (75,5% de l'air sec), d'oxygène (23,1% de l'air

sec), d'argon (1,3% de l'air sec) et d'autres gaz à l'état de traces. Certains de ces gaz et la vapeur d'eau contribuent à l'effet de serre qui permet que la température à la surface de la Terre soit aussi clémente. L'atmosphère est constituée de différentes couches qui ont des propriétés différentes (figure 1.1). 85 à 90% de la masse atmosphérique se situe dans la couche la plus basse appelée troposphère où la température diminue lorsque l'on monte en altitude. Elle a une épaisseur d'environ 15 km aux pôles et 10 km à l'équateur depuis la surface jusqu'à une région où le gradient vertical de température s'inverse, appelée la tropopause. C'est au sein de la troposphère que se produit la plupart des phénomènes météorologiques comme la formation des nuages, des précipitations, des tornades et des cyclones. C'est donc cette couche qui va nous intéresser par la suite. La partie de la troposphère qui est en contact avec la surface terrestre est appelée la couche limite planétaire. Elle est le siège des interactions entre l'air et la surface et les mouvements de l'air y sont turbulents. Au dessus de la tropopause, il y a la stratosphère d'une épaisseur d'environ 25 km. La température augmente avec l'altitude grâce à l'absorption du rayonnement ultraviolet (UV) provenant du Soleil et cette couche a donc une très grande stabilité statique contrairement à la troposphère. En effet, si une particule d'air se déplace vers le haut, elle sera plus froide que son nouvel environnement et va donc avoir un mouvement de subsidence pour revenir à son altitude initiale. C'est dans la stratosphère que se trouve la couche d'ozone essentielle à la vie sur Terre puisqu'elle absorbe les rayons UV les plus nocifs. La troposphère et la stratosphère peuvent interagir notamment à travers les réchauffements stratosphériques soudains.

1.2. La circulation générale atmosphérique

1.2.1. Le bilan radiatif

L'atmosphère est soumise au rayonnement solaire arrivant à son sommet et au rayonnement thermique provenant de l'intérieur de la Terre. Mais c'est le rayonnement solaire qui est la principale source d'énergie et donc indirectement le moteur des circulations atmosphériques. Le rayonnement solaire reçu au sommet de l'atmosphère n'est pas constant dans le temps. Il varie suivant les cycles de Milankovitch, le cycle saisonnier et le cycle diurne. Les cycles de Milankovitch[1] dépendent des paramètres orbitaux de la planète et ont des périodes de plusieurs milliers d'années. Le cycle saisonnier dépend de la position de la Terre par rapport au Soleil et de son inclinaison qui est actuellement d'environ 23,5°. Pendant le solstice d'hiver (Décembre), même si la Terre est plus proche du Soleil qu'aux équinoxes, l'hémisphère nord reçoit des rayons rasants sur sa surface et l'atmosphère est moins réchauffée que dans l'hémisphère sud où les rayons sont plus perpendiculaires à la surface. Au solstice d'été (Juin), c'est le contraire, l'hémisphère nord est plus réchauffé par le rayonnement solaire que l'hémisphère sud. Aux équinoxes, les deux hémisphères reçoivent la même quantité de rayonnement solaire. Enfin, il y a le cycle diurne avec du rayonnement solaire pendant la journée qui réchauffe l'air et un refroidissement la nuit.

[1] Les cycles de Milankovitch sont bien décrits sur le site http://planet-terre.ens-lyon.fr/.

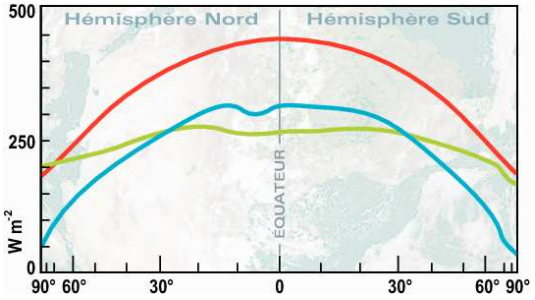

Figure 1.2 *– Bilan radiatif de la Terre. La courbe rouge représente le rayonnement solaire moyen reçu au sommet de l'atmosphère en fonction de la latitude. La courbe bleue montre la partie du rayonnement absorbée. La courbe verte est le rayonnement thermique infrarouge (IR) moyen émis vers l'espace. Cette figure est issue de Malardel (2005).*

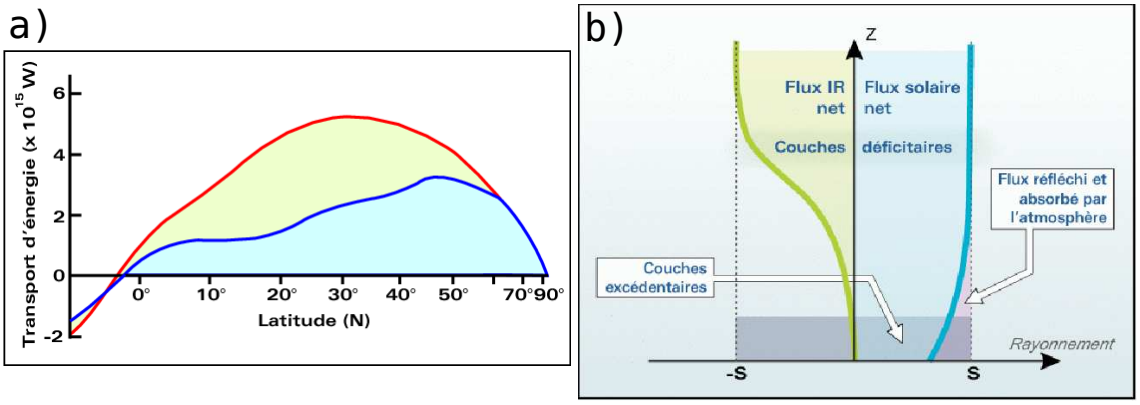

Figure 1.3 *– a) La courbe rouge représente le transport d'énergie total pour équilibrer le bilan énergétique moyen. La surface sous la courbe bleue montre la part d'énergie transportée par l'atmosphère. La surface entre les deux courbes rouge et bleue montre la part d'énergie transportée par l'océan. b) Schéma du bilan radiatif moyen sur la verticale. La courbe bleue représente le flux net de rayonnement solaire en fonction de l'altitude. Dans la haute atmosphère, le rayonnement solaire est quasiment transmis intégralement vers le bas sans être absorbé alors que dans la basse atmosphère, une partie du rayonnement solaire est réfléchie ou absorbée par l'atmosphère (surface mauve). La courbe verte représente le flux radiatif net émis vers l'espace en fonction de l'altitude. Dans les basses couches, le flux net émis vers l'espace est proche de zéro car les flux IR émis par une couche sont peu différents de ceux reçus des couches voisines. En revanche, en altitude, le bilan radiatif net est négatif, l'atmosphère émet de l'énergie radiative IR vers l'espace. Ces figures sont issues de Malardel (2005).*

Comme nous venons de le voir, l'énergie radiative solaire reçue au sommet de l'atmosphère varie en fonction de la latitude à laquelle on se trouve. En moyenne annuelle, l'énergie radiative reçue est maximale à l'équateur et minimale aux pôles (figure 1.2). Environ 30% du rayonnement solaire reçu au sommet de l'atmosphère est directement réfléchi vers l'espace. Le reste est absorbé par l'atmosphère, les surfaces continentales et océaniques. Les régions équatoriales émettent plus de rayonnement infrarouge vers l'espace que les régions polaires. Ainsi, on peut voir qu'à l'équateur, la Terre reçoit plus d'énergie que ce qu'elle n'en émet tandis qu'aux pôles, la Terre émet plus d'énergie que

ce qu'elle n'en reçoit. Mais en moyenne, le système Terre-atmosphère est proche de l'équilibre radiatif. Par conséquent, l'excédent d'énergie reçu à l'équateur va être transporté vers les hautes latitudes déficitaires. Sur la figure 1.3a, on peut voir que l'océan et l'atmosphère contribuent au transport de l'énergie. L'océan est plus efficace dans ce transport dans les tropiques tandis que c'est l'atmosphère qui est plus efficace aux moyennes et hautes latitudes.

En regardant le bilan radiatif sur la verticale sur la figure 1.3b, on peut voir que le rayonnement solaire est principalement absorbé dans les basses couches proches de la surface mais que le rayonnement infrarouge est principalement émis par les hautes couches de l'atmosphère. Le mélange vertical entre les couches excédentaires à la surface et les déficitaires en altitude est assuré par la convection c'est-à-dire les ascendances d'air chaud et par les circulations de grandes échelles que nous allons maintenant décrire.

1.2.2. Les grandes circulations

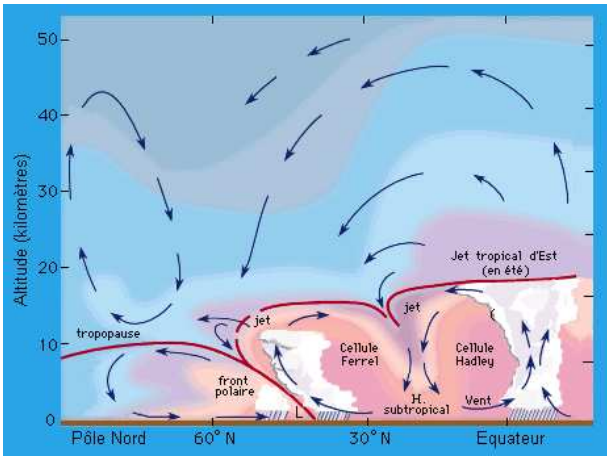

Figure 1.4 *– Représentation schématique des différentes circulations atmosphériques autour de l'hémisphère nord. Cette image est issue du site internet http://www.astrosurf.com/luxorion/meteo-massesdair.htm.*

Nous venons de voir que le chauffage de l'atmosphère dépend fortement de la latitude, c'est ce que l'on appelle le chauffage différentiel. Par conséquent, pour redistribuer l'énergie des régions excédentaires vers les régions déficitaires, des grandes circulations se mettent en place. Elles sont résumées sur la figure 1.4. Il y a tout d'abord les cellules méridiennes avec la cellule de Hadley qui agit dans les tropiques, la cellule de Ferrel aux moyennes latitudes et la cellule polaire aux hautes latitudes puis comme cellule zonale, il y a la circulation de Walker dans les tropiques.

La circulation de Hadley

Au cours du XVIII^{ème} siècle, le météorologue George Hadley (1685-1768) a proposé un modèle de circulation atmosphérique, appelé la cellule de Hadley, après une première théorie proposée par l'astronome Edmond Halley (1656-1742). Le mécanisme de la cellule de Hadley, qui est résumé sur

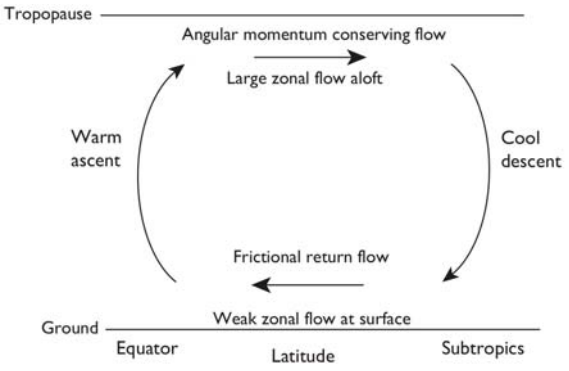

Figure 1.5 *– Représentation schématique de la cellule de Hadley. Cette image est issue de Vallis (2006).*

la figure 1.5, est le suivant : Les observations montrent qu'autour de l'équateur, il y a de forts vents de nord-est appelés les alizés. Ces vents convergent vers une région autour de l'équateur appelée zone de convergence intertropicale (ZCIT) et ils permettent le transport d'un air chaud et humide vers les zones équatoriales. Cet air réchauffé par le rayonnement solaire et humide à cause des échanges avec l'océan va subir des ascendances dans la zone de convergence jusqu'à atteindre la tropopause. Pendant l'ascendance, la condensation de la vapeur d'eau en goutelettes va aussi favoriser la convection en réchauffant l'air ambiant et c'est dans cette zone que les précipitations seront les plus intenses. L'élévation verticale de l'air lui confère de l'énergie potentielle. Ensuite, les masses d'air vont se déplacer vers les pôles de chaque côté de la ZCIT et ainsi se refroidir. Aux alentours de 30°-35° de latitude, l'air froid et sec va subsider vers la surface et de nouveau se diriger vers l'équateur. La cellule de Hadley est donc une circulation directe. Il faut noter que les mouvements horizontaux ne suivent pas exactement les méridiens mais qu'ils sont déviés vers la droite dans l'hémisphère nord à cause de la force de Coriolis et vers la gauche dans l'hémisphère sud. Cette pseudo-force ou force inertielle, du nom de son découvreur Gaspard-Gustave Coriolis (1792-1843), existe car le référentiel dans lequel se trouve l'observateur c'est-à-dire la Terre est en rotation. Cette force fictive est perpendiculaire à l'axe de rotation de la Terre et à la vitesse de la parcelle d'air. Elle a pour expression $\overrightarrow{F} = -2m\overrightarrow{\Omega} \wedge \overrightarrow{\mathrm{v}}$ où m est la masse de la parcelle d'air, $\overrightarrow{\Omega}$ la vitesse de rotation de la Terre et $\overrightarrow{\mathrm{v}}$ la vitesse de la particule d'air. En projetant cette force sur un plan horizontal, on peut définir le paramètre de Coriolis $f = 2\Omega \sin\varphi$ qui dépend de la vitesse de rotation de la Terre Ω et de la latitude φ. Comme on peut le voir sur la figure 1.6, f augmente avec la latitude et il est négatif dans l'hémisphère sud et positif dans l'hémisphère nord. En particulier, aux moyennes latitudes de l'hémisphère nord (45°N), $f \simeq 10^{-4}$ s^{-1}. A l'extrême nord de la branche d'altitude de la cellule de Hadley, les vents ont pris une orientation zonale à cause de la force de Coriolis. Cette déviation vers la droite du vent peut aussi se comprendre avec la conservation du moment angulaire qui fait qu'une particule d'air ayant une vitesse zonale nulle à l'équateur acquiert de la vitesse zonale avec la latitude jusque vers 30° de latitude où elle est maximale. Par conséquent, il y a un maximum de vent zonal d'ouest au niveau de la tropopause au bord polaire de la cellule de Hadley appelé jet subtropical. En surface, ce vent zonal d'ouest n'est pas ressenti. Les caractéristiques de la cellule de Hadley, comme son extension zonale,

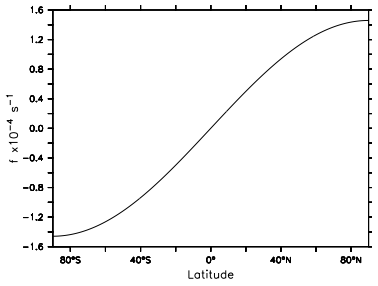

***Figure 1.6** – Représentation du paramètre de Coriolis f exprimé en s^{-1} en fonction de la latitude.*

peuvent être facilement obtenues avec le modèle simple idéalisé de Held et Hou (1980).

En résumé, la cellule de Hadley, qui doit son existence au chauffage solaire différentiel, permet de transporter les chaleurs sensible et latente des subtropiques vers l'équateur, qui est déjà une région excédentaire, et l'énergie potentielle des régions équatoriales vers les subtropiques. Elle provoque la formation du jet subtropical près de la tropopause vers 30° de latitude et tend à réduire le gradient méridien de température entre le pôle et l'équateur. De plus, la cellule de Hadley permet la conversion de l'énergie potentielle utilisable[2] en énergie cinétique, ce qui permet au jet subtropical de se maintenir.

Les cellules de Ferrel et polaire

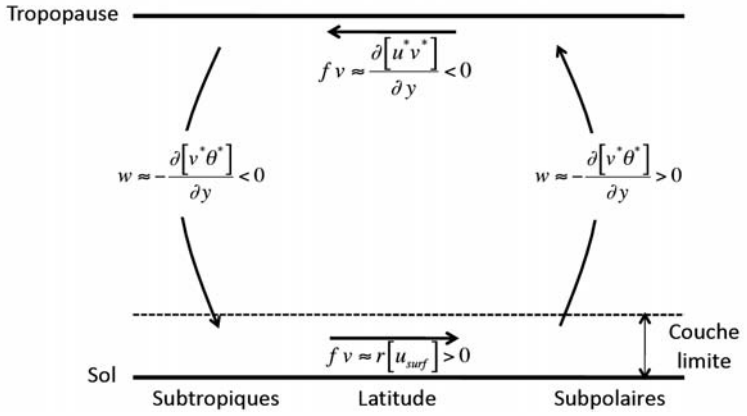

***Figure 1.7** – Représentation schématique de la cellule de Ferrel. Les crochets représentent la moyenne zonale et l'astérisque l'écart à la moyenne zonale. Cette image est issue de Vallis (2006).*

Entre 30° et 60° de latitude, on trouve la cellule de Ferrel nommée en hommage à son inventeur William Ferrel (1817-1891) qui est une circulation méridienne indirecte car l'air froid monte en altitude aux hautes latitudes, se déplace vers l'équateur et subside dans les subtropiques. Cette cellule doit son existence aux différents forçages que sont le chauffage diabatique[3], la friction et les flux mé-

[2] L'énergie potentielle utilisable est la partie de l'énergie potentielle qui peut se transformer en mouvement.

[3] Diabatique signifie que le fluide peut échanger de la chaleur avec son environnement au cours du mouvement. Le contraire est le mouvement adiabatique au cours duquel le fluide ne subit pas de transfert thermique.

ridiens turbulents de quantité de mouvement et de température. Ces forçages interviennent dans les équations quasi-géostrophiques[4] du mouvement et de la thermodynamique en moyenne zonale. La moyenne zonale de l'équation du mouvement zonal a pour expression :

$$\frac{\partial [u_g]}{\partial t} = f_0 [v_a] - \frac{\partial \left[u_g^* v_g^*\right]}{\partial y} + [F_1], \tag{1.1}$$

où les crochets représentent la moyenne zonale et l'astérisque l'écart à la moyenne zonale. (u_g, v_g) sont les composantes zonale et méridienne du vent géostrophique[5], f_0 le paramètre de Coriolis, v_a le vent agéostrophique qui est la différence entre le vent géostrophique et le vent réel, $u_g^* v_g^*$ est le flux de quantité de mouvement géostrophique lié aux anomalies par rapport à la moyenne zonale et F_1 représente la friction. La moyenne zonale de l'équation de la thermodynamique s'écrit :

$$\frac{\partial [\theta]}{\partial t} = -\frac{\partial \theta_R}{\partial p} [\omega] - \frac{\partial \left[v_g^* \theta^*\right]}{\partial y} + [L], \tag{1.2}$$

où θ est la température potentielle, θ_R la température potentielle de référence qui ne dépend que de la pression, ω la vitesse verticale en coordonnées pression, $v_g^* \theta^*$ le flux méridien de chaleur géostrophique lié aux anomalies par rapport à la moyenne zonale et L le chauffage diabatique. Si on considère un écoulement stationnaire, la vitesse méridienne dépend de la friction et de la divergence du flux méridien turbulent de quantité de mouvement (cf. équation (1.1) avec $\partial_t [u_g] = 0$) et la vitesse verticale dépend de la chaleur latente et de la divergence du flux méridien turbulent de température (cf. équation (1.2) avec $\partial_t [\theta] = 0$). Si on ne considère que le forçage diabatique $[L]$, alors la vitesse verticale en coordonnées pression est de signe opposé à $[L]$ car $\partial_p \theta_R < 0$. Donc comme $[L]$ est positif vers 30° et négatif vers 60° en raison du chauffage différentiel, il y a une circulation directe avec de l'ascendance à 30° et de la subsidence à 60°. Mais cette circulation est beaucoup moins intense que celles induites par les trois autres forçages et résumées sur la figure 1.7. Si on ne considère que le forçage du gradient méridien du flux méridien turbulent de chaleur, la vitesse verticale en coordonnées pression est de même signe que le gradient méridien du flux. Comme le flux méridien de chaleur est maximal vers 45° dans toute la troposphère (cf. figure 11.11a de Vallis, 2006) alors le gradient méridien est positif vers 30° et négatif vers 60°. La circulation forcée par le gradient méridien du flux méridien turbulent de chaleur est indirecte avec de la subsidence à 30° et de l'ascendance à 60°. Si on considère les forçages du gradient méridien du flux méridien de quantité de mouvement et de la friction, alors la vitesse méridienne est du même signe que le gradient mais de signe opposé à la friction. En haut

[4] L'approximation quasi-géostrophique revient à uniquement garder les termes de l'équation du mouvement du vent réel qui sont de l'ordre de grandeur du nombre de Rossby $Ro = U^2/L$ ce qui fournit l'équation du mouvement de grande échelle. De plus, il faut supposer que l'advection par le vent géostrophique est une bonne approximation de l'advection par le vent réel et que l'évolution du vent géostrophique est une bonne estimation de l'évolution du vent réel. Donc l'équation du mouvement dans l'approximation quasi-géostrophique s'écrit : $\partial_t \overrightarrow{v_g} + u_g \partial_x \overrightarrow{v_g} + v_g \partial_y \overrightarrow{v_g} = -f_0 \overrightarrow{k} \wedge \overrightarrow{v_a}$ où (u_g, v_g) sont les composantes du vent géostrophique $\overrightarrow{v_g}$, f_0 le paramètre de Coriolis et $\overrightarrow{v_a}$ le vent agéostrophique qui est la différence entre le vent réel et le vent géostrophique.

[5] Le vent géostrophique résulte de l'équilibre entre la force due au gradient de pression et la force de Coriolis. Il a pour expression : $\overrightarrow{v_g} = f_0^{-1} \overrightarrow{k} \wedge \overrightarrow{\nabla} \Phi$ où $\Phi = gz$ est le géopotentiel.

de la troposphère, le gradient est négatif et il est nul près de la surface (cf. figure 11.11b de Vallis, 2006) alors qu'en surface, la friction est positive et nulle en altitude. La circulation créée par ces deux forçages est donc une circulation indirecte avec du vent méridien vers l'équateur en altitude et du vent méridien vers le pôle en surface. En résumé, la cellule de Ferrel est pilotée par les perturbations stationnaires et transitoires qui transportent l'énergie. Nous décrirons plus en détail ces deux types de perturbations dans la section 3. De plus, la convergence du flux de quantité de mouvement induite par ces ondes aux moyennes latitudes accélére le vent zonal aux moyennes latitudes y créant un maximum de vent zonal appelé jet piloté par les dépressions ou « eddy-driven » jet en anglais.

Entre 60° et 90° de latitude, il y a la cellule polaire qui est une circulation directe.

La cellule de Ferrel et la cellule polaire ne sont pas très représentatives de la réalité des circulations méridiennes des moyennes et hautes latitudes contrairement à la circulation de Hadley dans les tropiques. En effet, quand on regarde la moyenne zonale eulérienne sur les isobares, on trouve la cellule de Ferrel telle que décrite ci-dessus. Par contre, si on fait la même moyenne sur les isentropes, on trouve une circulation inversée aux moyennes latitudes qui est très proche de celle qu'on obtient d'un point de vue lagrangien c'est-à-dire en suivant la particule.

La circulation de Walker

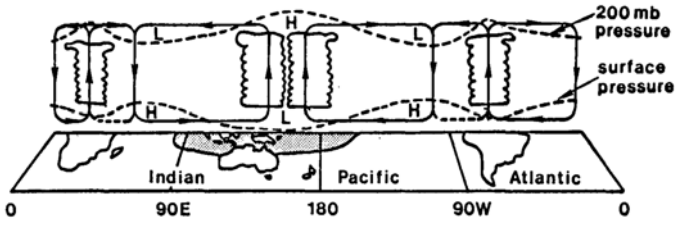

Figure 1.8 *– Représentation schématique de la cellule de Walker. Cette image est issue de Webster (1983).*

Dans les tropiques, la redistribution de l'énergie peut aussi se faire dans la direction zonale. Cette circulation est appelée circulation de Walker en hommage à Sir Gilbert Walker (1868-1958) qui a étudié pour la première fois les variations de pression de surface associées à cette cellule. La pression de surface est faible sur le Pacifique Ouest et elle est forte sur le Pacifique Est (figure 1.8). Par conséquent, la force associée au gradient de pression est dirigée vers l'ouest et elle provoque donc des vents d'est en surface sur le Pacifique équatorial supérieurs au vent moyen. Ce vent moyen d'est en surface a une influence sur l'océan sous-jacent en amenant les eaux chaudes sur le Pacifique Ouest. Ainsi, le transport horizontal d'humidité et la forte évaporation due à des températures de la mer élévées favorisent la convection dans le Pacifique Ouest.

1.3. Les ondes de Rossby

Les ondes atmosphériques résultent de l'action des forces de rappel sur les particules d'air qui ont été éloignées de leur position d'équilibre. Il existe plusieurs types d'ondes se propageant dans l'atmosphère et notamment les ondes d'inertie-gravité et les ondes de Rossby. Dans cette section, nous allons décrire les caractéristiques des moyennes latitudes. Nous définirons ensuite la notion de tourbillon qui permet d'identifier les dépressions et nous détaillerons les différents types d'ondes de Rossby. Nous nous focaliserons sur le cycle de vie des ondes de Rossby transitoires et nous définirons les déferlements d'ondes de Rossby, qui sont un des phénomènes clés de notre étude.

1.3.1. Les moyennes latitudes

Aux moyennes latitudes, soit entre 30° et 60°, les contrastes thermiques sont très forts sur l'ouest des océans, en particulier en hiver. En effet, l'est des continents est plus froid que le bord ouest de l'océan où les courants océaniques, tels que le Gulf Stream sur l'Atlantique Ouest ou le Kuroshio sur le Pacifique Ouest, amènent de l'eau chaude vers les hautes latitudes créant un front de température de surface de la mer (ou SST pour Sea Surface Temperature). D'après la relation du vent thermique, qui a pour expression,

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{g}{f\theta_0}\frac{\partial \theta}{\partial y}, \tag{1.3}$$

si le gradient méridien de température en basse troposphère est maximal, le vent zonal va être accéléré en altitude et sera maximal au niveau de la tropopause. Il y a donc un cisaillement de vent sur la verticale. En moyenne zonale, le gradient de pression est dirigé vers les tropiques, là où les pressions sont les plus élevées. La région qui possède ces trois caractéristiques (fort gradient méridien de température, cisaillement vertical du vent zonal et gradient méridien de pression positif) s'appelle la zone barocline[6]. Elle est plus marquée en hiver qu'en été et se situe donc sur le bord ouest des océans. C'est dans cette région que se développent les perturbations transitoires par interaction barocline, mécanisme que nous expliquerons dans la sous-section 1.3.3. Le paramètre d'Eady (du nom de son inventeur qui a créé un des premiers modèles décrivant l'instabilité barocline) ou paramètre de baroclinie, détermine le taux de croissance des perturbations et a pour expression

$$\sigma = 0,31\frac{f}{N}\frac{\partial \overline{u}}{\partial z}, \tag{1.4}$$

où N est la fréquence de Brunt-Väisälä qui est une mesure de la stabilité statique de l'atmosphère. Comme le montre la figure 1.9, le paramètre d'Eady est maximal sur le bord ouest des océans au-dessus des zones baroclines de grande échelle là où le cisaillement vertical du vent zonal est très

[6]Dans une atmosphère barocline, la densité dépend de la température et de la pression. Donc, dans l'hypothèse du gaz parfait, les isothermes croisent les isobares. Le vent géostrophique a un fort cisaillement vertical relié au gradient horizontal de température par la relation du vent thermique. Au contraire, dans une atmosphère barotrope, la densité ne dépend que de la pression donc les isothermes sont confondues avec les isobares. Le vent géostrophique est indépendant de l'altitude donc il a une valeur constante sur toute la hauteur.

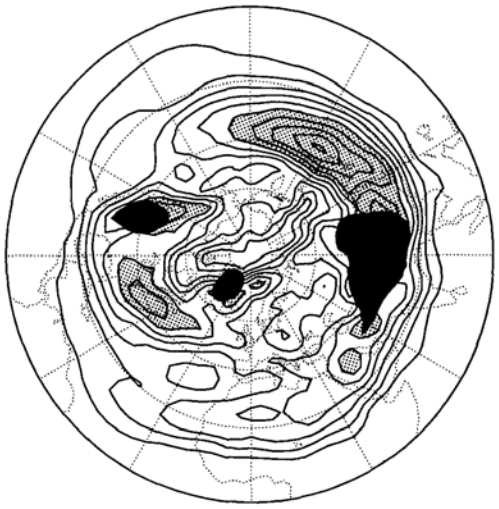

Figure 1.9 *– Paramètre d'Eady défini par l'équation (1.4) représenté à 780 hPa pendant l'hiver de l'hémisphère nord. Les contours sont tracés tous les 0,1 jour^{-1} et les régions où le paramètre d'Eady est supérieur à 0,6 jour^{-1} sont hachurées. Les zones noires représentent les chaînes de montagnes qui sont à moins d'un kilomètre du niveau 780 hPa. Cette image est issue de Hoskins et Valdes (1990).*

fort. Les perturbations ou dépressions des moyennes latitudes ou encore cyclones extratropicaux, qui dominent la variabilité intrasaisonnière de l'atmosphère, se propagent vers l'est sur l'océan le long de la zone barocline et amènent avec elles des vents forts, des nuages et des précipitations. Elles sont influencées par la circulation atmosphérique de grande échelle mais elles rétroagissent sur l'écoulement qui leur a donné naissance. Dans l'hémisphère nord, autour de la zone dépressionnaire (le minimum de pression), les vents tournent dans le sens cyclonique qui est le sens contraire à celui des aiguilles d'une montre et qui est régi par la règle de Buys-Ballot[7]. Ces dépressions de surface sont associées à des ondes en altitude caractérisées par une succession d'anomalies positives et négatives de tourbillon que nous allons maintenant définir.

Les tourbillons absolu, relatif et planétaire

Pour identifier les ondes, nous allons utiliser le tourbillon qui est une mesure microscopique de la rotation d'un fluide. Le tourbillon dit absolu $\overrightarrow{\eta}$ s'exprime par le rotationnel du vent $\overrightarrow{v}$:

$$\overrightarrow{\eta} = \overrightarrow{\nabla} \wedge \overrightarrow{v}. \tag{1.5}$$

La composante verticale du tourbillon absolu a pour expression :

$$\eta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + f, \tag{1.6}$$

[7]Règle de Buys-Ballot : dans l'hémisphère nord, le vent tourne dans les sens des aiguilles d'une montre autour d'un anticyclone (maximum de pression ou haut géopotentiel) et dans les sens inverse des aiguilles d'une montre autour d'un cyclone (minimum de pression ou bas géopotentiel).

où (u,v) sont les composantes horizontales du vent et f est le tourbillon planétaire soit le paramètre de Coriolis défini plus haut. Les deux premiers termes de droite dans l'équation (1.6) composés des dérivées partielles représentent le tourbillon relatif ζ. Ce sont les maxima de tourbillon relatif ou les minima de pression qui permettent d'identifier les perturbations cycloniques. Comme on peut le voir sur la figure 1.10, le maximum de tourbillon relatif est associé à un minimum de pression et le vent tourne de manière cyclonique autour du tourbillon. En moyenne, le tourbillon absolu a de faibles valeurs au sud et de fortes valeurs au nord. Par conséquent, le gradient méridien de tourbillon absolu est dirigé vers le nord. Les tourbillons absolu, relatif et planétaire s'expriment en s^{-1}.

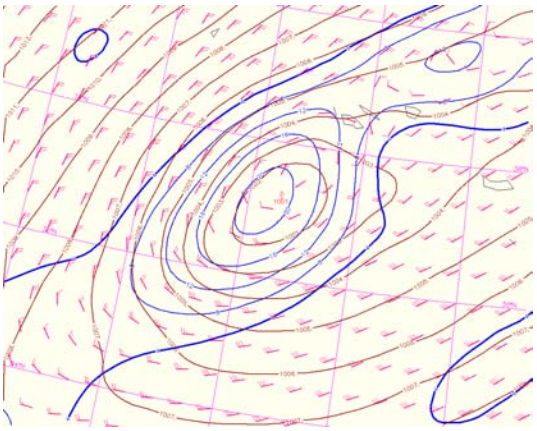

Figure 1.10 *– Tourbillon relatif (contours bleus, intervalle : 4.10^{-4} s^{-1}) et vent (barbules rose) à 850 hPa et pression au niveau de la mer (contour marron, intervalle : 1 hPa) pour l'analyse d'Arpège du 10 mai 2012 à 00UTC.*

Le tourbillon potentiel

L'expression du tourbillon potentiel d'Ertel[8] (ou PV pour Potential Vorticity) est en coordonnées pression :

$$P = (\zeta_\theta + f)\left(-g\frac{\partial \theta}{\partial p}\right), \tag{1.7}$$

où ζ_θ est la composante verticale du tourbillon relatif sur une isentrope. Le PV s'exprime en $K.m^2.kg^{-1}.s^{-1}$ mais l'unité plus couramment utilisée est l'unité de tourbillon potentiel (ou pvu pour Potential Vorticity Unit) qui vaut : 1 pvu = 10^6 $K.m^2.kg^{-1}.s^{-1}$. Comme on peut le voir sur la figure 1.11, le gradient méridien de PV est dirigé vers le nord où les valeurs sont les plus fortes. Quand on se déplace en altitude (de 300 K à 350 K), on voit qu'à la même latitude, le PV a des valeurs plus élévées. En effet, lorsque l'on se rapproche de la stratosphère, le gradient vertical de température potentielle devient plus fort car la stabilité statique augmente donc le terme de droite de l'équation (1.7) est grand. Ainsi le PV a des valeurs plus élevées. Dans l'approximation quasi-géostrophique et en coordonnées

[8]Nommé en l'honneur du météorologiste allemand Hans Ertel (1904-1971).

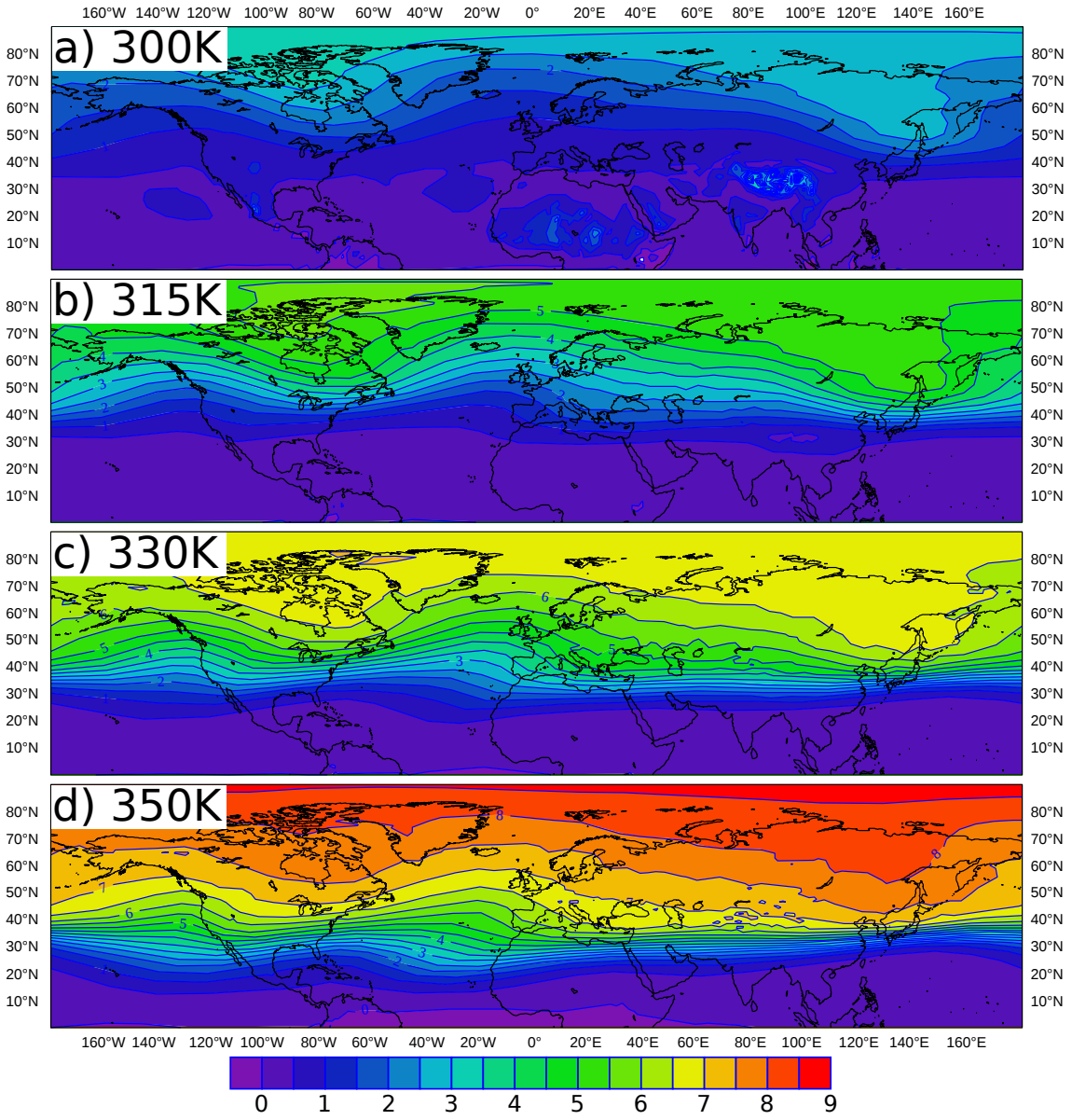

Figure 1.11 *– Climatologie sur DJF du tourbillon potentiel sur quatre isentropes a) 300 K, b) 315 K, c) 330 K et d) 350 K extrait des réanalyses ERA40. L'intervalle est de 0,5 pvu.*

pression, le PV a pour expression :

$$q_g = f + \nabla_h^2 \psi_g + \frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{f_0^2}{s^2}\frac{\partial \psi_g}{\partial p}\right), \tag{1.8}$$

où ψ_g est la fonction de courant géostrophique et s^2 est la stabilité statique. Les composantes zonale et méridienne du vent géostrophique peuvent se déduire de la fonction de courant avec les formules suivantes : $u_g = -\partial_y \psi_g$ et $v_g = \partial_x \psi_g$. On peut aussi remarquer que le gradient méridien de PV est maximal à l'ouest des deux bassins océaniques où le vent zonal est maximal. A partir de l'équation

(1.8), le gradient méridien du PV quasi-géostrophique a pour expression :

$$\frac{\partial q_g}{\partial y} = \frac{\partial f}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y}\Delta_h \psi_g + \frac{\partial}{\partial y}\left[\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{f_0^2}{s^2}\frac{\partial \psi_g}{\partial p}\right)\right] = \frac{\partial f}{\partial y} - \Delta_h u_g - \frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{f_0^2}{s^2}\frac{\partial u_g}{\partial p}\right). \tag{1.9}$$

En première approximation, le gradient méridien du PV quasi-géostrophique est de signe opposé au Laplacien à trois dimensions du vent zonal géostrophique représenté par les deux derniers termes de l'équation (1.9). Lorsque le vent zonal est maximal, le Laplacien est minimal donc le gradient méridien de q_g est maximal. Ainsi le jet zonal est associé à un fort gradient de PV. Au cours d'un mouvement adiabatique et en négligeant la friction, le PV est conservé ce qui permet de voir l'origine de l'air, qui provient de la stratosphère quand il y a une anomalie positive et de la troposphère quand il y a une anomalie négative.

1.3.2. Les différents types d'ondes de Rossby

Les ondes de Rossby sont les ondes qui ont le plus d'importance dans les phénomènes météorologiques de grande échelle. Les ondes de Rossby peuvent être des ondes planétaires ou des ondes transitoires. Les ondes planétaires sont des ondes stationnaires qui ne se propagent pas (vitesse de phase nulle mais vitesse de groupe non nulle). Les ondes transitoires basse fréquence, c'est-à-dire ayant une période supérieure à 10 jours, ou quasi-stationnaires, bougent de quelques centaines de kilomètres alors que les ondes transitoires haute fréquence, c'est-à-dire ayant une période inférieure à 10 jours, se propagent dans l'atmosphère très rapidement sur des milliers de kilomètres (vitesse de phase de l'ordre de 5 à 10 m.s^{-1}) et sont associées aux dépressions de surface. Ces différents types d'ondes seront décrits plus en détails dans les paragraphes suivants. Dans un fluide barotrope non visqueux de profondeur constante, les ondes de Rossby peuvent se propager grâce à la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude, appelé effet-β. Le tourbillon absolu est conservé pendant leur propagation dans ce milieu. Dans une atmosphère barocline, c'est le tourbillon potentiel qui est conservé durant la propagation des ondes de Rossby qui doivent leur existence au gradient méridien de tourbillon potentiel. La vitesse de groupe des ondes de Rossby peut aussi avoir une composante verticale ce qui permet à la troposphère et à la stratosphère d'interagir.

Dans le cas barotrope idéal, on peut facilement comprendre comment la phase et l'énergie des ondes de Rossby peuvent se propager sur l'horizontale. Initialement, on suppose que les particules d'air sont au repos le long d'un cercle de latitude. Elles possèdent donc toutes le même tourbillon absolu qui se réduit à la valeur du tourbillon planétaire. On suppose ensuite qu'une particule d'air subit un léger déplacement méridien vers le pôle. Par conséquent, la valeur de son tourbillon planétaire va augmenter. Comme le tourbillon absolu doit être conservé, le tourbillon relatif va devenir négatif pour compenser l'augmentation de f. Cette particule d'air va avoir un mouvement anticyclonique qui va déplacer vers le nord l'air à l'ouest de la particule d'air et vers le sud l'air à l'est de la particule d'air. A l'ouest, l'air va avoir un f plus élevé donc pour le compenser, le tourbillon absolu doit être négatif. A l'est on a le contraire, le tourbillon absolu doit être positif. Nous voyons bien que l'anomalie négative de tourbillon absolu se déplace vers l'ouest aussi la vitesse de phase d'une onde de Rossby est vers

l'ouest. En réalité, l'écoulement zonal de l'environnement est dirigé vers l'est et compense largement la propagation vers l'ouest, la vitesse de phase des ondes de Rossby sera donc dirigée vers l'est pour un observateur au sol. Dans cet exemple, la propagation de l'énergie de l'onde, qui se détermine à partir de la vitesse de groupe, est dirigée vers l'est. Ce mécanisme de propagation peut aussi s'appliquer à un environnement où le tourbillon potentiel est conservé.

Les ondes de Rossby planétaires

Figure 1.12 *– Moyenne temporelle sur six hivers DJF de la hauteur de géopotentielle à 250 hPa dans l'hémisphère nord. L'intervalle entre deux contours est de 100 m. Cette figure est issue de James (1994).*

Les ondes de Rossby planétaires peuvent être forcées par les grandes chaînes de montagnes telles que les Rocheuses et l'Himalaya dans l'hémisphère nord et la Cordillère des Andes dans l'hémisphère sud ou par les contrastes de température entre les surfaces continentales et la mer. La figure 1.12 montre les ondes de Rossby planétaires stationnaires qui présentent un nombre d'onde zonal environ égal à 2 avec deux thalwegs sur le Japon et le Canada et deux dorsales sur l'est des deux bassins océaniques. Leur longueur d'onde est d'environ 14 000 km à 45°N.

Les ondes de Rossby transitoires

Les ondes de Rossby transitoires peuvent avoir plusieurs origines. Certaines sont excitées par un chauffage tropical plus intense (Hoskins et Karoly, 1981) comme les ondes liées aux téléconnexions de l'Oscillation Australe El Niño ou de l'oscillation Pacifique-Nord américaine. Dans ce cas, les ondes transitoires sont généralement de basse fréquence avec des nombres d'onde zonaux d'environ 4 à 5 soit une longueur d'onde d'environ 6000 km. D'autres peuvent aussi être déclenchées au-dessus de la zone barocline aux moyennes latitudes. Dans ce dernier cas, les ondes transitoires sont dites baroclines car elles puisent leur énergie dans le réservoir d'énergie potentielle créé par la cellule de Hadley et la transforment en énergie cinétique pour se propager. La dispersion de l'énergie se fait de

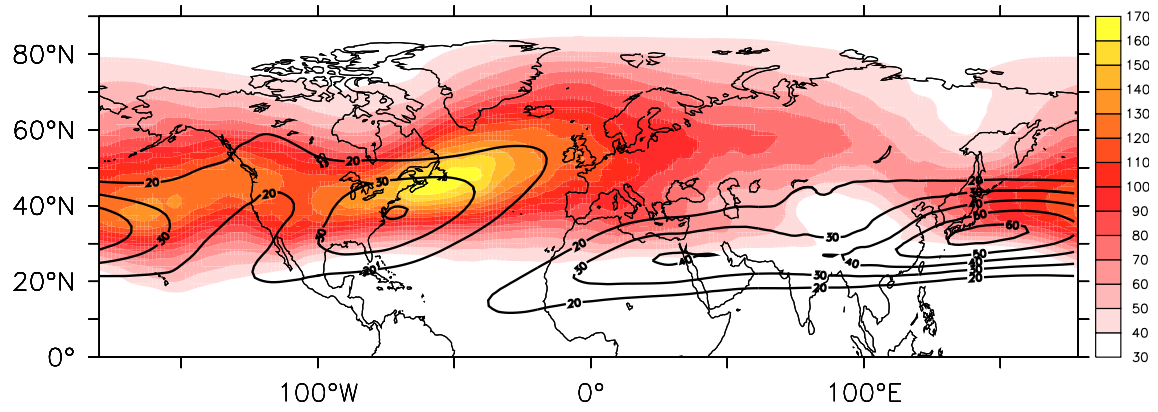

Figure 1.13 *– Climatologie des réanalyses ERA40 sur DJF à 300 hPa de l'énergie cinétique transitoire haute fréquence (période inférieure à 10 jours) (plages colorées, unité : $m^2.s^{-2}$) et du vent zonal (contours noirs, le premier contour vaut 20 $m.s^{-1}$ et l'intervalle 10 $m.s^{-1}$).*

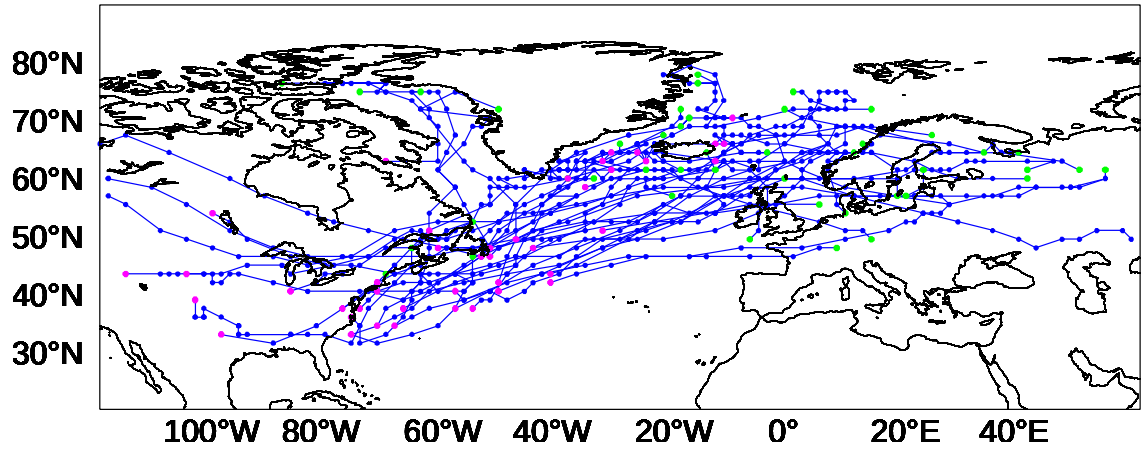

Figure 1.14 *– Représentation des trajectoires de 46 dépressions de surface à 850 hPa qui atteignent un tourbillon relatif supérieur ou égal à 2.10^{-4} s^{-1} dans le domaine 100°W-40°E/30°N-80°N entre Décembre 1999 et Février 2000. Les points roses représentent le premier point de la trajectoire et les points verts le dernier point. Les ronds représentent les positions des dépressions toutes les 6 heures. Les trajectoires sont issues du suivi automatique des dépressions par Ayrault et Joly (2000) sur le tourbillon relatif des réanalyses ERA40.*

chaque côté de cette zone d'excitation. Ces ondes transitoires haute fréquence ont des nombres d'onde zonaux d'environ 7 à 8 soit une longueur d'onde d'environ 4000 km. Ce sont donc des ondes d'échelle synoptique. Nous pouvons remarquer que plus les ondes sont rapides, plus elles sont de petite échelle. Ces ondes baroclines synoptiques atteignent leur maximum d'énergie cinétique haute fréquence au milieu des océans (figure 1.13). Ces ondes qui se propagent en altitude sont associées par interaction barocline à des dépressions de surface. Ce mécanisme sera expliqué dans la sous-section suivante. Nous pouvons voir que les trajectoires des dépressions (figure 1.14), qui définissent la position du rail des dépressions, se superposent à l'énergie cinétique transitoire haute fréquence et qu'elles sont plus nombreuses sur le bord ouest de l'océan Atlantique que sur l'Amérique du Nord. L'intensité du rail

des dépressions (ou « storm-track » en anglais), caractérisée par l'énergie cinétique haute fréquence, est une mesure de l'activité synoptique des ondes (Blackmon et al., 1977; Hoskins et Valdes, 1990). Dans la suite, nous allons décrire le cycle de vie des ondes transitoires haute fréquence ou ondes baroclines et leur rétroaction sur l'écoulement moyen.

1.3.3. Le cycle de vie des ondes baroclines

Les ondes baroclines sont excitées sur la zone barocline définie au début de cette section. Ensuite, le mécanisme d'interaction barocline permet la croissance des ondes associées aux perturbations qui vont ensuite se propager de chaque côté de la zone d'excitation.

L'interaction barocline

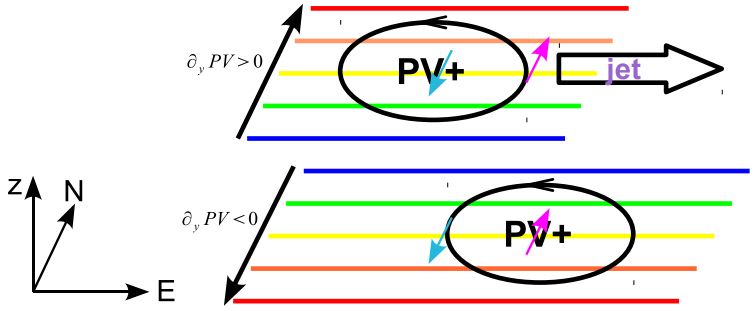

Figure 1.15 *– Schéma de l'interaction barocline. Les lignes colorées représentent le PV près de la tropopause en haut et en surface en bas. Plus c'est rouge, plus le PV est fort, plus c'est bleu, plus le PV est faible. L'ellipse noire représente la circulation cyclonique autour de l'anomalie positive de PV désignée par PV+. Les flèches bleues représentent le vent méridien induit par l'anomalie de surface et les fléches roses le vent méridien induit par l'anomalie d'altitude. La flèche noire représente le jet zonal d'altitude.*

Le mécanisme de croissance des perturbations baroclines par interaction barocline est schématisé sur la figure 1.15. En surface, il y a un fort gradient méridien de température et par la relation du vent thermique, il y a un fort cisaillement de vent zonal sur la verticale. De par l'équation (1.9), en considérant uniquement les variations du vent zonal sur la verticale, le gradient méridien du PV quasi-géostrophique est alors de signe opposé à la dérivée seconde du vent zonal par rapport à la pression. Donc comme le vent zonal est minimal en surface et maximal en haut, alors la dérivée seconde par rapport à la pression du vent zonal est positive en surface et négative en haut donc le gradient méridien de PV est négatif à la surface et positif en haut. Les deux autres termes du membre de droite de l'équation (1.9) atténuent la différence verticale entre les gradients de PV. Supposons qu'une anomalie positive de PV se développe en altitude. Elle possède une circulation cyclonique qui provoque un fort vent méridien sur son bord est (cf. la flèche rose en haut sur la figure 1.15) et induit un vent à la surface dans la même direction (cf. la flèche rose en bas sur la figure 1.15) ce qui va amener du fort PV vers le nord donc créer une anomalie positive de PV en surface (si elle n'existait

pas déjà) et décalée vers l'est par rapport à l'anomalie d'altitude. Cette anomalie de surface a aussi une circulation cyclonique qui va avoir un vent méridien dirigé vers le sud sur son bord ouest (cf. la flèche bleue en bas sur la figure 1.15) qui va induire le même vent en altitude amenant du fort PV dans l'anomalie et ainsi la renforcer. Ce mécanisme, décrit par Hoskins et al. (1985), explique donc la croissance des perturbations baroclines par interaction entre deux anomalies de PV décalées vers l'ouest avec l'altitude. Le même raisonnement peut être tenu en considérant deux anomalies de température potentielle. Même si le gradient méridien de température potentielle est dirigé vers le nord que ce soit en surface ou en altitude, l'anomalie cyclonique de vorticité potentielle en surface est une anomalie chaude par rapport à son environnement, tandis qu'en altitude, c'est une anomalie froide. Pour décrire l'interaction barocline, on peut aussi utiliser le vecteur $\overrightarrow{Q}$, défini par Hoskins et al. (1978) :

$$\overrightarrow{Q} = \left(-\frac{R}{p}\frac{\partial \overrightarrow{V_g}}{\partial x}.\overrightarrow{\nabla} T \; ; \; -\frac{R}{p}\frac{\partial \overrightarrow{V_g}}{\partial y}.\overrightarrow{\nabla} T \right), \tag{1.10}$$

où R est la constante des gaz parfaits, p la pression, T la température et $\overrightarrow{V_g}$ le vent géostrophique. Il a été montré que la divergence du vecteur $\overrightarrow{Q}$ est proportionnelle à l'opposé d'un Laplacien tridimensionnel de la vitesse verticale (Hoskins et al., 1978; Sanders et Hoskins, 1990). Par conséquent, lorsque $\overrightarrow{Q}$ converge, la vitesse verticale est positive et il y a ascendance. Lorsque $\overrightarrow{Q}$ diverge, il y a subsidence. Si on suppose que l'on se situe sur une isobare où le vent zonal est cisaillé sur la verticale ($\partial u/\partial z > 0$) donc que la température varie suivant y et uniquement dans cette direction, alors la divergence du vecteur $\overrightarrow{Q}$ s'écrit :

$$\overrightarrow{\nabla}.\overrightarrow{Q} \simeq -\frac{R}{p}\left(\frac{\partial T}{\partial y}\Delta v_g + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\frac{\partial v_g}{\partial y} \right). \tag{1.11}$$

Si le second terme de l'équation (1.11) est négligé, la divergence du vecteur $\overrightarrow{Q}$ est de signe opposé au Laplacien du vent méridien géostrophique. Donc, si on a une dépression cyclonique en surface, le vent méridien vers le nord est maximal à l'est de la dépression donc $\overrightarrow{Q}$ converge et il y a ascendance. Du côté ouest de la dépression, le vent méridien dirigé vers le sud est minimal et il y a divergence de $\overrightarrow{Q}$ donc de la subsidence. L'anomalie de tourbillon en altitude va provoquer de l'ascendance sur son bord est ce qui va étirer vers le haut l'anomalie de tourbillon de surface et ainsi augmenter son tourbillon relatif. De même, la subsidence sur le bord ouest de l'anomalie de surface va étirer vers le bas l'anomalie d'altitude et donc augmenter son tourbillon. Lorsque les deux anomalies sont déphasées avec l'anomalie d'altitude à l'ouest de l'anomalie de surface, les deux anomalies croissent par interaction barocline. A cause du fort vent zonal en altitude, l'anomalie d'altitude va se déplacer plus rapidement vers l'est que l'anomalie de surface donc elles vont se retrouver en phase quand la dépression est mature puis elle disparaît par dissipation.

Propagation des perturbations baroclines

Les ondes baroclines ainsi amplifiées vont se propager de chaque côté de la zone barocline comme nous pouvons le voir sur la figure 1.16, vers le nord du côté polaire de la zone d'excitation et vers

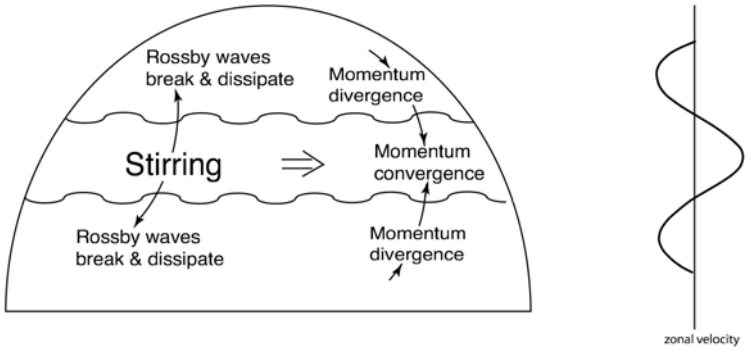

Figure 1.16 *– Représentation schématique de la propagation des ondes de Rossby et de leur impact sur le vent zonal. « Stirring » est l'excitation des ondes de Rossby par les tourbillons baroclines aux moyennes latitudes. Les ondes de Rossby se propagent de chaque côté de la zone d'excitation. La quantité de mouvement converge dans la zone d'excitation ce qui produit un vent d'ouest à cette latitude et un vent d'est plus faible de chaque côté. Cette image est issue de Vallis (2006).*

le sud du côté équatorial. Pour les ondes de Rossby, la vitesse de groupe est de signe opposé au flux méridien de quantité de mouvement qui est donc négatif au nord de la zone d'excitation et positif au sud. De part le signe du flux, les ondes baroclines vont être étirées dans la direction sud-ouest/nord-est au nord de la zone d'excitation et étirées dans la direction nord-ouest/sud-est au sud. A la latitude de la zone d'excitation, il y a convergence du flux méridien de quantité de mouvement qui est minimal ce qui provoque une accélération du vent zonal à cette latitude (cf. le profil méridien du vent zonal sur la droite de la figure 1.16). Ce vent zonal va être ressenti jusqu'à la surface et est appelé jet piloté par le rail des dépressions ou « eddy-driven » jet en anglais. Il a donc une structure verticale plus barotrope que le jet subtropical. La plupart du temps, ces deux composantes du jet sont confondues et il est impossible de les discerner. Hoskins et Karoly (1981) ont montré que les ondes de Rossby se propageaient en suivant des chemins préférentiels formant des arcs de cercle. En effet lors de la propagation des ondes vers le pôle, le nombre d'onde méridien va devenir de plus en plus petit donc l'onde va prendre une orientation plus zonale puis va se propager vers l'équateur lorsque le nombre d'onde méridien sera négatif. De plus, dans la théorie linéaire, la propagation n'est possible que lorsque l'indice de réfraction est positif. Dans un écoulement géostrophique, l'indice de réfraction sur la sphère a pour expression générale :

$$n^2 = \left(\frac{\partial \overline{q}/\partial y}{\overline{u} - ca\cos\varphi} - \frac{f^2}{4H^2N^2} - \frac{m^2}{a^2\cos^2\varphi} \right) / \sin^2\varphi, \tag{1.12}$$

où $\overline{q}$ et $\overline{u}$ sont respectivement le PV et le vent zonal de l'écoulement moyen, c est la vitesse angulaire de la perturbation, a est le rayon de la Terre, N est la fréquence de Brunt-Väisälä, H est l'échelle de hauteur, m est le nombre d'onde zonal adimensionné, et le gradient méridien de PV de l'écoulement moyen a pour expression :

$$\frac{\partial \overline{q}}{\partial y} = \frac{2\Omega\cos\varphi}{a} + \frac{1}{a}\frac{\partial \overline{\zeta}}{\partial \varphi} - f^2 \frac{\partial}{\partial p}\left[\left(\frac{\rho g}{N} \right)^2 \frac{\partial \overline{u}}{\partial p} \right], \tag{1.13}$$

où ρ est la densité. L'indice de réfraction est plus fort vers l'équateur que vers le pôle car $\beta = 2\Omega\cos\varphi/a$, qui intervient dans l'équation (1.13), est plus fort à l'équateur. Lors de leur propagation vers le pôle, les ondes vont généralement atteindre une région où l'indice de réfraction sera nul ce qui va provoquer leur réflexion vers l'équateur. Lors de leur propagation vers l'équateur, elles vont atteindre une zone où l'indice de réfraction sera infini, c'est-à-dire que la vitesse de phase zonale de l'onde sera égale à la vitesse zonale de l'écoulement moyen ($\overline{u} = ca\cos\varphi$ dans l'équation (1.12)) donc elles vont mettre un temps infini à atteindre cette zone et vont disparaître par des processus d'absorption/dissipation. Lors de leur propagation, les ondes vont atteindre une amplitude telle qu'elles vont pouvoir déferler (cf. sous-section suivante) et ensuite elles vont se dissiper principalement à cause de la friction. Dans cette région de déferlement et de dissipation, les ondes vont décélérer le vent zonal ce qui est schématisé sur le profil vertical du vent zonal de la figure 1.16. Les perturbations des moyennes latitudes extraient leur énergie de leur environnement par interaction barocline et perdent de leur énergie par interaction barotrope par étirement horizontal de chaque côté du jet ce qui convertit l'énergie cinétique turbulente de la perturbation en énergie cinétique pour l'écoulement moyen à la latitude d'excitation des perturbations.

1.3.4. Les déferlements d'ondes de Rossby

Le déferlement d'ondes est un phénomène non-linéaire qui se produit lorsque les ondes atteignent de grandes amplitudes et que les effets non-linéaires ne sont plus négligeables. Il est défini par le retournement irréversible du gradient de tourbillon potentiel sur une surface isentrope et provoque le mélange d'air de PV différents. Ce phénomène est analogue au déferlement des vagues sur une plage. Lorsqu'elles arrivent sur la côte, les vagues ont des amplitudes plus élevées, la crête se déplace plus vite que le creux de la vague et par conséquent la vague déferle. Thorncroft et al. (1993) ont défini deux types de déferlement d'ondes se produisant à la fin de deux cycles de vie différents des ondes baroclines (figure 1.17). Le déferlement de type anticyclonique survient à la fin du cycle de vie LC1 lorsque les ondes ont une orientation sud-ouest/nord-est et se produit plutôt sur le bord est des océans au sud du courant-jet (figure 1.17a). Le déferlement de type cyclonique survient à la fin

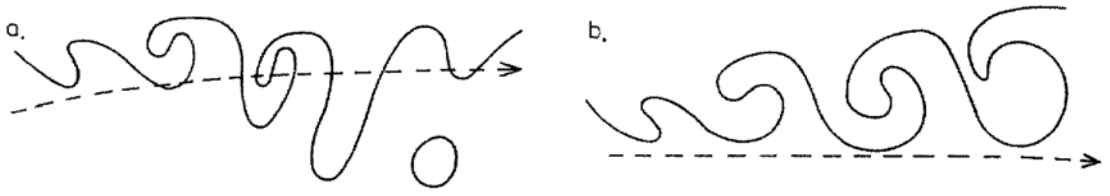

Figure 1.17 *– Propagation d'une onde barocline représentée par un contour de PV (ligne noire pleine) a) A la fin du cycle de vie LC1, il y a un déferlement anticyclonique au sud du courant-jet (ligne en tirets). b) A la fin du cycle de vie LC2, il y a un déferlement cyclonique au nord du courant-jet. Cette image est issue de Thorncroft et al. (1993).*

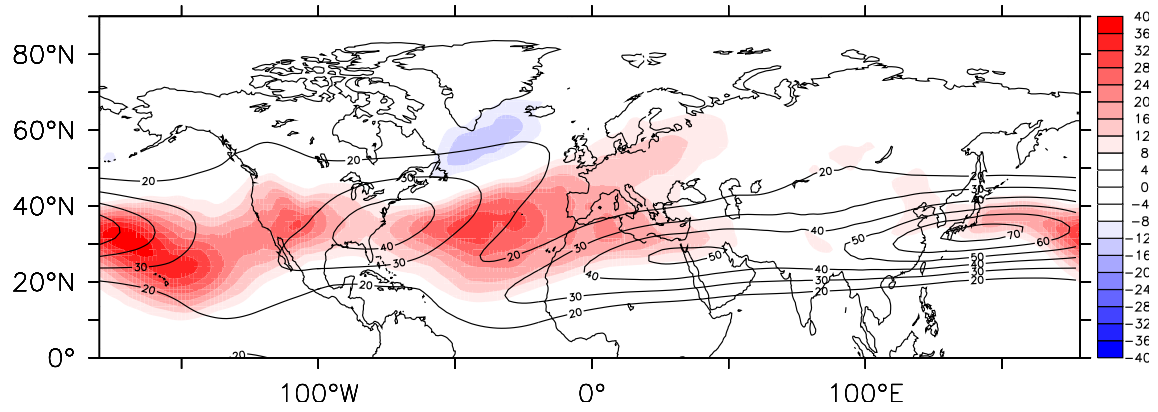

Figure 1.18 *– Climatologie sur DJF à 200 hPa des flux méridiens de quantité de mouvement haute fréquence (période inférieure à 10 jours) $\overline{u^{HF}v^{HF}}$ (plages colorées, unité : $m^2.s^{-2}$) et du vent zonal (contours noirs, le premier contour vaut 20 $m.s^{-1}$ et l'intervalle 10 $m.s^{-1}$).*

du cycle de vie LC2 lorsque les ondes ont une orientation sud-est/nord-ouest et se produit plutôt sur le bord ouest des océans au nord du courant-jet (figure 1.17b). Comme nous pouvons le voir sur la figure 1.18, les flux méridiens de quantité de mouvement sont légèrement négatifs au nord des moyennes latitudes et fortement positifs au sud. Donc comme nous l'avons dit au paragraphe précédent, les ondes vont prendre une orientation sud-est/nord-ouest au nord de la zone d'excitation ce qui favorise le déferlement de type cyclonique et une orientation sud-ouest/nord-est au sud de la zone d'excitation ce qui favorise le déferlement anticyclonique. Les déferlements cycloniques se produiront donc majoritairement au nord des moyennes latitudes et les déferlements anticycloniques plutôt au sud des moyennes latitudes. Nous pouvons remarquer sur la figure 1.18 que les flux sont plus fortement positifs que négatifs. Les ondes se propageant principalement vers les régions où l'indice de réfraction est le plus fort, c'est-à-dire vers l'équateur, leur vitesse de groupe sera négative donc les flux de quantité de mouvement seront positifs et elles auront une oritentation sud-ouest/nord-est. C'est l'asymétrie de l'indice de réfraction entre les basses et hautes latitudes, qui provient elle-même essentiellement de celle de β, qui provoque cette asymétrie entre les deux signes des flux de quantité de mouvement.

1.4. La variabilité basse fréquence de l'atmosphère

Dans les sections précédentes, nous avons discuté de l'écoulement moyen dans la troposphère, des ondes quasi-stationnaires et des ondes transitoires. Maintenant, nous allons nous intéresser à la variabilité basse fréquence de l'atmosphère c'est-à-dire à des phénomènes qui évoluent lentement et qui ont une durée de vie d'environ dix jours ou plus. La variabilité basse fréquence peut être interannuelle, intrasaisonnière et interdécennale. Parmi les différents modes de variabilité que nous allons décrire, il y a les téléconnexions et les régimes de temps qui varient suivant ces trois échelles de temps. Les téléconnexions peuvent être obtenues en calculant un indice de téleconnectivité qui est

la corrélation la plus négative avec un autre point du champ considéré (Wallace et Gutzler, 1981) ou bien en calculant les fonctions orthogonales empiriques tandis que les régimes de temps peuvent être obtenus à partir d'une méthode de partitionnement (Michelangeli et al., 1995). La première méthode est expliquée dans la sous-section suivante et nous décrirons les deux dernières méthodes dans le chapitre 2.

1.4.1. Les téléconnexions

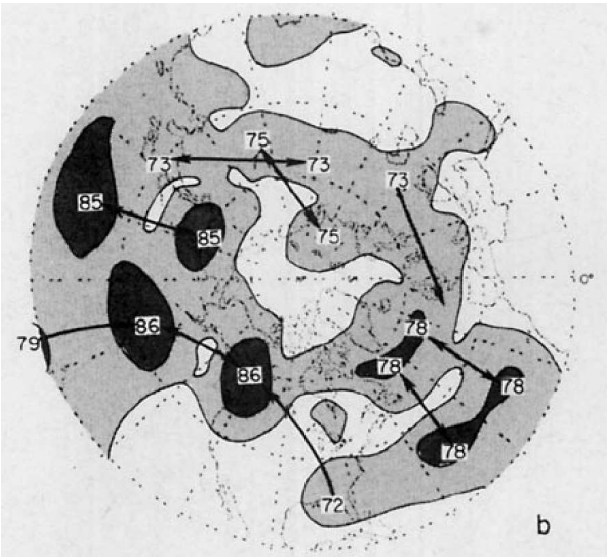

Figure 1.19 *– Valeur absolue multipliée par 100 de la plus forte corrélation négative avec un autre point de l'espace calculée en comparant les champs de géopotentiel à 500 hPa pendant 15 hivers (DJF) de 1962-63 à 76-77. Les régions où la corrélation est comprise entre 60 et 75 sont en gris clair et les régions où la corrélation est supérieure ou égale à 75 sont en gris foncé. Les flèches reliant les centres de fortes téléconnectivités mettent en évidence les principales téléconnexions de l'hémisphère nord. Cette image est issue de Wallace et Gutzler (1981).*

Les téléconnexions sont définies à partir de longues séries temporelles qui révèlent des corrélations ou anti-corrélations de grande échelle de l'écoulement sur certaines régions de la planète. Dans cette sous-section, nous allons décrire les principaux modes de variabilité interannuelle de l'atmosphère présents dans l'hémisphère nord, appelés téléconnexions car ils permettent une interaction entre différentes régions du globe. Wallace et Gutzler (1981) calculent les corrélations du géopotentiel à 500 hPa de chaque point du globe avec tous les autres points. Ensuite, ils attribuent au point étudié la plus forte anticorrélation trouvée avec un autre point[9]. Ainsi, ils tracent la figure 1.19 qui résume toutes les téléconnexions présentes dans l'hémisphère nord. Il y a principalement deux téléconnexions sur l'Atlantique appelée Atlantique Est et Atlantique Ouest. Elles peuvent être regroupées pour former

[9]Par exemple, si le point A(40°W-65°N) a une corrélation minimale de -0,78 avec le point B(40°W-30°N), alors la valeur attribuée au point A est la valeur absolue de la corrélation soit 0,78.

l'oscillation Nord-Atlantique dont la phase positive sera plus associée à l'oscillation Atlantique Est et la phase négative à l'oscillation Atlantique Ouest (Cassou et al., 2004b). Ensuite, il y a la téléconnexion du Pacifique Ouest. Ces trois téléconnexions ont une structure dipolaire. La quatrième plus importante présente quatre centres d'action et se situe sur le Pacifique Est jusque sur l'Amérique du Nord. Elle est appelée l'oscillation Pacifique-Nord Américaine. Les téléconnexions sont des phénomènes transitoires qui comme pour cette dernière oscillation peuvent prendre la forme de trains d'ondes. Les téléconnexions peuvent se retrouver en faisant une analyse en fonctions orthogonales empiriques qui revient à calculer les vecteurs propres de la matrice de covariance pour identifier un nombre fini de structures spatiales autour desquelles l'atmosphère fluctue. Cette analyse sera plus détaillée dans la section 2.6.

L'oscillation Nord-Atlantique

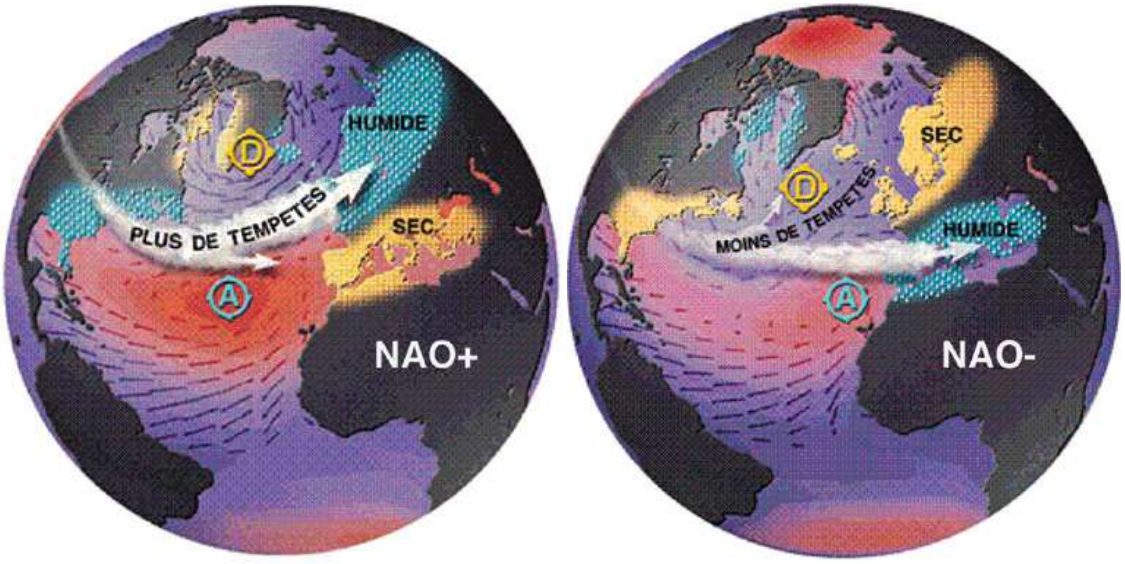

Figure 1.20 *– Représentation des deux phases de l'oscillation Nord-Atlantique, de leurs caractéristiques et de leur impact sur le climat alentours. La phase positive est à gauche et la phase positive à droite. Ces images sont issues du site internet http://www.ldeo.columbia.edu/res/pi/NAO/.*

L'oscillation Nord-Atlantique (ou NAO pour North Altantic Oscillation), nommée ainsi par Walker et Bliss (1932), a été découverte en comparant les champs de pression grande échelle entre l'Islande et l'archipel des Açores. Ils ont montré que la NAO se caractérisait par une oscillation de la différence entre les basses pressions moyennes sur le nord de l'Atlantique, la dépression d'Islande, et les hautes pressions plus au sud, l'anticyclone des Açores, d'où sa structure dipolaire que l'on peut voir sur les figures 1.19 et 1.20. Barnston et Livezey (1987) ont montré que la NAO est la structure la plus forte et persistante durant toute l'année bien que ses amplitudes soient plus élevées en hiver qu'en été. La phase positive de l'oscillation est présente quand la dépression d'Islande et l'anticyclone des Açores sont forts. La phase négative est présente quand la dépression d'Islande est décalée vers

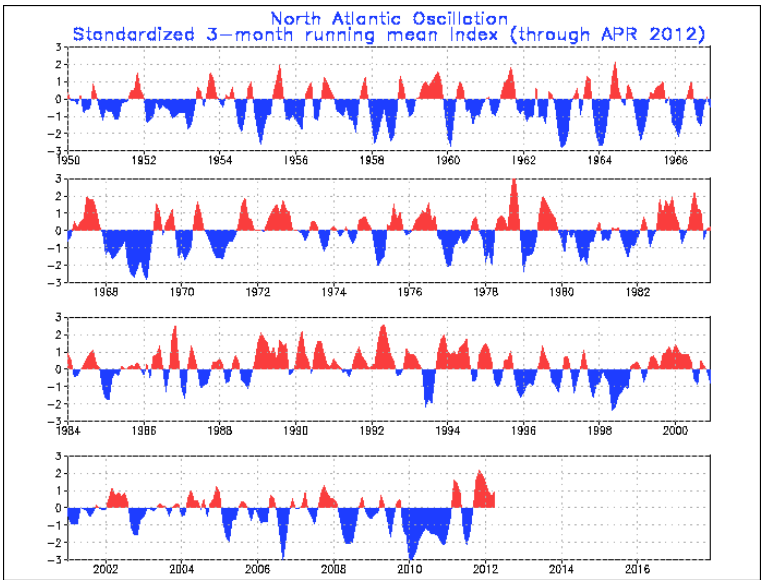

Figure 1.21 *– Indice mensuel de la NAO depuis 1950 jusqu'à Avril 2012. Les zones colorées en rouge montrent les phases positives et en bleu les phases négatives. Cette image est issue du site internet du Climate Prediction Center de la NOAA http://www.cpc.ncep.noaa.gov/data/teledoc/nao.shtml.*

le sud et que l'anticyclone des Açores est moins fort. Ces deux phases et leur impact sur le climat des régions proches sont représentés sur la figure 1.20. La modification du champ de pression grande échelle provoque aussi des changements d'autres paramètres de grande échelle comme la température ou le vent. Ainsi pendant la phase positive, le vent moyen d'ouest en altitude est fort et dirigé vers le nord-est alors que pendant la phase négative, il est moins fort et a une direction plus zonale vers le sud de l'Europe. Par conséquent, les tempêtes extratropicales vont toucher le nord de l'Europe pendant la phase positive et le sud de l'Europe pendant la phase négative. Pendant la phase positive, l'Europe du Sud, l'Afrique du Nord et la région autour de la mer du Labrador ont un temps sec avec des températures supérieures à la normale tandis que l'Europe du Nord, l'Islande et la côte est d'Amérique du Nord ont un temps humide avec des températures inférieures à la normale. Pendant la phase négative, les anomalies sont inversées. Un indice basé sur cette différence de pression permet d'associer une phase à un jour ou une période donnée (figure 1.21). On peut voir que l'alternance entre les phases ne montre pas de période claire. Mais la phase positive tend à être plus fréquente que la phase négative depuis les années 1980 alors que c'était plutôt le contraire dans les années 1960 (Hurrell, 1995; Feldstein, 2002b; Cohen et Barlow, 2005). Récemment, la tendance s'est de nouveau inversée et la phase négative tend à être plus présente depuis les années 2004.

Feldstein (2003) a montré qu'un train d'ondes se propageant sur le Pacifique Nord jusque sur la côte est de l'Amérique du Nord déclenchait la formation de la phase positive de la NAO, tandis que la phase négative de la NAO avait plutôt un développement in-situ. Il a mis en évidence que les processus non-linéaires et en particulier les flux de tourbillon transitoires haute et basse fréquences renforçaient la NAO pendant sa période de croissance. La période de décroissance est quant à elle dominée par les processus linéaires et en particulier la divergence de l'écoulement et les flux de tourbillon transitoires

basse fréquence. Par contre, les flux de tourbillon transitoires haute fréquence tendent plutôt à maintenir la NAO.

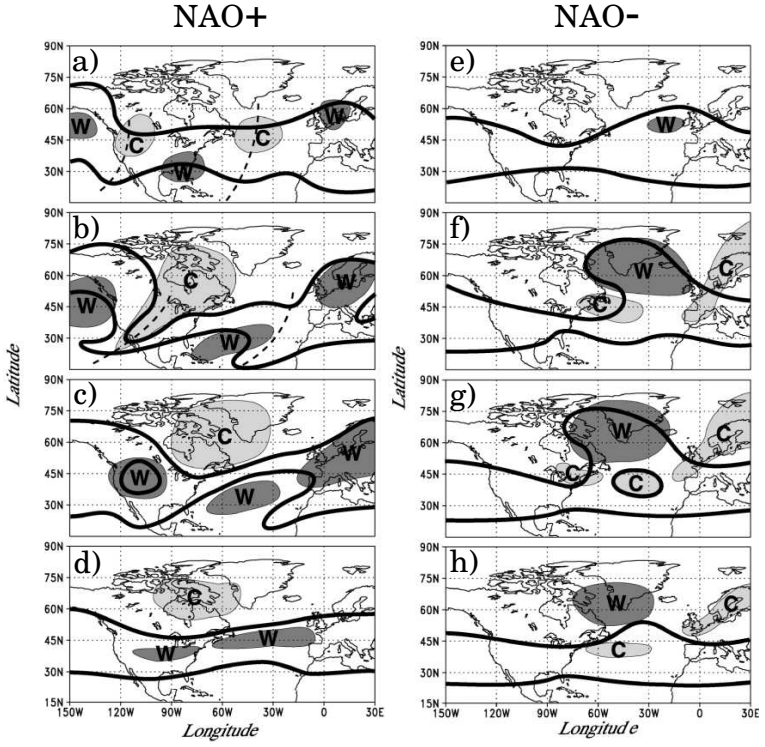

Figure 1.22 *– Schéma montrant l'écoulement et ses caractéristiques pendant la formation de la phase positive de la NAO (a à d) et de la phase négative (e à h). Les contours noirs représentent les isentropes de l'écoulement total 305 K au nord et 335 K au sud. Les lignes en tirets montrent les axes des thalwegs. Les anomalies d'air chaud (W) et d'air froid (C) sont représentées par les zones grisées. Cette image est issue de Benedict et al. (2004).*

Plus précisément, Benedict et al. (2004) ont montré que les processus non-linéaires intervenant durant les phases de la NAO étaient reliés aux déferlements d'ondes de Rossby. La phase positive de la NAO est précédée par un déferlement de type anticyclonique au large de la côté ouest des Etats-Unis (figure 1.22b) et sur le bord est de l'océan Atlantique Nord au large de la péninsule ibérique et de l'Afrique du Nord (figures 1.22b et c). Une fois la phase positive installée, on retrouve les anomalies de température précédemment décrites. Les anomalies de température résultantes de ce déferlement cyclonique (figure 1.22h) sont de signe opposées à celles de la phase positive avec des températures plus élevées que la normale au nord et plus basses au sud. De même, la phase négative de la NAO est précédée par un déferlement de type cyclonique près de Terre-Neuve que l'on peut voir sur les figures 1.22f et g. Plus récemment, Strong et Magnusdottir (2008a) ont confirmé l'existence du déferlement de type anticyclonique sur le Pacifique Est avant la phase positive de la NAO.

L'oscillation du Pacifique Ouest

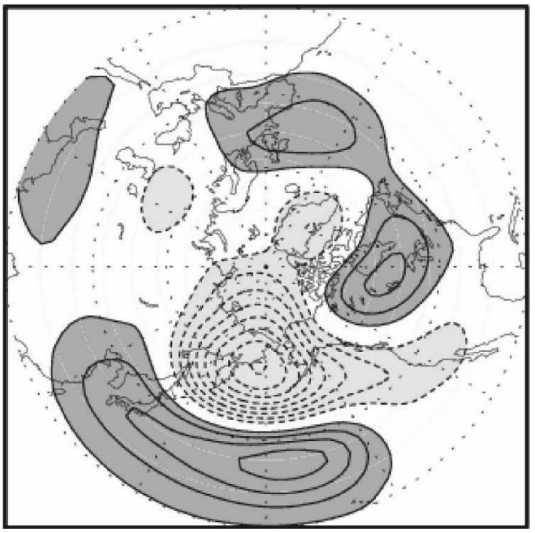

Figure 1.23 *– Regression du géopotentiel à 300 hPa sur la période DJFM de 1958 à 2001. Le premier contour et l'intervalle sont de 10 m. Cette image est issue de Linkin et Nigam (2008).*

L'oscillation du Pacifique Ouest (ou WPO pour West Pacific Oscillation) est la seconde ou troisième principale téléconnexion sur le Pacifique (Barnston et Livezey, 1987). Elle est aussi appelée Oscillation du Pacifique Nord (ou NPO pour North Pacific Oscillation) et a été remarquée pour la première fois par des prévisionnistes synopticiens américains (Walker et Bliss, 1932). Comme la NAO, la WPO a une structure dipolaire orientée nord-sud que l'on peut voir sur la figure 1.23 et elle présente des pressions anticorrélées entre Hawaï et l'Alaska. Pendant la phase positive de la WPO, le jet est plus au nord que pendant la phase négative donc comme pour la NAO, le jet subit des fluctuations latitudinales de sa position (Rivière, 2010). D'après l'étude de Linkin et Nigam (2008), durant la phase positive de la WPO, il y a plus de précipitations sur les grandes plaines américaines et sur la côte ouest d'Amérique du Nord excepté l'extrême ouest du Canada où les précipitations sont plus faibles. De plus, la température en surface est plus élevée depuis le sud-est des Etats-Unis jusqu'à l'Alaska mais elle est plus froide qu'en moyenne sur le sud-ouest des Etats-Unis. Comme pour la NAO, pendant la phase positive de la WPO, il y a plus de déferlements d'ondes de type anticyclonique et moins de déferlements d'ondes cycloniques qu'en moyennne sur le Pacifique central. C'est le contraire pour la phase négative où il y a plus de déferlements cycloniques (Rivière, 2010). De plus, les déferlements anticycloniques semblent intervenir lorsque les anomalies de la phase positive sont déjà présentes et accélèrent le vent vers le nord-est du Pacifique tandis que les déferlements cycloniques n'en ont pas besoin pour se produire et accélérer le jet zonal plus au sud.

L'oscillation Pacifique-Nord américaine

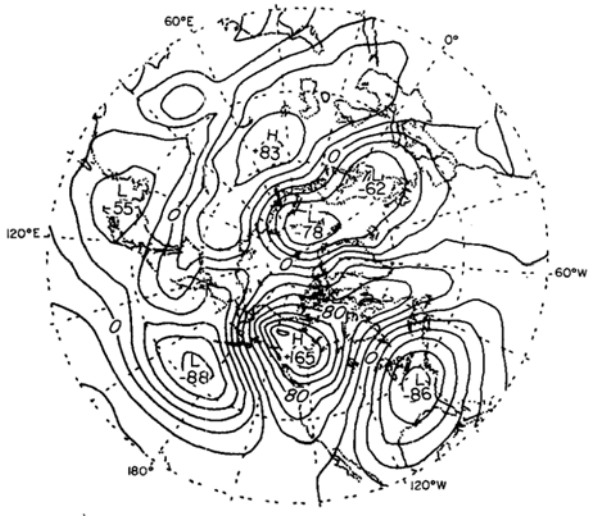

Figure 1.24 *– Différence de géopotentiel entre les isobares 1 000 hPa et 500 hPa pour l'oscillation Pacifique - Nord américaine. L'intervalle entre deux contours est de 20 m. Cette image est issue de Wallace et Gutzler (1981).*

L'oscillation Pacifique-Nord américaine (ou PNA pour Pacific-North American) repose, comme la NAO, sur une différence de pression entre la dépression des Aléoutiennes et les hautes pressions sur les Rocheuses. Durant la phase positive de la PNA, la différence de pression entre les deux centres d'action est forte et les vents d'ouest sur le Pacifique central sont renforcés et ont une grande extension zonale vers l'est. Pendant la phase négative, la différence de pression est moindre et les vents d'ouest sont plus faibles et localisés sur la moitié ouest du Pacifique. Comme on peut le voir sur la figure 1.24, la PNA présente quatre centres d'action qui suivent un des chemins préferentiels mis en évidence par Hoskins et Karoly (1981). Par conséquent, la PNA est associée à un train d'ondes de Rossby quasi-stationnaire, se propageant depuis les subtropiques du Pacifique Nord jusqu'au sud-est des Etats-Unis, qui est excité par le chauffage tropical (voir par exemple, Hoskins et Karoly, 1981; Sardeshmukh et Hoskins, 1988; Franzke et al., 2011), une amplification barotrope[10] à cause de l'asymétrie zonale de l'écoulement climatologique (Feldstein, 2002a) et aux flux de vorticité transitoires d'échelle synoptique (Feldstein, 2002a). En effet, Franzke et al. (2011) ont montré à partir de réanalyses que la phase positive de la PNA était déclenchée par une forte convection sur le Pacifique Ouest tropical et une convection affaiblie sur l'océan Indien tropical. Pour la phase négative de la PNA, le déclenchement a lieu avec les anomalies de convection opposées. Martius et al. (2007) et Franzke et al. (2011) ont montré que pendant la phase positive de la PNA, le train d'ondes se propageait vers le nord-est du Pacifique où il subissait du déferlement d'ondes cyclonique sur le nord-est du Pacifique tandis que pendant la phase négative de la PNA, le train d'ondes s'amplifiait sur le nord-est du Pacifique puis se

[10] L'instabilité barotrope est associée à un cisaillement horizontal dans le jet. Les instabilités barotropes croissent en extrayant l'énergie cinétique de l'écoulement moyen.

propageait vers l'équateur où il subissait un déferlement de type anticyclonique.

Le mode annulaire ou oscillation Arctique

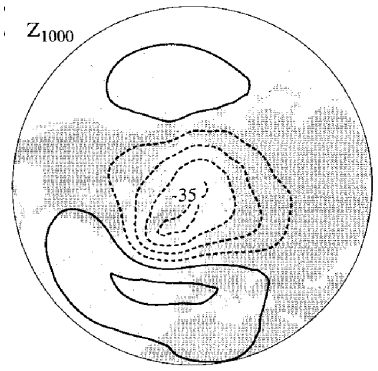

Figure 1.25 *– Géopootentiel à 1000 hPa régressé sur l'indice standardisé du mode annulaire calculé à partir de la pression réduite au niveau de la mer mensuelle entre Janvier 1958 et Décembre 1997. Le premier contour est 5 m et l'intervalle 10 m. Cette image est issue de Thompson et Wallace (2000).*

Le mode annulaire de l'hémisphère nord (NAM pour Northern Annular Mode) est la variabilité dominante sur l'hémisphère nord. Le NAM est représenté par la première fonction orthogonale empirique obtenue à partir de la moyenne zonale sur l'hémisphère nord du géopotentiel, du vent zonal ou de la pression réduite au niveau de la mer (Wallace, 2000). Le NAM est caractérisé par une variation de la différence de la pression réduite au niveau de la mer autour de la latitude 50°N avec une anomalie sur le pôle Nord et une anomalie ayant une symétrie zonale autour de l'hémisphère au sud de 50°N (Wallace et Gutzler, 1981). Il a une structure dipolaire comme nous pouvons le voir sur la figure 1.25. Le NAM est présent dans toute la troposphère où il a une structure barotrope et dans la stratosphère. En surface, le NAM est appelé Oscillation Arctique (ou AO pour Arctic Oscillation) par Thompson et Wallace (1998). Plusieurs études suggèrent que la NAO et la WPO sont les expressions locales du NAM mais cela n'a pas été réellement mis en évidence (Wallace, 2000; Thompson et al., 2002). Comme nous pouvons le voir sur la figure 1.25, la phase positive de la NAM est caractérisée par une anomalie négative de géopotentiel sur le pôle Nord et des anomalies positives aux moyennes latitudes. Sa phase négative présente les anomalies opposées. Pendant la phase positive, le maximum de vent zonal moyen est déplacé vers le pôle, ce qui déplace aussi le bord nord de la cellule de Hadley dans la même direction. Ainsi, en altitude, les moyennes latitudes sont plus chaudes tandis que le pôle est plus froid. Pendant la phase négative, le vent moyen est déplacé vers l'équateur et les anomalies de température sont opposées. Le NAM a une influence dans les tropiques puisqu'il réchauffe (refroidit) la haute troposphère et la basse stratosphère pendant sa phase positive (négative). De plus, les alizés dans les subtropiques sont renforcés pendant la phase positive. Dans la stratosphère, la phase positive du NAM est associée à un renforcement du vortex polaire alors que pendant la phase négative le vortex polaire est moins intense. Il a été montré que le NAM dans la stratosphère était couplé au NAM

dans la troposphère et qu'il le précédait de quelques semaines dans de nombreux cas. On peut le voir sur la figure 1.26 qui montre le décalage du NAM sur la verticale mais le mécanisme de propagation du signal de la stratosphère vers la troposphère est encore débattu à l'heure actuelle.

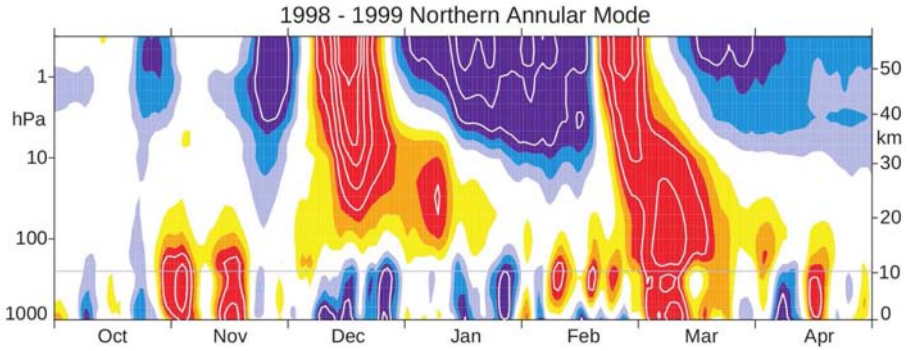

Figure 1.26 *– Coupe verticale de l'indice journalier du mode annulaire en fonction du temps pour l'hiver 1998-1999. Les zones bleues correspondent aux valeurs positives de l'indice et donc à un vortex polaire stratosphérique fort. Les zones rouges correspondent aux valeurs négatives de l'indice et donc à un vortex polaire stratosphérique faible. Le premier contour et l'intervalle valent 0,5. Image issue de Baldwin et Dunkerton (2001).*

1.4.2. Les régimes de temps

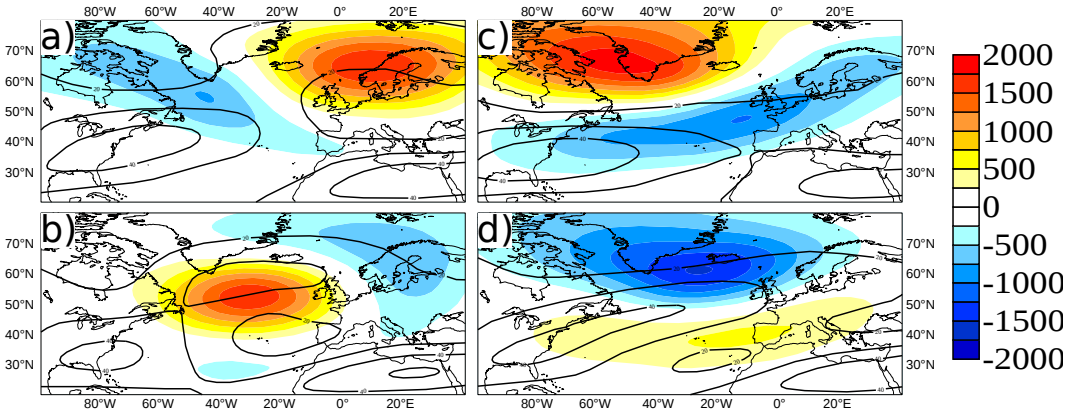

Figure 1.27 *– Représentation du géopotentiel à 500 hPa (plages colorées) et du vent à 200 hPa (contours noirs) pour les quatre régimes de temps : a) le blocage scandinave, b) la dorsale Atlantique, c) l'anticyclone groenlandais et d) le régime zonal. L'unité du géopotentiel est le m. Le premier contour noir vaut 20 m.s^{-1} et l'intervalle est de 10 m.s^{-1}.*

Un autre concept de variabilité basse fréquence est la décomposition de l'atmosphère en des états quasi-stationnaires, persistants et récurrents appelés régimes de temps. Ces états ont été observés par des synopticiens à partir des années 1950 (Rex, 1950) mais la notion de régimes de temps est un peu

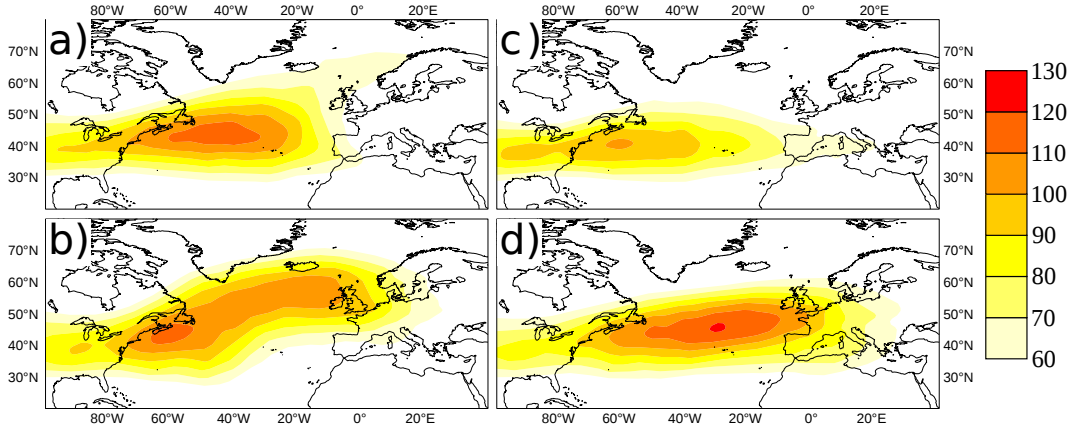

Figure 1.28 *– Représentation de l'énergie cinétique haute fréquence à 200 hPa pour les quatre régimes de temps : a) le blocage scandinave, b) la dorsale Atlantique, c) l'anticyclone groenlandais et d) le régime zonal. L'unité est le* $m^2.s^{-2}$.

plus récente. Ce n'est que depuis les années 1990 que nous pouvons disposer d'un nombre suffisant de données pour pouvoir faire des statistiques sur l'atmosphère. Divers algorithmes de classification permettent de décomposer l'atmosphère en différents états. Les régimes de temps peuvent être définis comme les états de l'atmosphère qui ont la plus forte probabilité d'occurrence (Kimoto et Ghil, 1993a,b) ou bien en cherchant les structures associées à des anomalies persistantes dans certaines régions (Dole et Gordon, 1983) ou encore comme les états de l'atmosphère pour lesquels le mouvement de grande échelle est stationnaire au sens statistique (Vautard, 1990). Le but de ces algorithmes est de répartir les situations de l'atmosphère en un nombre fini de classes de manière à minimiser la variance dans chaque classe mais de maximiser la variance entre chaque classe. Il y a deux catégories d'algorithmes : les algorithmes dits de partitionnement et dits hiérarchiques. L'algorithme de partitionnement (Legras et al., 1987) regroupe avec des critères de ressemblance les situations de l'atmosphère en un nombre d'états fixé au départ mais dont le barycentre est recalculé à chaque itération jusqu'à ce que les critères de variance inter- et intra-classes soient satisfaits. Cet algorithme est appelé méthode des k-means. L'algorithme hiérarchique regroupe avec des critères de similarité les situations de l'atmosphère en différentes classes dont le nombre diminue à chaque itération par fusion des classes entre lesquelles la variance est faible (Ward, 1963) jusqu'à retrouver la situation climatologique dans laquelle toutes les situations de départ sont regroupées. La classification hiérarchique peut se réprésenter sous la forme d'un organigramme et le nombre de classes choisi dépend du niveau auquel on se place dans l'organigramme. La méthode de décomposition utilisée ici est celle de Michelangeli et al. (1995), qui utilise la méthode des k-means. Elle sera expliquée plus en détail dans la section 2.7. Pendant la période du 16 octobre au 15 avril des années 1958 à 2001, quatre régimes de temps principaux sur le domaine Euro-Atlantique, autour desquels fluctue l'atmosphère, ont été identifiés par Vautard (1990). Ils ont une durée de vie moyenne de 8 à 10 jours. Cette décomposition offre une description plus précise de la variabilité basse fréquence de l'atmosphère que la NAO. Il y a le régime de blocage, le régime de dorsale Atlantique, le régime de l'anticyclone groenlandais

et le régime zonal. Ces deux derniers régimes sont souvent associés aux phases de la NAO. L'anticyclone groenlandais est associé à la phase négative de la NAO et le régime zonal est associé à la phase positive de la NAO. Ces quatre régimes ont une structure barotrope sur la verticale avec des anomalies en surface de plus faible amplitude et des anomalies plus élevées en haute troposphère. Les anomalies de géopotentiel à 500 hPa caractéristiques de chaque régime sont représentées sur la figure 1.27. A chaque régime de temps est associé un climat particulier sur l'Europe que nous allons décrire maintenant (Plaut et Simonnet, 1994; Yiou et Nogaj, 2004). Ils influencent les dépressions qui en retour rétroagissent sur cet écoulement qui leur a donné naissance (Branstator, 1995; Whitaker et Dole, 1995; Lau, 1988).

Le blocage scandinave est caractérisé par un fort anticyclone sur la Scandinavie avec un maximum de vent zonal en haute troposphère qui est dévié vers le nord au milieu de l'Atlantique et qui présente un maximum au nord de la Scandinavie (figure 1.27a). On peut voir sur la figure 1.28a que le rail des dépressions atteint à peine l'Europe occidentale et qu'il a une branche qui s'étend vers la Scandinavie. Pendant le blocage, l'Europe est dans un écoulement de nord-est et l'air sibérien arrive jusque sur l'Europe occidentale provoquant de longues vagues de froid intense comme la France en a fait l'expérience en Janvier-Février 2012. De plus, il fait aussi très froid sur la mer du Labrador mais par contre, sur la Scandinavie, l'Islande et le Groenland, il fait un temps beaucoup plus chaud. Dans la suite, nous utiliserons le terme de blocage pour désigner uniquement le blocage scandinave. En effet, le terme de blocage désigne souvent un écoulement bloqué, c'est-à-dire qui contourne un anticyclone par le nord, donc fortement dévié vers le nord à l'ouest de l'anticyclone et fortment dévié vers le sud à l'est de l'anticyclone. A partir de cartes du géopotentiel, ce type de blocage s'identifie à une forme en Ω de l'écoulement et il peut se produire dans certaines régions du globe (cf. figure 1b de Davini et al., 2012).

Le régime de dorsale Atlantique est caractérisé par un anticyclone centré sur l'Atlantique avec un jet zonal dévié vers le nord le long de la côte est d'Amérique du Nord et ensuite dirigé vers l'Angleterre (figure 1.27b). Le rail des dépressions suit le même chemin depuis le sud de Terre-Neuve jusque vers l'Angleterre (figure 1.28b). Les dépressions vont pouvoir atteindre le nord de l'Europe. Pendant ce régime, il y a un écoulement de nord/nord-ouest sur l'Europe occidentale et de la Scandinavie au nord du Groenland donc le temps y est froid tandis que les températures sont élevées au large de Terre-Neuve.

Pendant le régime de l'anticyclone groenlandais, comme son nom l'indique, il y a un fort anticyclone sur le Groenland et le vent zonal a une orientation est-ouest depuis l'Amérique du Nord jusque vers l'Europe du Sud (figure 1.27c). Les dépressions vont atteindre le sud de l'Europe (figure 1.28c). Sur l'Europe du Nord, le temps est froid et sec tandis qu'il est chaud sur le bassin méditerranéen comme sur la mer du Labrador et ses alentours.

Pendant le régime zonal, il y a une dépression centrée entre le Groenland et l'Islande et le vent zonal a une orientation sud-ouest/nord-est depuis l'Amérique du Nord jusque vers l'Angleterre (figure 1.27d). Il fait froid sous la dépression jusqu'au large de l'Irlande tandis que sur l'Europe du Nord qui est dans un flux d'ouest, il fait un temps chaud. Contrairement aux trois autres régimes de temps

pour lesquels le rail des dépressions est sur la partie ouest du bassin océanique, le rail des dépressions du régime zonal est centré sur l'Atlantique Nord et permet aux dépressions de pénétrer sur l'Europe (figure 1.28d).

Nous venons de décrire l'impact grande échelle de chaque régime de temps sur le climat du domaine Euro-Atlantique Nord mais il peut varier localement à l'échelle régionale (cf. la figure supplémentaire 2 de Cassou, 2008). En comparant les figures 1.27 et 1.28, nous pouvons remarquer que le jet subtropical, situé sur la côte est des Etats-Unis vers 35°N, reste immobile pendant les quatre régimes de temps alors que la position de l'« eddy-driven » jet varie et permet de savoir quelle est la tendance du climat sur l'Europe. D'autre part, une fraction du changement de la circulation atmosphérique dû au forçage anthropique pourrait s'interpréter par une variation de la fréquence d'occurrence des régimes existants et non par l'apparition de nouveaux régimes (Corti et al., 1999).

1.5. Problématique

Comme nous venons de le voir, les situations météorologiques de l'atmosphère peuvent être réparties en un nombre restreint d'états quasi-stationnaires, récurrents et persistants appelés régimes de temps sur l'Europe et l'Atlantique Nord. Il a été montré que ces régimes de temps influencent le comportement des dépressions des moyennes latitudes qui en retour rétroagissent sur le régime qui leur a donné naissance en augmentant leur persistance. Récemment, en utilisant le phénomène du déferlement d'ondes de Rossby, Benedict et al. (2004) ont montré que le déferlement des ondes synoptiques associées aux dépressions déclenchaient les différentes phases de la NAO. Il est donc légitime de vérifier si c'est le cas pour les régimes de temps. C'est ce que nous allons étudier dans le chapitre 3 en regardant la dynamique des transitions entre régimes de temps ce qui n'a pas été vraiment approfondi jusqu'à présent. De plus, comme nous l'avons vu, les déferlements d'ondes arrivent à déplacer le jet lié au rail des dépressions. Nous allons donc aussi étudier la position et la variabilité du jet en lien avec les déferlements d'ondes à partir de simulations idéalisées avec des températures de surface de la mer prescrites par nos soins.

Chapitre 2

Les données et les outils numériques

Dans ce chapitre, nous allons décrire les données utilisées. Puis, nous verrons la méthode de détection des déferlements d'ondes que nous avons mise en oeuvre et nous la comparerons à d'autres méthodes présentes dans la littérature. Ensuite, nous décrirons la méthode de suivi automatique des dépressions qui a donné les trajectoires que nous avons utilisées. Puis nous décrirons le filtrage des données pour séparer les contributions des différentes échelles temporelles et les tests de significativité utilisés pour tester la fiabilité des résultats obtenus. Ensuite, nous décrirons les différentes méthodes pour obtenir les différents états quasi-stationnaires autour desquels fluctue l'atmosphère que sont les phases des téléconnexions d'une part et les régimes de temps d'autre part.

2.1. Les réanalyses ERA40

Les réanalyses sont obtenues à partir du modèle de prévision IFS (pour Integrated Forecasting System) à courte échéance, développé par le centre européen (CEPMMT pour Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme), qui assimile toutes sortes d'observations. Ces observations sont obtenues par différents satellites, des radiosondes, des avions, des bouées, des ballons et des stations météorologiques. Les observations varient dans le temps c'est-à-dire que par exemple, les données satellites n'ont pu être assimilées qu'à partir des années 1970 car il n'y en avait pas avant. Mais le nombre d'observations assimilées n'a fait que croître au cours du temps. Ainsi les réanalyses de différentes variables météorologiques sont disponibles toutes les 6 heures sur 60 niveaux verticaux de 1000 hPa à 0,1 hPa de septembre 1957 à août 2002. Plus d'informations sur les réanalyses, les observations et le modèle utilisé sont disponibles dans l'article de Uppala et al. (2005). Les réanalyses, même si elles tentent de reproduire au mieux l'état de l'atmosphère dans le passé, ne sont pas parfaites. Par exmple, il a été montré dans Uppala et al. (2005) que les précipitations sur les tropiques étaient trop élevées par rapport à la réalité. Dans la suite, nous nous focaliserons sur les « hivers étendus » c'est-à-dire du 16 octobre au 15 avril de 1958 à 2001 qui représentent les périodes où les régimes de temps ont été définis. Cette période de 43 hivers étendus compte 7837 jours.

Il existe d'autres réanalyses du centre européen comme ERA-Interim (Simmons et al., 2007) qui prennent en compte des processus de plus petites échelles afin de mieux décrire les précipitations par

exemple. Ces réanalyses couvrent la période de janvier 1979 à nos jours soit 32 hivers étendus. Donc comme nous désirons la période la plus longue possible pour faire les statistiques et que seules les interactions entre les échelles synoptiques et planétaires nous intéressent, les réanalyses ERA40 nous conviennent parfaitement.

2.2. Détection des déferlements d'ondes

Pour détecter les déferlements d'ondes présents sur les contours de tourbillon absolu ou potentiel, nous avons codé un algorithme de détection en fortran. Il est basé sur la détection des contours circumpolaires de la valeur désirée orientés d'ouest en est, puis en appliquant des conditions sur l'orientation des contours, on peut connaître les zones de déferlements d'ondes et leurs types. Cet algorithme ne détecte donc pas les anomalies de tourbillon qui correspondent à des gouttes froides qui peuvent se produire spontanément ou à la fin d'un déferlement anticyclonique (figure 1.17a). Dans la suite, nous allons décrire l'algorithme puis le comparer à d'autres méthodes utilisées dans la littérature.

2.2.1. Description de l'algorithme

Détection des contours

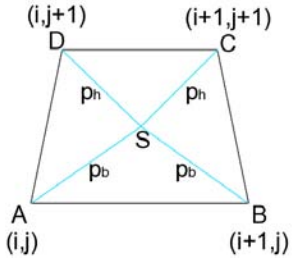

Figure 2.1 *– Schéma d'une boîte élémentaire d'une grille longitude-latitude de la sphère terrestre définie par les quatre sommets A, B, C et D où i et j sont les indices en longitude et latitude. S est le point au centre de la boîte qui est le sommet commun aux quatre triangles. p_h et p_b sont les poids attribués aux quatre sommets qui dépendent de la distance entre le point considéré et S.*

Le champ initial doit être périodique, c'est-à-dire que le dernier point en longitude (+180°) doit correspondre au premier point en longitude (-180°). On commence par regarder la première longitude (-180°) et on balaye les latitudes depuis la plus basse vers la plus haute. Si i est l'indice de longitude et j l'indice de latitude, chaque « boîte » ou « case » élémentaire de la grille est définie par les quatre points de coordonnées (i,j) pour le point A en bas à gauche, (i+1,j) pour le point B en bas à droite, (i+1,j+1) pour le point C en haut à droite et (i,j+1) pour le point D en haut à gauche (figure 2.1). Dans chaque case, on cherche à savoir s'il y a un contour de la valeur désirée. Pour cela, on utilise une soubroutine appelée *conrec*, disponible sur le site internet http://local.wasp.uwa.edu.au/~pbourke/papers/conrec/. Le principe de ce programme est le suivant : tout d'abord, on vérifie si la valeur du

contour cherché est comprise entre le minimum et le maximum des valeurs des quatre points. Si la condition n'est pas vérifiée, on passe à la case de la latitude suivante. Si la condition est vérifiée alors, la case est divisée en quatre triangles ayant un sommet commun au centre S (figure 2.1). Les valeurs du tourbillon sont connues aux quatre points de grille donc on peut obtenir la valeur du tourbillon du sommet commun S par interpolation. Comme les deux points du haut sont plus proches de S que les deux points du bas de par la sphéricité de la Terre, on leur assigne une pondération différente. Les pondérations de chaque sommet sont calculées de la manière suivante :

$$p_b = \sqrt{\left[\frac{\cos\varphi(j)*\lambda(i+1)-\cos\varphi(j)*\lambda(i)}{2}\right]^2 \left[\frac{2}{\varphi(j+1)-\varphi(j)}\right]^2},$$

$$p_h = \sqrt{\left[\frac{\cos\varphi(j+1)*\lambda(i+1)-\cos\varphi(j+1)*\lambda(i)}{2}\right]^2 \left[\frac{2}{\varphi(j+1)-\varphi(j)}\right]^2},$$

où λ et φ sont respectivement la longitude et la latitude. Donc la valeur du tourbillon au sommet S vaut :

$$T_S = \frac{1}{2/p_b + 2/p_h}\left(\frac{T_A}{p_b}+\frac{T_B}{p_b}+\frac{T_C}{p_h}+\frac{T_D}{p_h}\right),$$

où T est la valeur du tourbillon. Ensuite, en comparant les valeurs des trois sommets de chaque triangle, on peut savoir dans quel triangle passe le contour et la longitude et latitude des points. Si les points ne correspondent pas à un sommet mais qu'ils coupent les côtés des triangles, leurs longitudes et latitudes sont calculées avec les formules suivantes :

$$\lambda = \frac{T_B\lambda_A - T_A\lambda_B}{T_B - T_A} \quad \text{et} \quad \varphi = \frac{T_B\varphi_A - T_A\varphi_B}{T_B - T_A}.$$

Une fois le contour détecté, on détermine la case suivante et on repasse la subroutine dans cette case et ainsi de suite jusqu'à ce que l'on retrouve le point de départ. En comptant le nombre de longitudes traversées par le contour, sans compter deux fois la même, on peut vérifier si le contour fait le tour du pôle ou s'il se referme sur lui même. Dans ce dernier cas, ce contour sera éliminé puisque c'est une anomalie de tourbillon qui peut être reliée à la fin d'un déferlement anticyclonique et qui ne nous intéresse donc pas.

Les valeurs des contours détectés dépendent de la variable utilisée. Lorsque l'on considère le tourbillon absolu, l'algorithme détecte les contours entre -2.10^{-4} s^{-1} et 2.10^{-4} s^{-1} par pas de 2.10^{-5} s^{-1} soit 21 contours. Si l'on considère le tourbillon potentiel, l'algorithme détecte les contours entre -10 pvu et 10 pvu par pas de 0,5 pvu soit 41 contours.

Détection des déferlements

Pour détecter les déferlements, les contours sont orientés d'ouest en est et nous utilisons les conditions définies par Rivière (2009) et Rivière (2010). Chaque point d'un contour est défini par sa longitude et sa latitude. Dans une zone de déferlement, le contour orienté va d'est en ouest donc la longitude doit décroître. Si k est le numéro du point, pour savoir s'il y a un déferlement, il faut comparer la longitude de deux points consécutifs : si $\lambda(k+1) < \lambda(k)$, alors le point $k+1$ est dans une

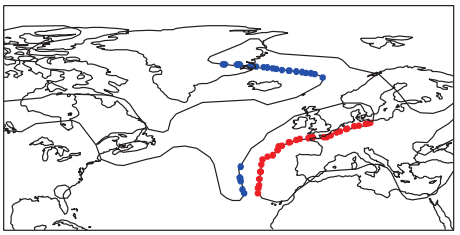

Figure 2.2 *– Représentation des contours de PV à 2 pvu et 6 pvu en noir. Les ronds rouges montrent les zones du contour qui appartiennent à un déferlement anticyclonique et les ronds bleus les zones qui appartiennent à un déferlement cyclonique.*

zone de déferlement. Lors d'un déferlement d'ondes de type cyclonique, le contour est orienté du sud-est au nord-ouest donc si $\varphi(k+1) > \varphi(k)$ alors le point $k+1$ est dans une zone de déferlement cyclonique. Pour un déferlement de type anticyclonique qui est orienté du nord-est vers le sud-ouest, si $\varphi(k+1) < \varphi(k)$ alors le point $k+1$ est dans une zone de déferlement anticyclonique. La figure 2.2 montre un exemple de détection des déferlements. Si un déferlement est détecté alors la variable β au point (i,j) vaut 1 et 0 sinon. En moyennant β sur les dates qui nous intéressent, on obtient des cartes de fréquences de déferlement. La figure 2.3 montre des climatologies des fréquences de déferlement calculées à partir du tourbillon absolu à 200 hPa pour la figure 2.3a, à partir du PV à 350 K pour la figure 2.3b et à partir du PV à 315 K pour la figure 2.3c. Nous pouvons voir que quelle que soit la variable utilisée, les climatologies sont similaires avec des déferlements anticycloniques au sud du jet et des déferlements cycloniques au nord. Les déferlements anticycloniques se produisent plutôt sur le bord est des océans tandis que les déferlements cycloniques plutôt sur le bord ouest. En effet, les déferlements anticycloniques sont en aval des maxima d'énergie cinétique haute fréquence (comparer les figures 2.3 et 1.28). Ce résultat est dû au fait que les ondes baroclines déferlent à la fin de leur cycle de vie sur l'océan lorsqu'elles ont atteint une forte amplitude. De plus, le déferlement anticyclonique est en moyenne plus fréquent que le déferlement cyclonique. En effet, comme l'indice de réfraction est plus fort vers l'équateur, plus d'ondes vont se propager vers l'équateur que vers le pôle donc il y aura plus de déferlements anticycloniques que cycloniques. Les trains d'ondes se propageant tout d'abord vers le pôle puis réfléchis vers l'équateur vont aussi contribuer au déferlement anticyclonique sur le bord est des océans. On peut aussi remarquer que les déferlements cycloniques sont plus fréquents quand on est plus bas dans la troposphère alors que les déferlements anticycloniques sont moins fréquents. C'est le contraire quand on se trouve plus haut dans la troposphère (comparer les figures 2.3b et c) (Rivière et Orlanski, 2007; Martius et al., 2007). En haute troposphère, l'indice de réfraction étant plus faible vers les hautes latitudes, les ondes se propagent moins vers le pôle donc il y a moins de déferlement cyclonique et plus de déferlement anticyclonique (Rivière, 2009). Par contre en basse troposphère, l'indice de réfraction est plus élevé du côté polaire du jet donc les ondes peuvent plus se propager vers le pôle que vers l'équateur ce qui explique l'augmentation de la fréquence de déferlements cycloniques à 315 K (Rivière, 2009). De plus, comme la tropopause, définie par la surface 2 pvu, n'est pas à une altitude constante en fonction de la latitude (voir la figure

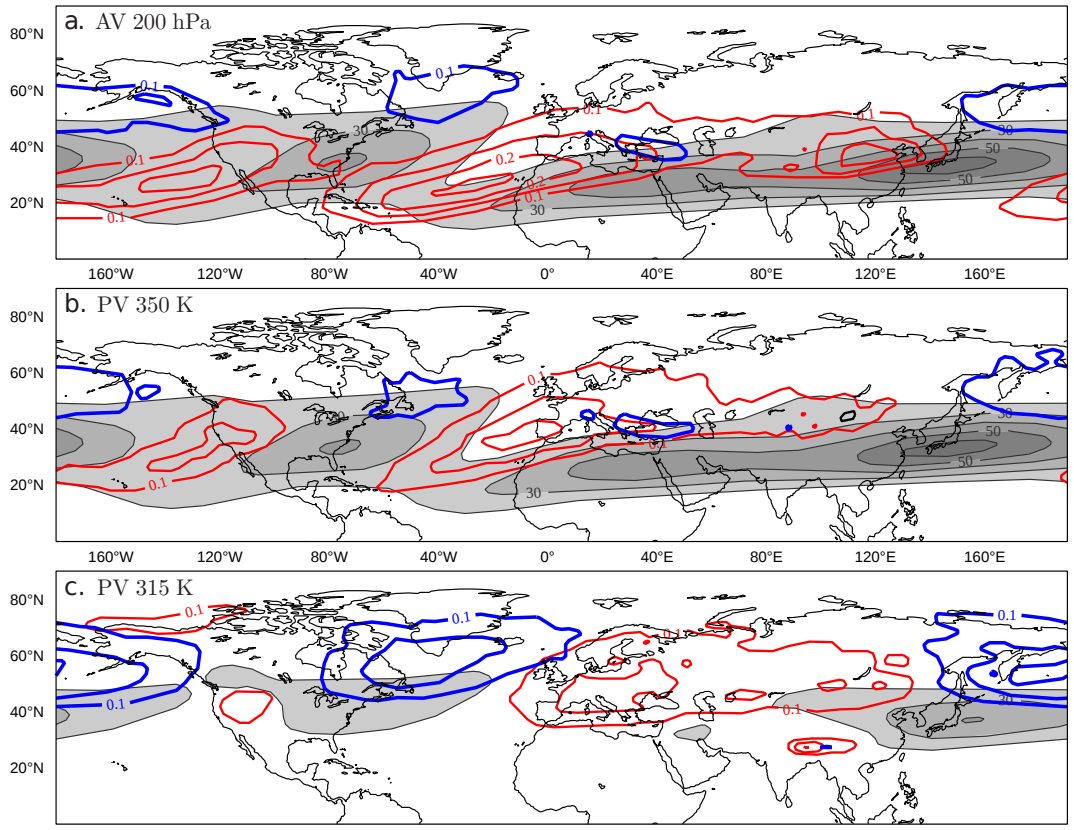

Figure 2.3 *– Climatologie sur les 43 hivers étendus des réanalyses ERA40 des fréquences des déferlements d'ondes calculées à partir du tourbillon absolu à 200 hPa (a), du tourbillon potentiel à 350 K (b) et à 315 K (c). Les déferlements anticycloniques sont en rouge et les cycloniques en bleu. Le vent zonal est en niveaux de gris. Le premier contour vaut 0,1 jour^{-1} et l'intervalle 0,05 jour^{-1}.*

2a de Martius et al., 2007), nous moyennerons les fréquences de déferlements sur les quatre niveaux isentropes 300, 315, 330 et 350 K pour mieux couvrir la tropopause depuis les tropiques jusqu'aux pôles. Nous pouvons aussi remarquer que plus on descend dans la troposphère, plus l'influence des chaînes montagneuses se fait sentir. En effet, on peut voir à 315 K des maxima locaux de fréquence de déferlements des deux types centrés à 100°E-30°N au-dessus de l'Himalaya. Dans ce qui suit, nous allons comparer nos résultats avec d'autres méthodes utilisées dans la littérature.

2.2.2. Comparaison avec d'autres méthodes

Nous allons comparer notre climatologie avec trois autres méthodes de détection que nous allons maintenant décrire.

Méthode de Strong et Magnusdottir (2008b)

Cette méthode détecte les contours circumpolaires compris entre 1,5 et 7 pvu qui sont orientés d'ouest en est. Pour déterminer le type de déferlement, une condition est appliquée sur les latitudes

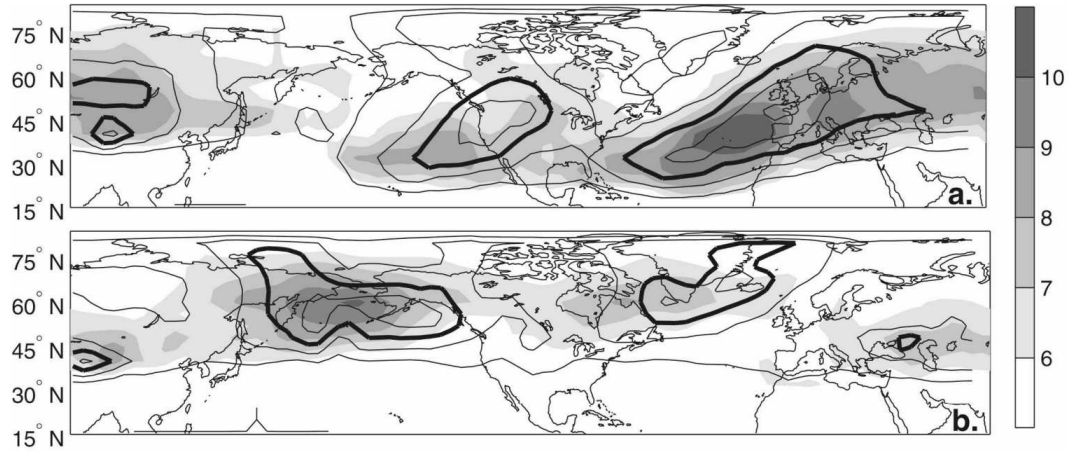

Figure 2.4 *– Fréquences des déferlements d'ondes anticycloniques (a) et cycloniques (b) sur l'isentrope 350 K en contours noirs. Le premier contour et l'intervalle valent 0,01 et le contour valant 0,03 est plus épais. L'unité de fréquence est le nombre de déferlements par mois d'hiver. Les zones colorées en niveaux de gris représentent l'extension zonale des déferlements d'ondes en unité de longueur d'un arc de cercle. Image issue de Strong et Magnusdottir (2008b).*

des deux points entourant la zone de déferlement (cf. figure 1 de Strong et Magnusdottir, 2008b). Le barycentre des points entourant la zone de déferlement et son extension zonale sont calculés. Si deux barycentres sont trop proches, un seul est gardé. Ils calculent la climatologie des fréquences de déferlement sur DJF (Décembre-Janvier-Février) avec les réanalyses NCEP-NCAR (pour National Centre for Environmental Prediction-National Centre for Atmospheric Research) toutes les 6 heures de décembre 1958 à février 2006 sur une résolution de 2,5° par 2,5° sur l'isentrope 350 K (figure 2.4). Nous pouvons voir que notre climatologie (figure 2.3b) désigne les mêmes régions de déferlements mais que les déferlements cycloniques sont moins fréquents que dans la climatologie de la figure 2.4.

Méthode de Wernli et Sprenger (2007) et Martius et al. (2007)

Tout d'abord, le contour valant 2 pvu est détecté (Wernli et Schwierz, 2006) et il est défini par un polygone de 1000 points séparés par environ 30 km. Comme on peut le voir sur la figure 1.17, les déferlements sont des bandes de bas et de haut PV qui se croisent. Les deux points de base de la bande de fort PV qui pénètre dans le bas PV sont identifiés comme étant géographiquement proches (< 800 km) mais reliés par un long contour (> 1500 km) (cf. figure 1 de Wernli et Sprenger, 2007). Les points de grille qui sont compris dans la connexion directe entre les deux points de base et le contour lui-même (la région hachurée de leur figure 1) sont déterminés comme appartenant au déferlement d'ondes. Pour déterminer le type de déferlement, ils calculent l'angle que fait la ligne entre le point centré entre les deux points de base et le point du contour le plus au sud avec la direction zonale. Si l'angle est inférieur à 75° alors le déferlement est de type anticyclonique et s'il est supérieur à 105° alors il est de type anticyclonique. La climatologie des fréquences de déferlements obtenue pour différents niveaux verticaux est représentée sur la figure 2.5. Nous pouvons remarquer que les maxima

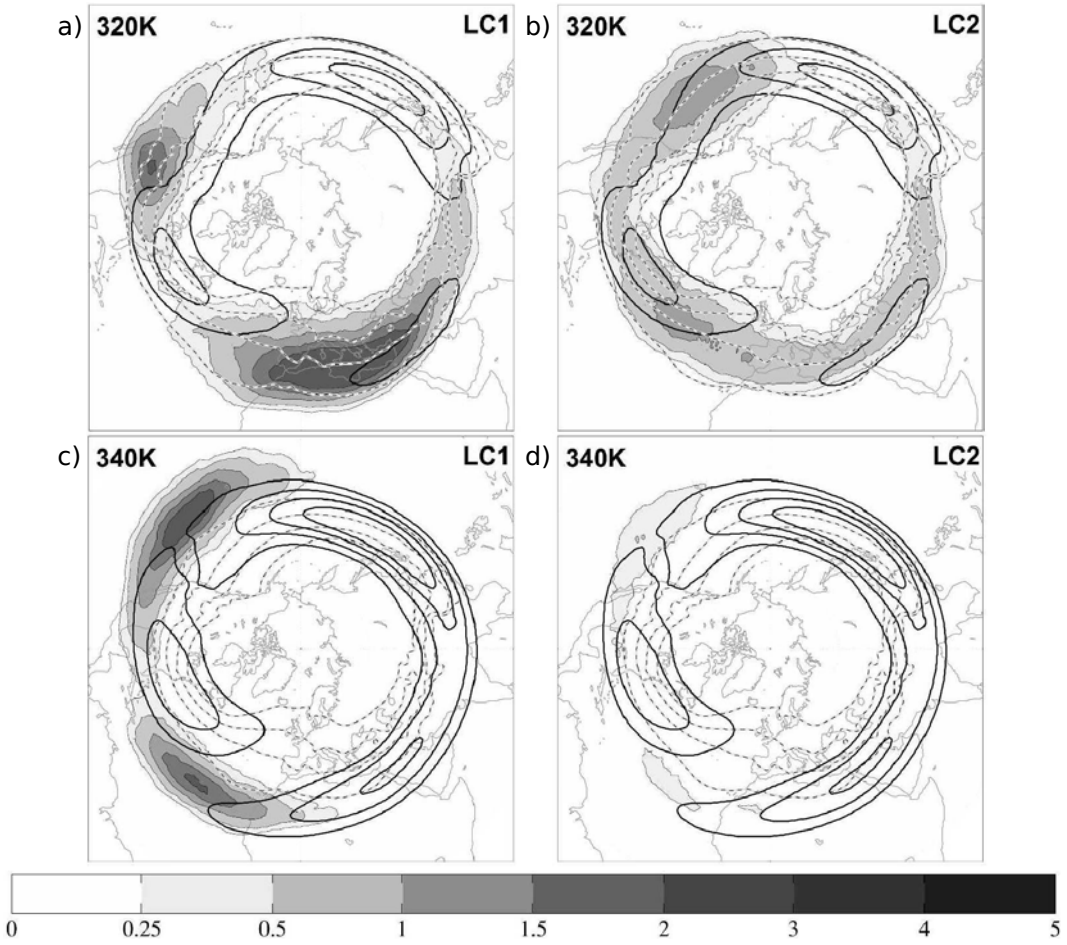

Figure 2.5 *– Représentation des fréquences de déferlements moyennes en hiver sur les isentropes 320K (a et b) et 340K (c et d) en zones grisées. Les fréquences de déferlements d'ondes anticycloniques (LC1) sont représentées sur les figures a) et c) et cycloniques (LC2) sur les figures b) et d). L'unité de fréquence est le pourcentage du temps en hiver où un déferlement est présent au point de grille considéré. Les contours noirs représentent la climatologie du vent en hiver. Le premier contour vaut 30 m.s^{-1} et l'intervalle 10 m.s^{-1}. Cette image est issue de Martius et al. (2007).*

de fréquences de déferlements d'ondes anticycloniques montrent les mêmes zones que notre climatologie (figure 2.3) mais décalées vers le sud. De même, les maxima de fréquence de déferlements d'ondes cycloniques montrent des régions beaucoup plus au sud que notre climatologie mais aussi décalées vers l'est. Ces décalages sont dus aux méthodes de détection qui dans leur cas définit la zone de déferlement au sud et à l'est de la ligne que nous avons choisie pour identifier le déferlement.

Méthode de Gabriel et Peters (2008)

Gabriel et Peters (2008) identifient les déferlements d'ondes par les régions où le gradient méridien de PV est négatif. Pour connaître le type du déferlement d'ondes, ils regardent les signes du flux méridien de quantité de mouvement et du gradient zonal de PV. Comme nous l'avons vu précédemment à la section 1.3.4, lorsque le flux et le gradient zonal sont négatifs, le déferlement d'ondes est de type

cyclonique et lorsqu'ils sont positifs, il est de type anticyclonique. De plus ils s'intéressent à la morphologie du déferlement d'ondes et à l'aide de la composante méridienne du flux d'activité des ondes, ils déterminent si l'écoulement a une asymétrie du côté polaire ou du côté équatorial c'est-à-dire qu'il est soit convergent ou divergent en aval du déferlement (cf. leur figure 1). Avec ces conditions, ils détectent aussi les anomalies de PV isolées contrairement à notre méthode. Ils obtiennent cependant une climatologie très proche de celles déjà mentionnées plus haut.

2.3. Les trajectoires des dépressions

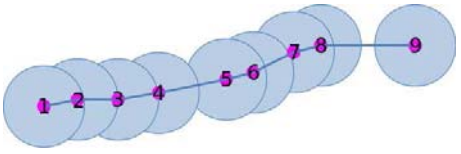

Figure 2.6 *– Schéma d'une trajectoire d'une dépression en trait bleu contenant 9 instants. Les ronds bleus montrent les zones où on compte une fois la trajectoire. Si le cercle du point suivant est superposé au cercle précédent alors on ne met 1 que dans la partie du cercle qui n'est pas recouverte.*

Maintenant, nous allons brièvement décrire la méthode de Ayrault et Joly (2000) pour obtenir les trajectoires des dépressions de surface que nous avons utilisées dans la thèse. Les dépressions sont identifiées par le tourbillon relatif à 850 hPa toutes les 6 heures lissé par une méthode d'interpolation avec les douze points les plus proches pondérés par leur distance. La première étape consiste à repérer les maxima de tourbillon à chaque instant de la période étudiée. La deuxième étape examine deux instants successifs ($t_1 < t_2$) pour chercher des correspondances entre chaque paire d'évènements possible. Deux critères sont étudiés : le critère de ressemblance basé sur la faible variation du tourbillon absolu entre les deux instants et le critère de déplacement reposant sur l'hypothèse que les noyaux de tourbillon suivent le vent du niveau considéré ou le vent de la troposphère moyenne à 700 hPa. A partir de ces deux critères, la qualité de la correspondance entre les évènements peut être estimée. Donc chaque évènement de t_1 est relié à l'évènement de t_2 qui a la meilleure correspondance avec lui. Ensuite la correspondance est estimée en comparant les évènements de t_2 avec ceux de t_1. Certains évènements se retrouvent alors sans correspondants soit parce que la correspondance est nulle soit parce que la qualité de la correspondance est meilleure avec un autre évènement. Ces points représentent alors les débuts ou fins de trajectoires. Toutes les trajectoires sont ainsi reconstituées et celles qui durent moins de 18 (ou 24) heures sont éliminées. De plus, la distance entre le point de départ et le point de fin doit être d'au moins 600 km. Le tourbillon relatif permet de détecter des dépressions d'échelle plus petite que la pression réduite au niveau de la mer. Un exemple de trajectoires détectées est représenté sur la figure 1.14.

La densité de trajectoires est calculée en comptant le nombre de trajectoires qui passent en chaque point de grille pendant la période étudiée et en divisant par le nombre de jours. Autour de chaque point définissant une trajectoire, la valeur 1 est attribuée à tout le disque de rayon 380 km entourant le

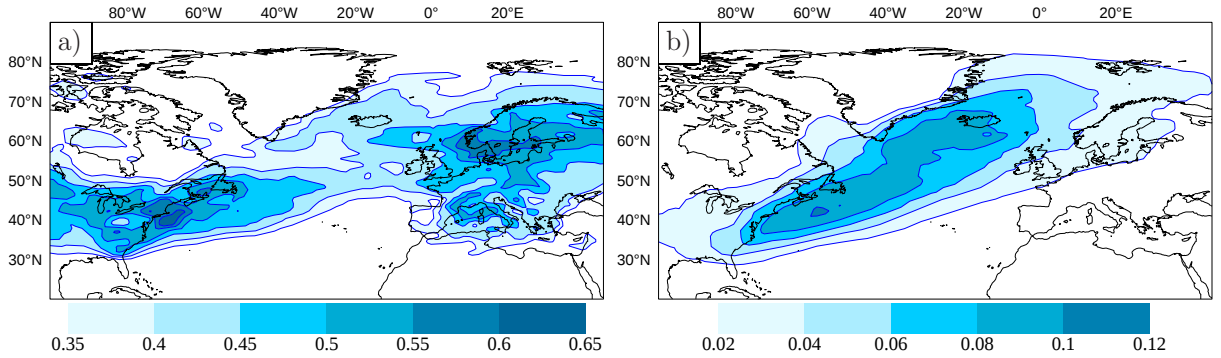

Figure 2.7 *– Climatologie de la densité de trajectoires sans imposer de seuil de tourbillon relatif (a) et avec un seuil de 2.10^{-4} s^{-1} (b). L'unité de densité est le nombre de dépressions par jour.*

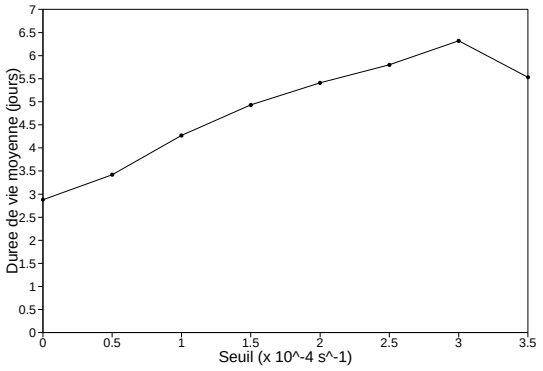

Figure 2.8 *– Durée de vie moyenne des dépressions en fonction de la valeur du seuil de tourbillon relatif imposé. Les dépressions doivent atteindre ou dépasser le seuil dans la région 90°W-40°E/30°N-85°N.*

point et on ne compte pas deux fois un même point de grille pour une trajectoire donnée (figure 2.6). Ainsi, cela évite d'avoir une forte densité là où les dépressions ont tendance à se stationnariser comme sur le sud-est du Groenland. On peut calculer la densité en choisissant les trajectoires représentant les dépressions qui atteignent une certaine valeur seuil de tourbillon relatif au cours de leur mouvement.

La figure 2.7a qui représente la climatologie de la densité de trajectoires sans seuil, c'est-à-dire en comptant toutes les trajectoires, montre quelques similarités avec la climatologie de Hoskins et Hodges (2002). Notre climatologie retrouve les maxima de densité sur la côte est d'Amérique du Nord, sur le bassin méditerranéen et sur l'Europe du Nord. La climatologie sans seuil de Ulbrich et al. (2009) est très différente de la nôtre sur l'Atlantique Nord sauf le maximum sur le bassin méditerranéen. Par contre, la densité de trajectoires des dépressions les plus fortes est plus similaire à la nôtre (figure 2.7b) avec un maximum de densité s'étendant de l'Amérique du Nord à l'Islande. Les différences observées avec la climatologie sans seuil de Ulbrich et al. (2009) et de Wernli et Schwierz (2006) peuvent, en partie, provenir du fait qu'ils utilisent le minimum de pression au niveau de la mer ou le géopotentiel à 1000 hPa pour effectuer la détection des dépressions. La figure 2.8 présente une

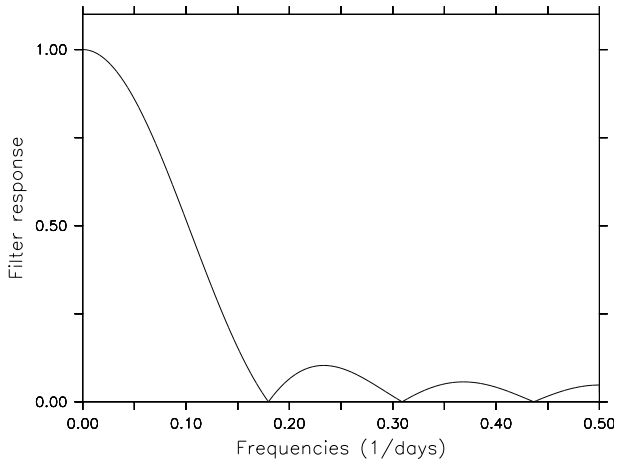

Figure 2.9 *– Réponse du filtre de Lanczos sur 31 points d'une période de coupure 10 jours en fonction de la fréquence.*

statistique qui montre que la durée de vie moyenne des trajectoires qui atteignent leur maximum de tourbillon relatif dans la région 90°W-40°E/30°N-85°N augmente avec la valeur du maximum atteint sauf pour les dépressions qui atteignent un tourbillon relatif supérieur ou égal à $3{,}5.10^{-4}$ s^{-1}. La figure s'arrête à un seuil de $3{,}5.10^{-4}$ s^{-1} car aucune dépression atteint la valeur de 4.10^{-4} s^{-1} dans le domaine considéré. Cette variation de la durée de vie des dépressions est logique car, sauf dans le cas des cyclogénèses explosives, une dépression de courte durée de vie ne va pas atteindre une très forte intensité.

2.4. Le filtrage

Toute variable météorologique x peut se décomposer en une partie climatologique $\overline{x}$ qui représente l'écoulement moyen et une partie turbulente ou transitoire x' qui est l'écart à l'écoulement moyen. De plus, la partie transitoire peut se décomposer en une partie basse fréquence x^{LF} pour laquelle les phénomènes ont une échelle de temps supérieure à 10 jours et une partie haute fréquence x^{HF} pour laquelle les phénomènes ont une échelle de temps inférieure à 10 jours. Cette partie basse fréquence correspondra à la variabilité basse fréquence que nous allons étudier dans la suite et qui est associée aux régimes de temps. Tandis que la partie haute fréquence correspond aux « storm-tracks » définis à la section 1.3.2. Donc

$$x = \overline{x} + x' = \overline{x} + x^{\mathrm{LF}} + x^{\mathrm{HF}}.$$

Pour obtenir les composantes transitoires basse et haute fréquence, on utilise un filtre passe-bas de Lanczos sur 31 jours (Duchon, 1979) de période de coupure égale à 10 jours dont la réponse est représentée sur la figure 2.9. Ce filtre nous fournit la composante basse fréquence de la variable initiale x^{BF}. Donc les anomalies basse fréquence et haute fréquence peuvent être définies ainsi : $x^{\mathrm{LF}} = x^{\mathrm{BF}} - \overline{x}$ et $x^{\mathrm{HF}} = x - \overline{x} - x^{\mathrm{LF}}$.

2.5. Les tests de significativité

Un test de significativité teste une hypothèse appelée "hypothèse nulle" qui est généralement de savoir si la valeur du champ étudié est égale à la moyenne. Si l'hypothèse est vraie alors la valeur du champ étudié n'est pas statistiquement significative. Si l'hypothèse est rejetée alors la valeur sera significativement différente de la moyenne à un certain seuil de confiance. Donc les tests de significativité permettent de mettre en évidence les parties d'un champ qui sont significatives par rapport à la variabilité climatologique. Durant la thèse, nous avons utilisé le test de Student et la méthode de bootstrap.

2.5.1. Le test de Student

Pour appliquer le test de Student, il faut que les données à tester soient suffisamment gaussiennes. Le test permet de savoir si le champ $A(i,j)$ est significativement différent de la climatologie $C(i,j)$ à un certain seuil de confiance. La valeur du test de Student au point (i,j) est :

$$t(i,j) = \frac{A(i,j) - C(i,j)}{\sqrt{\frac{1}{N}s^2(i,j)}},$$

où $s^2(i,j)$ est la variance de $A(i,j)$ et N le nombre de jours moyennés. La variance a pour expression :

$$s^2(i,j) = \frac{1}{N-1}\sum_{t=1}^{N} A(i,j,t)^2 - \left(\frac{1}{N-1}\sum_{t=1}^{N} A(i,j,t)\right)^2.$$

Si t est supérieur à la valeur extraite de la table de Student pour un certain seuil de confiance, alors la valeur $A(i,j)$ du champ est significativement différente de la climatologie au pourcentage de confiance près. Nous avons utilisé ce test simple pour calculer la significativité des fréquences de déferlement dans Michel et Rivière (2011). Des critères de gaussianité (aplatissement et asymétrie) ont été testés sur ces champs et s'avèrent plutôt corrects près des zones de maximum et moins bon quand on s'en éloigne.

2.5.2. Le bootstrap

Le bootstrap est une méthode plus générale que le test de Student car au lieu d'utiliser une loi de probabilité déjà existante, elle la recalcule en chaque point du champ à tester qui est la moyenne d'une variable sur N jours. En effet, le but de cette méthode est de reconstruire les fonctions de densité de probabilité (ou PDF pour Probability Density Function) en chaque point de grille en tirant aléatoirement 10 000 fois N jours de l'échantillon étudié. Ensuite, on regarde en chaque point de grille où se situe la valeur du champ à tester dans la PDF et on calcule l'aire sous la courbe entre l'extrémité la plus proche et l'abscisse du point. Cette aire est normalisée donc si l'aire vaut 0,023 ou 2,3 % de l'aire totale alors la valeur du champ en ce point est significative à 97,7 % (figure 2.10). Ainsi, on détermine les régions significatives du champ à tester. Nous avons utilisé cette méthode pour tester la significativité des densités de trajectoire calculées dans Michel et al. (2012).

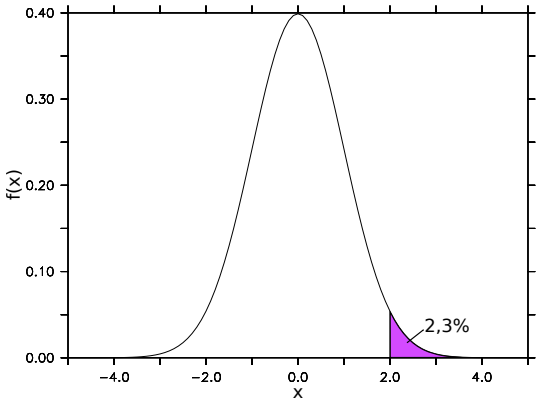

Figure 2.10 *– Représentation d'une fonction gaussienne de moyenne nulle et d'écart-type 1 :* $f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2}$. *L'aire hachurée en violet représente 2,3 % de l'aire totale donc la valeur* $x = 2$ *est significative avec un pourcentage de confiance de 97,7 %.*

2.6. Les fonctions orthogonales empiriques

Pendant les dernières décennies, beaucoup d'études ont cherché à mieux comprendre la variabilité naturelle du climat sur des échelles de temps mensuelles à multidécennales. La variabilité basse fréquence de l'atmosphère a été décrite avec des structures stationnaires dans l'espace mais fluctuant dans le temps appelées téléconnexions que nous avons décrites dans la section 1.4.1. Des techniques linéaires ont éte utilisées pour les identifier, comme par exemple la corrélation en chaque point utilisée dans Wallace et Gutzler (1981). Etant donné un champ météorologique dépendant de l'espace et du temps, une analyse en fonctions orthogonales empiriques (ou EOF pour Empirical Orthogonal Functions) ou analyse en composantes principales permet d'obtenir différentes structures spatiales orthogonales entre elles du champ météorologique étudié (Barnston et Livezey, 1987). Généralement, les EOFs sont calculées à partir des anomalies de géopotentiel, du vent zonal ou de la pression réduite au niveau de la mer qui sont obtenues en soustrayant le cycle saisonnier. Ensuite, les anomalies sont multipliées par la racine carrée du cosinus de la latitude pour prendre en compte le fait qu'aux hautes latitudes, deux points de grille successifs sont plus proches spatialement qu'aux basses latitudes. Les EOFs sont les vecteurs propres de la matrice de covariance dont les composantes sont les covariances entre chaque paire de point de grille i et j

$$s_{ij} = \frac{1}{n} \sum_{t=1}^{n} x_{ti} x_{tj}, \tag{2.1}$$

où n est le nombre de dates étudiées et x les anomalies du champ étudié. Ces EOFs sont associées à des séries temporelles non corrélées ou composantes principales (ou PC pour Principal Component). Les PCs donnent une mesure de la corrélation entre le champ météorologique à un instant donné et la structure spatiale de l'EOF obtenue. Le calcul détaillé des EOFs ainsi que les autres types d'EOFs sont disponibles dans l'article de Hannachi et al. (2007). La première EOF calculée à partir du géopotentiel sur l'hémisphère nord permet d'identifier le NAM. Par contre si on la calcule sur l'Atlantique Nord, la première EOF sera la NAO. Le plus souvent, les téléconnexions sont obtenues avec la méthode des

« rotated EOFs », qui sont des EOFs plus sophistiquées, que nous n'aborderons pas dans cette thèse (Feldstein, 2003). La valeur propre associée à chaque EOF permet de connaître le pourcentage de la variance expliquée par chaque EOF obtenue. Lorsque les valeurs propres associées à chaque EOF sont proches, cela signifie qu'il y a dégénérescence et que les deux EOFs doivent être interprétées ensemble. Le test de North et al. (1982) permet de savoir si deux valeurs propres sont significativement différentes. Pour que deux valeurs propres successives λ_i et λ_{i+1} soient significativement différentes, il faut qu'elles satisfassent la condition suivante :

$$\lambda_i - \lambda_{i+1} \geq \lambda_i \sqrt{\frac{2}{n^*}},$$

où n^* est le nombre de degrés de liberté qui a pour expression

$$n^* = n\frac{1-\rho}{1+\rho},$$

où n est le nombre de jours et ρ est l'autocorrélation. Dans la suite, les différences entre les deux premières EOFs étaient suffisamment importantes et nous n'avons pas eu besoin d'utiliser ce critère.

Le champ de l'EOF et le champ de signe opposé correspondent typiquement aux deux phases de la téléconnexion en question. En moyennant les jours où la composante principale asssociée à la première EOF est supérieure ou égale à 1, on obtient la structure de la phase positive tandis qu'en moyennant les jours où la composante principale est inférieure ou égale à -1, alors on obtient la structure de la phase négative.

L'analyse en EOFs ne donne pas toujours des résultats très pertinents (Dommenget et Latif, 2002). En effet, l'hypothèse linéaire faite par les EOFs suppose que la deuxième phase associée à la même EOF se déduit de la première en prenant les anomalies opposées mais cela n'est pas forcément le cas dans la réalité. De plus, la condition d'orthogonalité des vecteurs propres est une condition forte qui n'influence pas la première EOF mais toutes les autres en imposant des relations géométriques entre les EOFs. Par exemple, si la première EOF est représentée par une anomalie de même signe sur tout le domaine étudié alors la seconde EOF aura une structure dipolaire avec le zéro passant au centre de l'anomalie de l'EOF1 sur sa plus forte valeur. La troisième EOF peut aussi être dipolaire mais dans un sens différent (par exemple nord-sud si l'EOF2 a une direction ouest-est) ou avoir une structure plus compliquée avec des maxima sur les zéros des EOFs précédentes. Par conséquent, d'autres méthodes ont été utilisées comme les EOFs auxquelles est appliquée une rotation, les EOFs complexes, etc ... (Hannachi et al., 2007). Malgré les améliorations qu'apportent ces méthodes dérivées, l'hypothèse linéaire est maintenue et reste un problème pour l'interprétation physique des EOFs.

Régressions et composites :

Pour étudier les EOFs et obtenir le régime de variabilité, nous allons calculer la régression du vent zonal sur les composantes principales associées à l'EOF étudiée. Cette régression pour différents décalages temporels a pour expression :

$$r(l) = \frac{1}{NJ(l)} \sum_{t=1}^{NJ(l)} pc(t)\, u(t-l), \tag{2.2}$$

où r est la régression au décalage temporel l, t le temps, u le vent zonal et pc la composante principale et $NJ(l)$ le nombre d'instants au décalage temporel l. Normalement, nous devrions soustraire à $pc(t)$ sa moyenne temporelle et diviser le tout par l'écart-type des composantes principales mais par construction, la moyenne temporelle est nulle et l'écart-type vaut 1.
Ensuite, pour avoir une statistique à un certain décalage temporel, on moyenne sur tous les instants t où, par exemple, les composantes principales sont supérieures à 1, ce qui donne un composite qui ne dépend plus du temps mais du décalage temporel :

$$\overline{c(l)} = \frac{1}{NJ(l)} \sum_{t,pc>1} pc(t)\, u(t-l), \tag{2.3}$$

où $NJ(l)$ est le nombre d'instants qui satisfont la condition $pc > 1$ au décalage temporel l. Ce composite permet, par exemple, de visualiser la phase positive de l'EOF étudiée à différents décalages temporels.

2.7. La détermination des régimes de temps

Contrairement à l'analyse en EOFs, la décomposition en régimes de temps ne suppose pas l'hypothèse linéaire ce qui permet l'apparition d'effets non-linéaires et d'asymétries spatiales (Cassou et al., 2004b) et donc l'obtention de structures ayant un sens plus physique et plus proche de la réalité.

Pour attribuer un jour de la période étudiée à un des quatre régimes de temps particulier, la méthode utilisée est un algorithme hiérarchique de partitionnement en amas dynamiques décrit par Michelangeli et al. (1995) et appelé *méthode des k-means*. Elle permet d'associer les jours à différents modes de variabilité que sont les régimes de temps et nous allons la décrire en détail. Les champs de géopotentiel initiaux à 500 hPa sont filtrés spatialement en ne gardant qu'un nombre n d'EOFs (qui correspondent à 80% de la variance totale soit 7 EOFs). Cela permet de compresser l'information le long des directions de l'espace des phases qui contiennent la plus grande partie de la variabilité. Dans la suite, nous utiliserons les composantes principales associées aux EOFs retenues pour chaque date de la période étudiée. On a une matrice qui dépend donc du temps et du numéro de l'EOF. Ensuite, on choisit aléatoirement k dates que l'on identifie comme étant les barycentres initiaux. Les k dates sont disposées dans un espace à n dimensions. Ensuite, les autres dates sont attribuées à un des k barycentres en fonction de leur similarité. La similarité est calculée avec la distance Euclidienne entre le point de la date étudiée et le barycentre. Une fois qu'on a les nouveaux amas de points autour des k premiers barycentres, on recalcule le nouveau barycentre de chaque amas. Puis on redistribue toutes les dates dans l'espace des EOFs et on calcule de nouveau les barycentres jusqu'à ce que l'on trouve la partition dont la somme de la variance de chaque amas est minimale. Cette somme a pour expression :

$$W(P) = \sum_{j=1}^{k} \sum_{x \in C_j} d^2(X, Y_j),$$

où d est la distance Euclidienne entre les points X et Y_j, Y_j étant le barycentre de l'amas j et X tous les points autour de cet amas.

Pour tester la dépendance à la position des barycentres initiaux, il faut comparer les partitions finales obtenues avec des nombres différents d'amas initiaux. Pour chaque k différent, on calcule 50 partitions différentes avec des barycentres initiaux choisis aléatoirement. On calcule la matrice A_{ij} $(i = 1,\ldots,k, j = 1,\ldots,k)$ qui est le coefficient de corrélation entre chaque barycentre de deux partitions P et Q. L'indice de classifiabilité, qui dépend du nombre d'amas, est calculé de la manière suivante

$$c^*(k) = \frac{1}{50(50-1)} \sum_{1 \leq m \neq m' \leq 50} c\left(P_m(k), P_{m'}(k)\right),$$

où (m, m') sont les paires de partition, et $c(P,Q)$ est le minimum de la matrice A qui correspond à l'amas de P qui est le moins similaire aux amas de Q. Le meilleur choix pour k est la valeur qui montre la plus grande différence entre les données atmosphériques et un bruit modélisé. Ainsi, sur le domaine Atlantique, Michelangeli et al. (1995) montrent que le nombre le plus adéquat d'amas est 4. Par contre, sur le domaine Pacifique, le nombre d'amas est de 3.

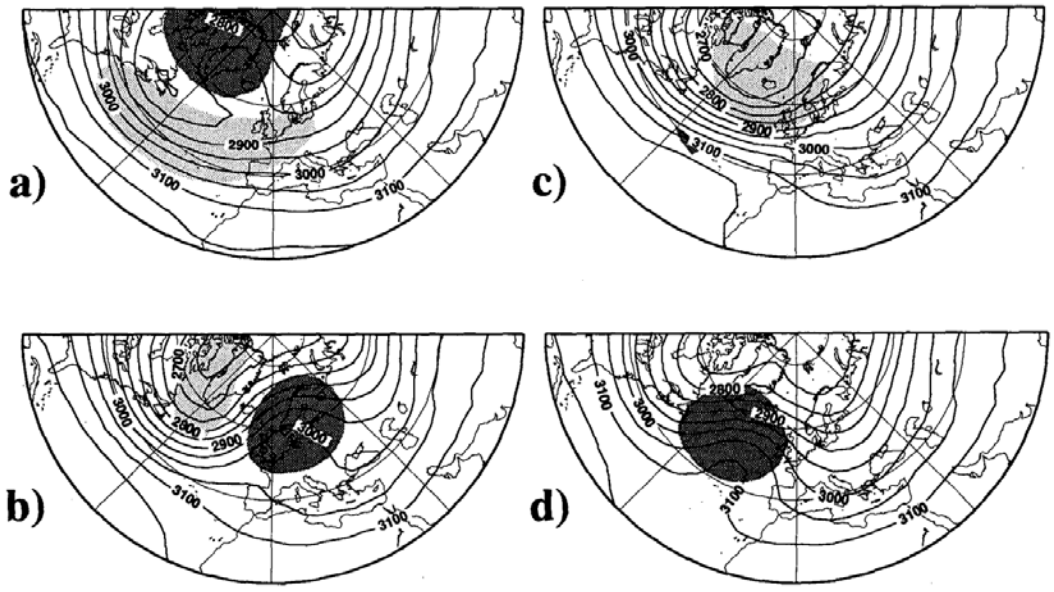

Figure 2.11 *– Géopotentiel à 700 hPa moyenné pour les quatres régimes de temps sur l'Atlantique Nord : a) l'anticyclone groenlandais ou NAO-, b) le régime zonal ou NAO+, c) le blocage scandinave et d) la dorsale Atlantique. Les zones gris foncées représentent les anomalies de géopotentiel supérieures à 50 m tandis que les zones gris clair représentent les anomalies de géopotentiel inféréieures à -50 m. Image issue de Michelangeli et al. (1995).*

Il faut aussi tester la reproductibilité de la partition. Pour cela, il faut choisir la partition P_a parmi les 50 qui a la plus grande valeur de similarité avec toutes les autres partitions P_m. Ainsi, la dépendance aux barycentres initiaux est très diminuée. Ensuite, on prend 100 sous-échantillons aléatoires contenant la moitié des dates du géopotentiel initial et on calcule 50 partitions différentes. Puis pour chaque sous-échantillon, on sélectionne la partition de référence comme étant celle qui a la plus grande valeur de similarité avec les 49 autres partitions. Chaque amas de la partition de référence du

jeu complet de données est comparé, en utilisant les coefficients de corrélation, avec les amas de la partition de référence calculée à partir de la moitié des dates. Ensuite, les plus forts coefficients de corrélation pour chaque amas sont moyennés et on obtient l'indice de reproductibilité pour chaque amas. Lorsque l'indice de reproductibilité est au-dessus d'un certain seuil, alors l'amas peut être reproductible. Cet indice montre que pour $k = 2$ et $k = 4$, sur le domaine Atlantique, tous les amas trouvés sont reproductibles. Pour le Pacifique, tous les amas sont reproductibles pour $k = 2$ et 3 (cf. figure 3 de Michelangeli et al., 1995).

Ainsi, quatre régimes de temps ont été retenus sur le domaine Euro-Atlantique Nord en accord avec les précédentes études de Vautard (1990) et Plaut et Vautard (1994). En moyennant le géopotentiel sur les dates appartenant à chaque amas, on obtient les structures spatiales des quatre amas pour le domaine Atlantique qui sont associés aux quatre régimes de temps sur l'Atlantique Nord. Ils sont représentés sur la figure 2.11.

Si nous voulons savoir à quel régime de temps est associée la date d'aujourd'hui, qui n'est pas incluse dans les dates de la partition, il faut projeter les anomalies de géopotentiel sur les anomalies caractéristiques des quatre régimes de la figure 1.27. La date étudiée sera alors associée au régime avec lequel la corrélation est la plus forte. Si on relance l'algorithme de partitionnement à partir d'autres réanalyses comme ERA-Interim qui sont calculées avec un système d'assimilation différent (4D-Var au lieu de 3D-Var), il n'est pas sûr que les régimes de temps correspondent parfaitement mais ils peuvent légèrement varier.

Le calcul d'une EOF permet d'obtenir les deux phases d'un mode de variabilité alors que chaque amas de l'algorithme de partitionnement fournit chaque phase du mode de variabilité. Cela met bien en évidence que le regroupement en amas prend en compte des effets non-linéaires contrairement aux EOFs. Par exemple, la figure 1.27c qui représente l'anticyclone groenlandais ressemble à la phase négative de la NAO tandis que la figure 1.27d qui représente le régime zonal ressemble à la phase positive de la NAO.

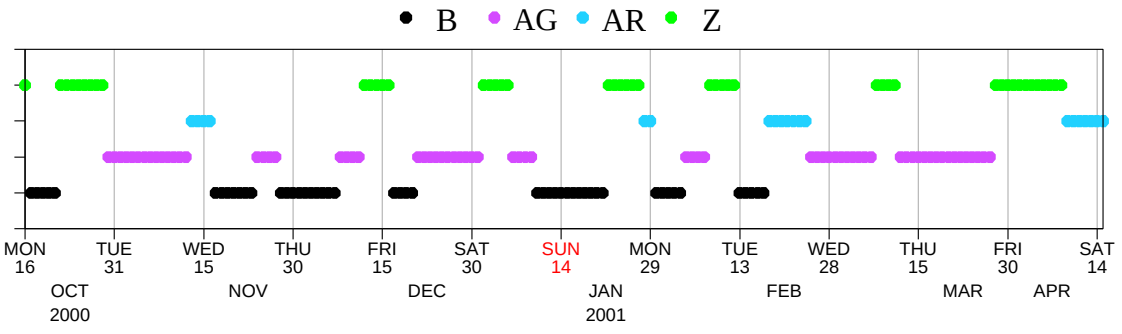

Figure 2.12 *– Exemple d'association d'un régime à une date pour l'hiver étendu du 16 octobre 2000 au 15 avril 2001. Les points noirs représentent le régime du blocage, les points violet le régime de l'anticyclone groenlandais, les points bleus le régime de dorsale Atlantique et les points verts le régime zonal.*

La figure 2.12 montre pour l'hiver étendu 2000-2001, l'association date-régime obtenue sur les réanalyses ERA40. Grâce à cette association, nous avons pu calculer la fréquence d'occurrence et la durée moyenne de chaque régime de temps. Le régime de blocage survient 24,3% du temps et a une durée moyenne de 7,1 jours. L'anticyclone groenlandais survient 21,8% du temps et a une durée moyenne de 8 jours. Le régime de dorsale Atlantique survient 23,7% du temps et a une durée moyenne de 6,8 jours. Le régime zonal survient 30,2% du temps et a une durée moyenne de 8,2 jours. En résumé, le régime zonal est le régime le plus fréquent sur les 43 hivers étendus et c'est aussi celui qui dure le plus longtemps.

Chapitre 3

Les transitions entre régimes de temps

3.1. Introduction

La circulation atmosphérique basse fréquence joue un rôle prédominant dans la prévision du temps à moyenne échéance. Elle a été beaucoup étudiée à travers les téléconnexions mais plus rarement à travers les régimes de temps présents sur le domaine de l'Europe et de l'Atlantique Nord. Comme nous l'avons montré précédemment, il y a quatre régimes de temps principaux sur ce domaine. De plus, comme nous l'avons vu pour la NAO, les déferlements d'ondes reflètent le processus de rétroaction des dépressions sur l'écoulement qui leur a donné naissance. Par conséquent, il est légitime de se poser la question de l'influence des déferlements d'ondes de Rossby sur les régimes de temps.

Beaucoup d'études se sont intéressées au régime du blocage, dont la prévision reste difficile (Pelly et Hoskins, 2003; Altenhoff et al., 2008). Les études numériques idéalisées de Shutts (1983) et Vautard et Legras (1988) montrent que les ondes synoptiques tendent à maintenir ou à renforcer le blocage. D'autres études plus récentes, comme nous l'avons rappelé dans le premier chapitre, montrent que les déferlements d'ondes qui se produisent à la fin du cycle de vie des ondes baroclines (Thorncroft et al., 1993) peuvent être capables de déclencher les différentes phases des téléconnexions comme la NAO (Benedict et al., 2004) ou la PNA (Franzke et al., 2011). De même, plusieurs études observationnelles et numériques ont mis en évidence un train d'ondes baroclines qui déferle renforçant ainsi le blocage (De Pondeca et al., 1998; Michelangeli et Vautard, 1998; Altenhoff et al., 2008). Donc, dans la suite, nous allons chercher à savoir si de manière générale les déferlements d'ondes de Rossby interviennent plutôt dans la formation, le maintien ou la décroissance des régimes de temps.

D'autres études ont montré que les tourbillons transitoires d'échelle synoptique jouent un rôle dans l'apparition du blocage, en s'intéressant plus particulièrement au cas des dépressions de surface et aux caractéristiques de la cyclogénèse. En effet, en étudiant deux cas particuliers, Colucci (1985) a suggéré que les interactions entre l'écoulement d'échelle planétaire et les cyclogénèses de surface explosives[1] renforcent le blocage sous-jacent. De même, l'étude de cas de Crum et Stevens (1988) et l'étude statistique de Nakamura et Wallace (1990) ont mis en évidence la capacité d'une cyclogé-

[1] Sanders et Gyakum (1980) ont défini les cyclogénèses explosives (ou « bombes ») comme des dépressions dont la pression au centre diminue de 1 hPa par heure pendant au moins 24 heures.

nèse explosive à déclencher un blocage. Mais Lupo et Smith (1994), par une approche statistique des blocages sur 3 ans, ont modéré ces résultats en suggérant que les dépressions de surface déclenchant l'apparition du blocage n'ont pas toutes un développement explosif. De plus, à partir des réanalyses ERA40, Rivière et Orlanski (2007) ont relié les cyclogénèses de surface au type de déferlement en haute troposphère. Ils ont montré que le déferlement d'ondes de type cyclonique serait plutôt relié à une cyclogénèse explosive accompagnée par de forts flux d'humidité en surface tandis que le déferlement anticyclonique ne présente pas de développement explosif de la dépression.

Un autre type de phénomène peut favoriser la formation ou le déclin d'un régime, c'est la propagation des ondes basses fréquences, c'est-à-dire des ondes qui sont dans la même gamme de fréquences que les régimes. En effet, Nakamura et al. (1997) ont montré avec des observations qu'un train d'ondes basse fréquence quasi-stationnaire d'échelle planétaire se propageait depuis les tropiques sur l'Atlantique Nord déclenchant l'apparition du blocage. Ces trains d'ondes de Rossby basse fréquence peuvent être forcés par la convection tropicale (Hoskins et Karoly, 1981) et sont importants pour l'apparition des deux phases de la PNA (Franzke et al., 2011) et pour l'apparition d'un blocage sur le sud-est du Pacifique (Renwick et Revell, 1999).

Par conséquent, les questions auxquelles va essayer de répondre ce chapitre sont les suivantes :

✗ Concernant le rôle des déferlements d'ondes de Rossby dans les transitions entre les régimes de temps :

- A quel moment des transitions, les déferlements d'ondes interviennent-ils ? Et en particulier, est-ce qu'ils renforcent ou détruisent les régimes de temps ?
- Quel type de déferlement est le plus important durant la croissance et durant la destruction des régimes ?
- Y a-t-il d'autres précurseurs aux transitions entre régimes de temps ? Et si oui, quels sont-ils ?

✗ Concernant le lien entre les déferlements d'ondes de Rossby, les dépressions de surface et le cycle de vie du blocage scandinave :

- Quel est le lien entre les déferlements d'ondes de Rossby qui se produisent en haute troposphère et les dépressions de surface ? Quelles sont les propriétés des dépressions de surface lors du déferlement cyclonique et du déferlement anticyclonique ?
- Dans quelle mesure les dépressions de surface interviennent-elles dans la formation ou la destruction du blocage ?
- Peut-on expliquer les transitions préférentielles que sont les transitions du régime zonal au blocage ou du blocage à l'anticyclone groenlandais ?

3.2. Description des transitions

Pour étudier les précurseurs et successeurs des régimes de temps, nous nous sommes intéressés aux transitions entre les régimes de temps. Comme il y a quatre régimes de temps, il y a douze transitions possibles sans compter la transition vers le même régime. Nous avons défini les transitions de différentes façons. La première d'entre elles que nous avons utilisé dans Michel et Rivière (2011)

définit les transitions par trois jours consécutifs d'un premier régime *a* immédiatement suivis par trois jours consécutifs d'un second régime *b*, c'est-à-dire une séquence de type *aaabbb*. Le jour de transition T est le premier jour du futur régime soit le premier *b*. La seconde méthode, que nous avons utilisée dans Michel et al. (2012), définit la transition par six jours consécutifs d'un premier régime immédiatement suivis par six jours consécutifs d'un second régime, c'est-à-dire une séquence de type *aaaaaabbbbbb*. L'avantage du dernier cas est que de T-3 jours à T+2 jours, nous sommes sûrs d'être dans la période de transition entre le régime *a* et le régime *b* ce qui n'est pas le cas avec les transitions définies par 3a*3b. De plus, la définition avec les six jours consécutifs de chaque régime assure qu'on étudie la transition entre deux régimes qui ont été persistants. Nous avons vérifié que les transitions préférentielles étaient robustes quel que soit le nombre de jours définissant la transition. Les nombres de transitions observées sur les 43 hivers étendus des réanalyses ERA40 pour les différents types de transitions sont représentés sur le tableau 3.1. Les quatre premières transitions préférentielles vers un régime différent sont les mêmes quelle que soit la définition d'une transition entre régimes de temps. Les transitions préférentielles sont dans l'ordre de préférence les suivantes :

1. Zonal → Blocage,
2. Dorsale Atlantique → Zonal,
3. Zonal → Dorsale Atlantique,
4. Blocage → Anticyclone groenlandais.

Les trois transitions les moins préférentielles sont en moyenne :

1. Zonal → Anticyclone groenlandais,
2. Anticyclone groenlandais → Dorsale Atlantique,

	3a*3b	4a*4b	5a*5b	6a*6b
GA → B	41	34	23	16
AR → B	45	37	27	23
Z → B	**96**	**73**	**58**	**43**
B → GA	**76**	**60**	**44**	**33**
AR → GA	54	37	23	18
Z → GA	27	20	13	10
B → AR	56	45	30	18
GA → AR	46	23	15	9
Z → AR	**80**	**61**	**48**	**35**
B → Z	62	49	42	33
GA → Z	55	39	26	18
AR → Z	**90**	**71**	**57**	**36**

Tableau 3.1 *– Nombre de cas pour chaque type de transition entre deux régimes a et b. Les nombres en gras montrent les quatre premières transitions de chaque type. B signifie blocage scandinave, GA anticyclone groenlandais, AR dorsale Atlantique et Z zonal.*

3. Anticyclone groenlandais → Zonal.

En utilisant les observations du géopotentiel à 700 hPa sur 37 hivers, Vautard (1990) a mis en évidence que les transitions préférentielles entre les régimes sont 1. Zonal → Blocage, 2. Blocage → Anticyclone groenlandais et 3. Zonal → Dorsale Atlantique. Donc les transitions préférentielles que nous avons trouvées sont en accord avec l'étude de Vautard (1990) même si elles ne sont pas forcément dans le même ordre. Nous avons aussi défini ces transitions à l'aide d'un indice pour chaque régime que nous avons construit ainsi : on calcule la projection du géopotentiel basse fréquence à 500 hPa sur le géopotentiel basse fréquence de chaque régime de temps, puis après soustraction de la moyenne et la normalisation, on obtient un indice qui donne une estimation de l'intensité du régime chaque jour de la période étudiée (Michel et Rivière, 2011). Ainsi, pour les transitions 3a*3b, si en plus, on impose que l'indice du premier régime soit supérieur à 1 à T-4 jours et que l'indice du futur régime soit également supérieur à 1 à T+3 jours, on réduit le nombre de transitions, mais elles correspondent à une transition plus nette entre les deux régimes. En effet, il se peut qu'avant les trois jours de *a* ou après les trois jours de *b*, il y ait un autre régime et dans ce cas, la transition n'est pas évidente. De plus, il se peut que la transition ne soit pas bien nette (avec des indices de chaque régime variant lentement) donc cette condition assure que la transition soit bien marquée (avec des indices de chaque régime variant plus vite). Les nombres de transitions trouvées avec cette méthode sont représentés sur le tableau 3.2. Nous pouvons remarquer sur ce tableau que les deux premières transitions préférentielles trouvées sont exactement celles obtenues par Vautard (1990) soit la transition du régime zonal vers le blocage et la transition du blocage vers l'anticyclone groenlandais ce qui montre la robustesse de ces dernières. Les transitions préférentielles varient légèrement suivant leurs définitions mais peuvent aussi assez fortement varier d'une décennie à une autre. En effet, comme l'a montré Luo et al. (2012a,b) avec les réanalyses NCEP-NCAR, la transition de la NAO+ (NAO-) vers la NAO- (NAO+) en passant par le blocage (la dorsale Atlantique) est deux fois plus fréquente durant la période 1991-2008 (1978-1990) que durant la période 1978-1990 (1991-2008). Nous pourrions aussi, comme Luo et al. (2012a), comparer les transitions préférentielles en fonction des périodes pour les réanalyses ERA40. Nous pouvons quand même comparer nos statistiques sur le nombre de transitions en fonction de leurs définitions aux résultats obtenus par Luo et al. (2012a,b). En étudiant les tableaux 3.1 et 3.2, la

	B	GA	AR	Z
B	-	**32**	15	19
GA	12	-	8	10
AR	12	13	-	**26**
Z	**38**	5	**21**	-

Tableau 3.2 *– Nombre de cas pour les transitions entre deux régimes définies par aaabbb et les conditions sur les indices des régimes à T-4 jours et T+3 jours. Les nombres en gras montrent les quatre premières transitions préférentielles. B signifie blocage scandinave, GA anticyclone groenlandais, AR dorsale Atlantique et Z zonal. La colonne de gauche représente le régime initial et la ligne du haut le futur régime. Par exemple, il y a 32 transitions B → GA pendant les 43 hivers étendus.*

transition du régime zonal (ou même du blocage) vers la dorsale Atlantique puis vers le régime zonal est plus probable que la transition de l'anticyclone groenlandais vers la dorsale Atlantique puis vers le régime zonal proposée par Luo et al. (2012a) car la transition de l'anticyclone groenlandais vers la dorsale Atlantique est une des moins préférentielles surtout lorsque l'on augmente le nombre de jours définissant la transition. De plus, il est plus probable que l'anticyclone groenlandais précède le régime zonal sans passer par le régime de la dorsale Atlantique car la transition de l'anticyclone groenlandais vers le régime zonal est plus fréquente que la transition de l'anticyclone groenlandais vers la dorsale Atlantique quelle que soit la définition de la transition. Donc les séquences préférentielles trouvées par Luo et al. (2012a) ne correspondent pas aux séquences préférentielles que nous obtenons avec nos différentes définitions des transitions.

3.3. Article 1 : Le lien entre les déferlements d'ondes de Rossby et les transitions entre régimes de temps

Ce premier article a pour sujet le lien entre les déferlements d'ondes de Rossby en haute troposphère et les transitions entre les régimes de temps. Voici les principaux résultats obtenus :

✗ Statistiques des déferlements pour tous les jours d'un même régime :

Nous avons mis en évidence que chaque régime de temps possède des statistiques de déferlements d'ondes qui lui sont propres à l'aide de l'algorithme de détection des déferlements d'ondes décrit au chapitre 2. Le régime de l'anticyclone groenlandais est le régime qui a la plus forte fréquence de déferlements cycloniques à l'ouest du domaine Euro-Atlantique (en accord avec Benedict et al., 2004) alors que le régime de la dorsale Atlantique possède la plus forte fréquence de déferlements anticycloniques sur l'est du domaine. Le régime zonal possède aussi de fréquents déferlements anticycloniques sur le sud-est du domaine en accord avec Benedict et al. (2004). De manière générale, lorsqu'il y a une dorsale donc un jet plus au nord, le déferlement anticyclonique domine du côté équatorial du jet tandis que lorsqu'il y a un thalweg donc un jet confiné plus au sud, le déferlement cyclonique du côté polaire du jet domine.

✗ Statistiques des déferlements pour les jours de croissance et de décroissance de chaque régime :

Les périodes de formation et de décroissance des quatre régimes de temps ont été définies à partir de l'indice de chaque régime décrit dans la section précédente. Ainsi, nous avons pu mettre en évidence que les déferlements d'ondes étaient généralement plus fréquents pendant la phase de croissance du régime que pendant la phase de décroissance suggérant que ceux-ci renforçaient le régime. Ce résultat est en accord avec la rétroaction montrée dans les années 80 à savoir le maintien/renforcement des anomalies basses fréquences par le « storm-track » (Shutts, 1983; Lau, 1988). Ceci est également en accord avec la rétroaction positive montrée par Rivière (2009) entre la position latitudinale du jet et les déferlements : un jet plus vers le pôle favorise le déferlement anticyclonique qui lui-même favorise un maintien voire un déplacement plus vers le pôle du jet et un jet plus vers

l'équateur favorise le déferlement cyclonique qui lui-même favorise un maintien voire un déplacement plus vers l'équateur du jet. Une exception est le régime de blocage pour lequel le déferlement cyclonique est plus fréquent pendant sa décroissance suggérant qu'il participe à sa destruction et en particulier à faire apparaître l'anticyclone groenlandais comme nous le verrons dans le second article (Michel et al., 2012).

✗ Etude des transitions entre régimes de temps définies par 3a*3b :

Dans une deuxième partie, nous avons cherché les précurseurs des transitions entre les régimes de temps à l'aide de l'équation bilan de la tendance de la fonction de courant basse fréquence qui est un diagnostic souvent utilisé dans la littérature (Cai et van den Dool, 1994; Cash et Lee, 2000; Feldstein, 2003; Benedict et al., 2004). L'approche consiste à projeter l'anomalie du futur régime sur cette équation pronostique, ce qui permet de déterminer objectivement quel est (quels sont) le(s) terme(s) prépondérant(s) qui amène(nt) à la formation du futur régime. Ensuite, il est relativement facile d'associer chaque terme à un phénomène donné. Ce diagnostic a ainsi permis de mettre en évidence que les deux précurseurs principaux sont la propagation linéaire des anomalies basses fréquences et les interactions non-linéaires entre les tourbillons transitoires haute et basse fréquences. Le premier prend la forme d'un train d'ondes tandis que le second a pu être relié à l'occurrence des déferlements d'ondes. Les déferlements d'ondes surviennent généralement entre T-4 jours et T+2 jours participant majoritairement au renforcement du futur régime. Plus précisément, les flux transitoires basses fréquences tendent à déclencher le futur régime tandis que les flux transitoires hautes fréquences tendent plutôt à maintenir le régime en place. Le fait que les flux transitoires basses fréquences soient aussi importants que les flux transitoires hautes fréquences pour la représentation du déferlement d'échelle synoptique suggère que la rétroaction du rail des dépressions ne peut se résumer purement et simplement aux flux transitoires hautes fréquences comme cela a été utilisé maintes fois par le passé (Lau, 1988). Le train d'ondes basse fréquence, quant à lui, n'est pas présent dans toutes les transitions, et agit bien plus tôt, entre T-8 jours et T-4 jours, déclenchant l'apparition du futur régime. Pour trouver la source d'excitation des trains d'ondes, nous avons utilisé le diagnostic appelé « source des ondes de Rossby », introduit par Sardeshmukh et Hoskins (1988) et réutilisé par exemple par Qin et Robinson (1993), Tyrrell et al. (1996) et Cassou (2008), qui permet de situer la source d'excitation des ondes de Rossby. Nous avons aussi utilisé les anomalies du rayonnement de grande longueur d'onde sortant au sommet de l'atmosphère (ou OLR pour Outgoing Longwave Radiation) pour identifier les régions où il y a une forte convection. Ainsi, nous avons mis en évidence que le train d'ondes participant à la transition du régime zonal vers le régime de blocage est excité par une anomalie de convection vers 10°N sur l'Atlantique renforçant la cellule de Hadley associée ce qui déclenche les ondes autour de 40°W-30°N se propageant ensuite vers la Scandinavie puis vers l'Afrique et l'Asie.

Pour résumer :

L'étude menée dans cet aricle a permis de mettre en évidence deux types de précurseurs aux transitions entre régimes de temps, un premier se produisant typiquement une semaine avant la transition et lié à la propagation dans le domaine Atlantique d'ondes d'échelle planétaire et de variabilité lente mais qui ne se produit pas de manière systématique et un second se produisant un à deux jours avant ou pendant la transition lié à l'occurrence des déferlements d'ondes de Rossby d'échelle synoptique qui lui se produit de manière systématique.

1730 JOURNAL OF THE ATMOSPHERIC SCIENCES VOLUME 68

The Link between Rossby Wave Breakings and Weather Regime Transitions

CLIO MICHEL AND GWENDAL RIVIÈRE

CNRM/GAME, Météo-France/CNRS, Toulouse, France

(Manuscript received 9 August 2010, in final form 17 March 2011)

ABSTRACT

The link between Rossby wave breaking (RWB) and the four wintertime weather regimes over the North Atlantic domain is studied in this paper. Using the 40-yr ECMWF Re-Analysis (ERA-40) data, frequencies of occurrence of anticyclonic and cyclonic wave-breaking (AWB and CWB, respectively) events are computed. Each weather regime has its own characteristic pattern of RWB frequencies. CWB events are found to be most frequent for the Greenland anticyclone weather regime whereas AWB events occur more for the Atlantic ridge and the zonal regimes. Time-lagged composites show that the RWB events characterizing each weather regime occur more often during the formation of the regime rather than during its decay. This suggests a reinforcement of the weather regime by RWB. An exception is the blocking weather regime, which is destroyed by an increase of CWB events south of Greenland.

Weather regime transitions are then studied using the low-frequency streamfunction tendency budget. Two types of precursors for the transitions have been identified. One is related to linear propagation of low-frequency transient eddies and the other to nonlinear interactions among the low- and high-frequency transient eddies. The latter has been related to the anomalous frequencies of occurrence of RWB. Two transitions are more precisely analyzed. The transition from blocking to Greenland anticyclone is triggered by a decrease of AWB events over Europe as well as a strong CWB event south of Greenland. The zonal to blocking transition presents evidence of two distinct precursors: one is a low-frequency wave train coming from the subtropical western Atlantic and the other, which occurs later, is characterized by a decrease of AWB and CWB events over western Europe that cannot continue to maintain the westerlies in that region.

1. Introduction

Because of its major role in medium-range weather forecasts, the atmospheric low-frequency extratropical variability has been widely studied in the last decades. One concept of midlatitude low-frequency variability is the weather regime (WR), which corresponds to a recurrent and quasi-stationary state of the large-scale atmospheric circulation persisting over one or several weeks (Vautard 1990). Different methods can be applied to obtain the weather regimes over a given geographical domain and lead usually to similar patterns (Michelangeli et al. 1995, hereafter M95). Using two different methods, M95 found four weather regimes over the Atlantic sector and three over the Pacific sector. One classical weather regime is blocking, for which the formation, maintenance, and decay are still a matter of debate (e.g., Pelly and Hoskins 2003; Altenhoff et al. 2008). Initially, most studies focused on the maintenance of weather regimes and in particular of blocking (e.g., Shutts 1983; Vautard and Legras 1988). They found that synoptic waves tend to maintain or reinforce it. So far only a few studies have analyzed the onset to blocking. More recently, Nakamura et al. (1997), Michelangeli and Vautard (1998), and Altenhoff et al. (2008) found a wave train as a precursor for blocking, while Croci-Maspoli and Davies (2009) emphasized the role of cloud diabatic effects. But no studies have looked at all the weather regime transitions on the whole and tried to categorize them according to their different dynamical properties. The purpose of the present paper is to analyze all the weather regime transitions in the Atlantic sector and to identify the different types of precursors.

A potential precursor can be Rossby wave breaking (RWB). For the last few years, many studies have emphasized the link between RWB and the main teleconnections such as the North Atlantic Oscillation (NAO) or the Pacific–North American (PNA) patterns, which correspond to another notion of low-frequency

Corresponding author address: Clio Michel, Météo-France, CNRM-GAME/GMAP/RECYF, 42 av. G. Coriolis, 31057 Toulouse CEDEX 1, France.
E-mail: clio.michel@meteo.fr

DOI: 10.1175/2011JAS3635.1

© 2011 American Meteorological Society

atmospheric variability (Wallace and Gutzler 1981). RWB is a nonlinear phenomenon occurring when Rossby waves attain large amplitudes and is usually defined by a large-scale and irreversible overturning of the potential vorticity (PV) contours on isentropic surfaces (McIntyre and Palmer 1983). It results in a PV mixing in the wave-breaking (WB) region. Thorncroft et al. (1993) identified two RWB types appearing at the end of two distinct baroclinic wave life cycles (LC1 and LC2). They showed that the LC1 ends with an anticyclonic WB (AWB; featuring a wave tilting in the southwest–northeast direction) on the equatorial side of the jet stream whereas the LC2 ends with a cyclonic WB (CWB; featuring a wave tilting in the southeast–northwest direction) on the polar side of the jet. Using composites of extreme NAO phases, Benedict et al. (2004) have shown that these phases are triggered and reinforced by RWB. The positive phase is formed by two consecutives AWBs, one near the western coast of North America and the other over the subtropical North Atlantic. The negative phase of the NAO is the result of a single CWB in the North Atlantic. Since then, several studies have confirmed the dynamical link between RWB and the NAO in different ways (Rivière and Orlanski 2007; Martius et al. 2007; Woolings et al. 2008; Strong and Magnusdottir 2008; Kunz et al. 2009).

RWB therefore plays a crucial role in the modification of low-frequency anomalies, which are directly related to jet fluctuations. Indeed, during AWBs, eddy momentum fluxes are essentially poleward and the zonal flow is accelerated (decelerated) north (south) of the latitude of breaking whereas during CWBs, momentum fluxes are mainly equatorward and accelerate (decelerate) the zonal flow south (north) of the latitude of breaking (e.g., Rivière and Orlanski 2007; Strong and Magnusdottir 2008). Furthermore, AWBs act to split the North Atlantic eddy-driven jet and the subtropical jet whereas CWBs tend to merge them. In the present paper, the ability of RWB to trigger weather regime transitions is investigated.

Another and more classical candidate for driving such transitions is a low-frequency wave train excited by tropical convection (Hoskins and Karoly 1981). Renwick and Revell (1999) clearly linked the occurrence of blocking in the southeastern Pacific to the propagation of Rossby waves forced by tropical convection using observational evidence. Franzke et al. (2011) have shown that RWB anomalies and low-frequency wave trains coming from the tropics are both important for the development of the PNA phases. Similarly, Cassou (2008) proposed that these two dynamical ingredients may explain the link between the Madden–Julian oscillation (MJO) and the NAO.

In the next section, the four weather regimes of the Atlantic sector are described and an index determining their intensity at each day is computed. Our automatic WB detection algorithm is also described in section 2. RWB patterns characteristic of each weather regime are shown in section 3. Time-lagged composites are made to determine the role of RWB in the onset and decay of each weather regime. In section 4, weather regime transitions are more specifically studied using RWB diagnostics and the low-frequency streamfunction tendency equation. Finally, a summary of the results is provided in section 5.

2. Data and methodology

In the present study, the 40-yr European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) Re-Analysis (ERA-40) dataset (Uppala et al. 2005) is used. Various daily-mean fields with a resolution of $1.5° \times 1.5°$ are examined, including the geopotential, the horizontal wind components, the absolute vorticity (AV), and the PV on isobaric and isentropic surfaces. Our analysis covers the period from 16 October to 15 April (called extended winter) for years from 1958 to 2001 corresponding to a total of 7837 days or 43 extended winters.

We also use the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) daily-mean interpolated outgoing longwave radiation (OLR) (Liebmann and Smith 1996), which covers the years 1974–2001 and has a $2.5° \times 2.5°$ resolution. It will be used as a proxy for convection.

a. Weather regimes

The same dynamical cluster algorithm as that developed by M95 is applied to the low-frequency (periods greater than 10 days) geopotential at 500 hPa. The main steps of this algorithm are briefly recalled. An empirical orthogonal function (EOF) analysis is first performed on the 500-hPa low-frequency geopotential field in the Atlantic domain (28.5°–79.5°N, 79.5°W–28.5°E). Twenty EOFs, which explain about 95% of the variance, are retained. A partitioning algorithm is applied to the 500-hPa low-frequency geopotential field in this reduced EOF subspace. Given a number of clusters k, the principle of this algorithm is to partition the 500-hPa low-frequency geopotential field into k clusters in order to minimize the sum of the variance inside each cluster. The right number of clusters is determined using a classifiability index $c(k)$, which is a measure estimating the resemblance of the different partitions obtained from different random initializations and which depends on k. If $c(k)$ obtained for our real data field is significantly larger than $c(k)$ obtained for random built fields, it means that the partition of the real data is relevant. By applying this test,

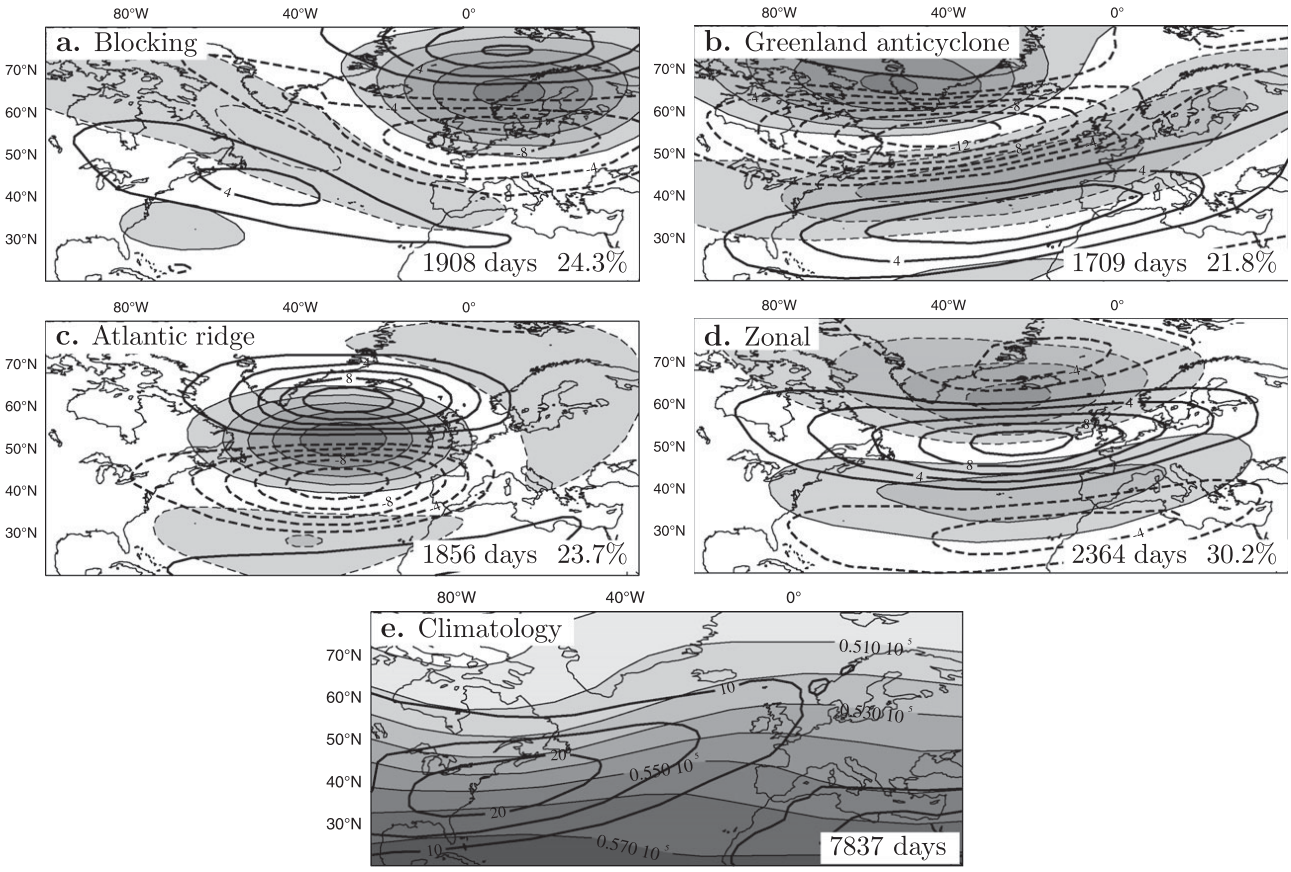

FIG. 1. (a)–(d) Low-frequency streamfunction anomalies (shaded; interval is 25×10^5 m^2 s^{-1}) and low-frequency zonal wind (black contours; interval is 2 m s^{-1}) composited for the four weather regimes at 500 hPa. Solid and dashed lines represent positive and negative values, respectively. (e) Wintertime mean of the geopotential (shaded; interval is 10^3 m^2 s^{-2}) and zonal wind (black contours; interval is 5 m s^{-1} for values greater than 10 m s^{-1}).

$k = 4$ and $k = 8$ were found to be the two best suitable numbers of clusters k. Note that $k = 4$ is also the number found by M95 using other datasets and is therefore chosen in the present study. The present partition of the ERA-40 dataset is the same as that described in Rivière (2008). It leads to the four WRs initially described by Vautard (1990). They are called the blocking (B), Greenland anticyclone (GA), Atlantic ridge (AR), and zonal (Z) regimes and their main features are represented in Fig. 1. Each day of our extended winters belongs to a given cluster and corresponds therefore to a unique WR.

Regime B is characterized by a strong Scandinavian high and a very high-latitude jet in the eastern Atlantic (Fig. 1a). This WR is generally responsible for advection of cold air in western and central Europe. GA features a north–south-oriented dipolar anomaly in the low-frequency streamfunction with a high centered over Greenland (Fig. 1b). The Atlantic jet is zonally oriented, more to the south than usual, and connected with the subtropical African jet in the eastern Atlantic. AR features a strong anticyclone over the central North Atlantic with a jet shifted from the south to the north over the eastern coast of North America and then zonally extended to Scandinavia (Fig. 1c). Finally, Z is characterized by a north–south-oriented dipolar anomaly in the low-frequency streamfunction (Fig. 1d). The jet has a southwest–northeast orientation from North America to England and, when it is intense, is responsible for most of the European winter storms. GA and Z streamfunction anomalies strongly project onto the negative and positive phases of the NAO, respectively, and are often referred to in the literature (e.g., Cassou 2008). Each panel of Fig. 1 indicates the frequency of occurrence of each WR. Regime Z is the most frequent WR during the 43 extended winters.

To analyze RWB frequencies of occurrence for the different stages of each WR, a WR index is computed similarly to a principal component of an EOF. A low-frequency geopotential anomaly ϕ^L is defined by first removing the climatological geopotential mean $\overline{\phi}$ from the total geopotential ϕ and then by applying a 31-point

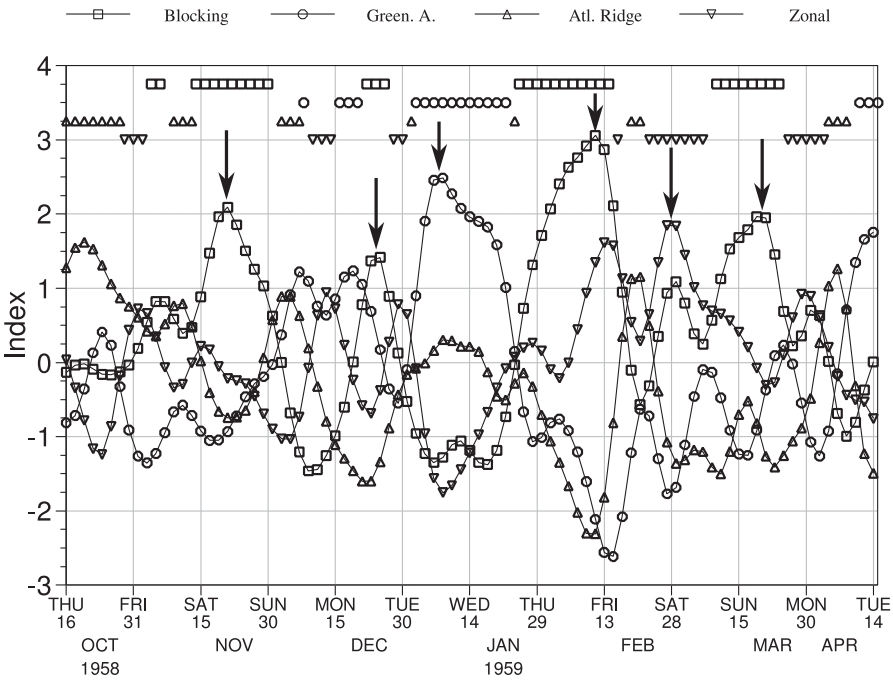

FIG. 2. Weather regimes index from 16 Oct 1958 to 15 Apr 1959. Only one day every two days is plotted. The symbol □ represents blocking, ○ Greenland anticyclone, △ Atlantic ridge, and ▽ the zonal WR. Arrows on the figure represent the selected periods as defined in the text (see section 2a). At the top of the figure, each symbol along the horizontal axis associates each day with a particular WR as deduced from the dynamical cluster algorithm.

Lanczos filter (Duchon 1979) with a cutoff period of 10 days to the geopotential anomaly $\phi' = \phi - \overline{\phi}$. The difference between ϕ' and ϕ^L is called the high-frequency geopotential anomaly ϕ^H. Therefore, $\phi = \overline{\phi} + \phi^L + \phi^H$. The WR index is defined as follows:

$$I_{\mathrm{WR}}(t) = \frac{P_{\mathrm{WR}}(t) - \overline{P}_{\mathrm{WR}}}{\sqrt{\dfrac{1}{\mathrm{NT}}\displaystyle\sum_{t=1}^{\mathrm{NT}} [P_{\mathrm{WR}}(t) - \overline{P}_{\mathrm{WR}}]^2}}, \qquad (1)$$

where t denotes a day belonging to the extended-winter period and NT is the total number of such days (i.e., 7837 days). $P_{\mathrm{WR}}(t)$ is the projection of ϕ^L onto the WR low-frequency geopotential anomaly ϕ^L_{WR}:

$$\mathrm{P}_{\mathrm{WR}}(t) = \frac{1}{\displaystyle\sum_{(\lambda,\varphi)\in \mathrm{NH}} \cos\varphi} \sum_{(\lambda,\varphi)\in \mathrm{NH}} \phi^L(\lambda,\varphi,t)\phi^L_{\mathrm{WR}}(\lambda,\varphi)\cos\varphi, \qquad (2)$$

where (λ, φ) are respectively the longitude and the latitude, NH is the Northern Hemisphere, ϕ^L_{WR} is computed by compositing ϕ^L for all the days belonging to a given WR, and $\overline{P}_{\mathrm{WR}}(t)$ is the wintertime climatological mean of the projection. Note that each index of a particular WR is defined for all the 7837 days and not only for the days belonging to this WR.

Figure 2 shows an example of index variations for the four WRs. As expected, the highest index at a given day corresponds in most cases to the WR identified by the cluster algorithm for this particular day. The correspondence is less true for transition days between weather regimes or for periods presenting a succession of different short-lived weather regimes (see, e.g., the period from 31 October to 15 November 1958). In other words, there exist periods when none of the four weather regimes is well established. The aim of the index is precisely to provide extra information on how well the day projects onto the pattern of the associated weather regime. This WR index allows us in particular to select periods of 11 consecutive days (from lag −6 to lag +4 days) where the index increases during the first 7 days (lag −6 to lag 0 days) and decreases during the last 5 days (lag 0 to lag +4 days) in a monotonic way. By construction, lag 0 corresponds to the day when the index is maximum during the selected period. An additional condition is that lag −1, lag 0, and lag +1 day belong to the same WR according to the cluster partitioning algorithm and their corresponding index is greater than 1.33. The selected periods are therefore periods for

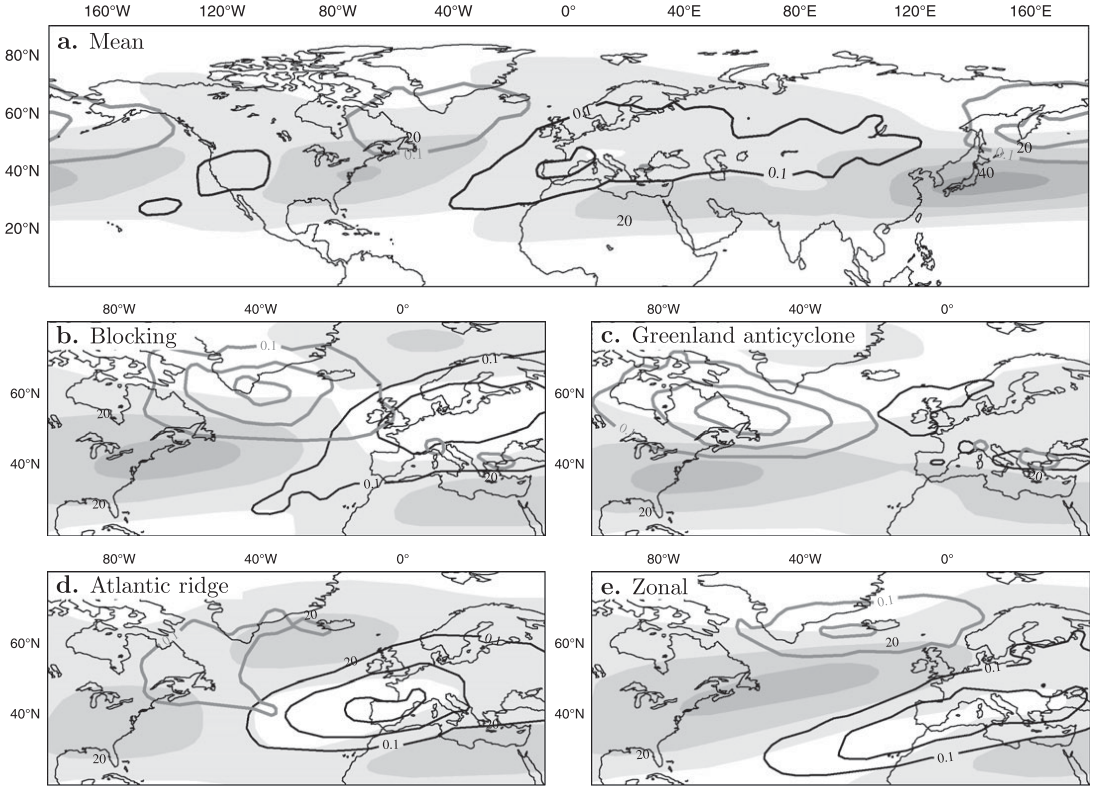

FIG. 3. (a) Wintertime mean RWB frequencies and (b)–(d) RWB frequencies for each regime averaged on 300-, 315-, 330-, and 350-K isentropic surfaces. RWB frequencies are averaged over all days belonging to the weather regime considered (i.e., 1908 days for B, 1709 days for GA, 1856 days for AR, and 2364 days for Z). The first contour is 0.1 day^{-1} and the interval is 0.05 day^{-1}. Gray (black) lines represent cyclonic (anticyclonic) WB frequencies. Shadings represent the zonal wind averaged on the same four levels. The first contour and the interval are 10 m s^{-1}.

which a given WR dominates and exhibits monotonic growth and decay phases; 85 periods have been found for B, 88 for GA, 80 for AR, and 82 for Z. Examples of such periods are represented by the black arrows in Fig. 2.

b. Automatic wave-breaking detection method

In this subsection, the main principles of the RWB detection method are recalled but the reader is referred to Rivière (2009) or Rivière et al. (2010) for a detailed description of the algorithm. To discard subsynoptic scales, the grid step has been trebled by subsampling to obtain a field resolution of 4.5° × 4.5°. The algorithm is based on geometrical considerations without any condition in time and space scales. At each day, the algorithm detects systematically local reversals of a vorticity gradient on a given surface. The more appropriate vorticity gradient is the PV gradient on an isentropic surface because of the quasi-conservation of PV on such surfaces and this is the common field used in other WB detection algorithms (e.g., Martius et al. 2007; Strong and Magnusdottir 2008). In Rivière (2009), the algorithm was applied to the AV gradient on isobaric surfaces because of its easier computation. In the present paper, the algorithm is applied to the PV field on isentropic surfaces and leads to similar findings. Twenty-one contours from 0 to 10 PV units (PVU) with a step of 0.5 PVU are detected. The longitude and latitude of each point forming a contour of constant PV are obtained. Each contour is oriented from west to east, the longitude of the first and last points being 180°. A wave-breaking region is detected along the contour as a local segment oriented from east to west. If the latitude of the second point along the segment is lower (higher) than the latitude of the first point, then the wave breaking is of the anticyclonic (cyclonic) type (see Fig. C1 of Rivière 2009).

3. Frequency of occurrence of wave-breaking events in the upper-level troposphere

a. Wintertime climatology

Figure 3 shows the climatology of RWB frequencies averaged over four isentropic levels: 300, 315, 330, and 350 K. It is important to vertically average over various isentropic levels because the tropopause (i.e., the 2-PVU isosurface) intersects several isentropic levels at different latitudes and because AWB and CWB events do not

occur at the same level. When potential temperature increases, AWB and CWB events become more and less frequent, respectively, as already noticed in Martius et al. (2007) and Rivière (2009). A dynamical explanation is provided in the latter study in terms of PV gradient asymmetries. Because of this difference in the vertical distribution of AWB and CWB, it is adequate to average the frequencies of occurrence over these four isentropic levels as is done in Fig. 3 as well as in the rest of the paper. Figure 3a represents the climatology of RWB frequencies over all extended winters. Both the Pacific and Atlantic sectors exhibit local maxima in the AWB and CWB density fields corresponding to the end of the two NH storm tracks. The most frequent AWBs extend from the eastern Atlantic Ocean to Asia with a maximum near the Iberian Peninsula. There is another maximum of AWB frequency over the western coast of North America. CWBs are most frequent over the North Pacific and the CWB density exhibits a secondary maximum south of Greenland. Similar findings have been obtained in Strong and Magnusdottir (2008). Frequencies found from the 200-hPa AV field are close to the frequencies found from 350- and 330-K PV fields (not shown). Therefore, since the AV field is easy to get from GCM outputs, it can be used to diagnose RWB and to interpret different climate scenarios as was done in Rivière et al. (2010).

b. Weather regimes

In this subsection, typical RWB frequencies for each regime are first presented and then more precisely analyzed during their growth and decay stage.

1) CHARACTERISTIC RWB PATTERNS FOR EACH WR

Each WR has a characteristic pattern of WB frequency as shown in Figs. 3b–e. These patterns are performed by averaging days obtained from the cluster algorithm. Regime B shows a maximum AWB frequency of occurrence over northern Europe and a maximum for CWB between the south of Greenland and Iceland. These two peaks of RWB densities correspond to negative zonal wind anomalies (cf. Figs. 1a and 3b) as expected from the RWB definition, which is a zone of local reversal of the PV gradient. Furthermore, in the longitudinal band 30°–40°W, where there is a maximum of occurrence of CWB events, the Atlantic jet is near 45°N (i.e., more to the south than usual), whereas in the longitudinal band 0°–20°E, where AWB events appear to be more frequent, the Atlantic jet is much more to the north than usual. This suggests that at a given longitude, the jet latitude is closely related to the nature of RWB. A higher- (lower-) latitude jet is closely related to more AWB (CWB) events than usual. This close relationship appears in other WR properties. It is a general property that can be interpreted in terms of spherical geometry and variations of the Coriolis parameter with latitude (Rivière 2009; Barnes et al. 2010). GA features a strong CWB frequency between Greenland and Canada whereas a weak peak of AWB frequency of occurrence appears over the United Kingdom (Fig. 3c). These CWB events maintain the jet to the south near 35°N over the whole Atlantic from the eastern coast of the United States to the Mediterranean region. GA is the regime that has the highest CWB frequencies of occurrence, which is consistent with the findings on the negative phase of the NAO (e.g., Benedict et al. 2004). AR is characterized by CWBs centered over Newfoundland and more AWBs in the eastern Atlantic away from the Iberian peninsula (Fig. 3d), as also shown by Santos et al. (2009). This suggests that the jet is shifted and maintained to the north in the central Atlantic by these AWBs. Regime Z is characterized by more frequent AWB events than CWB events at all longitudes (Fig. 3e). A peak of CWB frequency appears between Greenland and Iceland. The jet is southwest–northeast oriented from North America to England. These more frequent AWB events are consistent with the results on the positive phase of the NAO (e.g., Benedict et al. 2004). Note finally that for B, the longitudinal dipole of RWB densities with CWBs to the west and AWBs to the east is representative of the "Ω shape" of B mentioned by Altenhoff et al. (2008) and some other studies. In other words, the S- and inverse-S-shaped parts of the Ω structure correspond respectively to CWB and AWB features. It is also the case but with less importance for GA and AR.

2) TIME-LAGGED COMPOSITES OF RWB FREQUENCIES

The purpose of the present section is to document further the time lags between RWB anomalies and the WR evolution as described by the index introduced in section 2a. The results are shown in Figs. 4–7, where light (heavy) shadings correspond to RWB events that are significantly less (more) frequent than in the climatology. For B (Fig. 4), the AWB frequencies (left panels) reach their maximum at lag 0 and statistically significant regions are much larger at lags −3 and 0 days than at lag +3 days. It suggests that these AWB events participate in the formation and maintenance of B rather than in its decay. In contrast, for CWB (right panels), its maximum frequency is stronger at lags 0 and +3 days than at lag −3 days and the statistically significant regions cover a larger area at lags 0 and +3 days. CWB events between Greenland and Iceland seem therefore to act in large part in the decay of B. For GA (Fig. 5), both AWB and CWB frequencies decrease with time from lag −3 to lag

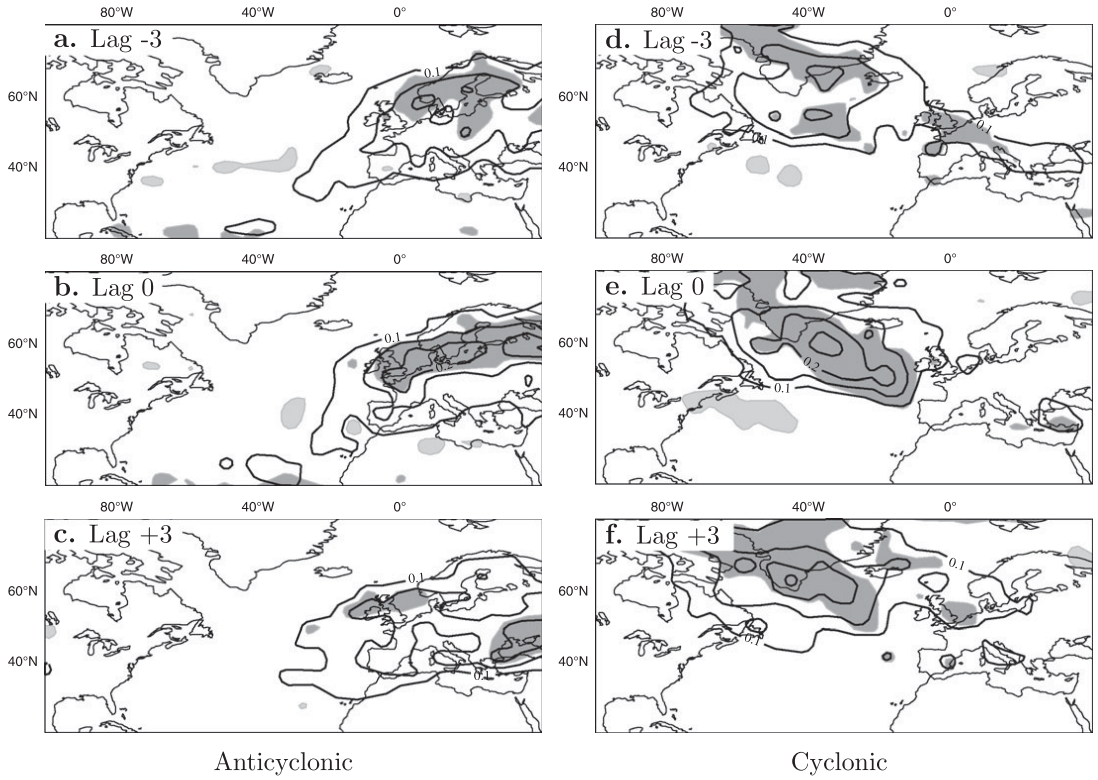

FIG. 4. RWB frequencies (black contours; the first contour is 0.1 day^{-1} and the interval is 0.05 day^{-1}) during the evolution of the blocking regime averaged on the 300-, 315-, 330-, and 350-K isentropic surfaces, for (a)–(c) anticyclonic and (d)–(f) cyclonic RWB, at (a),(d) 3 days before the day of maximum index, (b),(e) the day when the index is maximum, and (c),(f) 3 days after the day of maximum index. Dark (light) shadings indicate positive (negative) t values that exceed the 98% confidence level for a two-sided t test.

+3 days as well as the areas spanned by the statistically significant regions. It suggests a reinforcement of GA by CWB events since the latter RWB is the most frequent one. For AR (Fig. 6), both AWB and CWB frequencies reach their maximum at lag 0 when the index is also maximum but regions of statistically significance are decreasing with time. Note also that AWB frequency decreases around 40°–20°W from lag −3 to lag +3 days. Since these AWBs tend to reinforce the ridge over the central Atlantic, their frequency of occurrence disappears during the destruction of the ridge. For Z (Fig. 7), RWB frequencies have the same behavior as GA with maximum frequencies occurring at lag −3 days and then decreasing. Like GA, all RWB events seem to trigger Z. Note that in the climatology (Fig. 3a), there is a peak of AWB frequency over the western coast of the United States that is slightly higher for Z (not shown). These results for GA and Z, which can be assimilated to the two opposite NAO phases, are similar to those of recent papers on the NAO (e.g., Benedict et al. 2004; Woolings et al. 2008). To summarize, RWB frequencies usually reach the strongest values before or during the peak of the WR event, suggesting a reinforcement of the WR by RWB events. One exception concerns the CWB frequency pattern for B, which is more important during the decay stage of B. This result will be analyzed and confirmed in the next section.

4. Transitions between weather regimes

In this section, transitions between the different WRs are studied. A transition between a given regime a and a regime b is defined by a period of three consecutive days in the regime a followed by three consecutive days in the regime b. The day of transition T is the first day of the future regime b. The number of composited transition periods is displayed on each panel of Fig. 8. The preferred transition is from Z to B (96 periods), as Vautard (1990) has already noted, followed by the AR to Z transition (90 periods), then Z to AR (80 periods), and only after B to GA (76 periods). Using a Student's t test, comparing the observed probability of a transition to the equiprobability, we found that these four preferred transitions are statistically significant at the 90% confidence level. This classification has been checked to remain valid in the case where the number of consecutive

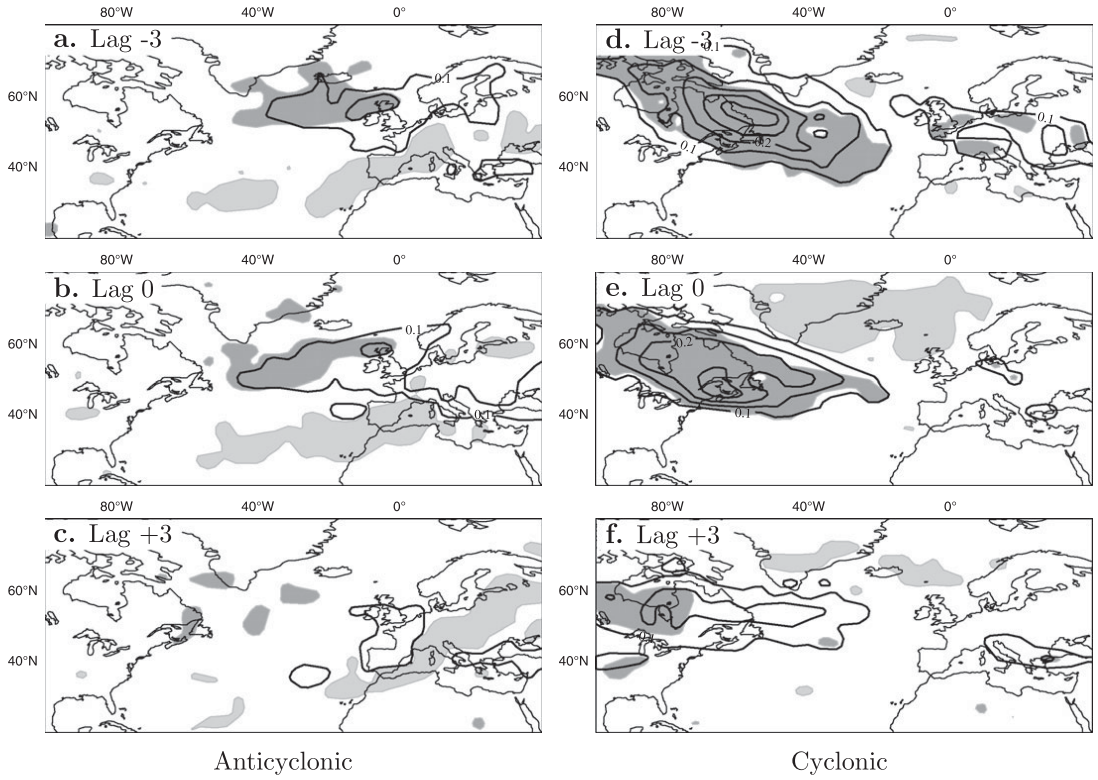

FIG. 5. As in Fig. 4, but for the Greenland anticyclone regime.

days for each regime is four or five. In what follows, two distinct transitions are more particularly studied: first, the transition from Z to B because it is the most frequent transition of the extended-winter period, and second, the transition from B to GA because it is the second preferred transition found by Vautard (1990), and also because the link between B and the negative phase of the NAO (i.e., GA in the present case) is the focus of numerous studies (see, e.g., Croci-Maspoli et al. 2007).

a. Low-frequency streamfunction budget

The dynamical processes that occur during transitions between WRs are more precisely analyzed using the low-frequency streamfunction budget as has been already done by Cai and van den Dool (1994), Cash and Lee (2000), Feldstein (2003), and Benedict et al. (2004).

1) TENDENCY EQUATION

The vorticity equation can be written as

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla(f+\zeta) + (f+\zeta)\nabla \cdot \mathbf{v} = R, \tag{3}$$

where ζ is the relative vorticity, t is time, $\mathbf{v}$ is the horizontal wind, and $f = 2\Omega \sin\varphi$ is the Coriolis parameter; also, R is a residual term that contains dissipation, external forcing, vertical advection, and the twisting term. Then, ζ and $\mathbf{v}$ are decomposed into their time-mean (noted by an overbar), low-frequency, and high-frequency (defined with the superscripts L and H as in section 2a) components such that

$$\zeta = \overline{\zeta} + \zeta^L + \zeta^H \quad \text{and} \tag{4}$$

$$\mathbf{v} = \overline{\mathbf{v}} + \mathbf{v}^L + \mathbf{v}^H. \tag{5}$$

Including these different components of $\mathbf{v}$ and ζ in Eq. (3) and applying the inverse of the Laplacian operator ∇^{-2} to the latter equation leads to the low-frequency streamfunction tendency equation

$$\frac{\partial \psi^L}{\partial t} = \sum_{i=1}^{5} \xi_i + \mathcal{R}, \tag{6}$$

where

$$\psi^L = \nabla^{-2}\zeta^L, \tag{7}$$

$$\xi_1 = -\nabla^{-2}(\overline{\mathbf{v}} \cdot \nabla\zeta^L + \mathbf{v}^L \cdot \nabla\overline{\eta} + \overline{\eta}\nabla \cdot \mathbf{v}^L + \zeta^L\nabla \cdot \overline{\mathbf{v}})^L, \tag{8}$$

$$\xi_2 = -\nabla^{-2}(\mathbf{v}^L \cdot \nabla\zeta^L + \zeta^L\nabla \cdot \mathbf{v}^L)^L, \tag{9}$$

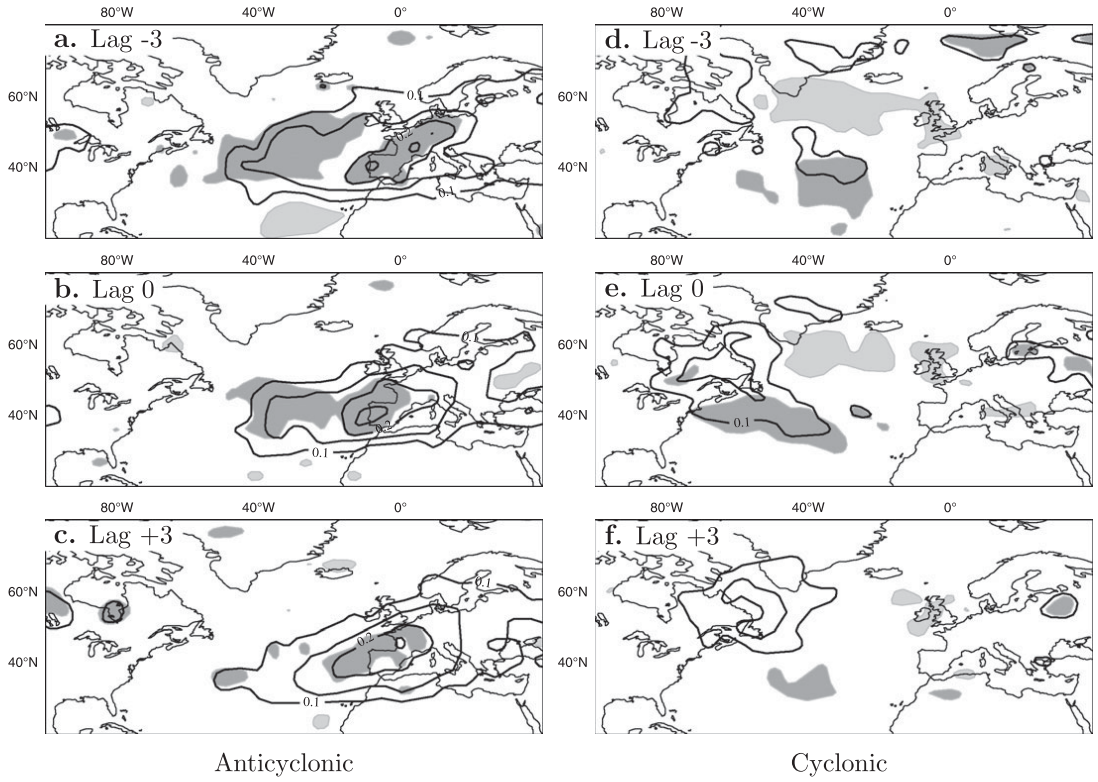

FIG. 6. As in Fig. 4, but for the Atlantic ridge regime.

$$\xi_3 = -\nabla^{-2}(\mathbf{v}^H \cdot \nabla\zeta^H + \zeta^H \nabla \cdot \mathbf{v}^H)^L, \tag{10}$$

$$\xi_4 = -\nabla^{-2}(\mathbf{v}^L \cdot \nabla\zeta^H + \mathbf{v}^H \cdot \nabla\zeta^L + \zeta^L \nabla \cdot \mathbf{v}^H + \zeta^H \nabla \cdot \mathbf{v}^L)^L, \tag{11}$$

$$\xi_5 = -\nabla^{-2}(\overline{\mathbf{v}} \cdot \nabla\zeta^H + \mathbf{v}^H \cdot \nabla\overline{\eta} + \overline{\eta}\nabla \cdot \mathbf{v}^H + \zeta^H \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}})^L, \tag{12}$$

and where $\mathcal{R} = \nabla^{-2}R^L$ is the residual term and η is the absolute vorticity ($\eta = \zeta + f$). In contrast with the previously mentioned studies, there is no decomposition of the wind into a divergent and a rotational part. The term ξ_1 represents linear processes (i.e., the low-frequency eddy vorticity advection by the climatological wind, the climatological absolute vorticity advection by the low-frequency wind anomaly, and the associated two divergent terms); ξ_2 represents the nonlinear interactions among the low-frequency transient eddies; ξ_3 represents the nonlinear interactions among the high-frequency transient eddies; ξ_4 represents interactions between the low- and high-frequency eddy components; and ξ_5 represents interactions between the high-frequency transient eddies and the climatological flow. These two latter terms are expected to be negligible and should be null if the low-pass filter were a step function. As in Feldstein (2003), the time derivative is computed with the use of a centered time differencing with a one-day time step.

2) PROJECTIONS

To know what terms contribute to the formation of the future regimes during the transitions, projections of each term ξ_n onto ψ^L field of the future regime are computed. The latter is obtained by compositing ψ^L for the last day of the transition period (i.e., at $T + 2$ days) and is denoted hereafter as ψ^L_{T+2}. It has been checked that the pattern closely resembles the composite of ψ^L for all the days of the future regime (i.e., ψ^L_{WR}). The projection can be expressed as

$$P_n(t) = \frac{\sum_{\lambda,\varphi} \xi_n(\lambda,\varphi,t)\psi^L_{T+2}(\lambda,\varphi)\cos\varphi}{\sum_{\lambda,\varphi} (\psi^L_{T+2})^2(\lambda,\varphi)\cos\varphi}, \tag{13}$$

where n identifies the projection of each term of Eq. (6). The projections are made over the North Atlantic domain (20°–80°N, 80°W–20°E) and at the 300-hPa level where the terms ξ_n are maximum.

b. Results

In Fig. 8 are displayed the projections for all 12 WR transitions from 8 days before the day of transition T to

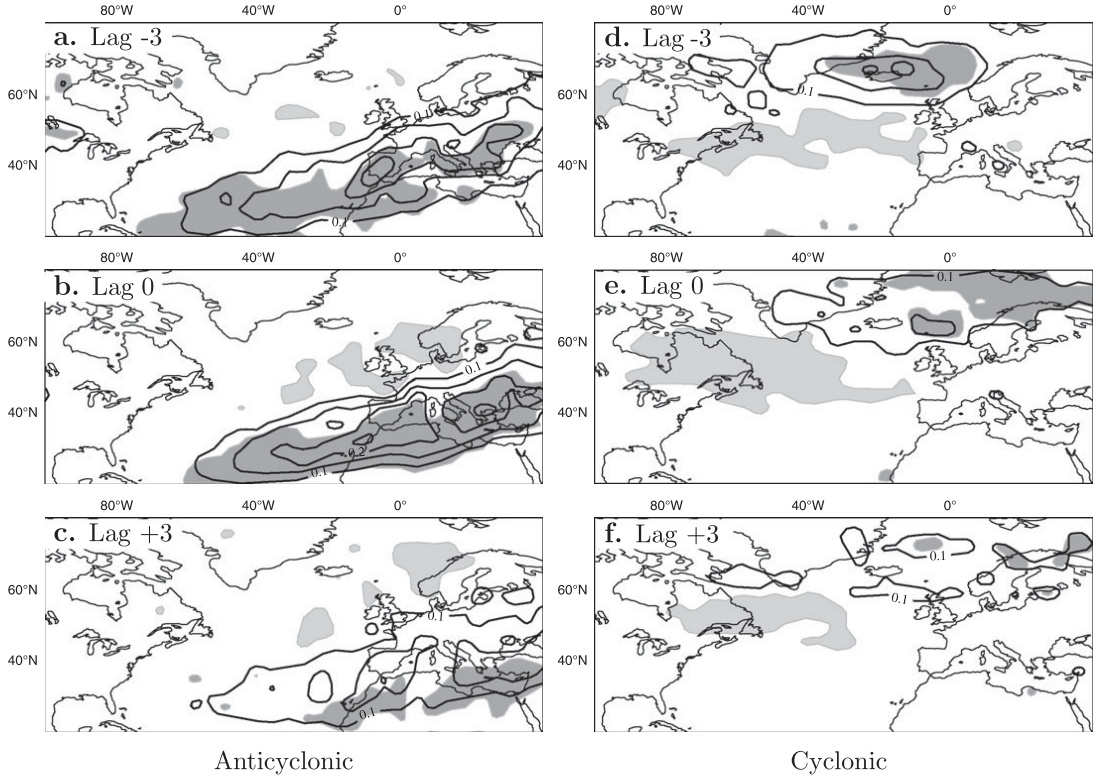

FIG. 7. As in Fig. 4, but for the zonal regime.

12 days after. When a projection is positive, it means that the projected term tends to favor the future WR and when it is positive before T it tends to trigger the transition. When the projection is negative, the projected term tends to destroy the future WR. Projections of the tendency term [left-hand side of Eq. (6)] and of the sum of all the terms [first term of the right-hand side of Eq. (6)] are quite similar, meaning that computation errors and the residual term are small. Figure 8 shows that the WR transitions can have two distinct behaviors. The first one is characterized by a positive and high projection of the nonlinear terms $\xi_2 + \xi_3$ before T associated with a negative projection of the linear term ξ_1 during the whole period (e.g., Figs. 8d,f,h,j). The second one is characterized by a positive projection of ξ_1 from $T - 8$ to $T - 4$ days followed by a higher positive projection of $\xi_2 + \xi_3$ about T (e.g., Figs. 8b,c,e,k). Other transitions have this latter behavior but with a slightly positive projection of ξ_1. In general, two transitions out of three toward the same future regime have the same behavior. As expected, for all the WR transitions, the projections of the two last terms $\xi_4 + \xi_5$ oscillate around zero and show no significant influence during the transitions. Once the future regime is formed (i.e., after $T + 2$ days), the linear term is the main term that tends to destroy this WR. These results are in good agreement with those of Feldstein (2003), who showed that the linear term is responsible for the NAO decay and more specifically its divergent part. The latter arises as a response to vorticity advection in order to maintain thermal wind balance and is mainly anticorrelated with the nonlinear transient eddy fluxes. By separating the effects of ξ_2 and ξ_3, it is shown later that ξ_2 also participates in the decay of the future regime while ξ_3 acts to maintain it.

1) BLOCKING TO GREENLAND ANTICYCLONE TRANSITION

As can be seen in Fig. 8d, the projection of ξ_1 is small or negative, meaning that this term does not participate in the transition. The projection of $\xi_2 + \xi_3$ increases from 0 at $T - 8$ days to its maximum at $T - 2$ days and then decreases. At $T - 6$ days, the nonlinear terms tend to maintain B (not shown) and at $T - 2$ days, the nonlinear terms destroy B for the benefit of the future regime GA (Fig. 9a). The streamfunction anomalies present a dipolar structure that projects well onto the GA pattern (Fig. 1b). It clearly shows that the nonlinear terms trigger the transition.

To clarify the link between the nonlinear terms and RWB, the ξ_2 and ξ_3 patterns are compared with the CWB and AWB frequencies of occurrence at $T - 2$ days in Figs. 9b–d. Note first that the $\xi_2 + \xi_3$ pattern in zonal

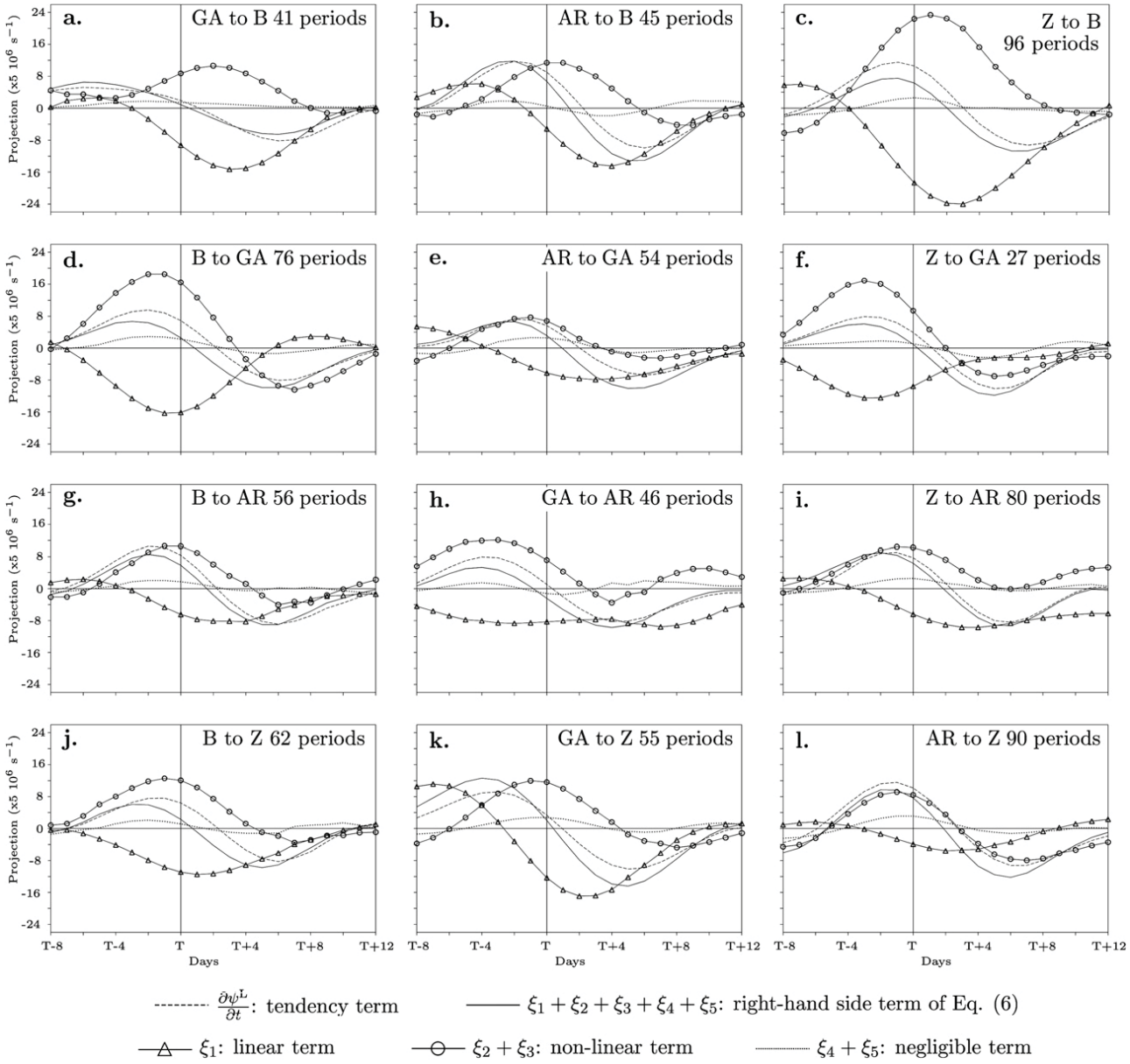

FIG. 8. Projections onto the streamfunction anomalies of the future regime at 300 hPa of $\partial\psi^L/\partial t$ (dashed line), the $\xi_1 + \xi_2 + \xi_3 + \xi_4 + \xi_5$ sum (solid line), the ξ_1 term (triangles), the $\xi_2 + \xi_3$ term (circles), and the $\xi_4 + \xi_5$ term (dotted line) for all transitions. Projections on the y axis are multiplied by 5×10^6 s^{-1}. On the abscissa, T is the day of the transition defined in the text and the axis covers 8 days before T and 12 days after T.

wind (Fig. 9a) presents a south–north-oriented dipolar anomaly in the western and central North Atlantic characterized by an acceleration south of 45°N and a deceleration north of that latitude. This anomaly can be related to the RWB densities (Fig. 9d) at the same time lag and more precisely to the more frequent CWB events than usual for B near 55°N south of Greenland and Iceland (cf. Fig. 3b). Note that the longitude of these enhanced CWBs is about 35°W more to the east relative to the typical CWBs of GA, which are located near 60°W (cf. Figs. 9d and 5d). Concerning AWB events, they are less frequent over northern Europe than when B is well established. These RWB anomalies are in agreement with those observed in Figs. 4c,f for the decay of the B index. By separating the two components of the non-linear interactions, it can be noticed that ξ_2 has stronger anomalies than ξ_3 (cf. Figs. 9b,c) but both participate in the dipolar zonal wind tendency. This destruction of the westerlies south of Greenland and Iceland leads to the separation between the western part of the Atlantic jet and its high-latitude part north of Scandinavia. Furthermore, the latter part becomes less intense because of

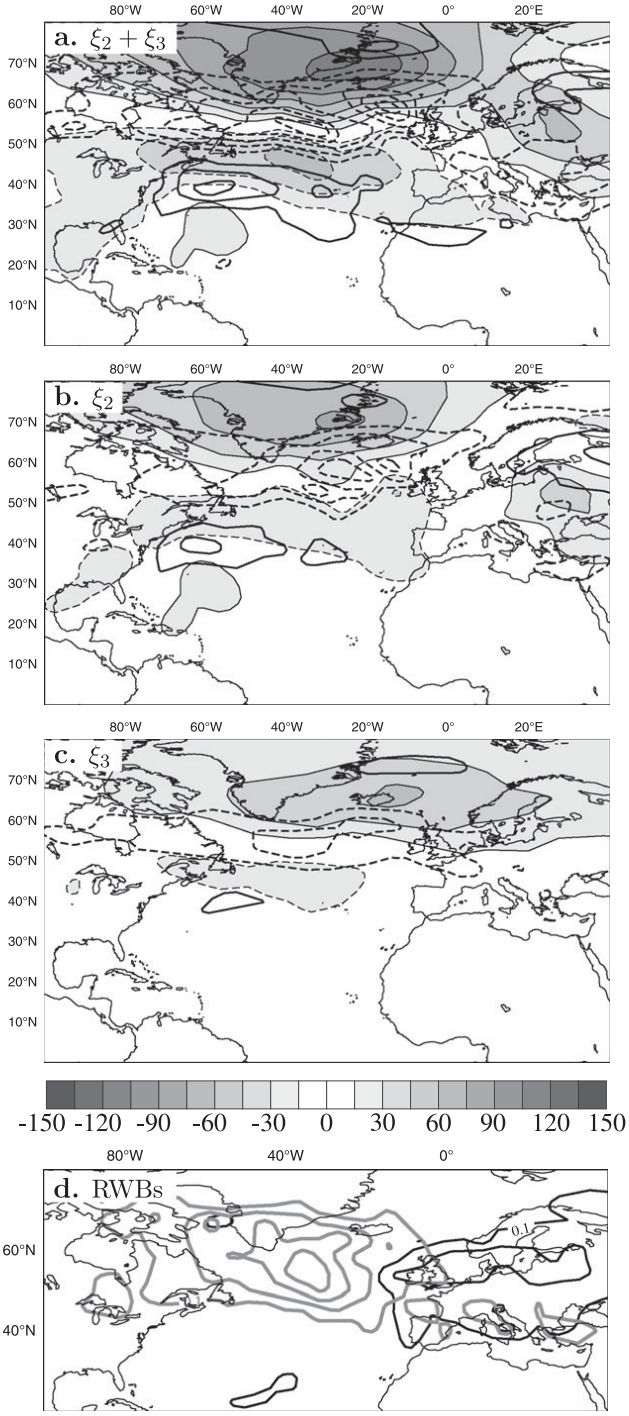

FIG. 9. Values of (a) $\xi_2 + \xi_3$ (shaded) and $-\partial_y(\xi_2 + \xi_3)$ (black contours), (b) ξ_2 (shaded) and $-\partial_y\xi_2$ (black contours), and (c) ξ_3 (shaded) and $-\partial_y\xi_3$ (black contours) at 300 hPa for the B to GA transition at $T - 2$ days. Either for shading or contours, solid lines represent positive values and dashed lines negative values. For shading, the first contour and the interval are 15 $m^2\ s^{-2}$. For black contours, the first contour and the interval are 2×10^{-5} $m\ s^{-2}$. (d) Cyclonic (anticyclonic) RWB frequencies in gray (black) contours averaged over the four isentropic levels. The first contour is 0.1 day^{-1} and the interval is 0.05 day^{-1}.

the reduction of the AWB events over Scandinavia that cannot maintain the jet to the north. This explanation is confirmed by looking at ξ_2 (Fig. 9b), whose anomalies are negative north of Scandinavia and form a tripole anomaly at longitude 40°E. This tripole is missing for ξ_3 (Fig. 9c) but appears in the sum of the two terms (Fig. 9a). Therefore, the high- and low-frequency nonlinear terms reflect the RWB frequency anomalies and can be locally related to them.

One question arises from the previous result. Since high-frequency eddies are well known to maintain the low-frequency anomalies where they are (Lau 1988; Vautard and Legras 1988), do they more maintain the preceding regime or participate more in the formation of the future regime? To clarify this aspect, projections of ξ_2 and ξ_3 onto the streamfunction anomalies of the preceding WR are compared with the projections onto the future WR anomalies in Fig. 10. The streamfunction anomalies of the initial and future WRs are respectively defined as the composite of ψ^L at $T - 3$ and $T + 2$ days and closely correspond to ψ^L_{B} and ψ^L_{GA}. The ξ_3 projection on the initial WR is positive over almost the entire studied period whereas the ξ_2 projection is positive before T and becomes negative after T. The ξ_2 projection favors the initial regime B until $T - 3$ days and then favors the future regime GA (Fig. 10a). This nonlinear term tends to trigger the transition toward the future regime. The ξ_3 projection maintains B until $T - 1$ days and then favors GA (Fig. 10a). Also, ξ_2 more than ξ_3 tends to trigger the transition toward the future regime GA while ξ_3 tends to maintain more the present-day WR in place. These results are consistent with Feldstein (2003)'s findings on the NAO. However, projections using the low-frequency zonal wind rather than the low-frequency streamfunction are made in Fig. 10b and give a slightly different result. The ξ_2 term reinforces more the initial regime B until $T - 6$ days and then favors the apparition of the future regime GA. The same behavior is observed for ξ_3. In terms of zonal wind anomalies, the high-frequency eddy feedback mainly acts as a precursor of the transition. This discrepancy between the zonal wind and streamfunction results can be related to geographical differences. The strongest streamfunction anomalies of ξ_3 are located east of 20°W in a region where the high positive values project well onto the B pattern (cf. Figs. 9c and 1a). In contrast, the largest zonal wind anomalies of ξ_3 appear west of 20°W where they bear a strong resemblance to the GA anomalies (cf. Figs. 9c and 1b).

The nonlinear terms are both precursors of the B to GA transition whereas the linear term is not important. The low-frequency and high-frequency nonlinear terms can be related to a strong CWB event to the south of

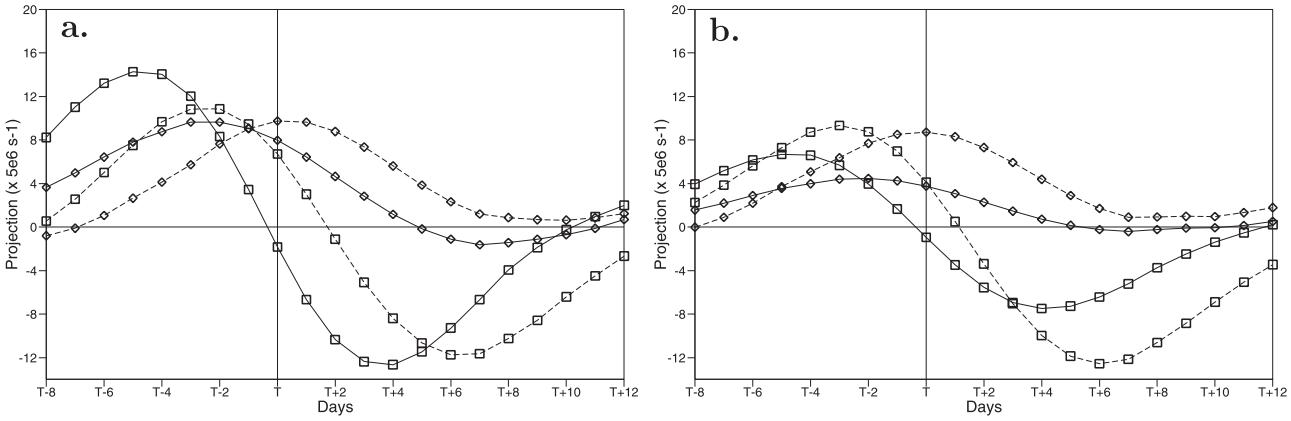

FIG. 10. (a) Projections of the ξ_2 term (squares) and of the ξ_3 term (diamonds) onto the initial regime (solid lines) and onto the future regime (dashed lines) for the B to GA transition. (b) As in (a), but the projections have been made with the low-frequency zonal wind rather the low-frequency streamfunction. Projection unit is 5×10^6 s^{-1}. On the abscissa, T is the day of the transition defined in the text and the axis covers 8 days before T and 12 days after T.

Greenland and Iceland that kicks off the regime transition.

2) ZONAL TO BLOCKING TRANSITION

The zonal to blocking transition, which is the most frequent during the studied period, differs from the previous one since ξ_1 participates in the transition. Indeed, the ξ_1 projection (Fig. 8c) reaches its positive maximum at $T - 7$ days (i.e., the ξ_1 pattern projects well onto the characteristic low-frequency streamfunction pattern of B at that time). But while the B regime appears, the projection decreases and becomes even negative when the B regime is well established at $T + 2$ days. At $T - 4$ days, the projection of $\xi_2 + \xi_3$ begins to prevail and is maximum at $T + 1$ days. At $T - 2$ days, the $\xi_2 + \xi_3$ pattern (Fig. 11a) bears a resemblance to ψ_B^L (Fig. 1a). Zonal wind anomalies in black contours on Fig. 11a form a dipole in the western North Atlantic with acceleration near Newfoundland and deceleration north of it. This dipole can be linked to the CWB events that occur southwest of Greenland (Fig. 11d). There is also a tripole centered near 50°N in the western North Atlantic and Europe with a strong deceleration surrounded north and south by accelerations of the westerlies. These negative zonal wind tendencies clearly destroy Z in that particular region over western Europe and favor the apparition of B. Note that the RWB anomalies at $T - 2$ days are significantly weaker than those found for a usual day of the Z regime (compare the values in Figs. 11d and 3e). This lack of CWB and AWB events south and north of England may explain the deceleration zone in the nonlinear tendency terms and therefore the disappearance of Z. This interpretation is consistent with our findings on the decay of Z (Figs. 7c,f). As shown for the previous transition, ξ_2, the term due to nonlinear interactions among low-frequency transient eddies has higher anomalies than ξ_3, the term due to nonlinear interactions among high-frequency transient eddies (cf. Figs. 11b,c). It is also true for the low-frequency zonal wind tendency anomalies represented in black contours in Figs. 11b and 11c. Indeed, the tripole centered near England is much more present in Fig. 11b than in Fig. 11c whereas the dipole at 40°W is present in equal amounts in the two nonlinear terms.

Projections of ξ_2 and ξ_3 onto the anomalies of the initial regime Z and future regime B (not shown) reveal that ξ_2 triggers the present transition while the role of ξ_3 in favoring this transition is less clear. The projection of ξ_3 onto the B pattern is more important once the B regime is established.

The linear term ξ_1 (Fig. 12a) exhibits a strong positive anomaly between Iceland and Scandinavia at $T - 6$ days, which means that ξ_1 favors the appearance of B at that time, as mentioned previously. Following its definition, ξ_1 reflects the linear propagation of the low-frequency anomalies. Its pattern in Fig. 12a suggests a large-scale wave train propagating from the Caribbean Sea and Central America toward Iceland because of the southeast–northwest orientation of its isolines. This wave train follows one of the preferred curved path discussed in Hoskins and Ambrizzi (1993; see their Figs. 6a and 13). Many studies have shown evidence of connections between anomalously deep convection in the tropics and anomalous circulation in the extratropics through a Rossby wave response using idealized numerical simulations (Hoskins and Karoly 1981; Sardeshmukh and Hoskins 1988; Hoskins and Ambrizzi 1993; Ambrizzi and Hoskins 1997) or observed data analysis (Rasmusson and Mo 1993; Tyrrell et al. 1996; Renwick and Revell 1999). The so-called Rossby wave source (RWS) is a

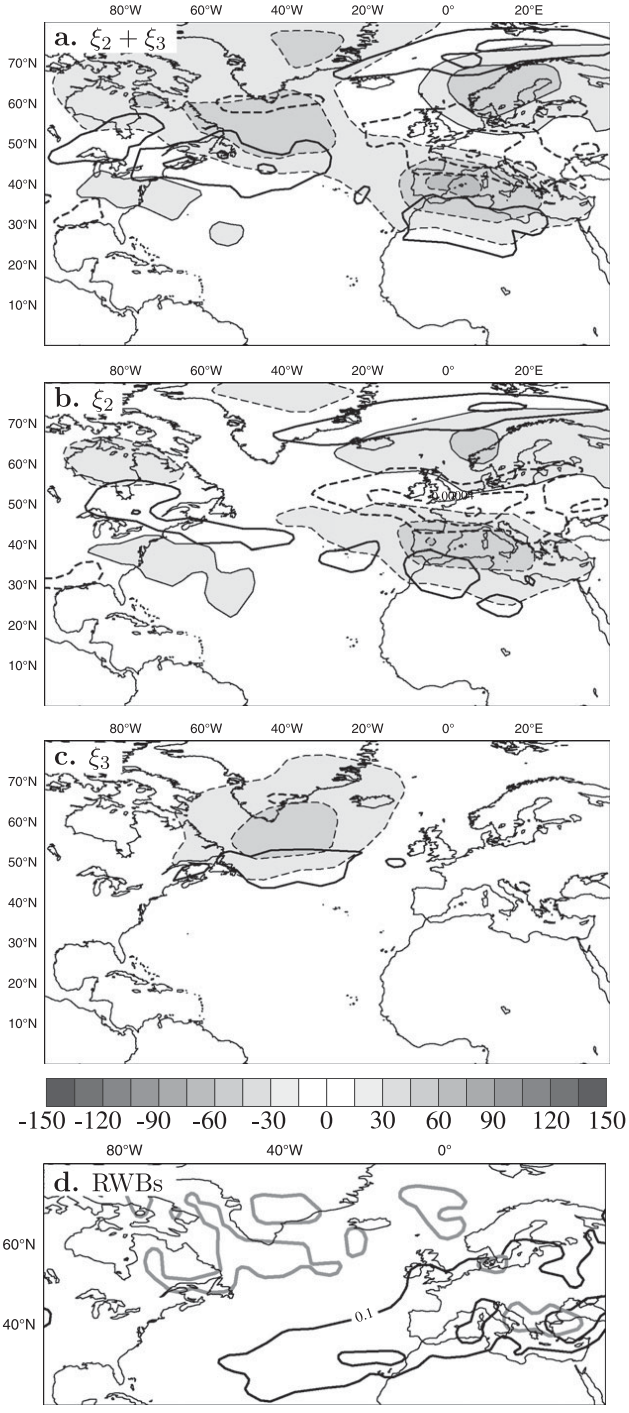

FIG. 11. As in Fig. 9, but for the zonal to blocking transition.

fruitful quantity to locate the forcing of such waves and is expressed as follows:

$$\mathrm{RWS} = -\mathbf{v}_\chi \cdot \nabla(\zeta + f) - (\zeta + f)\nabla \cdot \mathbf{v}_\chi, \qquad (14)$$

where the wind is divided into a divergent $\mathbf{v}_\chi$ and a rotational $\mathbf{v}_\psi$ part, that is, $\mathbf{v} = \mathbf{v}_\chi + \mathbf{v}_\psi$. Note that $\nabla^2\xi_1$ is the sum of the low-frequency linearized component of the RWS and the low-frequency linearized rotational component, which can be written as

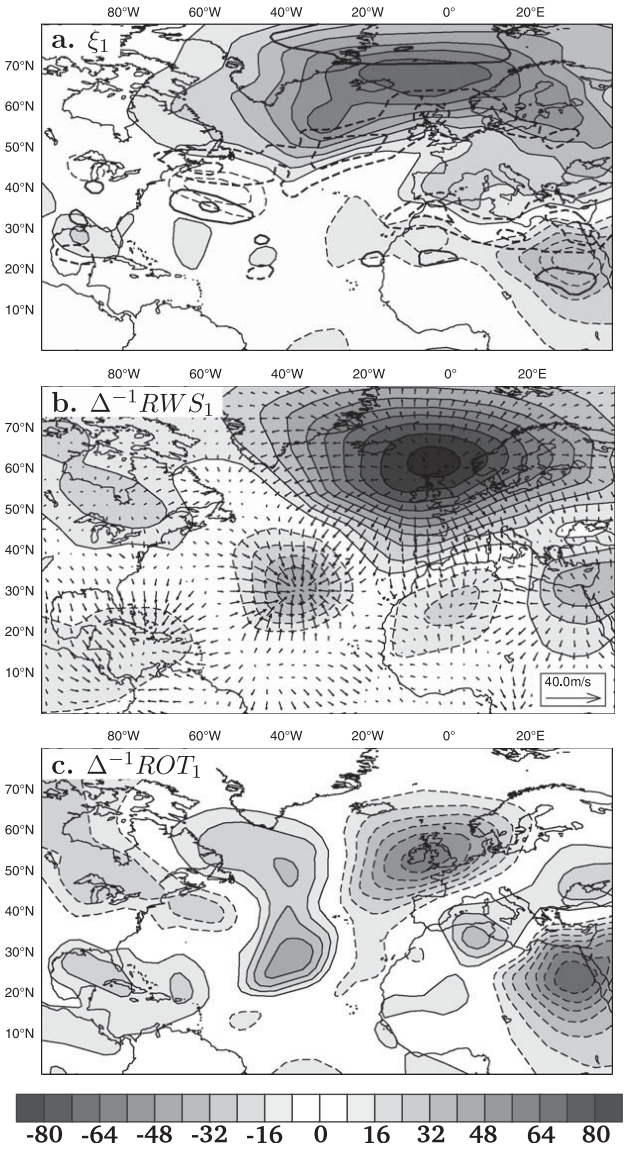

FIG. 12. (a) The linear term ξ_1 (shaded) and $-\partial_y\xi_1$ (black contours), (b) $\Delta^{-1}\mathrm{RWS}_1$ (shaded) and the low-frequency divergent wind multiplied by 20 (arrows), and (c) $\Delta^{-1}\mathrm{ROT}_1$ (shaded) at $T-6$ days at 200 hPa for the period 1974–2001. For shading, the first contour and interval are 8 $\mathrm{m^2\ s^{-2}}$. For black contours, the first contour and interval are 2×10^{-5} $\mathrm{m\ s^{-2}}$. For all patterns, solid (dashed) lines represent positive (negative) anomalies.

$$\mathrm{RWS}_1 = -(\mathbf{v}_\chi^L \cdot \nabla\overline{\eta} + \overline{\mathbf{v}}_\chi \cdot \nabla\zeta^L + \zeta^L\nabla \cdot \overline{\mathbf{v}_\chi} + \overline{\eta}\nabla \cdot \mathbf{v}_\chi^L)^L, \qquad (15)$$

$$\mathrm{ROT}_1 = [-\overline{\mathbf{v}_\psi} \cdot \nabla\zeta^L - \mathbf{v}_\psi^L \cdot \nabla\overline{\eta}]^L. \qquad (16)$$

Figure 12 presents ξ_1, $\nabla^{-2}\mathrm{RWS}_1$, and $\nabla^{-2}\mathrm{ROT}_1$ at 200 hPa. Note that $\nabla^{-2}\mathrm{RWS}_1$ exhibits a negative minimum

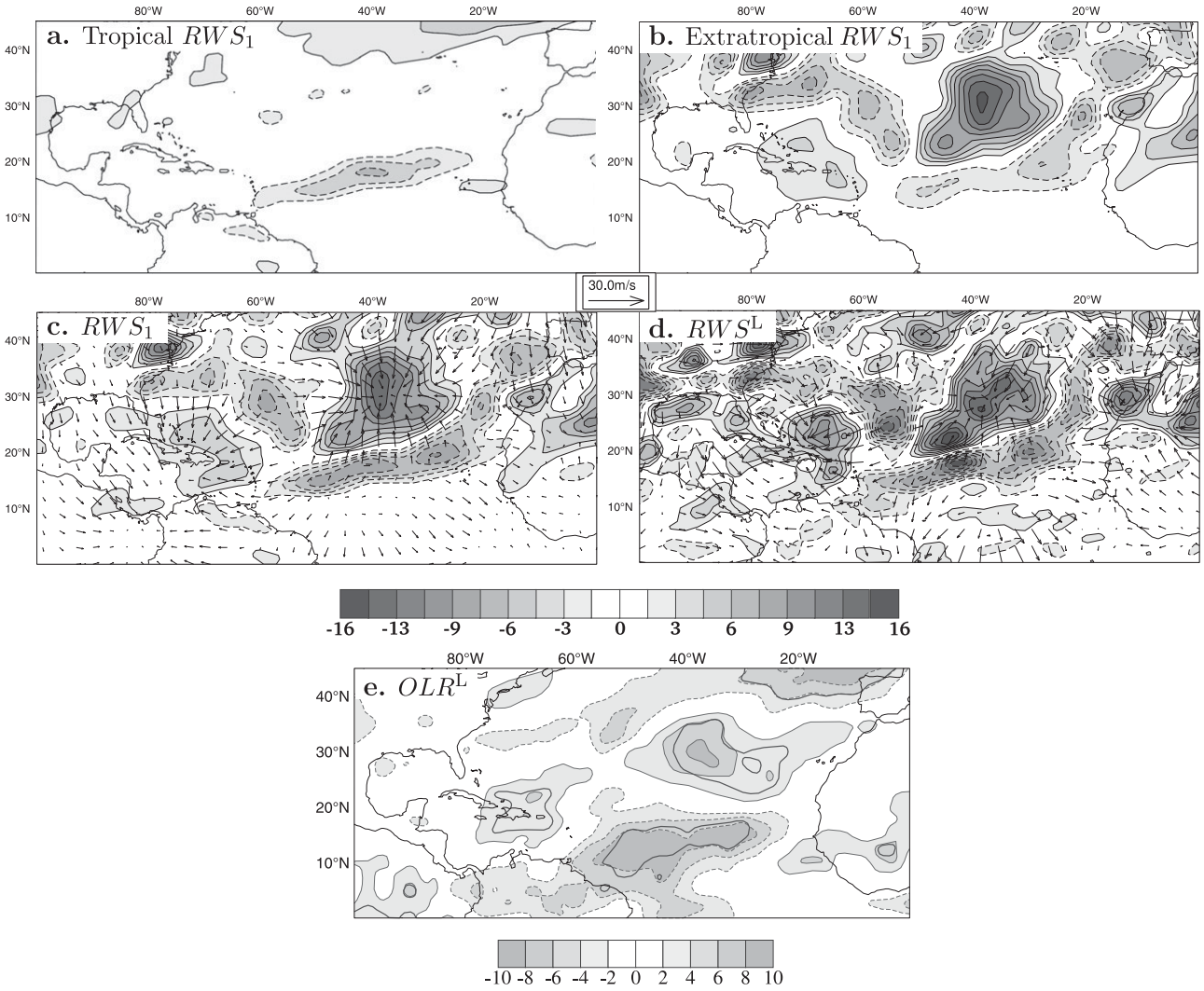

FIG. 13. (a) The tropical RWS_1, (b) the extratropical RWS_1, (c) the RWS_1 anomalies and the low-frequency divergent wind multiplied by 20 (arrows), and (d) the RWS^L anomalies and the divergent wind multiplied by 20 (arrows) at $T - 6$ days at 200 hPa for the period 1974–2001. The first contour and interval are 1.5×10^{-11} s^{-2} (the legend must be multiplied by 10^{-11} s^{-2}). (e) The low-frequency OLR at $T - 6$ days (shaded) for the period 1974–2001. The first contour and interval are 2 W m^{-2}. The black solid and thick line shows regions with 95% of statistically significance using a two-sided t test. For all patterns, solid lines represent positive anomalies whereas dashed lines represent negative anomalies.

at 30°N, 40°W corresponding to a zone of large upper-level convergence. But in this particular region, $\nabla^{-2}RWS_1$ and $\nabla^{-2}ROT_1$ cancel each other. The dipolar anomalies of ξ_1 near 60°W between 20° and 50°N are created by the $\nabla^{-2}ROT_1$ anomalies. There is therefore a shift between RWS_1 and the effective anomalies in ξ_1 (cf. Figs. 12a,b).

Following the study of Qin and Robinson (1993), we decompose RWS_1 into a tropical component, which is related to the advection of the vorticity by the divergent wind, $-(\mathbf{v}_\chi^L \cdot \nabla\overline{\eta} + \overline{\mathbf{v}}_\chi \cdot \nabla\zeta^L)^L$, and an extratropical component linked to the stretching of the vorticity by the divergent wind, $-(\zeta^L\nabla \cdot \overline{\mathbf{v}_\chi} + \overline{\eta}\nabla \cdot \mathbf{v}_\chi^L)^L$. Figure 13a shows the tropical RWS_1 in the region of interest. It presents a minimum that extends between 60° and 20°W in longitude and between 10° and 20°N. It is located to the north of a divergence region of the upper-level low-frequency divergent wind (see Fig. 13c), which corresponds to a minimum of the low-frequency OLR (Fig. 13e). The tropical RWS_1 part is therefore directly linked to a zone of enhanced convection. The extratropical RWS_1 part (Fig. 13b) presents a maximum in a region of convergence near 30°N, 40°W (see the low-frequency divergent wind in Fig. 13c and the positive OLR anomaly in Fig. 13e). The RWS_1 (Fig. 13c) presents a south–north-oriented dipolar anomaly at 40°W, which

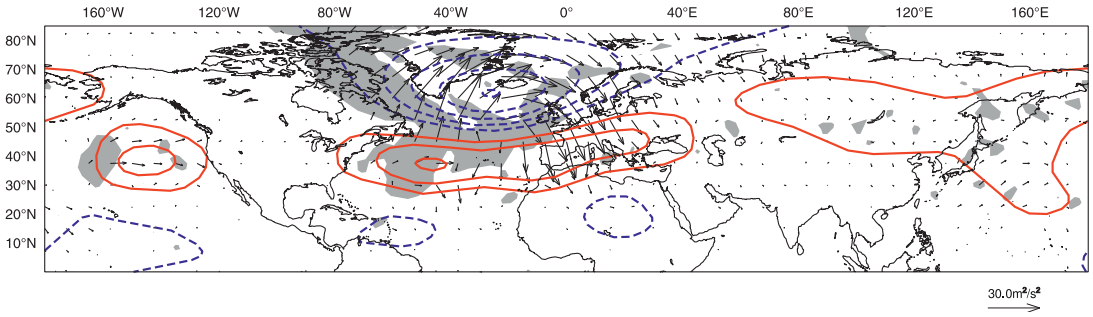

FIG. 14. Plot of $\mathbf{W}_H$ [only one arrow over three is plotted; scaling ($m^2\ s^{-2}$) is given in the lower-right corner], its positive horizontal divergence (gray shading represent divergence greater than 4×10^{-6} m s^{-2}), and the low-frequency streamfunction (red solid contours show positive values whereas blue dashed contours show negative values; first contour and interval are 2×10^6 $m^2\ s^{-1}$) at 200 hPa at $T - 6$ days for the Z to B transition.

corresponds to the sum of the tropical and extratropical components of RWS_1 and to the intensification of the Hadley cell in that region. Note that RWS_1 and RWS^L show very similar shading patterns (cf. Figs. 13c,d), suggesting that nonlinear interactions among the low- and high-frequency transient eddies are small relative to the linear interactions in the RWS term.

To summarize, there is a region of enhanced convection in the tropics (15°N) that is associated with upper-level divergence and a region of upper-level convergence more to the north (30°N). It corresponds to a strengthening of the local Hadley cell, leading to a large RWS in its downward branch. These results corroborate those of Tyrrell et al. (1996) concerning the Southern Hemisphere (see in particular the schematic RWS in their Fig. 14b).

To confirm the Rossby wave propagation, the horizontal wave-activity flux $\mathbf{W}_H$ derived by Takaya and Nakamura (2001) for a zonally varying basic flow on the pressure coordinates [Eq. (C5) of their paper] is computed for ψ^L at lag $T - 6$ days and plotted in Fig. 14. The phase velocity is taken as null, as in Takaya and Nakamura (2001) in their section 3b, since it concerns the low-frequency or quasi-stationary waves. Similarly to the previous study, the basic state for the quasi-stationary eddies is the wintertime climatological mean defined in section 2a. On the Fig. 14, the low-frequency streamfunction at 200 hPa (colored contours) exhibits a dipolar anomaly typical of the zonal regime (Fig. 1d), which is logical since we are still in this regime at that time. There is also a large $\mathbf{W}_H$ divergence region (gray shading) covering the midlatitude Atlantic whose western part extends to the subtropics around 60°W in the same region as the peaks of ξ_1 (Fig. 12a) and to the northeast of those of the RWS (Fig. 12b). North of that region, the $\mathbf{W}_H$ vector, which is nearly orthogonal to the ψ^L isolines, is oriented northward from the high to the low anomaly of the ψ^L dipole. Then, $\mathbf{W}_H$ presents a curved path in the northeastern Atlantic and converges mainly over Africa and weakly over Asia. The $\mathbf{W}_H$ vector and its divergence therefore confirm the Rossby wave train originating from the western subtropical Atlantic toward Scandinavia.

The transition is first triggered by a wave train coming from the subtropical western Atlantic, possibly driven by a strengthening of the Hadley cell in the Atlantic and propagating eastward following a preferred curved path over North Atlantic and Asia. The second precursor is linked to RWB; it occurs during the transition itself and can be mainly related to a lack of AWB and CWB events in the eastern Atlantic.

The existence of a wave train triggering the blocking is well supported by making regressions of the low-frequency streamfunction, $\mathbf{W}_H$, and OLR fields onto the blocking index (Fig. 15). The time-lagged regressions (Fig. 15) clearly show a wave train coming from 30°N, 60°W propagating toward Scandinavia making a curved path and then toward Asia. This wave train is in agreement with that found by Nakamura et al. (1997). The anomalous high at 30°N, 60°W is over a divergence zone of $\mathbf{W}_H$, which emphasizes that this region is a wave train source. Furthermore, this anomalous high is close to a region of upper-level convergence (see the positive OLR anomaly), which itself is closely linked to an enhancement of the convection in the tropical Atlantic (see the negative OLR anomaly to the east of South America).

5. Conclusions

A new view on weather regimes and their transitions has been presented in the present study in terms of Rossby wave breakings. Each Atlantic weather regime has a characteristic pattern of RWB frequency. CWB events are found to be the most frequent in the North Atlantic during GA while AWB events occur more often

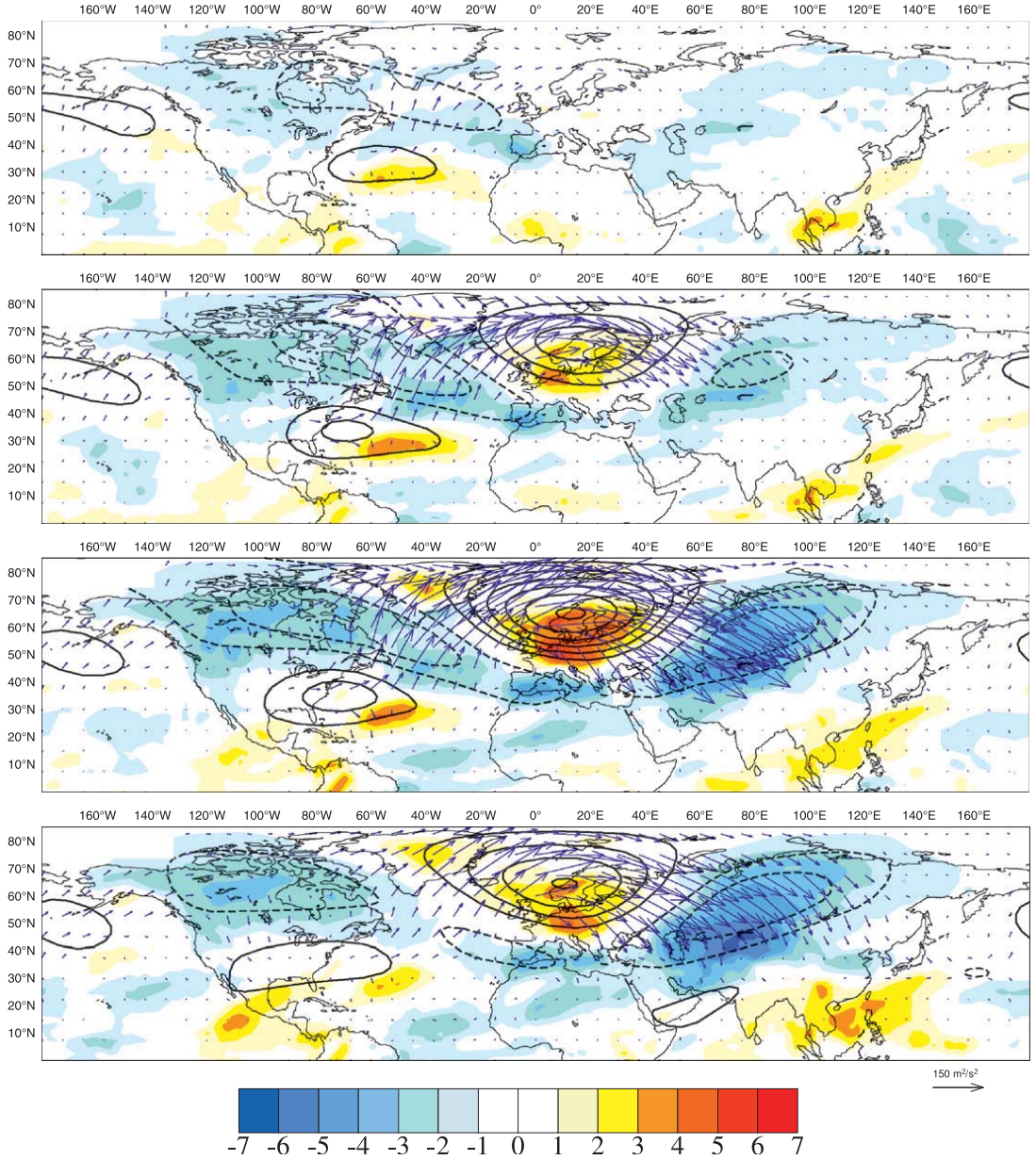

FIG. 15. Regression of the low-frequency streamfunction (black contours; solid and dashed lines correspond respectively to positive and negative values; first contour and interval are 2×10^6 m^2 s^{-1}), of $\mathbf{W}_H$ multiplied by 10 (only one arrow over three is plotted) at 200 hPa and of the low-frequency OLR (shaded; first contour and interval are 1 W m^{-2}) on the blocking index for the period 1974–2001 for lag (a) −8, (b) −4, (c) 0, and (d) +4 days.

during AR and Z. These results support the NAO findings discussed in the introduction but provide a more detailed picture of the link between RWB and the low-frequency atmospheric variability in the North Atlantic. A general rule on the relation between the jet latitude and the nature of the breaking has been observed. At a given longitude, the higher (lower) the latitude of the jet, the more frequent is AWB (CWB) relative to CWB (AWB). For example, for B, the jet is quite far to the south in the western Atlantic and is associated with more CWB events than usual, whereas in the eastern Atlantic the jet is centered at a very high latitude and more AWB events occur at these longitudes. This rule is consistent with the positive eddy feedback acting on the latitudinal fluctuations of the jet explained in Rivière (2009): a more northward (southward) jet renders AWB more (less) probable and CWB less (more) probable, which in turn helps to maintain the jet more to the north (south).

Time-lagged composites show that the different RWB events characterizing each regime occur more often during

the formation of the regime rather than during its decay. It suggests a reinforcement of the weather regime by RWB. An exception is blocking, which seems to be destroyed by an increase of CWB events south of Greenland.

Then, the dynamical processes during transitions between weather regimes are studied using the low-frequency streamfunction budget. Two distinct precursors for the transitions have been identified: one is related to linear propagation of low-frequency transient eddies and the other to the two nonlinear interactions among the high- and low-frequency transient eddies. The former is not systematic but may appear a few days before the transition whereas the latter, which is shown to be directly related to RWB, mainly acts during the transition itself. The B to GA transition is triggered by RWB events alone. A strong CWB event south of Greenland favors the destruction of the Scandinavian high as well as a lack of AWB events more downstream. The Z to B transition presents evidences of two precursors. First, the linear tendency term, linked to the propagation of the low-frequency anomalies, projects well onto the future regime several days before its occurrence. A low-frequency wave train, initiated in the subtropical western Atlantic, has been identified as the key phenomenon to produce this tendency. Second, a lack of AWB and CWB events over western Europe does not allow the continued maintenance of the westerlies in these regions and favors the appearance of B.

By separating the effects of the high- and low-frequency transient eddy fluxes, it is shown that both correspond to a signature of RWB. However, they do not act at the same time and not necessarily at the same location either. During weather regime transitions, the nonlinear interactions among the low-frequency transient eddies favor the appearance of the future regime a few days before the transition while the nonlinear interactions among the high-frequency transient eddies occur mainly during the transition. Our analysis revealed that high-frequency eddy fluxes can maintain the initial regime in some regions while participating in the appearance of the future regime in other regions. Storm-track feedback onto the low-frequency flow is classically diagnosed from the high-frequency eddy fluxes (e.g., Lau 1988) but the present study suggests that synoptic RWB is related to both the high- and low-frequency eddy fluxes. Therefore, it is not obvious that the synoptic eddy feedback can be reduced to the high-frequency part and that it tends simply to maintain the low-frequency anomalies as they are. Future studies should investigate the ability of the storm tracks in the modification of low-frequency anomalies. For example, since the destruction of the blocking is kicked off by CWB events, it could be of interest to make the link with surface cyclogenesis south of Greenland.

Acknowledgments. The paper has benefited from discussions with Philippe Arbogast, Olivia Martius, Guillaume Lapeyre, and Alain Joly and from constructive comments of three anonymous reviewers. The authors thank Marie Boisserie for her English corrections in an early version of the manuscript. This work has been partially funded by a CNRS/INSU/LEFE/IDAO grant and an ANR grant (ANR-06-JCJC-133-01).

REFERENCES

Altenhoff, A. M., O. Martius, M. Croci-Maspoli, C. Schwierz, and H. C. Davies, 2008: Linkage of atmospheric blocks and synoptic-scale Rossby waves: A climatological analysis. *Tellus,* **60A,** 1053–1063.

Ambrizzi, T., and B. J. Hoskins, 1997: Stationary Rossby-wave propagation in a baroclinic atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **123,** 919–928.

Barnes, E. A., D. L. Hartmann, D. M. W. Frierson, and J. Kidston, 2010: Effect of latitude on the persistence of eddy-driven jets. *Geophys. Res. Lett.,* **37,** L11804, doi:10.1029/2010GL043199.

Benedict, J. J., S. Lee, and S. B. Feldstein, 2004: Synoptic view of the North Atlantic Oscillation. *J. Atmos. Sci.,* **61,** 121–144.

Cai, M., and H. M. van den Dool, 1994: Dynamical decomposition of low-frequency tendencies. *J. Atmos. Sci.,* **51,** 2086–2100.

Cash, B. A., and S. Lee, 2000: Dynamical processes of block evolution. *J. Atmos. Sci.,* **57,** 3202–3218.

Cassou, C., 2008: Intraseasonal interaction between the Madden–Julian oscillation and the North Atlantic Oscillation. *Nature,* **455,** 523–527.

Croci-Maspoli, M., and H. C. Davies, 2009: Key dynamical features of the 2005/06 European winter. *Mon. Wea. Rev.,* **137,** 664–678.

——, C. Schwierz, and H. C. Davies, 2007: Atmospheric blocking: Space-time links to the NAO and PNA. *Climate Dyn.,* **29,** 713–725.

Duchon, C. E., 1979: Lanczos filtering in one and two dimensions. *J. Appl. Meteor.,* **18,** 1016–1022.

Feldstein, S. B., 2003: The dynamics of NAO teleconnection pattern growth and decay. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **129,** 901–924.

Franzke, C., S. B. Feldstein, and S. Lee, 2011: Synoptic analysis of the Pacific–North American teleconnection pattern. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **137,** 329–346.

Hoskins, B. J., and D. J. Karoly, 1981: The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing. *J. Atmos. Sci.,* **38,** 1179–1196.

——, and T. Ambrizzi, 1993: Rossby wave propagation on a realistic longitudinally varying flow. *J. Atmos. Sci.,* **50,** 1661–1671.

Kunz, T., K. Fraedrich, and F. Lunkeit, 2009: Synoptic scale wave breaking and its potential to drive NAO-like circulation dipoles: A simplified GCM approach. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **135,** 1–19.

Lau, N.-C., 1988: Variability of the observed midlatitude storm tracks in relation to low-frequency changes in the circulation pattern. *J. Atmos. Sci.,* **45,** 2718–2743.

Liebmann, B., and C. A. Smith, 1996: Description of a complete (interpolated) outgoing longwave radiation dataset. *Bull. Amer. Meteor. Soc.,* **77,** 1275–1277.

Martius, O., C. Schwierz, and H. C. Davies, 2007: Breaking waves at the tropopause in the wintertime Northern Hemisphere: Climatological analyses of the orientation and the theoretical LC1/2 classification. *J. Atmos. Sci.,* **64,** 2576–2592.

McIntyre, M. E., and T. N. Palmer, 1983: Breaking planetary waves in the stratosphere. *Nature,* **305,** 593–600.

Michelangeli, P.-A., and R. Vautard, 1998: The dynamics of Euro-Atlantic blocking onsets. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **124,** 1045–1070.

——, ——, and B. Legras, 1995: Weather regimes: Recurrence and quasi stationarity. *J. Atmos. Sci.,* **52,** 1237–1256.

Nakamura, H., M. Nakamura, and J. L. Anderson, 1997: The role of high- and low-frequency dynamics in blocking formation. *Mon. Wea. Rev.,* **125,** 2074–2093.

Pelly, J. L., and B. J. Hoskins, 2003: A new perspective on blocking. *J. Atmos. Sci.,* **60,** 743–755.

Qin, J., and W. A. Robinson, 1993: On the Rossby wave source and the steady linear response to tropical forcing. *J. Atmos. Sci.,* **50,** 1819–1823.

Rasmusson, E. M., and K. Mo, 1993: Linkages between 200-mb tropical and extratropical circulation anomalies during the 1986–1989 ENSO cycle. *J. Climate,* **6,** 595–616.

Renwick, J. A., and M. J. Revell, 1999: Blocking over the South Pacific and Rossby wave propagation. *Mon. Wea. Rev.,* **127,** 2233–2247.

Rivière, G., 2008: Barotropic regeneration of upper-level synoptic disturbances in different configurations of the zonal weather regime. *J. Atmos. Sci.,* **65,** 3159–3178.

——, 2009: Effect of latitudinal variations in low-level baroclinicity on eddy life cycles and upper-tropospheric wave-breaking processes. *J. Atmos. Sci.,* **66,** 1569–1592.

——, and I. Orlanski, 2007: Characteristics of the Atlantic storm-track eddy activity and its relation with the North Atlantic Oscillation. *J. Atmos. Sci.,* **64,** 241–266.

——, A. Laîné, G. Lapeyre, D. Salas-Mélia, and M. Kageyama, 2010: Links between Rossby wave breaking and the North Atlantic Oscillation–Arctic Oscillation in present-day and Last Glacial Maximum climate simulations. *J. Climate,* **23,** 2987–3008.

Santos, J. A., J. G. Pinto, and U. Ulbrich, 2009: On the development of strong ridge episodes over the eastern North Atlantic. *Geophys. Res. Lett.,* **36,** L17804, doi:10.1029/2009GL039086.

Sardeshmukh, P. D., and B. J. Hoskins, 1988: The generation of global rotational flow by steady idealized tropical divergence. *J. Atmos. Sci.,* **45,** 1228–1251.

Shutts, G. J., 1983: The propagation of eddies in diffluent jetstreams: Eddy vorticity forcing of 'blocking' flow fields. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **109,** 737–761.

Strong, C., and G. Magnusdottir, 2008: Tropospheric Rossby wave breaking and the NAO/NAM. *J. Atmos. Sci.,* **65,** 2861–2876.

Takaya, K., and H. Nakamura, 2001: A formulation of a phase-independent wave-activity flux for stationary and migratory quasigeostrophic eddies on a zonally varying basic flow. *J. Atmos. Sci.,* **58,** 608–627.

Thorncroft, C. D., B. J. Hoskins, and M. E. McIntyre, 1993: Two paradigms of baroclinic-wave life-cycle behaviour. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **119,** 17–55.

Tyrrell, G. C., D. J. Karoly, and J. L. McBride, 1996: Links between tropical convection and variations of the extratropical circulation during TOGA COARE. *J. Atmos. Sci.,* **53,** 2735–2748.

Uppala, S. M., and Coauthors, 2005: The ERA-40 Re-Analysis. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **131,** 2961–3012.

Vautard, R., 1990: Multiple weather regimes over the North Atlantic: Analysis of precursors and successors. *Mon. Wea. Rev.,* **118,** 2056–2081.

——, and B. Legras, 1988: On the source of midlatitude low-frequency variability. Part II: Nonlinear equilibration of weather regimes. *J. Atmos. Sci.,* **45,** 2845–2867.

Wallace, J. M., and D. S. Gutzler, 1981: Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.,* **109,** 784–812.

Woolings, T., B. J. Hoskins, M. Blackburn, and P. Berrisford, 2008: A new Rossby wave–breaking interpretation of the North Atlantic Oscillation. *J. Atmos. Sci.,* **65,** 609–626.

3.4. Article 2 : Le lien dynamique entre les dépressions de surface, les déferlements d'ondes de Rossby en haute troposphère et le cycle de vie du blocage scandinave

Etant donné que le déferlement d'ondes cyclonique semble à lui seul détruire le blocage, il nous a paru intéressant d'approfondir le cycle de vie du blocage et notamment sa phase de décroissance. Une hypothèse, confortée par quelques rares études théoriques (Reinhold et Pierrehumbert, 1982), est que tant que les ondes d'altitudes/dépressions de surface ont des amplitudes relativement faibles, celles-ci maintiennent le blocage mais que si elles atteignent une amplitude assez forte, elles parviennent à détruire le blocage. De plus, Colucci (1985) a montré que des cyclogenèses explosives pouvaient être à l'origine de la formation du blocage. Il nous a donc semblé important de clarifier cet aspect. D'autre part, aucune étude statistique ne s'est intéressée en même temps à ces trois composantes de la circulation atmosphérique que sont (i) les ondes synoptiques d'altitude et leur déferlement, (ii) les dépressions de surface et (iii) la variabilité lente de la circulation ce qui a été également le but du présent article.

Plus précisément, notre but a été d'analyser la transition préférentielle à laquelle participe le blocage, c'est-à-dire les transitions du régime zonal vers le blocage et du blocage vers l'anticyclone groenlandais. Ces deux transitions ont été définies par six jours consécutifs d'un premier régime suivi par six jours consécutifs d'un second régime comme décrit dans la section 2 de ce chapitre de manière à obtenir des transitions bien marquées qui définissent des périodes de transitions sans ambiguité ce qui n'est pas le cas avec 3a*3b. Les résultats ont montré que cela donnait des différences plus marquées entre les diverses transitions. Pour faire le lien avec l'amplitude et les trajectoires des dépressions de surface aux différents moments du cycle de vie du blocage, nous avons utilisé l'algorithme de suivi des dépressions de Ayrault (1998) détaillé au chapitre 2. Ensuite, pour faire le lien avec les déferlements d'ondes, nous avons utilisé l'algorithme de détection des déferlements d'ondes décrit au chapitre 2. Pendant la transition du régime zonal vers le blocage, les dépressions se propagent depuis l'Amérique du Nord en longeant la côte est pour aller vers le Groenland dont elles longent le bord est puis se dirigent vers le nord de la Scandinavie. Les trajectoires sont plus fréquentes au nord de la Scandinavie pendant la formation du blocage que pendant sa phase mature. Ces dépressions atteignent leur maximum d'intensité sur le bord est du Groenland. Elles sont associées à du déferlement de type anticyclonique sur l'Europe de l'Est qui apporte de l'air de bas PV vers la Scandinavie formant ainsi l'anticyclone sur la Scandinavie caractéristique du blocage (figure 1.27a). Pendant la transition du blocage vers l'anticyclone groenlandais, les dépressions se dirigent tout d'abord vers l'est jusqu'au milieu de l'Atlantique Nord où elles sont déviées vers le nord-ouest en direction du Groenland. Ces dépressions atteignent leur maximum d'intensité dans la région où elles sont déviées vers le nord. Dans ce cas, une dépression est associée à du déferlement cyclonique au large de Terre-Neuve qui advecte de l'air de fort PV avec elle vers l'est et de l'air de bas PV sur son côté nord formant l'anticyclone sur le Groenland.

Pour résumer :

Nous avons montré que la destruction du blocage et sa transition vers l'anticyclone groenlandais ne sont pas liées à l'apparition soudaine d'une dépression plus forte que pendant sa phase de maintien. De plus, nous avons montré que la nature du déferlement n'est pas directement reliée à l'intensité de la dépression de surface puisque les déferlements anticycloniques et cycloniques se produisent avec des dépressions de surface d'amplitudes similaires. Les différentes phases du blocage se distinguent donc dans la nature du déferlement (plus anticyclonique pour la formation et plus cyclonique pour la décroissance) et dans la localisation des trajectoires des dépressions de surface.

GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS, VOL. 39, L10806, doi:10.1029/2012GL051682, 2012

The dynamical link between surface cyclones, upper-tropospheric Rossby wave breaking and the life cycle of the Scandinavian blocking

C. Michel,[1] G. Rivière,[1] L. Terray,[2] and B. Joly[1]

Received 14 March 2012; revised 17 April 2012; accepted 19 April 2012; published 18 May 2012.

[1] The Scandinavian blocking (SB) is a well-known quasi-stationary state of the atmospheric flow and one of the four main weather regimes over the Euro-Atlantic domain in winter. The aim of our study is to analyze the link between surface cyclones, upper-tropospheric Rossby wave breakings and the life cycle of SB using ERA-40 reanalysis. The onset and decay of SB are studied by considering the preferential transitions from the zonal regime to SB and from SB to the Greenland anticyclone regime. During the SB onset, Atlantic cyclones have straight trajectories that extend toward the north of Scandinavia. These surface cyclones are associated with anticyclonic wave breakings in the upper troposphere over Europe. During the SB decay, cyclones are much less present in the eastern part of the Atlantic and most of them present curved trajectories in mid-Atlantic. They are shown to be linked to cyclonic wave breakings to the south of Greenland. **Citation:** Michel, C., G. Rivière, L. Terray, and B. Joly (2012), The dynamical link between surface cyclones, upper-tropospheric Rossby wave breaking and the life cycle of the Scandinavian blocking, *Geophys. Res. Lett.*, *39*, L10806, doi:10.1029/2012GL051682.

1. Introduction

[2] The low-frequency atmospheric variability is commonly studied using linear techniques such as the decomposition into Empirical Orthogonal Functions (EOFs) [e.g., *Barnston and Livezey*, 1987]. The two first EOFs of the geopotential in winter over the North Atlantic are the so-called North Atlantic Oscillation (NAO) and the East Atlantic (EA) pattern. Weather regimes (WRs) correspond to another view of the low-frequency variability which is based on the search of recurrent and persistent atmospheric circulation states and are usually identified using partitioning algorithms [e.g., *Michelangeli et al.*, 1995]. Four main weather regimes are usually found over the North Atlantic: the Atlantic ridge (AR), the Greenland anticyclone (GA), the zonal WR (Z) and the Scandinavian blocking (SB). WRs are closely related to the EOFs patterns since Z mainly corresponds to the positive NAO phase (NAO+), GA to the negative NAO phase (NAO–), AR to the positive EA phase and SB is linked to the third or fourth EOF in the Atlantic [*Cassou et al.*, 2004]. However, as shown by the previous study, WRs have the advantage of revealing nonlinear effects and spatial asymmetries that cannot appear in the EOF decomposition. The variability of the Atlantic storm-track according to the NAO/EA patterns is rather well-known [e.g., *Raible*, 2007; *Pinto et al.*, 2009] but its link with WRs much less. The purpose of the present study is to clarify the role of the Atlantic storm-track during a preferential sequence between WRs in which SB is directly involved. It consists of the Z to SB transition followed by the SB to GA transition. This sequence was initially found by *Vautard* [1990] and is robust as shown by the recent study of *Luo et al.* [2011] on the last twenty years (1991 to 2009). It is also consistent with previous studies [*Croci-Maspoli et al.*, 2007; *Woollings et al.*, 2008; *Sung et al.*, 2011] which identified the European or Scandinavian blocking as a precursor of NAO–. In some sense, this sequence reflects the preferential onset and decay stages of SB.

[3] The onset, maintenance and decay of the blocking have been widely studied by numerical [*De Pondeca et al.*, 1998; *Li et al.*, 1999; *Jiang and Wang*, 2010] and observational [*Nakamura et al.*, 1997; *Michelangeli and Vautard*, 1998; *Altenhoff et al.*, 2008] approaches. Two kinds of wave precursors to the SB formation have been identified; one is related to the propagation of planetary Rossby wave trains and the other involves the breaking of synoptic-scale waves. The presence of these two precursors has been confirmed recently by *Michel and Rivière* [2011] in their study of the Z to SB transition. The transition is first triggered by a low-frequency wave train coming from the Atlantic subtropics and then reinforced by synoptic Rossby wave breaking events (RWBs). The SB to GA transition, that is the preferential SB decay phase, is shown to be mainly driven by RWBs and more precisely cyclonic wave breaking events to the south of Greenland [*Michel and Rivière*, 2011].

[4] Many other studies made the link between surface synoptic-scale transient eddies and the blocking onset, its maintenance and amplification. *Colucci* [1985] suggested that the interactions between explosive surface cyclogenesis and the planetary-scale flow reinforce the incipient blocks but according to *Lupo and Smith* [1994], cyclogenesis exhibits an explosive development only in some cases.

[5] The novelty of this paper is to emphasize the link between surface cyclones properties and RWBs characteristics at upper levels during the onset and decay of SB through the study of the two preferred WRs transitions implying SB. More precisely, we want to answer the two following questions: Are there differences in the position and intensity of the surface cyclones between the onset,

[1]CNRM-GAME, Météo-France/CNRS, Toulouse, France.
[2]CERFACS, Toulouse, France.

Corresponding author: C. Michel, CNRM-GAME, Météo-France/CNRS, 42 av. G. Coriolis, F-31057 Toulouse CEDEX 1, France. (clio.michel@meteo.fr)

Copyright 2012 by the American Geophysical Union.
0094-8276/12/2012GL051682

Table 1. Number of Transitions Between the Initial Weather Regime (Line) and the Future Weather Regime (Column). Bold numbers correspond to the transitions studied in this paper

	SB[a]	GA[b]	AR[c]	Z[d]
SB	40	**33**	18	33
GA	16	47	9	18
AR	23	18	42	36
Z	**43**	10	35	50

[a]Scandinavian blocking.
[b]Greenland anticyclone.
[c]Atlantic Ridge.
[d]Zonal.

mature and decay stages of SB? How are these differences related to various kinds of upper-tropospheric RWBs?

2. Data and Methodology

[6] In the present study, the 40-yr European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) Re-Analysis (ERA-40) data set [*Uppala et al.*, 2005] is used. In particular, we use the daily-mean potential vorticity (PV) on the 300, 315, 330 and 350-K isentropic surfaces to detect RWBs [*Michel and Rivière*, 2011] and the 6-H relative vorticity (RV) on the 850-hPa level to identify cyclogenesis. The data cover the period from 16 October to 15 April for years from 1958 to 2001 corresponding to 43 extended winters.

[7] Each day of this period is associated with one particular WR among the four mentioned in the introduction using the dynamical cluster algorithm developed by *Michelangeli et al.* [1995] and applied to the geopotential at 500 hPa. Therefore, we were able to define transitions between the four WRs. A transition is defined over a period of twelve days with six consecutive days of one regime *a* followed by six consecutive days of another regime *b*. The day of transition, denoted as T, is the first day of the future regime *b*. The duration of the period is chosen so as to be sure that from T-3 day to T + 2 day, the flow is in the transition between the two WRs. These transitions allowed us to study the typical onset (T to T + 2 days for the Z to SB transition) and decay (T-3 to T-1 days for the SB to GA transition) phases of SB. Table 1 shows the number of transitions between the different WRs. The most probable successor to a given WR is itself confirming the persistence of WRs. The most probable successor to Z distinct from itself is SB. There are two most probable successors to SB which are GA and Z but we have checked that GA is the most robust one by defining transitions in other ways [see, e.g., *Michel and Rivière*, 2011]. It confirms the preferential transitions mentioned in the introduction.

[8] An automatic detection algorithm of RWBs is used here that systematically identifies large-scale and irreversible overturnings of the PV gradient on an isentropic surface. To distinguish between cyclonic and anticyclonic wave breaking events (CWBs and AWBs), that occur respectively at the end of the two distinct baroclinic wave life cycles LC1 and LC2 [*Thorncroft et al.*, 1993], geometrical considerations on the PV-isolines are made (see *Rivière* [2009] and *Michel and Rivière* [2011] for more details). The frequencies of occurrence of AWBs and CWBs are then performed by averaging over time and over the four isentropic levels to cover all the tropopause from the equator to the North Pole.

[9] The tracking algorithm of *Ayrault and Joly* [2000] is used to get surface cyclone statistics. It is based on the detection and tracking of RV maxima at 850 hPa with a 6-hourly time step. Since distinct tracking algorithms may lead to different results [*Raible et al.*, 2008], a summary of the algorithm is provided in the auxiliary material as well as a cyclone climatology (see Figure S1) to be compared with previous studies [e.g., *Hoskins and Hodges*, 2002; *Ulbrich et al.*, 2009].[1] In the present study, we only retained systems whose RV is greater or equal to 2 10^{-4} s^{-1} to avoid the detection of relatively weak systems. Their frequency of occurrence is of the order of 3 to 4 per week in the Atlantic. It has been checked that taking a lower threshold (10^{-4} s^{-1}) gives quite similar results while considering no threshold at all does not. Tracks densities are averaged over the three days of the onset and decay stages of SB and expressed as number of cyclones per day of transition. They are compared to the track density averaged over all the days of SB. The mean intensity of the cyclone, that is the maximum of RV along the trajectory, during the different stages of SB is computed as well.

3. Results

[10] The track density for all the days of SB (Figure 1a) exhibits large values over the east coast of North America, between Greenland and Iceland and north of Scandinavia. The track density is closely related to the typical position of the mid-latitude jet during SB. By subtracting the cyclone track density of the blocking (Figure 1a) to the cyclone track densities of the two stages of SB, the preferred paths during the onset and decay of SB are highlighted. During the onset stage (Figure 1b), cyclones are significantly more frequent over a large region to the east of 40°W from Southeastern Greenland to the north of Scandinavia than when the regime is well established. During the SB decay (Figure 1c), the cyclones are less frequent in these regions, but are more frequent in the mid-Atlantic around 20°W,40°N. These preferred paths can also be seen by plotting trajectories of the cyclones which stay at least one complete day during the onset (decay) period of the Z to SB (SB to GA) transition in a large domain encompassing the North Atlantic ocean (90°W–40°E,30°N–85°N). For the Z to SB (SB to GA) transition, there are 83 (55) trajectories. Tracks colors on Figures 1d and 1e are determined as follows. Blue trajectories refer to those located between Greenland and Iceland at their extreme end. Light blue trajectories are those reaching the western side of Greenland, purple those reaching the north of Scandinavia and orange ones those reaching Europe or a latitude lower than 40°N. During the SB onset, there are many more trajectories to the north of Scandinavia than during its decay while in the rest of the Atlantic differences are less obvious (compare Figures 1d and 1e). Trajectories close to the point 30°W,50°N (mainly the blue ones) feature a strong curvature from the east coast of North America to the southeast of Greenland. They are present for both stages of SB but correspond to the most populated category during the SB decay and are more present near 20°W,40°N (see the positive anomaly of density at this location on Figure 1c). Note also that some of them are so much curved during the

[1]Auxiliary materials are available in the HTML. doi:10.1029/2012GL051682.

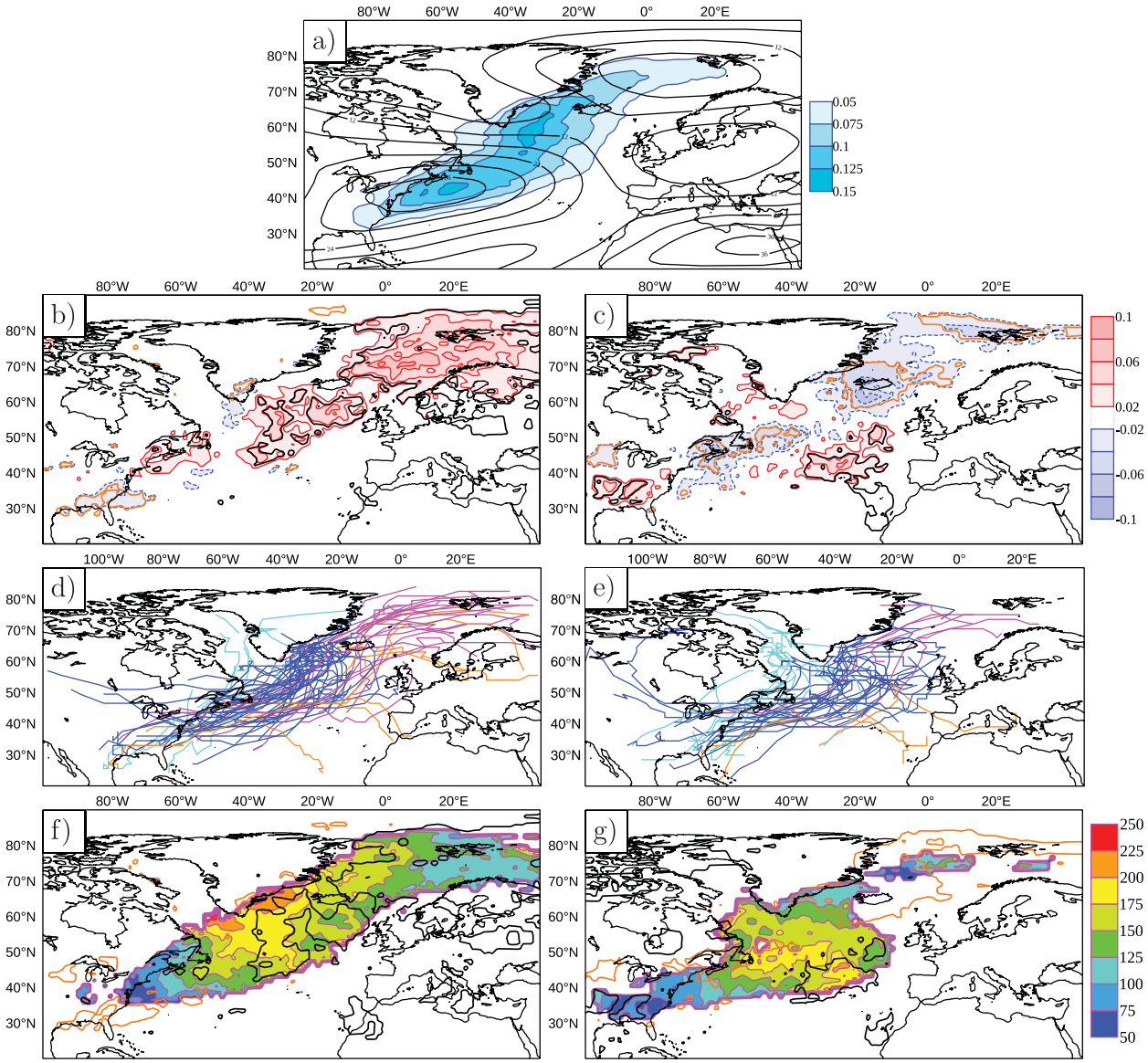

Figure 1. (a) Cyclone track density for blocking days (shading, unit is day^{-1}) and the 300-hPa zonal wind (black contours; first contour and interval are 6 m s^{-1}). Left (right) column refers to the onset (decay) of SB. (b, c) Difference between the cyclone track densities for SB onset and decay and the cyclone track density for blocking days plotted in Figure 1a. (d, e) Storm trajectories (colors are explained in section 3). (f, g) Mean intensity (shading, unit is 10^{-6} s^{-1}). In Figures 1b, 1c, 1f, and 1g, black and orange contours show zones that exceed the 90% confidence level in absolute value calculated with a bootstrapping method.

decay stage that they correspond to a northwestward motion of the cyclones before reaching Greenland. Figures 1f and 1g present the mean cyclone intensity for the two phases. During the onset, the cyclones have relatively high intensities with an averaged RV $\geq$ 1.5 10^{-4} s^{-1} in the region between Greenland, Iceland and England (Figure 1f). To the north of Scandinavia, cyclones are fewer and they do not have very high values especially around 20°E,75°N where they only reach values less than 1.25 10^{-4} s^{-1}. However, these values are significantly higher than those reached during a normal day of SB (see black contours for the statistical significance). On the contrary, when the blocking is decaying, cyclones attain large amplitudes in the mid-Atlantic far from the Greenland area and very close to the region where they are deflected northward (Figure 1g).

[11] Let us now make the link between this behavior at the surface and RWBs in the upper troposphere. As the blocking appears, AWBs become more frequent over Europe and CWBs between the south of Greenland and Iceland as shown in Figure 2a. The low-frequency zonal wind tendency, due to the sum of the nonlinear high-frequency (periods < 10 days) and low-frequency (periods > 10 days) eddy vorticity fluxes, reflects the impact of these distinct RWBs. In the eastern Atlantic, this term induces deceleration of the zonal wind over Europe in the AWB area and acceleration at 70°N showing the reinforcement of the Scandinavian high by

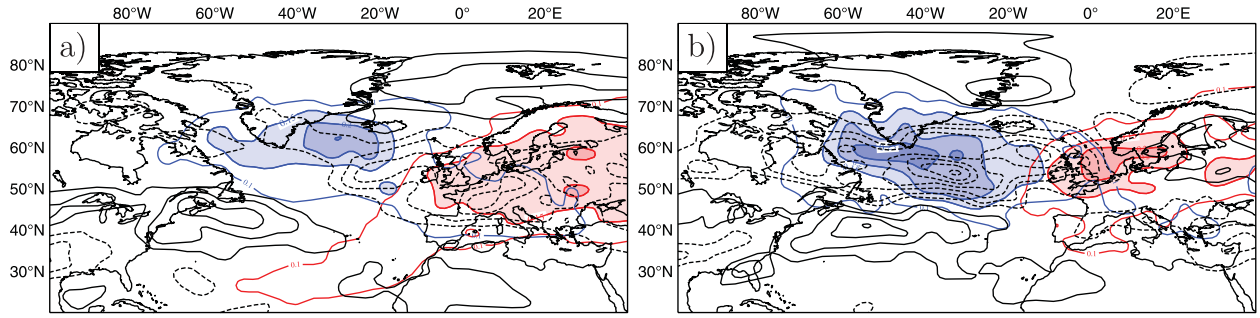

Figure 2. CWB and AWB frequencies averaged over the four isentropic levels (blue and red shading respectively, first contour is 0.1 day^{-1} and interval is 0.05 day^{-1}) and the zonal wind tendency due to the nonlinear eddy vorticity fluxes at 300 hPa (black contours, interval is 2 10^{-5} m s^{-2}, the zero contour is omitted and solid (dashed) lines refer to positive (negative) values) for the SB (a) onset and (b) decay.

AWBs. In the western Atlantic, the presence of CWBs implies a deceleration area south of Greenland and an acceleration around 40°N but the tendencies are weaker and less important for the blocking itself. The greater cyclone activity east of Iceland (see Figure 1b or purple trajectories of Figure 1d) should be linked with AWBs as the cyclones advect low PV from the south of Greenland to the north of Scandinavia and participate in the PV gradient reversal at upper levels. During the SB decay, CWBs are much more frequent, their density covers a much larger area while the AWBs density covers a smaller area localized over England (Figure 2b). This dominance of CWBs at this stage is also revealed by the nonlinear tendency term which exhibits a zone of zonal wind deceleration in the CWB area at 30°W,50°N and a zone of acceleration more to the south. These events trigger the appearance of GA. It is consistent with the large amplitudes reached by the surface cyclones at 30°W,45°N (Figure 1g) and the curved trajectories (Figure 1e). Indeed, the northwestward motion of these cyclones toward Greenland allows low PV advection there and the formation of GA.

[12] Two examples illustrate these two transitions (Figure 3). During the SB onset on Figures 3a–3c, a surface cyclone first interacts with an upper PV streamer, then moves northeastward and advects low-PV air toward north of Scandinavia in connection with an AWB over Eastern Europe. During the SB decay on Figures 3d–3f, a surface cyclone is formed over North America. Its eastward motion is accompanied by an eastward motion of high-PV air at upper levels and the advection of low-PV air toward Greenland, especially during its decay stage in mid-Atlantic. This illustrates the usual CWB event that is responsible for the SB decay.

4. Discussion and Conclusions

[13] In the present study, the preferential sequences between WRs from Z to SB and from SB to GA serve as a framework to analyze the most probable onset and decay stages of SB using ERA-40 data set. It is shown that surface cyclones differ much more in position than in intensity between these two stages and that these differences are closely connected to distinct upper-tropospheric RWBs. During the SB onset, cyclones have straight northeastward oriented trajectories that extend from North America toward the north of Scandinavia with a strong intensity near Greenland whereas during the SB decay, cyclones reach Greenland with curved trajectories over the mid-Atlantic in a region where they reach their maximum of intensity. During the SB onset, cyclones slightly wrap the low-PV air around them but since they are mainly shifted northeastward by the background flow, they advect the low-PV air northeastward as well causing an AWB over Europe. In contrast, during the SB decay, cyclones succeed on a sustained wrapping of low-PV air around them that advects the low-PV air northwestward and causes a CWB on its northern flank favouring the appearance of GA.

[14] Two questions can be raised from the previous study. How can we explain these distinct behaviors of synoptic eddies during the two transitions? Can it be useful to understand why they correspond to a preferential sequence between WRs?

[15] In the Z to SB transition, the background flow is straight and northeastward oriented (not shown). It advects the cyclones rapidly northeastward, prevents the occurrence of a sustained CWB around Greenland and favors the formation of AWB more downstream that reinforces SB. In contrast, prior to the SB to GA transition, the flow is more curved and presents a rapid poleward deflection to the southeast of Greenland. In such a case, the cyclones are advected until reaching this deflection area that acts as a barrier for the downstream motion of the cyclones. They stay long enough in this region to cause a sustained CWB event. Furthermore, this CWB event is much more likely to occur in the second case because it is much easier for a cyclone to reverse the PV gradient when the PV isolines are almost south-north oriented than when they are southwest-northeast oriented as in the first case. The key role played by the background flow characteristics upstream of the Scandinavian high has been confirmed by comparing the low-frequency PV isolines for the different decay stages of SB (SB to GA, SB to AR and SB to Z) (see Figure S2 in the auxiliary material). PV isolines are almost aligned with the meridians in the SB to GA transition three days before the transition while they are more southwest-northeast tilted before the other two transitions. It confirms that the CWB event is more favored when the poleward deflection of the background flow is more abrupt. Furthermore, it may explain why the SB to GA transition is more likely to occur because this deflection area is more and more present when

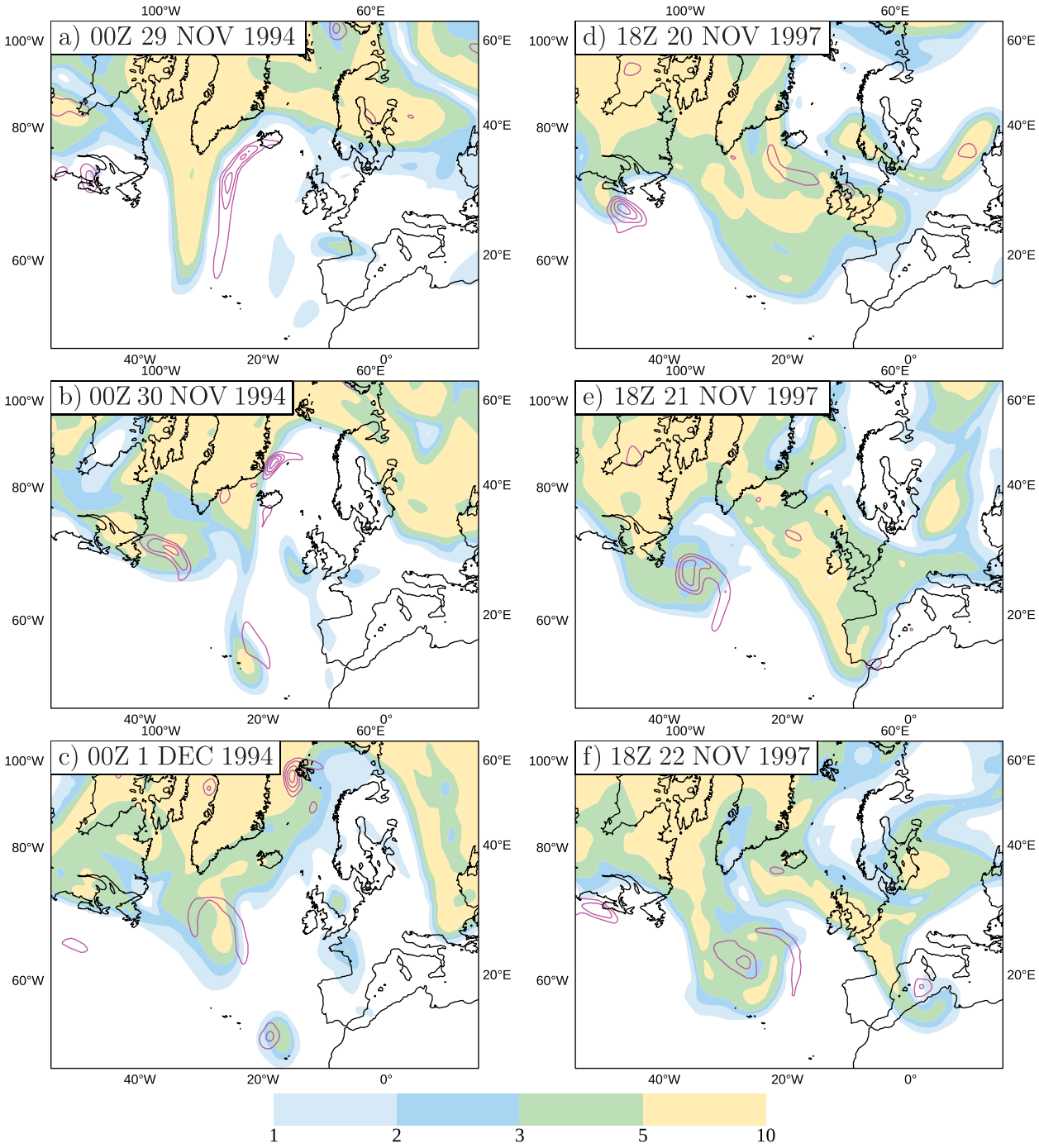

Figure 3. Relative vorticity at the 850-hPa level (purple contours: first contour is 10^{-4} s^{-1} and interval is 5 10^{-5} s^{-1}) and PV at the 315-K level (shading, units: PVU) for two particular weather regime transitions. (a–c) T-5 to T-3 days of the Z to SB transition (T = 26 nov 1994) and (d–f) T + 3 to T + 5 days of the SB to GA transition (T = 25 nov 1997).

the Scandinavian high and the more upstream low are reinforced during the SB regime. In other words, the present study supports the idea that SB contains itself a precursor for its decay which is the deflection area. This constitutes a nonlinear interpretation of the retrograde displacement of wavenumber 1 [*Michelangeli and Vautard*, 1998]. Of course, it does not say that the SB is not a long-lived WR because there are others elements that make the SB persistent. Concerning the other preferential transition (Z to SB), its explanation should be more complicated. As shown in *Michel and Rivière* [2011], it requires the occurrence of a low-frequency wave train triggered by anomalous tropical convection that slightly builds the Scandinavian high first which is then reinforced by the AWB event. It is not clear how this wave train is connected to the Z regime. Further studies should investigate this aspect in connection with the Madden-Julian Oscillation [*Cassou*, 2008].

[16] **Acknowledgments.** This work has been funded by a CNRS/INSU/LEFE/IDAO project called EPIGONE.
[17] The Editor thanks Joaquim Pinto and Michel dos Santos Mesquita for assisting with the evaluation of this paper.

References

Altenhoff, A. M., O. Martius, M. Croci-Maspoli, C. Schwierz, and H. C. Davies (2008), Linkage of atmospheric blocks and synoptic-scale Rossby waves: A climatological analysis, *Tellus, Ser. A*, *60*, 1053–1063.

Ayrault, F., and A. Joly (2000), The genesis of mid-latitude cyclones over the Atlantic ocean: A new climatological perspective, *C. R. Acad. Sci. Paris Earth Planet. Sci.*, *330*, 173–178.

Barnston, A. G., and R. E. Livezey (1987), Classification, seasonality and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns, *Mon. Weather Rev.*, *115*, 1083–1126.

Cassou, C. (2008), Intraseasonal interaction between the Madden-Julian Oscillation and the North Atlantic Oscillation, *Nature*, *455*, 523–527.

Cassou, C., L. Terray, J. W. Hurrell, and C. Deser (2004), North Atlantic winter climate regimes: Spatial asymmetry, stationarity with time, and oceanic forcing, *J. Clim.*, *17*, 1055–1068.

Colucci, S. J. (1985), Explosive cyclogenesis and large-scale circulation changes: Implications for atmospheric blocking, *J. Atmos. Sci.*, *42*, 2701–2717.

Croci-Maspoli, M., C. Schwierz, and H. C. Davies (2007), Atmospheric blocking: Space-time links to the NAO and PNA, *Clim. Dyn.*, *29*, 713–725.

De Pondeca, M. S. F. V., A. Barcilon, and X. Zou (1998), The role of wave breaking, linear instability, and PV transports in model block onset, *J. Atmos. Sci.*, *55*, 2852–2873.

Hoskins, B. J., and K. I. Hodges (2002), New perspectives on the Northern Hemisphere winter storm tracks, *J. Atmos. Sci.*, *59*, 1041–1061.

Jiang, Z., and D. Wang (2010), A study on precursors to blocking anomalies in climatological flows by using conditional nonlinear optimal perturbations, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *136*, 1170–1180.

Li, Z., A. Barcilon, and I. M. Navon (1999), Study of block onset using sensitivity perturbations in climatological flows, *Mon. Weather Rev.*, *127*, 879–900.

Luo, D., Y. Diao, and S. B. Feldstein (2011), The variability of the Atlantic storm track and the North Atlantic Oscillation: A link between intraseasonal and interannual variability, *J. Atmos. Sci.*, *68*, 577–601.

Lupo, A. R., and P. J. Smith (1994), Climatological features of blocking anticyclones in the Northern Hemisphere, *Tellus, Ser. A*, *47*, 439–456.

Michel, C., and G. Rivière (2011), The link between Rossby wave breakings and weather regime transitions, *J. Atmos. Sci.*, *68*, 1730–1748.

Michelangeli, P.-A., and R. Vautard (1998), The dynamics of Euro-Atlantic blocking onsets, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *124*, 1045–1070.

Michelangeli, P.-A., R. Vautard, and B. Legras (1995), Weather regimes: Recurrence and quasi stationarity, *J. Atmos. Sci.*, *52*, 1237–1256.

Nakamura, H., M. Nakamura, and J. L. Anderson (1997), The role of high- and low-frequency dynamics in blocking formation, *Mon. Weather Rev.*, *125*, 2074–2093.

Pinto, J. G., S. Zacharias, A. H. Fink, G. C. Leckebusch, and U. Ulbrich (2009), Factors contributing to the development of extreme North Atlantic cyclones and their relationship with the NAO, *Clim. Dyn.*, *32*, 711–737.

Raible, C. C. (2007), On the relation between extremes of midlatitude cyclones and the atmospheric circulation using ERA40, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L07703, doi:10.1029/2006GL029084.

Raible, C. C., P. M. Della-Marta, C. Schwierz, H. Wernli, and R. Blender (2008), Northern Hemisphere extratropical cyclones: A comparison of detection and tracking algorithm methods and different reanalyses, *Mon. Weather Rev.*, *136*, 880–897.

Rivière, G. (2009), Effect of latitudinal variations in low-level baroclinicity on eddy life cycles and upper-tropospheric wave-breaking processes, *J. Atmos. Sci.*, *66*, 1569–1592.

Sung, M.-K., G.-H. Lim, J.-S. Kug, and S.-I. An (2011), A linkage between the North Atlantic Oscillation and its downstream development due to the existence of a blocking ridge, *J. Geophys. Res.*, *116*, D11107, doi:10.1029/2010JD015006.

Thorncroft, C. D., B. J. Hoskins, and M. E. McIntyre (1993), Two paradigms of baroclinic-wave life-cycle behaviour, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *119*, 17–55.

Ulbrich, U., G. C. Leckebusch, and J. G. Pinto (2009), Extra-tropical cyclones in the present and future climate: A review, *Theor. Appl. Climatol.*, *96*, 117–131.

Uppala, S. M., et al. (2005), The ERA-40 re-analysis, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *131*, 2961–3012.

Vautard, R. (1990), Multiple weather regimes over the North Atlantic: Analysis of precursors and successors, *Mon. Weather Rev.*, *118*, 2056–2081.

Woollings, T., B. Hoskins, M. Blackburn, and P. Berrisford (2008), A new Rossby wave-breaking interpretation of the North Atlantic Oscillation, *J. Atmos. Sci.*, *65*, 609–626.

3.5. Discussion et perspectives

Comme nous venons de le voir dans Michel et al. (2012), l'hypothèse émise concernant l'impact de l'amplitude de la cyclogénèse dans la détermination du futur régime n'a pas abouti et nous avons donc émis d'autres hypothèses. Tout d'abord, le fait que cette cyclogénèse ne réussisse pas à provoquer un déferlement cyclonique efficace ne semble pas dû à une faible intensité mais plutôt à la forme de l'écoulement moyen. Comme on le voit sur le schéma de la figure 3.1, un tourbillon cyclonique arrivant au niveau d'une zone de déflexion vers le nord de l'isoligne de tourbillon potentiel semblera avoir plus de facilité pour orienter l'isoligne, ayant déjà une orientation méridienne, dans la direction sud-est/nord-ouest et donc retourner le gradient de PV que lorsque l'isoligne a une orientation zonale. Regardons maintenant la forme des isolignes de tourbillon potentiel basse fréquence PV^{BF} pendant plusieurs transitions. Pendant la transition du régime zonal vers le régime de blocage, trois jours avant le pic de fréquence du déferlement anticyclonique, les isocontours de 4 et 5 pvu de PV^{BF} montrent une orientation sud-ouest/nord-est depuis l'Amérique du Nord vers l'Europe du Nord (figure 3.2a). Pour la transition du blocage vers l'anticyclone groenlandais, trois jours avant le pic de fréquence du déferlement cyclonique, les isocontours ont une orientation beaucoup plus méridienne pour la transition du blocage vers l'anticyclone groenlandais que pour les autres transitions à partir du blocage

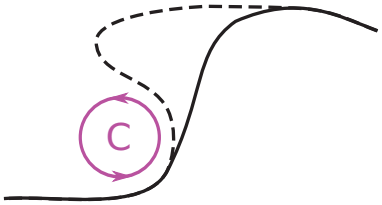

Figure 3.1 *– Le cercle rose schématise un tourbillon cyclonique, la ligne noire en trait plein une isoligne de tourbillon potentiel basse fréquence et la ligne noire en tirets une isoligne de tourbillon potentiel déformée par la présence du tourbillon cyclonique.*

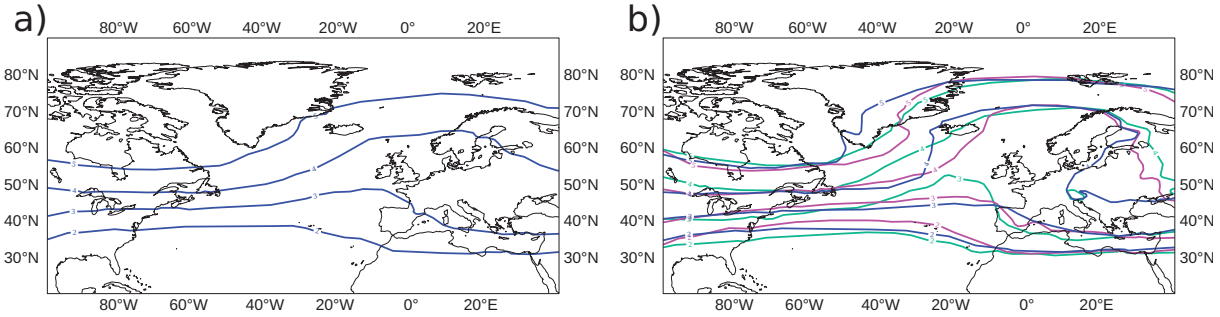

Figure 3.2 *– Tourbillon potentiel basse fréquence PV^{BF} à a) T pour la transition Zonal vers Blocage et b) T-3 jours pour la transition Blocage vers Anticyclone gorenlandais en bleu, la transition Blocage vers Zonal en rose et la transition Blocage vers Dorsale Atlantique en vert. Seuls les contours 2, 3, 4 et 5 pvu sont tracés. Le PV^{BF} a été moyenné sur les quatre niveaux isentropiques 300, 315, 330 et 350 K.*

(figure 3.2b) et que pour la transition du régime zonal vers le blocage (figure 3.2a). Ainsi dans le cas de la transition du blocage vers l'anticyclone groenlandais, il semble beaucoup plus facile pour une cyclogénèse de renverser le gradient de tourbillon potentiel que pendant les autres transitions suivant l'idée du schéma 3.1. Donc l'écoulement moyen semble avoir un impact sur la détermination du type de déferlement avec du déferlement anticyclonique pour des isolignes ayant une orientation plus zonale et du déferlement cyclonique pour des isolignes ayant une orientation plus méridienne. Pour vérifier cette hypothèse, on pourrait utiliser un modèle simple de circulation atmosphérique comme un modèle quasi-géostrophique ou une version simplifiée d'un modèle de circulation générale (ou GCM pour General Circulation Model) dans lequel on introduirait des perturbations d'échelle synoptique de différentes amplitudes plus ou moins élevées sur l'ouest de l'Amérique du Nord dans différents écoulements moyens avec une zone de déviation vers le nord (ou dorsale) plus ou moins marquée. Et au bout de quelques jours, on examinerait les déferlements et le régime de temps obtenus. Comme nous l'avons vu dans l'article 1, la transition du régime zonal vers le blocage semble avoir besoin d'un précurseur de grande échelle avant que les déferlements ne surviennent pour renforcer le blocage. Par contre, la transition du blocage vers l'anticyclone groenlandais n'en présente pas avant l'occurrence des déferlements d'ondes ce qui suggère que le blocage pourrait contenir en lui-même un précurseur provoquant sa décroissance. Ce précurseur semble être la forme de l'écoulement moyen avec en particulier la zone de déflexion vers le nord des perturbations favorisant l'occurrence du déferlement cyclonique. Cette déflexion s'explique par la présence d'une anomalie dipolaire de PV ou de géopotentiel orientée ouest-est et localisée aux hautes latitudes. Ce dipôle, négatif à l'ouest, positif à l'est, est analogue aux anomalies créées par l'onde rétrograde[2] de nombre d'onde 1 mise en évidence par Michelangeli et Vautard (1998) pendant la formation du blocage. En effet, la zone de déflexion favorise le déferlement cyclonique dans cette zone ce qui va permettre d'advecter du bas PV vers le nord-ouest et donc de déplacer la dorsale de la Scandinavie vers le Groenland. En d'autres termes, le déplacement vers l'ouest de l'onde rétrograde, aussi connue sous le nom d'oscillation de Kushnir/Branstator (Kushnir, 1987; Branstator, 1987), pourrait s'expliquer par un phénomène non-linéaire. Notre hypothèse sur le rôle de la forme de l'écoulement serait donc une interprétation non-linéaire du résultat de Michelangeli et Vautard (1998).

D'autres perspectives pourraient être envisagées pour mieux comprendre les transitions entre régimes de temps, notamment en ce qui concerne le précurseur basse fréquence. Ce précurseur, qui survient en particulier pour la transition du régime zonal vers le blocage, est un train d'ondes basse fréquence de grande échelle qui prend son origine dans les subtropiques de l'Atlantique Nord où il est excité par une anomalie de convection renforçant la cellule de Hadley vers la longitude 40°W. La dynamique linéaire qui explique la propagation vers les moyennes latitudes de ces ondes déclenchées dans les tropiques a été en grande partie expliquée par Hoskins et Karoly (1981). Le lien entre ce train d'ondes et le régime zonal n'est pas évident. Est-ce qu'il a été créé par le régime zonal lui-même ou est-ce qu'il a été créé par un signal plus lointain ? Par exemple, Cassou (2008) a mis en évidence

[2]Rétrograde signifie qui se propage vers l'ouest.

un train d'ondes basse fréquence initié par l'oscillation de Madden-Julian[3] (Madden et Julian, 1972) (ou MJO pour Madden-Julian Oscillation) sur le Pacifique Ouest et se propageant vers l'est, favorisant l'apparition de la phase positive de la NAO ou le régime zonal. De même, Lin et al. (2009) ont montré qu'un train d'ondes de Rossby émanant du Pacifique équatorial à la suite d'une anomalie de convection liée à la MJO renforce la NAO. Donc ces deux études montrent qu'il y a un lien entre la MJO et la NAO. Il serait intéressant de vérifier si le train d'ondes que nous avons mis en évidence est directement ou indirectement relié à la MJO. Les anomalies d'OLR qui précèdent la formation du blocage (cf. la figure 15 de Michel et Rivière, 2011) étant dominantes sur l'Atlantique et non pas le Pacifique, il est probable qu'il n'y ait pas de lien direct avec des anomalies convectives de la MJO, qui elles, sont en grande partie centrées sur le Pacifique. Et même en se restreignant à l'Atlantique, les anomalies précédant le blocage ne se projettent correctement sur aucune phase de la MJO. De plus, en voulant vérifier si les anomalies d'OLR dans l'Atlantique subtropical ouest déclenchaient bien le blocage, nous nous sommes aperçus (à partir d'une régression sur les OLR dans cette zone) que non seulement elles avaient tendance à créer un train d'ondes en aval vers les moyennes latitudes dans l'Atlantique qui favorisent le blocage mais également qu'elles trouvaient leur origine dans un train d'ondes venant de l'Amérique du Nord et du Pacifique. En d'autres termes, le train d'ondes venant du Pacifique ne semble pas purement et simplement absorbé ou dissipé dans l'Atlantique subtropical mais il semble plutôt être réfléchi vers les moyennes latitudes ou bien générer un autre train d'ondes vers ces moyennes latitudes. Ces connexions entre les tropiques et les extratropiques seraient donc particulièrement intéressantes à approfondir dans le futur pour mieux comprendre les transitions entre régimes.

Un autre précurseur possible pour la transition du blocage vers l'anticyclone groenlandais pourrait venir de la stratosphère. En effet, Baldwin et Dunkerton (2001) ont montré que la phase négative de la NAO, qui peut être considérée comme l'expression du NAM dans l'Atlantique Nord (Thompson et Wallace, 2000), est précédée par la phase négative du NAM dans la stratosphère. Comme nous pouvons le voir sur la figure 1.25, il y a un signal venant de la stratosphère se propageant vers le bas de la troposphère en une quinzaine de jours déclenchant l'apparition de la phase négative de la NAO début mars 1999. Plus récemment, Martius et al. (2009) ont montré que le blocage précède les réchauffements stratosphériques soudains associés à la phase négative du NAM et donc à une diminution du vortex polaire. Ces deux études confirment la transition préférentielle entre le blocage et l'anticyclone groenlandais ou la phase négative de la NAO. C'est ce qui nous a poussé à chercher un précurseur stratosphérique. Sur la figure 3.3a, nous avons représenté l'indice NAM qui correspond aux composantes principales associées à la première EOF calculée à partir de la moyenne zonale du géopotentiel entre 20°N et 90°N. Le signal de la phase négative de la NAM descendant dans la troposphère peut aussi être identifié en représentant les anomalies de géopotentiel (figure 3.3b) ou de vent zonal moyennées zonalement et entre 60°N et 90°N. Nous pouvons donc voir que l'indice NAM ou les anomalies de géopotentiel présentent une légère inclinaison vers la gauche quand on monte en altitude dépha-

[3]L'oscillation ou onde de Madden-Julian, nommée en hommage aux météorologues qui l'ont décrite pour la première fois, est le principal mode de variabilité intra-saisonnière sur les tropiques. L'onde est une zone de forte convection qui se déplace vers l'est en accomplissant un tour complet au niveau de l'équateur en 30 à 60 jours.

sant le signal qui met environ 5 jours depuis la stratosphère pour atteindre le bas de la troposphère. Mais les anomalies sont très faibles (quasiment inexistantes sur la figure 3.3a) et ne sont donc pas très significatives d'un signal venant de la stratosphère. De plus, en examinant les cas particuliers de transitions, nous avons vérifié que dans certains cas, il y a en effet une phase négative de la NAM stratosphérique mais que dans de nombreux autres cas elle n'est pas présente. En d'autres termes, l'hypothèse « stratosphère » ne semble pas plausible dans de nombreux cas. La stratosphère est un des précurseurs de la variabilité basse fréquence troposphérique mais l'autre forçage bien connu de cette variabilité est l'océan. C'est l'objet du chapitre suivant que d'étudier systématiquement les anomalies de température de surface de la mer sur le rail des dépressions et la variabilité basse fréquence des jets.

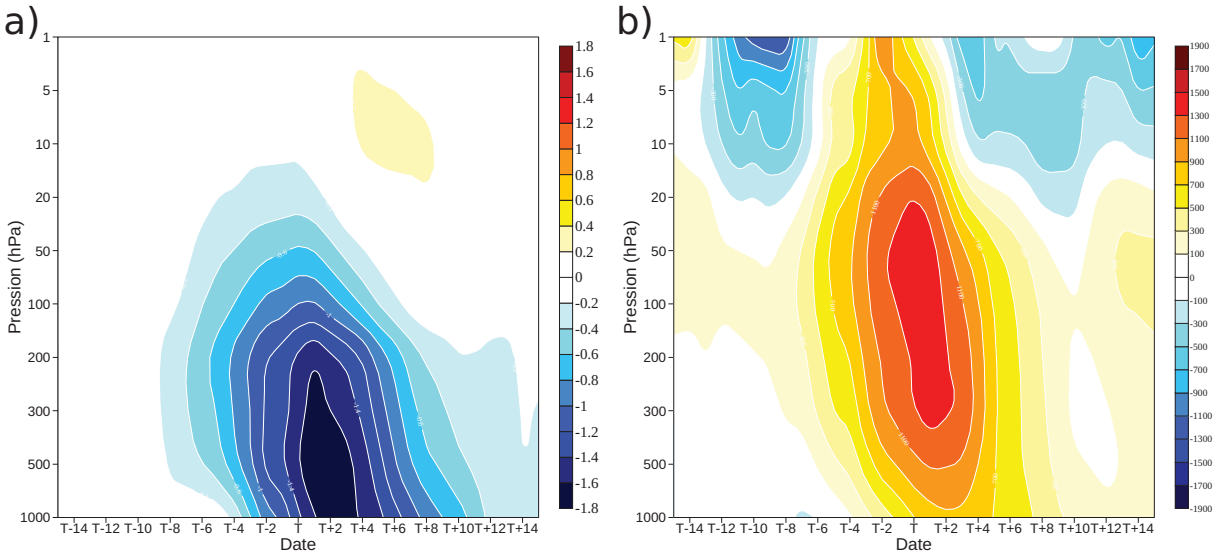

Figure 3.3 *– a) Indice NAM calculé à partir de la moyenne zonale du géopotentiel entre 20°N et 90°N, b) Anomalie de géopotentiel moyennée zonalement et entre 60°N et 90°N pour la transition Blocage vers Anticyclone groenlandais. Cette figure a été tracée avec les réanalyses à 12UTC et avec une résolution de 2,5°.*

Chapitre 4

Influence des températures de surface de la mer sur les rails des dépressions et la variabilité basse fréquence de l'atmosphère

4.1. Introduction

Jusqu'à récemment, les anomalies des températures de surface de la mer (ou SSTs pour Sea Surface Temperatures) des moyennes latitudes ne semblaient avoir qu'un impact faible sur la variabilité de la circulation atmosphérique des moyennes latitudes. A l'inverse, les anomalies de SSTs dans les tropiques favorisant la convection étaient connues pour engendrer des ondes de Rossby de grande échelle (Sardeshmukh et Hoskins, 1988) influençant la variabilité basse fréquence des moyennes latitudes. Comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre précédent, ce type de trains d'ondes peut être à l'origine des différentes phases des téléconnexions ou des différents régimes. De manière générale, les études jusqu'aux années 2000 environ ont montré que les SSTs des moyennes latitudes avaient un faible impact en haut de la troposphère et qu'elles agissaient plutôt dans la couche limite atmosphérique marine (Frankignoul, 1985; Kushnir et al., 2002). Mais depuis, grâce notamment à l'apparition de modèles de circulation générale atmosphérique ayant une haute résolution spatiale et permettant de résoudre les fronts de SST, plusieurs études ont montré que les SSTs des moyennes latitudes avaient aussi un impact sur toute la hauteur de la troposphère (Nakamura et al., 2004; Minobe et al., 2008). Plus précisément, Nakamura et al. (2004) par des observations et Minobe et al. (2008) avec des simulations numériques montrent que ce sont les gradients de SSTs plutôt que les SSTs elles-mêmes qui sont importants dans la réponse atmosphérique comme cela a été confirmé entre autres par Brayshaw et al. (2008), Nakamura et al. (2008) et Deremble et al. (2012). Parallèlement, d'autres études, comme l'étude statistique de Czaja et Frankignoul (2002) ou l'étude numérique de Cassou et al. (2004a), ont montré que les anomalies de SSTs en forme de tripôle sur l'Atlantique Nord (en forme de « fer à cheval ») présentes à la fin de l'hiver et au début du printemps influençaient la NAO de l'hiver sui-

vant en favorisant l'apparition de la phase positive de la NAO. Donc les fluctuations des SSTs des moyennes latitudes semblent avoir un impact sur la variabilité atmosphérique des moyennes latitudes plus important qu'on ne le soupçonnait encore récemment.

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, les dépressions se forment sur une zone barocline généralement située sur le bord ouest des océans où le gradient méridien de température de surface est élevé et qui correspond aux courants océaniques du Gulf Stream sur l'Atlantique Nord et du Kuroshio sur le Pacifique Nord. Ensuite, elles se déplacent vers l'est sur l'océan en suivant le rail des dépressions. Durant leur propagation vers l'est et leur phase de maturation, elles accélèrent le vent zonal formant ce que l'on a appelé l'« eddy-driven » jet qui a une structure barotrope sur la verticale. Les dépressions sont donc responsables de la formation d'un maximum de vent zonal aux moyennes latitudes et notamment de la présence de vents d'ouest en surface. La zone où elles ont la plus forte activité, c'est-à-dire le « storm-track », que l'on peut identifier avec l'énergie cinétique haute fréquence, se situe légèrement plus en aval que le maximum de vent zonal que ce soit sur l'Atlantique ou le Pacifique comme le montre la figure 1.13. D'autre part, la conservation du moment angulaire le long de la branche d'altitude de la cellule de Hadley crée aussi un maximum de vent zonal en altitude qui, lui, a une structure barocline. Ce maximum de vent zonal est appelé « jet subtropical » comme nous l'avons défini au chapitre 1. Il y a donc deux maxima de vent zonal ou jets qui peuvent être confondus comme cela se produit en hiver sur le Pacifique Nord (figure 4.1a) avec un seul jet centré à 200 hPa vers 35°N ou bien séparés comme cela se produit sur l'Atlantique Nord (figure 4.1b) avec un jet subtropical à 20°N et un « eddy-driven » jet vers 45°N. La position relative des deux jets et la position et l'intensité du « storm-track » sont contrôlées par plusieurs facteurs qui ont été identifiés par différentes études numériques assez récentes. Lee et Kim (2003) ont montré avec un modèle idéalisé aux équations primitives sur la sphère que la position de l'« eddy-driven » jet est influencée par la

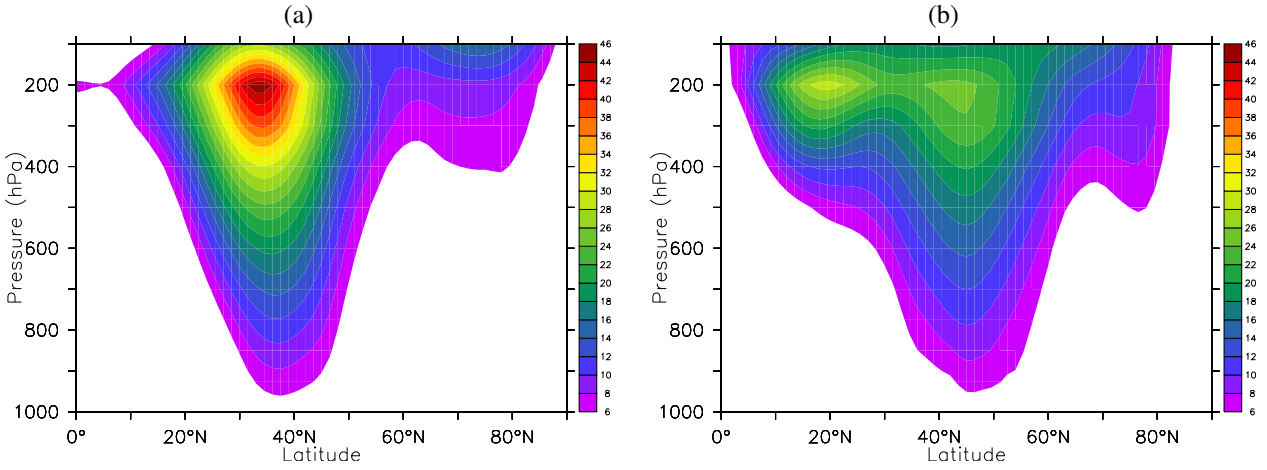

Figure 4.1 *– Climatologies sur 43 hivers (DJF) du vent zonal moyenné zonalement sur a) l'océan Pacifique Nord (150°E-120°W) et b) l'océan Atlantique Nord (60°W-0°) à partir des réananlyses ERA40 de résolution 1,5°x1,5°.*

force du jet subtropical. En effet, lorsque le jet subtropical est relativement faible, la croissance des ondes baroclines se fait 20° à 30° vers le pôle par rapport au jet subtropical et dans ce cas les deux jets sont bien séparés. Lorsque le jet subtropical est suffisamment fort, les deux jets sont confondus. Avec le même modèle, Son et Lee (2005) ont montré que la présence de un ou deux jets dépend de la valeur du chauffage tropical et de la largeur de la zone barocline qui dépend elle-même de l'intensité du refroidissement aux hautes latitudes.

Beaucoup d'études, comme celles de Nakamura et al. (2004), Brayshaw et al. (2008) et Ogawa et al. (2012), ont montré que la position du front de SST détermine la position de l'« eddy-driven » jet. En effet, l'« eddy-driven » jet est proche mais toujours du côté polaire du front de SST. Plus récemment, Deremble et al. (2012) ont montré, avec un modèle quasi-géostrophique, que le relâchement de chaleur latente dû aux processus humides est modifié lorsque le front de SST est changé et est responsable du déplacement méridien du jet. De plus, le relâchement de chaleur latente et le flux de chaleur sensible semblent contribuer au renforcement du jet.

De manière générale, l'augmentation du gradient méridien du front de SST augmente l'intensité du « storm-track » et le déplace vers le pôle (Brayshaw et al., 2008; Lu et al., 2010; Graff et LaCasce, 2012). Par contre, si le gradient méridien de SST est augmenté dans les tropiques, la cellule de Hadley a une extension méridienne réduite et le « storm-track » est déplacé vers l'équateur (Graff et LaCasce, 2012).

De plus, Lu et al. (2010) ont montré que l'« eddy-driven » jet se déplace vers le pôle et que le « storm-track » devient plus fort lorsque la température moyenne globale des SSTs augmente et lorsque le gradient de SST entre l'équateur et le pôle augmente. Ils ont aussi montré que les positions latitudinales de l'« eddy-driven » jet et du « storm-track » variaient linéairement avec celles du maximum de baroclinie, comme on peut s'y attendre. De même, avec un GCM en mode aquaplanète, les résultats de Kodama et Iwasaki (2009) suggèrent que c'est la baroclinie des basses couches qui est importante dans la détermination de la position et de l'intensité du « storm-track ». Ils montrent ainsi que lorsque la température est augmentée aux hautes latitudes et donc que le gradient équateur-pôle est diminué, l'« eddy-driven » jet se déplace plutôt vers l'équateur à cause d'une diminution de la baroclinie aux moyennes latitudes.

En accord avec les simulations aquaplanètes de Lu et al. (2010) mais en se plaçant dans un cadre plus réaliste (présence de continents), Graff et LaCasce (2012) montrent, à partir d'un modèle de circulation générale atmosphérique (AGCM pour Atmospheric General Circulation Model) avec des SSTs prescrites, que l'augmentation de la SST moyenne globale augmente l'intensité de la circulation méridienne de la cellule de Hadley et l'intensité du jet subtropical ce qui provoque le renforcement du « storm-track » et son déplacement vers le pôle ainsi que celui de l'« eddy-driven » jet. De même, Kodama et Iwasaki (2009), avec des simulations aquaplanètes, montrent que l'augmentation globale des SSTs déplace le « storm-track » vers le pôle. Ces études sont en accord avec les études précédentes de Yin (2005) et Bengtsson et al. (2006), qui dans le cadre du réchauffement global, ont montré que le « storm-track » était déplacé vers le pôle avec une température globale augmentée et un gradient équateur-pôle plus faible. En effet, le réchauffement global augmente les SSTs partout sur la planète

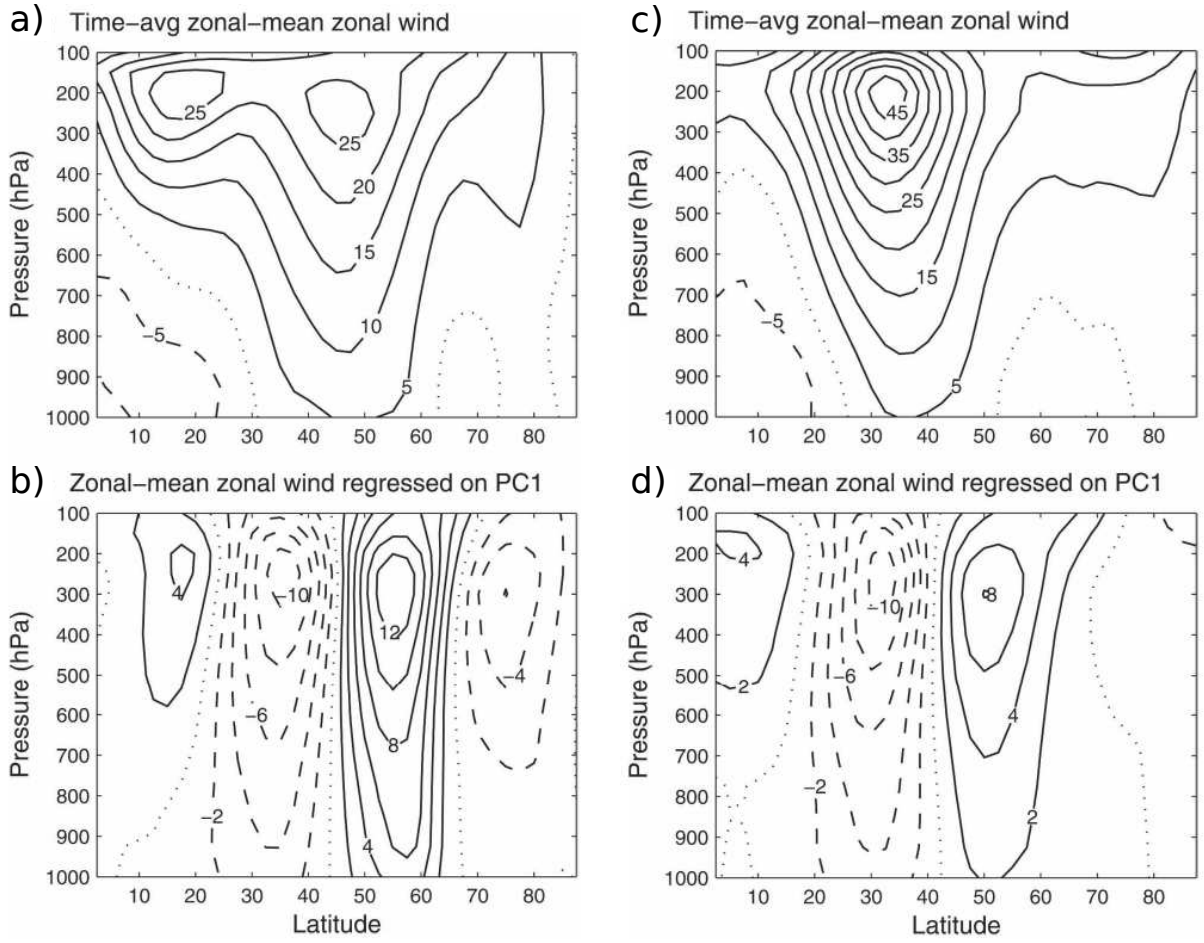

Figure 4.2 *– Moyenne zonale et temporelle du vent zonal (a,c) et régression des anomalies du vent zonal moyenné zonalement sur la série temporelle des composantes principales associées à l'EOF1 sur la moyenne verticale et la moyenne zonale du vent zonal (b,d) en Janvier pour (a,b) le secteur Atlantique Nord (60°W-0°) et (c,d) Pacifique Nord (150°E-120°W) calculées à partir des réanalyses ERA40 de 1970 à 2002 avec un pas de grille de 2,5°. Cette figure est issue de Eichelberger et Hartmann (2007).*

mais plus sur les régions polaires. Les différentes études que nous venons de citer montrent donc que c'est l'augmentation globale des températures qui déplace le « storm-track » vers le pôle plus que la diminution du gradient de SST équateur-pôle qui a plutôt l'effet inverse. Donc, c'est l'augmentation homogène et globale des SSTs qui permet d'expliquer le déplacement vers le pôle du « storm-track » à cause du réchauffement climatique. D'un point de vue dynamique, une augmentation des températures globales et donc des températures tropicales favorise la convection qui crée du dégagement de chaleur latente dans la haute troposphère tropicale qui fait ainsi augmenter la baroclinie en haute troposphère des moyennes latitudes. Comme le montre Rivière (2011), une telle augmentation de la baroclinie d'altitude favorise les déferlements anticycloniques au détriment des cycloniques et ainsi un déplacement vers le pôle des jets.

Concernant la variabilité de l'« eddy-driven » jet, nous avons vu au chapitre 1 qu'elle diffère suivant les téléconnexions. Pendant la NAO, il y a essentiellement une variation de la latitude de

l'« eddy-driven » jet tandis que pendant la PNA, il y a plus une variation de l'intensité (ou pulsation) de l'« eddy-driven » jet et de son extension zonale. Eichelberger et Hartmann (2007) ont montré à partir des observations que le mode de variabilité dominant, c'est-à-dire la première EOF du vent zonal moyenné verticalement et zonalement sur une région donnée, change en fonction de la région étudiée (figure 4.2). Nous pouvons voir, sur les figures 4.2a et c comme sur la figure 4.1, que dans l'Atlantique Nord, l'« eddy-driven » jet et le jet subtropical sont bien séparés alors que sur le Pacifique Nord, ils sont confondus. De plus, la régression de la figure 4.2b montre que la ligne en pointillés représentant la valeur 0 de l'EOF séparant les côtés positif et négatif de l'anomalie dipolaire de vent zonal se trouve à la latitude 44°N et se superpose assez bien à l'axe de l'« eddy-driven » jet, c'est-à-dire au maximum de vent à 850 hPa, de la figure du dessus (figure 4.2a). Cette configuration montre que le mode de variabilité sur l'Atlantique Nord au coeur de l'hiver est une fluctuation latitudinale de l'« eddy-driven » jet. Par contre, sur le Pacifique Nord (figure 4.2d), l'axe de l'« eddy-driven » jet se superpose légèrement à une anomalie négative de vent zonal. Cette configuration signifie que le mode de variabilité de l'« eddy-driven » jet sur le Pacifique Nord engendre plus de pulsations de son amplitude. Ils montrent ensuite à partir d'un GCM, avec une relaxation newtonnienne de la température vers le champ de température à l'équilibre radiatif zonalement symétrique, que le mode de variabilité change en fonction de la distance entre le jet subtropical et l'« eddy-driven » jet. Quand les deux jets sont bien séparés, le mode dominant de variabilité est une variation latitudinale de l'« eddy-driven » jet tandis que lorsque les deux jets sont proches voire confondus, le mode de variabilité dominant est une pulsation de l'« eddy-driven » jet. L'étude plus récente de Barnes et Hartmann (2011) montre les mêmes résultats en utilisant un modèle barotrope avec une géométrie sphérique sauf pour le cas où l'« eddy-driven » jet est situé aux hautes latitudes où ils retrouvent une pulsation comme mode de variabilité dominant. En d'autres termes, les auteurs trouvent une pulsation de l'« eddy-driven » jet dans les latitudes subtropicales et polaires tandis qu'aux moyennes latitudes, ses fluctuations latitudinales dominent. Cette étude explique ces changements de variabilité avec le changement de propagation des ondes et des flux de quantité de mouvement avec la latitude. Aux moyennes latitudes, les déferlements se produisent de chaque côté de la zone d'excitation ce qui permet de maintenir le jet à la latitude à laquelle il s'est déplacé. En se rapprochant du pôle aux hautes latitudes, il y a toujours les déferlements anticycloniques mais les déferlements cycloniques sont de moins en moins fréquents jusqu'à devenir inexistants (Barnes et Hartmann, 2011). Les auteurs interprètent donc la pulsation du jet pour les hautes latitudes ainsi : la rétroaction positive des ondes étant plus faible (en raison de la baisse du nombre de déferlements cycloniques), elle n'est pas capable de maintenir le jet à la latitude où il s'est déplacé et celui-ci revient à sa position d'équilibre assez vite. Dit autrement, la rétroaction positive sur les fluctuations latitudinales du jet étant plus faible, le mode principal de variabilité se caractérise moins par des fluctuations latitudinales que par des pulsations en amplitude. Quant au régime de pulsation pour les faibles latitudes, les auteurs l'expliquent par la présence à la même latitude du jet subtropical qui favorise l'occurrence du déferlement anticyclonique toujours plus ou moins à la même latitude. Nous reviendrons dans ce chapitre à ces différents arguments pour interpréter nos résultats dans un cadre numérique plus complexe que celui de Barnes et Hartmann (2011).

Comme nous venons de le voir, autant la climatologie de l'« eddy-driven » jet et du « storm-track » en fonction des SSTs a été très étudiée, autant la variabilité de l'« eddy-driven » jet en fonction de ces mêmes SSTs est moins connue, bien que Nakamura et al. (2008) aient mis en évidence l'importance de la présence du front de SST avec un AGCM pour maintenir l'intensité et la structure du mode annulaire. Pourtant, cette question est importante car elle devrait permettre de mieux comprendre les différentes téléconnexions comme la NAO, l'AO, l'AAO ou encore la PNA.

Dans la suite, nous allons étudier la sensibilité aux SSTs des caractéristiques du « storm-track » et de l'« eddy-driven » jet et de la variabilité de l'« eddy-driven » jet avec un modèle de circulation générale atmosphérique adapté au climat en mode aquaplanète c'est-à-dire avec une planète recouverte entièrement d'eau. Les SSTs sont zonalement homogènes et restent fixes pendant toute la durée de la simulation mais d'une simulation à l'autre, nous allons changer certains paramètres comme la position ou l'intensité du front de SST. De plus, nous allons aussi regarder l'impact de l'augmentation des SSTs dans les tropiques tout en conservant le front de SST aux moyennes latitudes identique.

Les questions auxquelles nous allons essayer de répondre dans ce chapitre sont les suivantes. Il y a tout d'abord les questions relatives à la climatologie que l'on obtient en fonction des différents profils de SSTs :

- Quelle est l'influence d'un déplacement en latitude de la position du front de SST sur la position et l'intensité du « storm-track » et de l'« eddy-driven » jet et sur la variabilité de l'« eddy-driven » jet ?
- Quelle est l'influence d'un changement d'intensité du gradient du front de SST sur la position et l'intensité du « storm-track » et de l'« eddy-driven » jet ?

Bien que ces deux questions aient été abordées dans différents papiers récents comme nous l'avons montré précédemment, nous nous proposons d'interpréter les résultats en termes de déferlements d'ondes ce qui n'a pas été fait dans ces précédents articles en question. D'un autre côté, il y a toutes les questions sur les modes principaux de variabilité de la circulation atmosphérique en fonction de SSTs fixes dans le temps qui ont été nettement moins abordées :

- Quel est le rôle des déferlements d'ondes de Rossby dans la variabilité de l'« eddy-driven » jet ? Et quels sont les mécanismes qui peuvent expliquer cette variabilité ? Quels sont les ingrédients qui déterminent les différents régimes de variabilité des jets (fluctuations en intensité versus fluctuations en latitude) ?
- Les précédents résultats numériques permettent-ils de mieux comprendre la variabilité de l'« eddy-driven » jet observée dans les réanalyses ERA40 ?

Dans la suite, nous allons décrire le modèle utilisé pour faire cette étude de sensibilité. Nous décrirons ensuite les résultats des simulations et nous conclurons.

4.2. Méthodologie

4.2.1. Le modèle Arpège-Climat

Le modèle Arpège-Climat est un modèle de circulation générale de l'atmosphère, développé par le CNRM dans les années 1990 (Déqué et al., 1994). Le sigle Arpège signifie Action de Recherche Petite Echelle Grande Echelle. Le modèle cherche à reproduire de la meilleure manière possible le climat passé, présent et futur en déterminant l'évolution tri-dimensionnelle des variables météorologiques telles que le vent, la température, etc. Pour cela, il calcule une solution approchée des équations aux dérivées partielles décrivant l'évolution de l'atmosphère à partir de données externes comme le flux solaire et les SSTs (s'il est utilisé en mode forcé). La version 5 du modèle a d'ailleurs été utilisée dans le cadre de l'exercice d'inter-comparaison CMIP5 (pour Coupled Model Intercomparison Project Phase 5) coordonné par le PMRC (Programme Mondial de Recherche sur le Climat, ou WCRP en anglais) dont les résultats serviront, entre autres, de base de modélisation pour les études qui seront synthétisées dans le prochain rapport du GIEC (pour Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat). Le modèle peut être couplé à beaucoup d'autres modèles comme ceux qui décrivent l'océan, la glace de mer, les surfaces continentales, la chimie atmosphérique. Par rapport à la version 4, les modifications les plus importantes pour nos simulations sont l'augmentation de la résolution avec une division par deux du pas de grille et l'amélioration du schéma radiatif et du traitement des aérosols dans la troposphère et la stratosphère (Voldoire et al., 2012). Nous avons utilisé le modèle en mode aquaplanète c'est-à-dire qu'il n'y a pas de continents et que la Terre est supposée être entièrement recouverte d'eau. On impose donc pendant toute la durée de la simulation des températures de surface de la mer choisies par nos soins. De plus, nous nous plaçons à l'équinoxe donc les deux hémisphères reçoivent la même quantité de rayonnement solaire. Le modèle utilise une troncature spectrale triangulaire T127 et 31 niveaux verticaux en coordonnée hybride sigma-pression[1]. Les champs sont représentés avec la méthode spectrale, c'est-à-dire qu'ils sont décomposés en harmoniques sphériques. Soit un champ $X(\lambda,\varphi)$ dépendant de la longitude λ et de la latitude φ. En spectral, il a pour expression :

$$X(\lambda,\varphi) = \sum_{m=-M}^{M} \sum_{n=|m|}^{N} X_n^m H_n^m(\lambda,\varphi),$$

où m est le nombre d'onde zonal, n est le nombre d'onde global, X_n^m le coefficient spectral du champ X et H_n^m l'harmonique sphérique correspondante. En pratique, on ne conserve qu'un nombre fini d'harmoniques, c'est la troncature. La troncature triangulaire revient à prendre $N = M$. En sortie du modèle, nous obtenons des fichiers sous le format netcdf dont les champs ont une résolution d'environ 1,4° soit 256 points en longitude et 128 en latitude.

Comme l'a mis en évidence l'étude de Oueslati et Bellon (2012), le modèle Arpège-Climat présente des différences avec d'autres modèles équivalents comme celui du Laboratoire de Météorologie

[1]La coordonnée sigma est définie par $\sigma \equiv p/p_s$ où $p_s(x,y,t)$ est la pression à la surface. Ainsi, σ est une coordonnée verticale sans dimension qui vaut 1 au sol, qui décroît avec l'altitude et qui vaut 0 au sommet de l'atmosphère.

Dynamique, appelé LMDz, utilisé dans cette étude. Par exemple, une différence notable est qu'en mode aquaplanète avec le profil de SST de contrôle défini par Neale et Hoskins (2001), le modèle Arpège-Climat présente plus de précipitations et d'évaporation autour de l'équateur dans la ZCIT que le modèle LMDz.

4.2.2. Les profils de SST

Pour étudier la sensibilité aux SSTs, nous avons créé des profils de SST linéaires par morceaux symétriques autour de l'équateur dont le front de SST peut avoir une largeur de 10° ou 20° de latitude et deux intensités différentes (8,54.10^{-6} K.m^{-1} et 10,79.10^{-6} K.m^{-1} en valeur absolue). De plus, nous avons choisi trois latitudes différentes auxquelles nous positionnons les fronts de SST (30°, 40° et 50°). Deux largeurs, deux intensités et trois positions latitudinales différentes fournissent ainsi un premier jeu de douze simulations. Ces profils de SST sont représentés sur la figure 4.3. Nous pouvons voir sur la figure 4.3a que les températures dans les tropiques restent constantes au cours des douze simulations (c'était le but recherché en adoptant une décomposition des SSTs en profils linéaires par morceaux) ce qui permet d'étudier l'influence de la position du front de SST et de l'intensité du gradient du front de SST séparément en maintenant constante l'influence des tropiques. Pour étudier l'influence des tropiques, nous avons fait les mêmes douze simulations mais avec une température plus élevée à l'équateur de trois degrés, pour atteindre 30°C au lieu de 27°C pour les premières simulations. Par conséquent, le gradient de SST est plus fort dans les tropiques (figure 4.3b). De plus, l'angle que fait le profil de SST à l'équateur devient plus petit (la courbure est plus forte) (comparer les profils noirs et rouges de la figure 4.3b), ce qui provoque des ascendances plus fortes à l'équateur associées à une cellule de Hadley plus intense. En effet, la vitesse verticale dépend directement du Laplacien des SSTs (Lindzen et Nigam, 1987) et donc de la courbure des SSTs à l'équateur. Plus la courbure est forte, plus le Laplacien est fort donc plus la vitesse verticale est grande. On s'attend donc à une augmentation de l'intensité de la cellule de Hadley pour les profils de SSTs rouges (figure 4.3b) et par conséquent à une intensification du jet subtropical. Comme nous pouvons le remarquer sur la figure 4.3b, en passant des profils noirs aux profils rouges, les fronts de SSTs changent peu et ce sont les changements aux tropiques qui dominent. Le tableau 4.1 récapitule les expériences menées.

Les simulations durent cinq ans mais comme il faut quelques mois pour que le modèle converge, nous n'avons traité que les quatre dernières années.

4.3. Les résultats

4.3.1. La circulation méridienne moyenne et les jets

La circulation méridienne moyenne permet d'identifier la cellule de Hadley. Elle est obtenue à partir de la fonction de courant massique qui résulte de la conservation de la masse. L'équation de

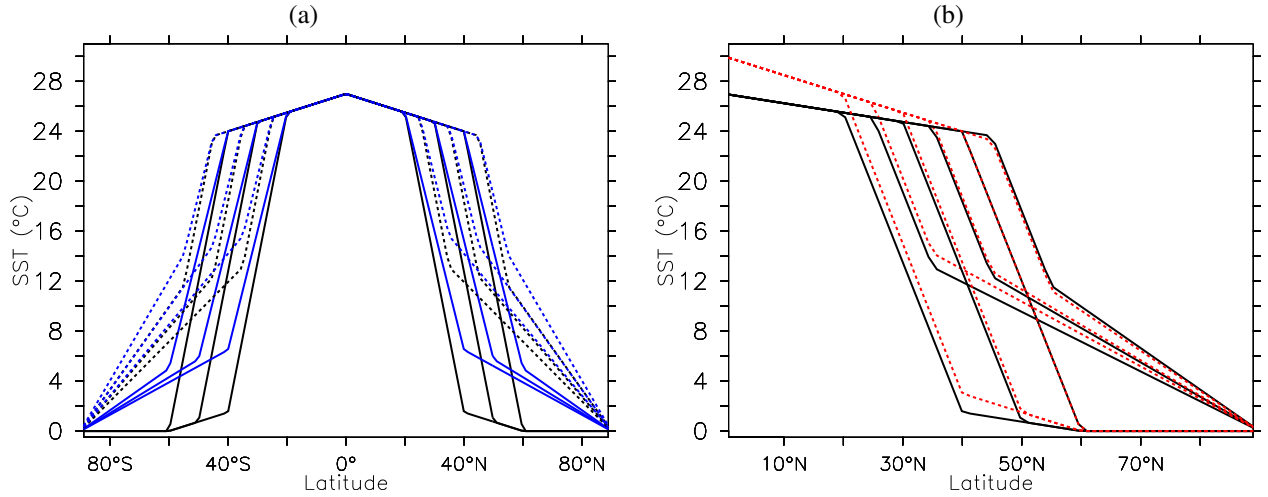

Figure 4.3 *– a) Profils de SST pour les douze expériences avec une température de 27°C à l'équateur, deux gradients différents (noir pour le fort gradient méridien ∂_ySST=10,79.10^{-6} K.m^{-1} et bleu pour le faible gradient méridien ∂_ySST=8,54.10^{-6} K.m^{-1}), deux largeurs de front de SST (20° pour le trait plein et 10° pour les pointillés) centrés à trois latitudes différentes (30°, 40° et 50°). b) Profils de SST pour douze expériences avec un fort gradient méridien de SST aux moyennes latitudes. Les traits pleins noirs correspondent à une température à l'équateur de 27°C et une largeur de 10° et 20° de latitude. Les pointillés rouges correspondent à une température à l'équateur de 30°C et une largeur de 10° et 20° de latitude.*

N° expérience	T°C à l'équateur	Gradient (x10^{-6} K.m^{-1})	Largeur du front
T0-I0-W0	27°C	8,54	10°
T0-I0-W1	27°C	8,54	20°
T0-I1-W0	27°C	10,79	10°
T0-I1-W1	27°C	10,79	20°
T1-I0-W0	30°C	8,54	10°
T1-I0-W1	30°C	8,54	20°
T1-I1-W0	30°C	10,79	10°
T1-I1-W1	30°C	10,79	20°

Tableau 4.1 *– Récapitulatif des expériences menées. Ensuite nous avons aussi varié la position du front de SST.*

continuité en coordonnées sphériques et en coordonnée pression a pour expression :

$$\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial u}{\partial\lambda}+\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial\left(v\cos\varphi\right)}{\partial\varphi}+\frac{\partial\omega}{\partial p}=0, \tag{4.1}$$

où ω est la vitesse verticale en coordonnée pression. En intégrant zonalement sur toutes les longitudes, le premier terme de l'équation (4.1) s'annule et l'équation de continuité s'écrit alors :

$$\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial\left([v]\cos\varphi\right)}{\partial\varphi}+\frac{\partial[\omega]}{\partial p}=0, \tag{4.2}$$

où les crochets [.] désignent la moyenne zonale. L'équation (4.2) montre qu'il existe une fonction de courant massique ψ_M telle que

$$[v]\cos\varphi = \frac{g}{2\pi a}\frac{\partial \psi_M}{\partial p}, \tag{4.3}$$

et

$$[\omega]\cos\varphi = -\frac{g}{2\pi a^2}\frac{\partial \psi_M}{\partial \varphi}. \tag{4.4}$$

Donc en intégrant l'équation (4.3) verticalement à la latitude φ entre le niveau de pression p et le sommet de l'atmosphère, la fonction de courant massique a pour expression :

$$\psi_M = \frac{2\pi a\cos\varphi}{g}\int_0^p [\overline{v}]\,dp. \tag{4.5}$$

Nous avons calculé la fonction de courant massique moyenne avec la méthode de Qin et al. (2006). Elle consiste à intégrer la vitesse méridienne dans un sens (par exemple en partant de la surface vers le haut de l'atmosphère) puis dans l'autre (par exemple du haut de l'atmosphère vers la surface). Ensuite, les deux valeurs sont combinées avec des poids différents dépendants des niveaux de pression pour obtenir la fonction de courant massique.

Sur la figure 4.4, nous pouvons remarquer que lorsque le front de SST est déplacé vers le pôle, le jet subtropical et l'« eddy-driven » jet sont bien séparés tandis qu'ils sont confondus lorsque le front de SST est plus vers l'équateur. De plus, lorsque le front de SST est déplacé vers le pôle, la circulation méridienne entre 30° et 50° a disparu alors qu'un faible dipôle en latitude est apparu entre 40° et 70° (comparer les figures 4.4a et b). De même, lorsque le gradient méridien de SST définissant le front de SST est diminué, que ce soit en intensité ou en largeur, l'« eddy-driven » jet est diminué mais la circulation méridienne et le jet subtropical restent constants (comparer les figures 4.4b et 4.5). En effet, comme le profil à l'équateur est identique pour les trois expériences, l'intensité de la cellule de Hadley et le jet subtropical associé restent approximativement constants et seule l'intensité de l'« eddy-driven » jet varie. La diminution de l'intensité de l'« eddy-driven » jet peut s'expliquer en terme de baroclinie et d'intensité du « storm-track » comme nous le verrons plus loin. Lorsque la température à l'équateur est plus élevée, le chauffage tropical est plus important et par conséquent, la cellule de Hadley et le jet subtropical sont intensifiés alors que l'« eddy-driven » jet garde une intensité constante (comparer les figures 4.4b et 4.6).

4.3.2. Climatologies de l'intensité du « storm-track » et de la position et de l'intensité de l'« eddy-driven » jet

Influence de la position du front de SST sur l'intensité du « storm-track »

Comme nous l'avons précisé au chapitre 1, le « storm-track », représentant l'activité des ondes, est identifié en traçant l'énergie cinétique haute fréquence (périodes inférieures à 10 jours). Pour obtenir son intensité, nous avons donc moyenné sur tout l'hémisphère nord et toute la hauteur de l'atmosphère (entre 10 et 1000 hPa) l'énergie cinétique haute fréquence. Sur la figure 4.7, nous avons représenté

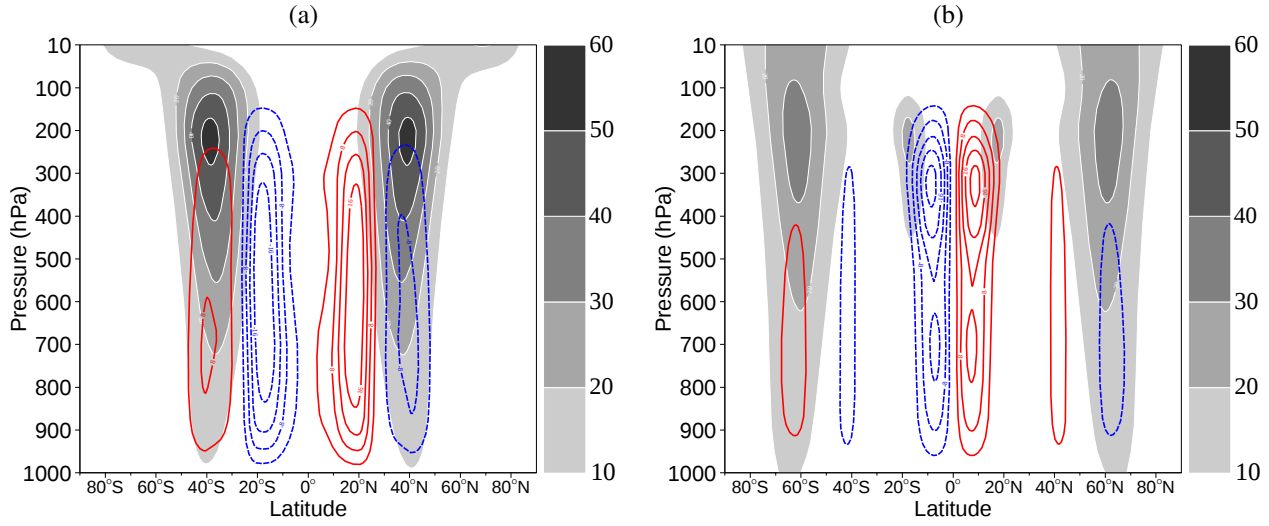

Figure 4.4 *– Moyenne zonale et temporelle de la fonction de courant massique (contours rouges (bleus) pour les valeurs positives (négatives), premier contour et intervalle : 4.10^{10} $kg.s^{-1}$) et vent zonal (zones en niveaux de gris, premier contour et intervalle : 10 m. s^{-1}) pour l'expérience T0-I1-W1 avec le front de SST centré à la latitude a) 30° et b) 50°.*

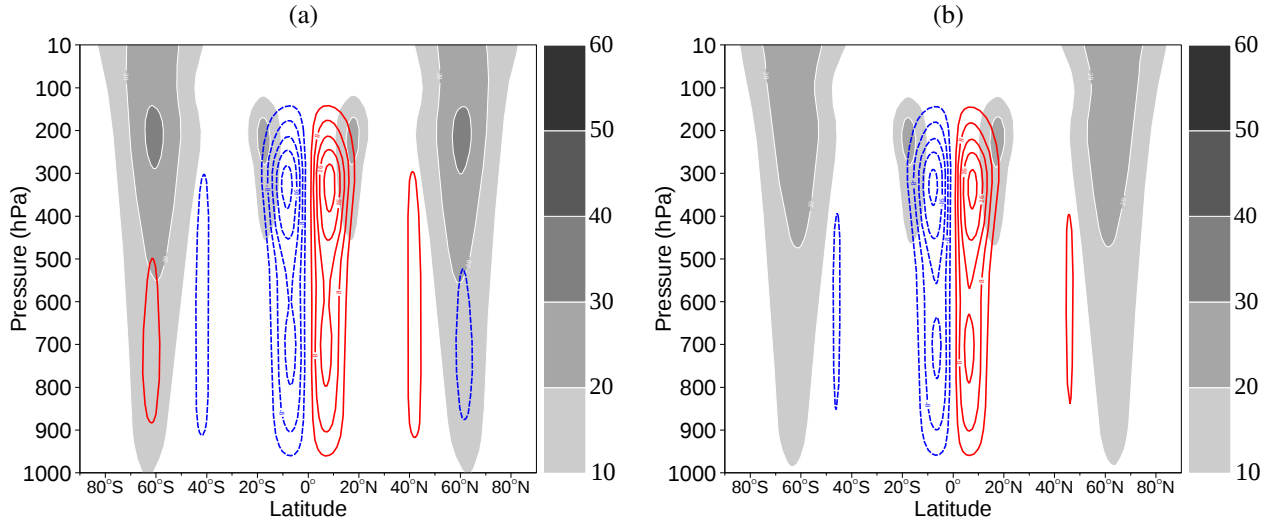

Figure 4.5 *– Comme pour la figure 4.4 mais pour a) l'expérience T0-I0-W1 et b) l'expérience T0-I1-W0 avec le front de SST centré à la latitude 50°.*

l'intensité du « storm-track » en fonction de la latitude à laquelle le front de SST est centré.

- Jet subtropical faible :

Nous pouvons voir sur la figure 4.7a que plus le front de SST se rapproche de l'équateur, plus le « storm-track » est fort. De même, plus le gradient méridien de SST ou la largeur du front sont forts, plus le « storm-track » est intense. Ces résultats sont en accord avec les précédentes études de

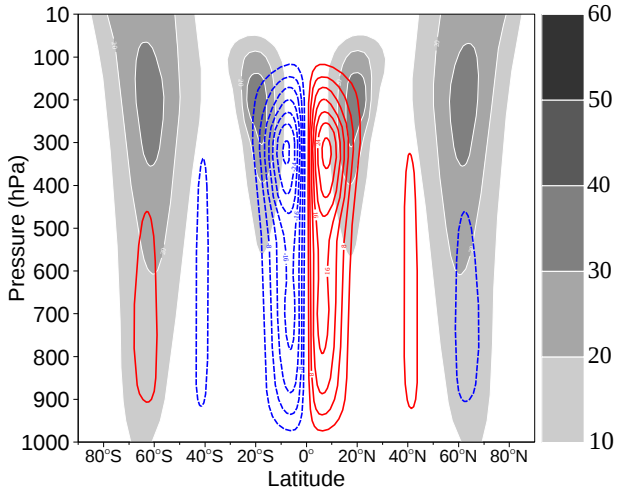

Figure 4.6 *– Comme la figure 4.4 mais pour l'expérience T1-I1-W1 avec le front de SST centré à la latitude 50°.*

Brayshaw et al. (2008) et Graff et LaCasce (2012) par exemple.

Pour expliquer cette variation, nous avons considéré la baroclinie calculée avec le paramètre d'Eady (cf. équation (1.4)). En calculant le paramètre d'Eady avec une stratification constante, c'est-à-dire dans le cas où la baroclinie est proportionnelle au gradient méridien de la température potentielle, nous pouvons voir qu'elle présente deux maxima dans les hautes couches (19°N et 62°N) et un maximum près de la surface entre 40°N et 50°N (figure 4.8a). En comparant les figures 4.8a et b, on peut voir que les différents pics de baroclinie proviennent essentiellement des variations du gradient de température et pas tellement de celles de la stratification. Dans les basses couches, la baroclinie est élevée entre 10°N et 20°N mais surtout du côté équatorial du front de SST centré à 50°N. Dans les hautes couches, la baroclinie est élevée à presque toutes les latitudes mais surtout, comme dans les basses couches, entre 40°N et 50°N. Le maximum de baroclinie du côté équatorial du front est sans doute dû au flux de chaleur latente (non montré) qui est maximal du côté équatorial du front de SST (à 40°N dans ce cas ci). Ce maximum est lui-même dû à la variation de l'humidité saturée en fonction de la SST qui n'est pas linéaire. En effet, l'humidité saturée dépend de la pression de vapeur saturante qui est une fonction exponentielle de la température (Clausius-Clapeyron). Ainsi, l'humidité saturée en fonction de la SST va croître beaucoup plus vite là où les SSTs sont élevées, c'est-à-dire du côté équatorial du front de SST. Nous pouvons aussi remarquer que les deux maxima de baroclinie dans la haute troposphère sont logiquement reliés au cisaillement vertical du vent zonal et ils atteignent leur maximum sous le maximum de chaque jet. La baroclinie est nulle ou négative au-dessus de chaque jet car le gradient de température potentielle est nul (figure 4.8a). L'inclinaison vers le pôle avec l'altitude de la baroclinie peut s'expliquer par la même orientation qu'a prise le gradient méridien de température potentielle (comparer les figures 4.8a et b). Cette pente est donc liée aux augmentations du gradient de température dans la couche limite côté équatorial du front et dans la moyenne troposphère au niveau de l'« eddy-driven » jet côté polaire du front. La rationalisation de cette position du jet par rapport au front sera discutée ultérieurement ainsi que la baroclinie associée. A noter enfin que

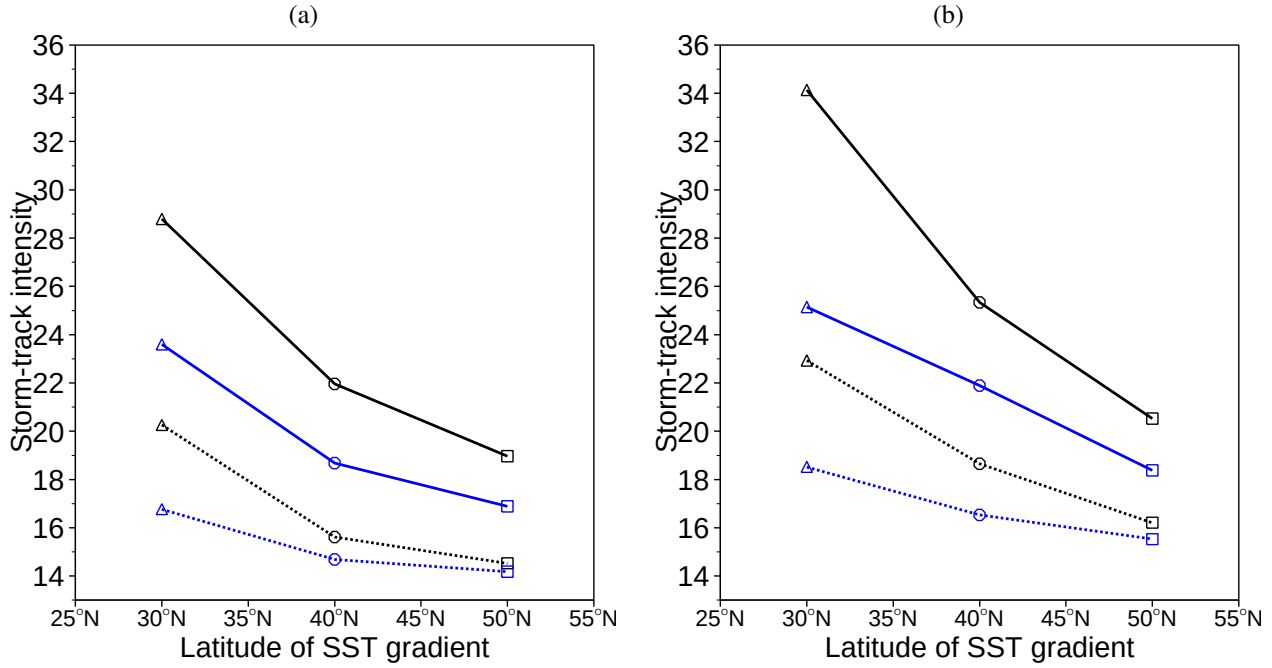

Figure 4.7 *– Intensité du « storm-track » (moyenne temporelle, sur tout l'hémisphère nord et toute la hauteur de l'atmosphère (entre 10 et 1000 hPa) de l'énergie cinétique haute fréquence) en $m^2.s^{-2}$ en fonction de la latitude à laquelle est centré le front de SST. a) La ligne bleue en pointillés représente l'expérience T0-I0-W0, la ligne noire en pointillés l'expérience T0-I1-W0, la ligne bleue pleine l'expérience T0-I0-W1 et la ligne noire pleine l'expérience T0-I1-W1. b) La ligne bleue en pointillés représente l'expérience T1-I0-W0, la ligne noire en pointillés l'expérience T1-I1-W0, la ligne bleue pleine l'expérience T1-I0-W1 et la ligne noire pleine l'expérience T1-I1-W1. En résumé, la couleur bleue (noire) signifie que le gradient méridien de SST est faible (fort). Les pointillés (lignes pleines) représentent une largeur du front de 10° (20°) de latitude. Les triangles (ronds) (carrés) représentent les expériences où le front de SST est centré à 30° (40°) (50°).*

le paramètre d'Eady est fort sur toute la troposphère de 1000 hPa à 300 hPa au-dessus du front sur une largeur supérieure ou égale à celle du front.

Lorsque le front de SST est centré à une latitude plus équatoriale (à 30°N sur la figure 4.9a), il n'y a plus qu'un maximum de baroclinie en altitude. Les deux sources de baroclinie, celle reliée au jet subtropical et celle reliée à l'« eddy-driven » jet s'additionnent en partie ce qui donne une baroclinie plus élevée donc il y aura potentiellement plus d'ondes créées et le « storm-track » sera par conséquent plus intense comme nous l'avions remarqué sur la figure 4.7.

Lorsque le gradient méridien de SST du front est moins élevé mais que la largeur du front est la même, la baroclinie associée à l'« eddy-driven » jet est légèrement moins forte (comparer les figures 4.8b et 4.9b) comme on peut s'y attendre. De même, lorsque le gradient est aussi fort mais que la largeur du front est réduite de moitié, la baroclinie en altitude associée à l'« eddy-driven » jet est moins forte que pour une grande largeur de front (comparer les figures 4.8b et 4.9c). Nous remarquons en comparant les figures 4.8b, 4.9b et c, que lorsque l'intensité du gradient méridien de SST ou la largeur du front de SST varient, la baroclinie reliée au jet subtropical et le jet subtropical restent constants.

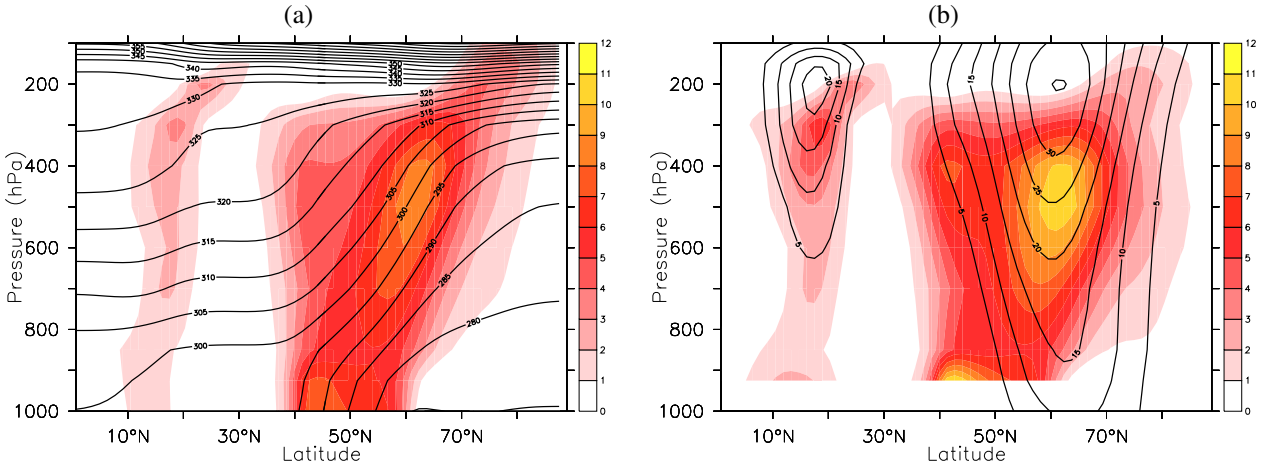

Figure 4.8 *– Pour l'expérience T0-I1-W1 et un front centré à 50°N : a) Température potentielle (contour noir, intervalle de 5 K) et paramètre d'Eady avec stratification constante (plages colorées, unité : 10^{-6} s^{-1}), b) Paramètre d'Eady (plages colorées, unité : 10^{-6} s^{-1}) et vent zonal moyen (contours noirs, premier contour et intervalle de 5 $m.s^{-1}$) en fonction de la latitude dans l'hémisphère nord.*

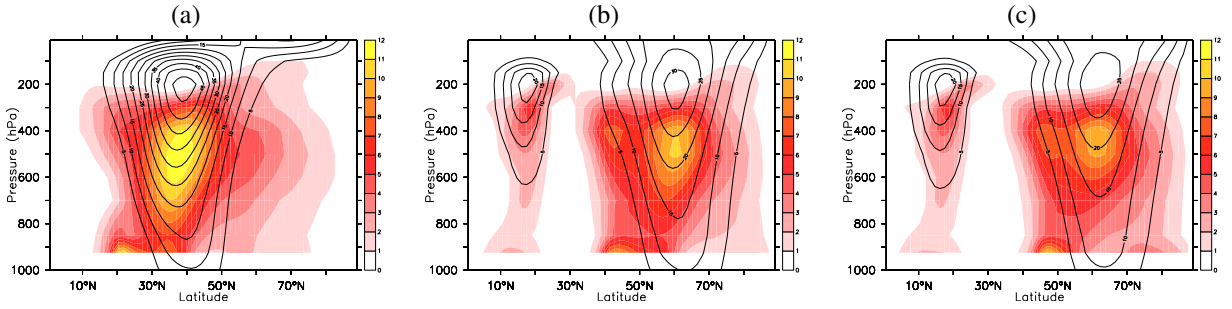

Figure 4.9 *– Paramètre d'Eady (plages colorées, unité : 10^{-6} s^{-1}) et vent zonal moyen (contours noirs, premier contour et intervalle : 5 $m.s^{-1}$) en fonction de la latitude dans l'hémisphère nord pour les expériences a) T0-I1-W1 à 30°N, b) T0-I0-W1 à 50°N et c) T0-I1-W0.*

- Jet subtropical fort :

Lorsque la température à l'équateur est augmentée, le « storm-track » varie de la même manière mais a des valeurs plus élevées (figure 4.7b) que dans le cas où le jet subtropical est faible (figure 4.7a). La différence entre les valeurs de « storm-track » des deux cas est plus élevée lorsque le front de SST est situé à 30°N qu'à 50°N mais elle est toujours présente pour des fronts situés plus vers le pôle. En fait, c'est parce qu'un deuxième maximum d'énergie cinétique haute fréquence apparaît au niveau du jet subtropical comme on peut le voir en comparant les figures 4.12e et f où nous pouvons remarquer un second maximum d'energie cinétique haute fréquence se développant aux alentours de 20°N au niveau du jet subtropical. Comme l'intensité du « storm-track » a été définie par la moyenne de l'énergie cinétique haute fréquence sur toutes les latitudes de l'hémisphère nord, on peut voir

cette augmentation jusqu'aux hautes latitudes mais on voit bien sur les coupes verticales montrant le « storm-track » (figure 4.12) que l'intensification du jet subtropical n'a pas d'impact sur le « storm-track » des moyennes latitudes lorsque celui-ci est éloigné du jet subtropical (c'est-à-dire pour le cas du front à 50°N).

Influence de la position du front de SST sur la position de l'« eddy-driven » jet

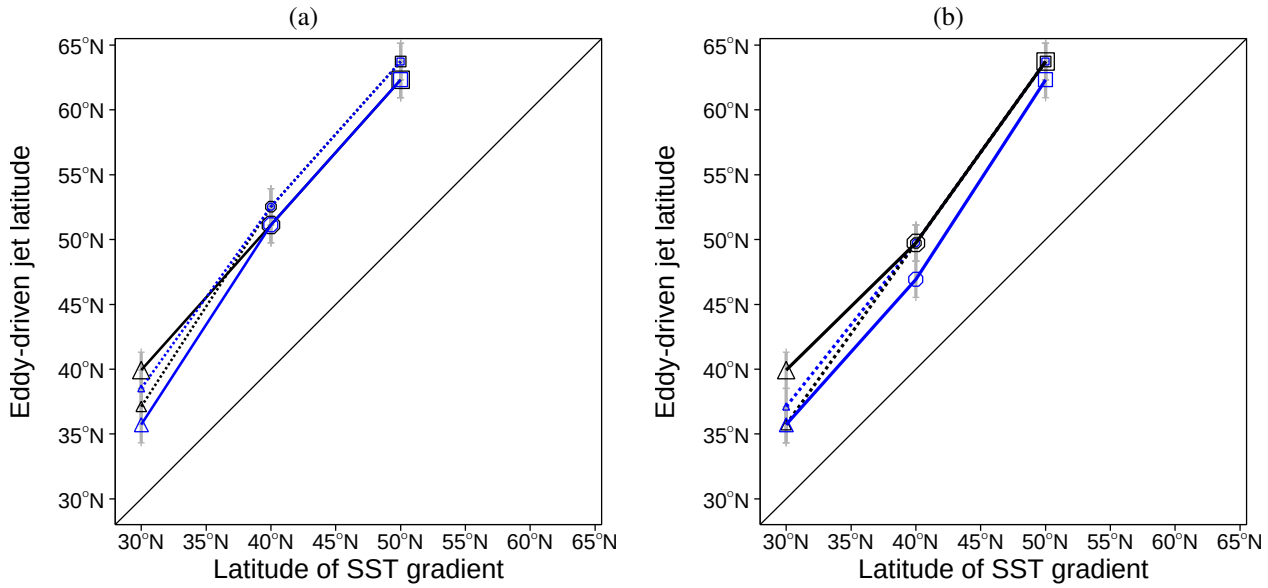

Figure 4.10 *– Latitude de l'« eddy-driven » jet (latitude du maximum de la moyenne zonale et temporelle du vent zonal à 850 hPa) en fonction de la latitude à laquelle est centré le front de SST pour a) les expériences T0 et b) les expériences T1. Les codes de couleur et les symboles sont identiques à ceux de la figure 4.7. Les barres d'erreur sont indiquées en gris et représentent ±1,5°.*

- Jet subtropical faible :

Comme beaucoup de précédentes études, nous retrouvons le fait que l'« eddy-driven » jet se situe toujours du côté polaire du front de SST (figure 4.10a). Mais la figure 4.10a nous montre aussi que lorsque le front de SST est déplacé vers le pôle, l'« eddy-driven » jet s'éloigne de plus en plus du front de SST. Ces résultats peuvent s'expliquer en considérant les fréquences des déferlements d'ondes (figures 4.11a, c et e) et les flux de quantité de mouvement $u^{\mathrm{HF}}v^{\mathrm{HF}}$ (figures 4.12a, c et e). Comme nous l'avons vu au chapitre 1, les flux de quantité de mouvement positifs montrent un déplacement vers le pôle du jet et sont reliés au déferlement anticyclonique. Les flux de quantité de mouvement négatifs poussent le jet vers l'équateur et sont reliés au déferlement cyclonique. Quelle que soit la latitude du gradient de SST, le déferlement anticyclonique est plus fréquent ce qui tend à déplacer l'« eddy-driven » jet vers le pôle par rapport à la zone d'excitation des ondes, c'est-à-dire ici au front de SST. Mais lorsque le front de SST est plus vers l'équateur (figure 4.11a), la présence du déferlement cyclonique tend à limiter le déplacement vers le pôle de l'« eddy-driven » jet. On peut

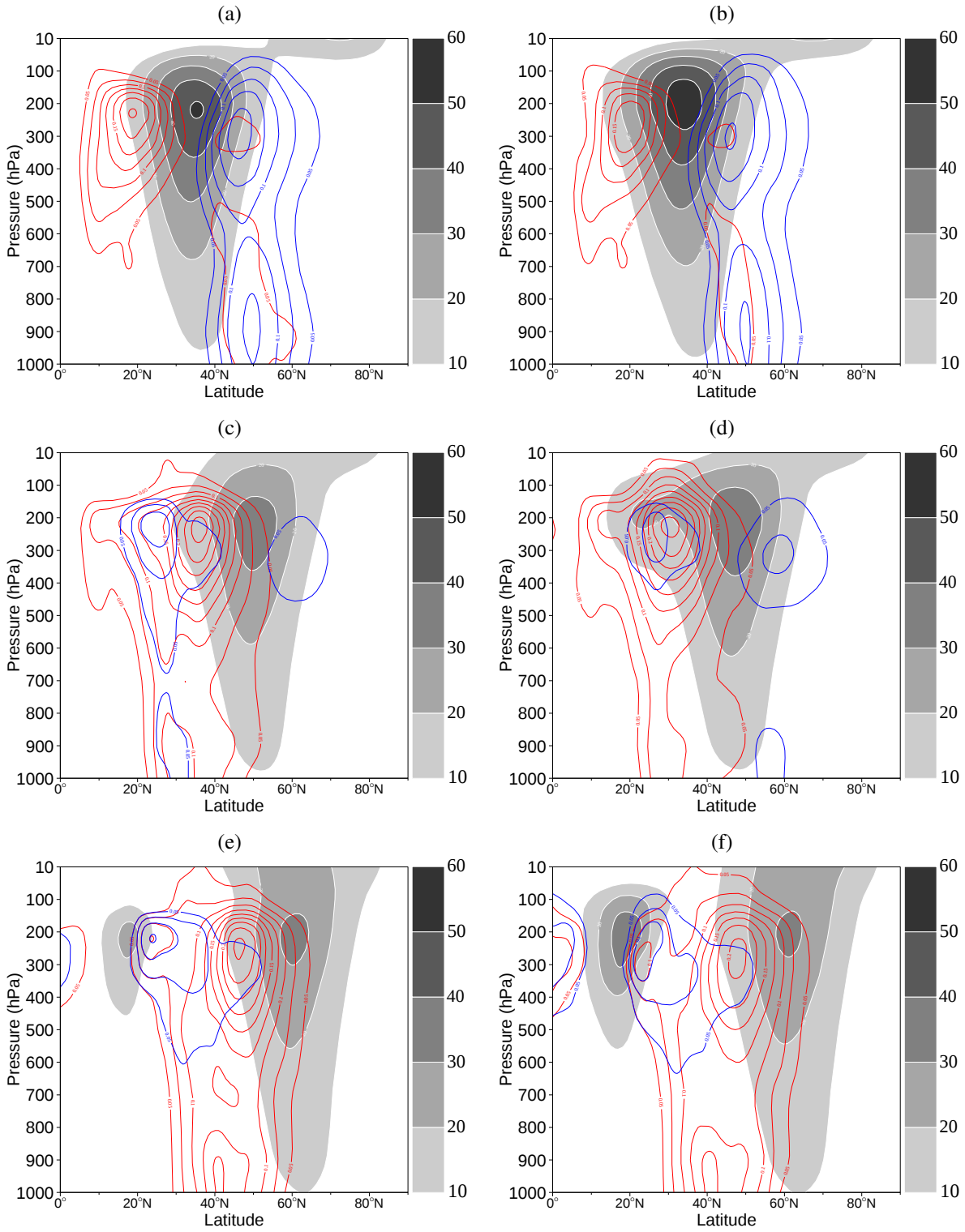

Figure 4.11 *– Moyenne zonale et temporelle des fréquences de déferlements d'onde (anti)cycloniques (contours bleus (rouges), premier contour et intervalle : 0,05 jour^{-1}) et vent zonal (zones en niveaux de gris, premier contour et intervalle : 10 m.s^{-1}) pour les expériences T0-I0-W1 (a,c,e) et les expériences T1-I0-W1 (b,d,f) avec le front de SST centré à la latitude 30° (a,b), 40° (c,d) et 50° (e,f).*

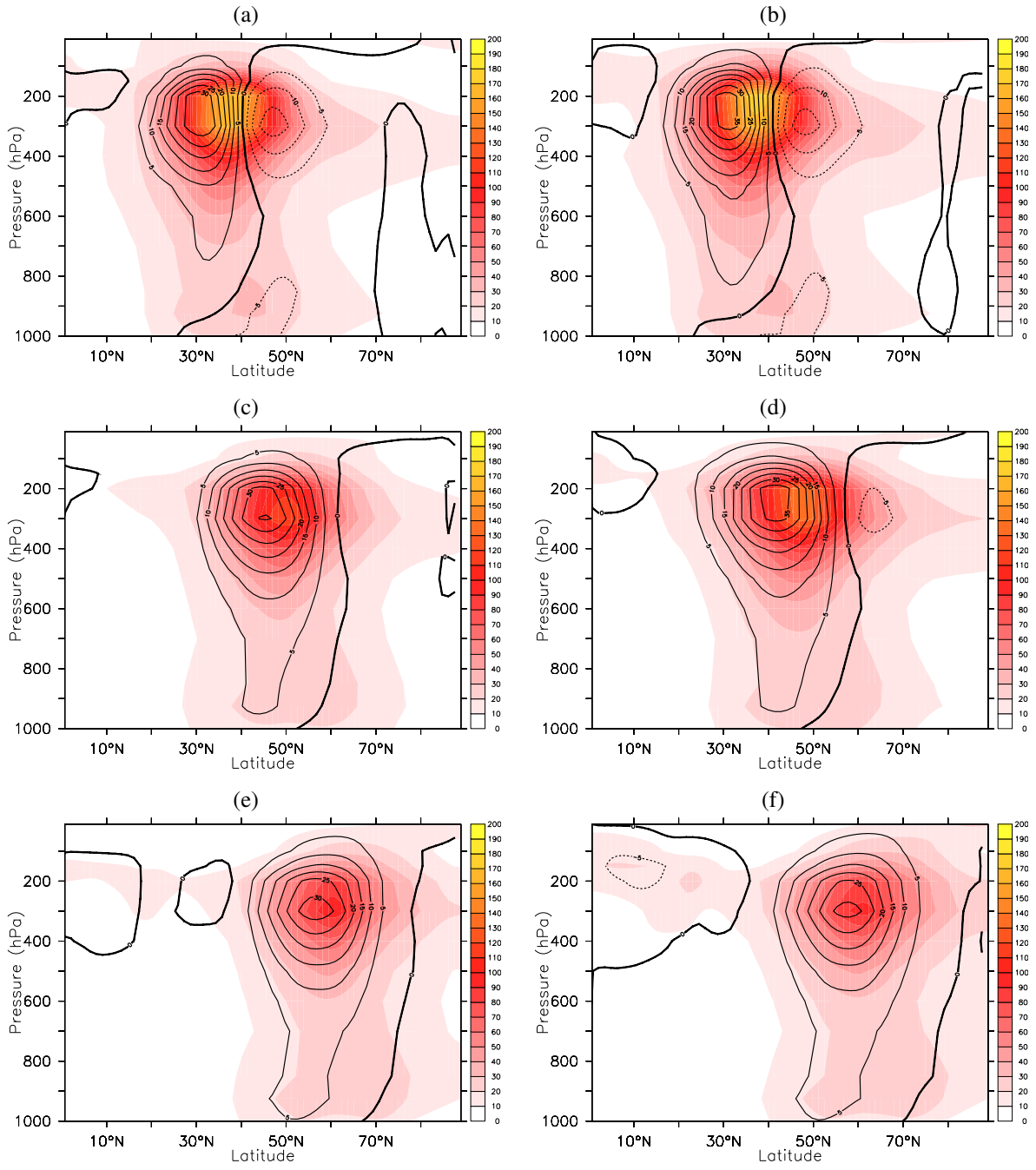

Figure 4.12 *– Moyenne zonale et temporelle de l'énergie cinétique haute fréquence (plages colorées, unité : $m^2.s^{-2}$) et des flux de quantté de mouvement haute fréquence (contours noirs, intervalle : 5 $m^2.s^{-2}$) pour les expériences T0-I0-W1 (a,c,e) et les expériences T1-I0-W1 (b,d,f) avec le front de SST centré à la latitude 30° (a,b), 40° (c,d) et 50° (e,f).*

s'étonner que, sur la figure 4.11a, le déferlement cyclonique soit du même ordre de grandeur que le déferlement anticyclonique alors que l'« eddy-driven » jet est quand même du côté polaire du front. En fait, cela se comprend en regardant les flux de quantité de mouvement (figure 4.12a) qui sont dirigés beaucoup plus vers le pôle que vers l'équateur. Ceci est en assez bon accord avec les résultats de

Rivière (2009) qui montrent que le déferlement cyclonique est moins efficace pour pousser le jet vers l'équateur que ne l'est le déferlement anticyclonique pour le pousser vers le pôle. Lorsque le gradient de SST est déplacé vers le pôle (figure 4.11e), le déferlement cyclonique est de moins en moins fréquent du côté polaire de l'« eddy-driven » jet alors que la fréquence de déferlement anticyclonique a elle augmenté. Par conséquent, l'asymétrie entre les deux types de déferlements augmente quand on déplace le front de SST vers le pôle. Donc l'« eddy-driven » jet peut se déplacer encore plus vers le pôle par rapport à sa zone d'excitation au niveau du front de SST. L'asymétrie se voit aussi très bien lorsque l'on représente les flux de quantité de mouvement haute fréquence $u^{\mathrm{HF}}v^{\mathrm{HF}}$ (figure 4.12). Lorsque le front de SST est déplacé vers le pôle, l'amplitude des flux de quantité de mouvement haute fréquence diminue légèrement mais ces flux suivent logiquement le déplacement du front de SST vers le pôle puisqu'ils sont liés au « storm-track ». De plus, on voit bien que la partie des flux orientés vers l'équateur (traits tiretés sur la figure 4.12) tend à disparaître lorsque le front de SST est déplacé vers le pôle. Cette asymétrie des déferlements avec la latitude a été expliquée par Rivière (2009) et Barnes et al. (2010) avec la théorie linéaire en considérant les variations de l'indice de réfraction avec la latitude pour deux jets situés à deux latitudes différentes. Rappelons que, lorsque l'indice de réfraction est positif, les ondes peuvent se propager tandis que lorsqu'il est négatif, leur propagation est impossible. En se basant sur la figure 4.13 qui est une reproduction modifiée de la figure 3 de Rivière (2009), nous pouvons voir que lorsque le jet est situé plus vers l'équateur (figure 4.13a), les ondes peuvent se propager de chaque côté du jet car l'indice de réfraction est positif autour du jet provoquant ainsi les deux types de déferlement. Lorsque le jet est situé plus vers le pôle (figure 4.13b), l'indice de réfraction est très rapidement négatif du côté polaire du jet donc les ondes vont principalement se propager vers l'équateur ce qui va provoquer seulement du déferlement anticyclonique. D'où l'asymétrie entre les deux types de déferlements que l'on obtient lorsque l'« eddy-driven » jet est situé plus vers le pôle. Cela vient des asymétries du gradient de PV dans l'indice de réfraction. En effet, il y a à la fois le gradient de vorticité absolue qui favorise le déferlement anticyclonique (β étant plus fort du coté équatorial du jet) mais dont les variations baissent avec la latitude (les variations de β sont de plus en plus faibles lorsque le jet se déplace vers l'équateur) et il y a le gradient du terme d'étirement qui à l'inverse favorise le déferlement cyclonique et qui le favorise encore plus quand le jet se déplace vers l'équateur.

D'autre part, pour expliquer le déplacement de l'« eddy-driven » jet vers le pôle, Deremble et al. (2012) ont mis en évidence le rôle du relâchement de chaleur latente. La vapeur d'eau s'évapore préférentiellement du côté chaud du front de SST puis est transportée vers le pôle par les transitoires et se condense beaucoup plus vers le pôle là où la température est plus faible. Par conséquent, le relâchement de chaleur latente dû à la condensation aux plus hautes latitudes y augmente la température. Donc le gradient méridien de température y étant renforcé, le vent zonal est aussi renforcé à cette plus haute latitude de par l'équilibre du vent thermique. Ce mécanisme est donc une alternative au mécanisme sec précédent pour expliquer la présence du maximum de baroclinie et de l'« eddy-driven » jet du côté polaire du front de SST observé sur les figures 4.8b et 4.9.

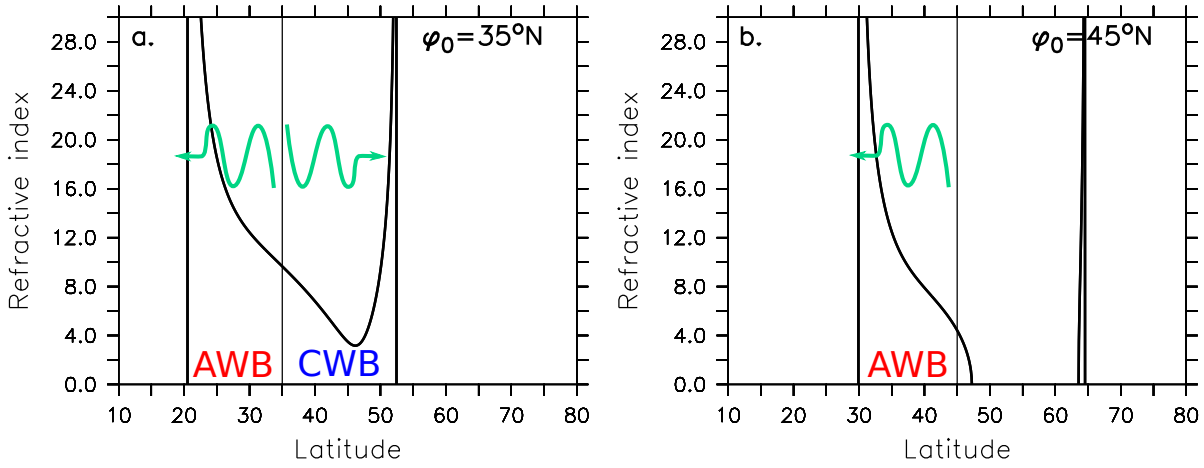

Figure 4.13 *– Indice de réfraction en fonction de la latitude pour deux jets situés à a) 35°N et b) 45°N. Les flèches vertes montrent dans quelles directions les ondes peuvent se propager autour de la position du jet marquée par la ligne verticale fine noire. AWB (CWB) montrent les zones dans lesquelles les déferlements anticycloniques (cycloniques) peuvent se produire. Cette figure a été modifiée à partir de celle de Rivière (2009).*

- Jet subtropical fort :

Lorsque la température à l'équateur est plus élevée et donc que le jet subtropical est plus fort, l'« eddy-driven » jet est toujours du côté polaire du front de SST (figure 4.10b) comme lorsque le jet subtropical est plus faible (figure 4.10a). Lorsqu'on passe de la figure 4.10a à 4.10b, on ne remarque pratiquement aucun changement de position de l'« eddy-driven » jet pour les cas 30°N et 50°N alors que pour 40°N, l'ensemble des positions se déplacent vers l'équateur et se rapprochent du front de SST. Ces résultats peuvent s'expliquer à partir de la théorie linéaire en suivant des arguments similaires à ceux de Barnes et Hartmann (2011) fondés sur l'indice de réfraction et la position de la latitude critique, c'est-à-dire la latitude où la vitesse de l'écoulement est égale à la vitesse de phase des ondes ($u = c$) du côté équatorial. Pour les hautes latitudes (50°N), la dynamique de l'« eddy-driven » jet n'est logiquement presque pas affectée par un changement d'intensité du jet subtropical puisque la zone d'excitation des ondes (en l'occurrence le gradient de SST) est éloignée de ce jet. Les déferlements se produisent environ à la même latitude et l'« eddy-driven »jet est déplacé dans les deux cas d'environ 13° vers le pôle par rapport à la position du front de SST (comparer les figures 4.11e et f ou 4.12e et f). Pour les basses latitudes (30°N), les deux jets ne font qu'un vers 30°N, le maximum de vent zonal augmente mais sans que le vent zonal soit trop affecté sur les bords du jet (figures 4.11a et b). La latitude critique côté équatorial ne se déplace ainsi pas tellement et le pic de fréquence du déferlement anticyclonique se produit à peu près au même endroit. Cette latitude critique est étroitement liée à la position du jet subtropical. Il n'y a donc pas de changement de position des déferlements anticycloniques avec le changement d'intensité du jet subtropical pour le gradient de SST à 30°N et donc pas de changement de position de l'« eddy-driven » jet.

En revanche, quand ce gradient est déplacé à 40°N donc 10 à 15° plus vers le pôle que le jet

subtropical, la formation de l'« eddy-driven » jet va dépendre du jet subtropical. En effet, sur le flanc équatorial de l'« eddy-driven » jet, les vents zonaux sont assez forts sans discontinuité sur toute une bande de latitudes entre 20°N et 40°N dans le cas d'un jet subtropical fort (figure 4.11d) ce qui n'est pas le cas pour un jet subtropical faible (figure 4.11c). Ainsi les ondes baroclines qui sont générées au niveau du front de SST et qui se propagent vers l'équateur vont pouvoir se propager tant que $u - c > 0$ et vont donc se propager à des latitudes beaucoup plus basses dans le cas d'un jet subtropical fort que dans le cas d'un jet subtropical faible. Cette différence peut être vue en comparant les figures 4.11c et d ou les figures 4.12c et d où le maximum de fréquence des déferlements anticycloniques ou de flux de quantité de mouvement est décalé de 5° de latitude plus vers le pôle dans le cas d'un jet subtropical faible par rapport au cas du jet subtropical fort (comparer les figures 4.11c et d ou 4.12c et d). Ainsi, la présence d'un jet subtropical fort sur le flanc équatorial de la zone d'excitation des ondes crée une latitude critique bien plus vers l'équateur que sans sa présence ce qui permet aux ondes de se propager plus loin vers l'équateur avant de déferler. Ceci fait que les ondes vont déposer leur quantité de mouvement plus près de l'équateur et permet ainsi d'expliquer ce déplacement vers l'équateur de l'« eddy-driven » jet quand on intensifie le jet subtropical. Ce résultat est en accord avec l'étude idéalisée de Lee et Kim (2003) avec un modèle aux équations primitives. Mais leur étude montre que l'on passe d'un seul jet à un double jet lorsque le jet subtropical est plus intense, ce que nous ne retrouvons pas dans notre étude car dans les deux cas, nous observons un double jet. De plus, alors que leur interprétation repose sur la position de la zone d'excitation des ondes en fonction de l'intensité du jet subtropical, la nôtre repose sur la capacité ou non des ondes à se propager loin de leur zone d'excitation.

4.3.3. Variabilité de l'« eddy-driven » jet

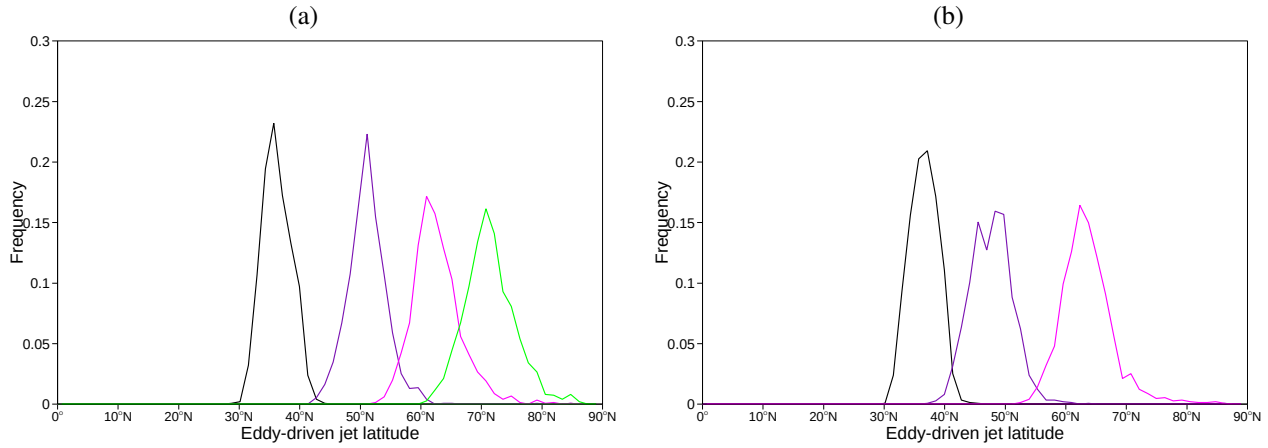

Figure 4.14 *– Histogrammes de la latitude de l'eddy-driven jet (maximum du vent zonal à 850hPa) pour les expériences a) T0-I0-W1 et b) T1-I0-W1. La ligne noire (violette) (rose) (verte) correspond à un front situé à 30° (40°) (50°) (60°).*

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la variabilité de l'« eddy-driven » jet pour nos différents profils de SST. Tout d'abord, nous avons tracé les variations de la position latitudinale de l'« eddy-driven » jet au cours des quatre années des simulations. Nous pouvons voir sur la figure 4.14 que lorsque le front de SST est près de l'équateur, la position de l'« eddy-driven » jet varie sur une bande de latitude de 10 à 15 degrés environ autour de sa position d'équilibre vers 35°N tant pour un jet subtropical faible que pour un jet subtropical fort (courbes noires). Lorsque le front de SST est déplacé plus vers le pôle, l'histogramme s'aplatit et s'élargit ce qui montre que la latitude de l'« eddy-driven » jet varie de plus en plus au cours du temps. Ceci est valable quelle que soit l'intensité du jet subtropical (comparer les figures 4.14a et b).

En calculant la première EOF de la moyenne zonale et verticale (entre 1000 hPa et 100 hPa) du vent zonal entre 20°N et 90°N, le mode dominant de variabilité de l'« eddy-driven » jet est mis en évidence. Nous avons vérifié qu'en calculant l'EOF1 à 850 hPa, les résultats étaient presque identiques avec une variabilité du vent zonal légèrement plus forte aux hautes latitudes (pas montré). L'EOF1 n'est donc fonction que de la latitude mais il est quand même possible de regarder la structure verticale de la variabilité en faisant des régressions de différentes variables sur les composantes principales de l'EOF1 (cf. chapitre 2). En représentant la coupe verticale de cette régression entre les composantes principales de l'EOF1 et le vent zonal, on peut identifier la latitude du zéro ou noeud de l'EOF1 (ou plus précisément de la régression) et la comparer à la latitude du maximum de vent zonal à 850 hPa qui permet d'identifier l'« eddy-driven » jet (la colonne de gauche des figures 4.15 et 4.17). Cette approche est la même que celle utilisée par Eichelberger et Hartmann (2007). Lorsque le noeud de l'EOF1 et le maximum de vent à 850 hPa représentant la position de l'« eddy-driven » jet sont superposés, cela signifie que le mode de variabilité est une fluctuation latitudinale de la position de l'« eddy-driven » jet. Par contre, lorsque le noeud de l'EOF1 et le maximum de vent sont bien décalés avec le maximum (ou minimum) de la régression superposé à l'« eddy-driven » jet alors le mode dominant de variabilité est une variation de l'amplitude ou pulsation de l'« eddy-driven » jet. On peut aussi représenter le composite du vent zonal à 850 hPa pour les jours où la composante principale de l'EOF1 est supérieure à 1 ou bien les jours où elle est inférieure à -1 (les deux colonnes de droite des figures 4.15 et 4.17). Ainsi on peut bien visualiser les phases positives et négatives de l'EOF1. Lorsque les deux maxima du vent zonal associés aux deux phases de l'EOF1 sont décalés en latitude alors le mode de variabilité est une fluctuation latitudinale de l'« eddy-driven » jet tandis que lorsque les deux maxima sont décalés en amplitude, le mode de variabilité devient plus une pulsation.

Mode dominant de variabilité

- Jet subtropical faible :

La figure 4.15 représente les régressions sur les composantes principales et le composite du vent zonal moyen à 850 hPa pour l'expérience T0-I0-W1 aux trois latitudes différentes du front de SST. Les figures 4.15a, d et g montrent des anomalies de vent zonal de chaque côté de l'« eddy-driven » jet mais aucune anomalie au voisinage du jet subtropical. Ce qui implique que le jet subtropical ne présente pas de variabilité pour l'EOF1. Cela est surtout visible sur la figure 4.15g où les deux jets sont bien

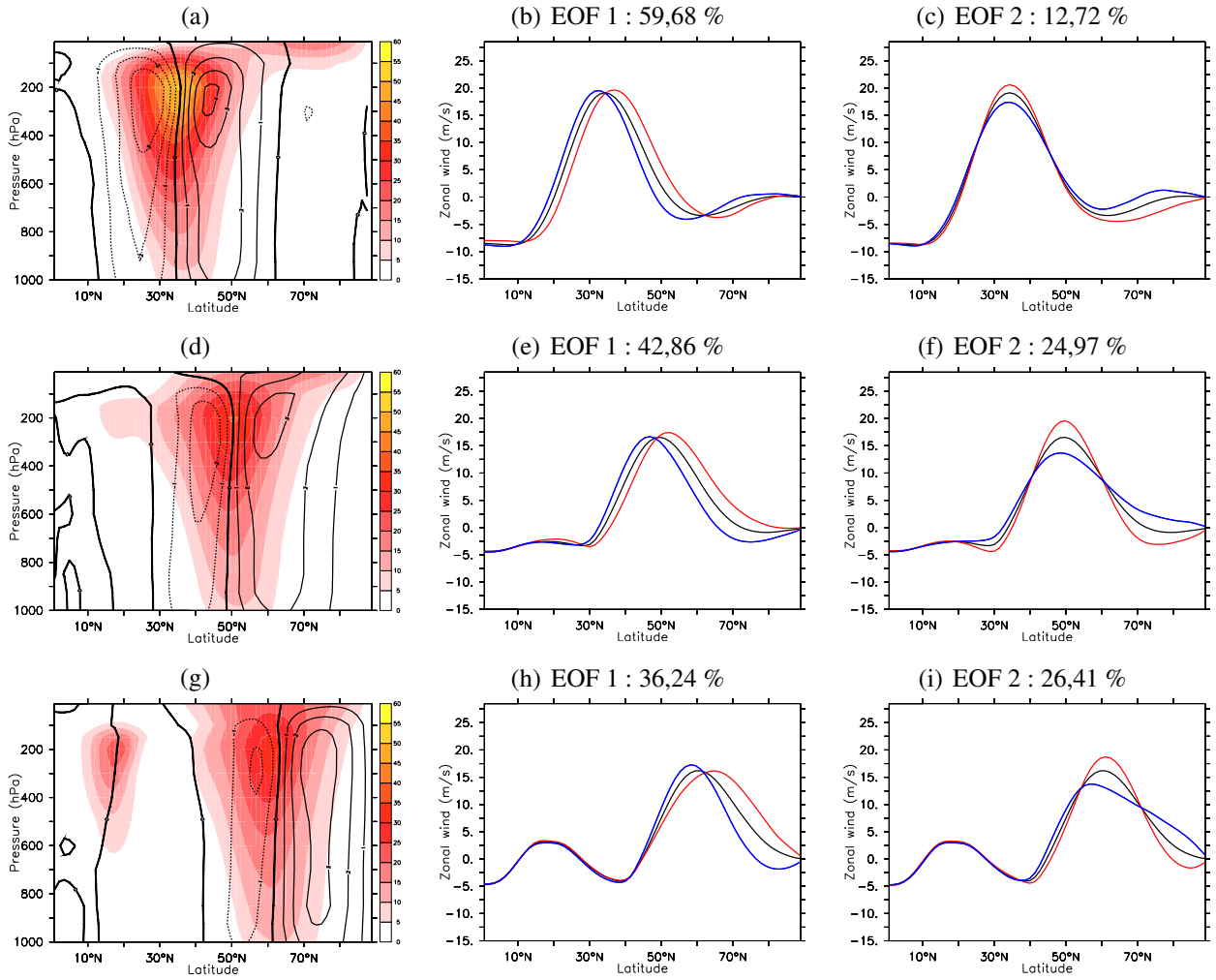

Figure 4.15 *– Expérience T0-I0-W1 : (a,d,g) Régression entre le vent zonal et la composante principale de la première EOF en contours noirs (intervalle de 1 m.s^{-1}) et vent zonal moyen en plages de couleurs (valeurs positives, intervalle de 5 m.s^{-1}). (b,e,h) Composites du vent zonal moyen à 850 hPa (noir), pour les PC1 > 1 (rouge) et < -1 (bleu). (c,f,i) Composites du vent zonal moyen à 850 hPa (noir), pour les PC2 > 1 (rouge) et < -1 (bleu). (a,b,c) Le front de SST est centré à 30°N. (d,e,f) Le front de SST est centré à 40°N. (g,h,i) Le front de SST est centré à 50°N.*

séparés. Ce comportement n'est pas trivial car le calcul de l'EOF1 a été fait à partir de la moyenne verticale du vent zonal qui prend donc en compte le jet subtropical et pas à partir du vent zonal à 850 hPa. Mais comme le forçage que nous avons imposé sur les tropiques est fixe, le jet subtropical est aussi fixe donc ne varie pas (dans les observations, le jet subtropical présente principalement une variabilité entre les saisons mais peu de variabilité intra-saisonnière). Par contre, même si les SSTs sont fixes aux moyennes et hautes latitudes, l'« eddy-driven » jet varie quand même. Les coupes verticales des figures 4.15a, d et g montrent aussi que la structure de l'EOF1 est plutôt barotrope ce qui est en accord avec la structure essentiellement barotrope de l'« eddy-driven » jet. Nous pouvons voir que les coupes verticales de la régression associée à l'EOF1 superposées au vent zonal moyenné

zonalement montrent un dipôle dont la ligne valant zéro que nous avons appelé le noeud de l'EOF1 est quasiment superposée à l'axe de l'« eddy-driven » jet quelle que soit la latitude du front de SST (figures 4.15a, d et g). Cela signifie donc que le mode dominant de variabilité de l'« eddy-driven » jet est une variation latitudinale de sa position. Cela est confirmé par la représentation des deux phases de la première EOF superposées au vent zonal moyen (figures 4.15b, e et h). Sur ces trois figures, nous pouvons bien voir que le maximum de vent zonal est déplacé de quelques degrés en latitude avec une latitude plus faible pour la phase négative et une latitude plus élevée pour la phase positive. Donc même si l'amplitude de l'« eddy-driven » jet peut varier de 1 à 2 $m.s^{-1}$ pour les expériences où le front de SST est vers le pôle (figures 4.15e et h), le mode de variabilité associé à l'EOF1 est une fluctuation latitudinale de l'« eddy-driven » jet. Concernant l'EOF2, quelle que soit la latitude du front de SST, le mode de variabilité qui lui est associé est une variation de l'amplitude de l'« eddy-driven » jet de 2 à 7 $m.s^{-1}$ (figures 4.15c, f et i) même si sur la figure 4.15i, la phase négative de l'EOF2 présente un « eddy-driven » jet légèrement décalé vers l'équateur. La figure 4.16a, récapitulative de toutes les expériences, confirme ces conclusions pour le mode de variabilité dominant qui est associé à l'EOF1. On voit en effet que les différents points associés aux différentes expériences se situent sur la bissectrice du graphe ce qui signifie que le noeud de l'EOF1 se situe près du maximum de vent à 850 hPa. Il y a cependant une expérience particulière où ce n'est pas le cas. Pour l'expérience T0-I0-W0 à 40°, l'« eddy-driven » jet est décalé par rapport au noeud de l'EOF. Cela ne signifie pas forcément que le mode dominant est une pulsation pure car en regardant les deux phases de l'EOF1 pour cette expérience, on s'aperçoit que l'EOF1 correspond à un mélange entre une fluctuation latitudinale et une pulsation de l'« eddy-driven » jet (pas montré)[1]. Nous pouvons cependant conclure que l'EOF1 est associée à un régime de fluctuations latitudinales tandis que l'EOF2 représente plus des pulsations de l'« eddy-driven » jet.

- Jet subtropical fort :

Lorsque le jet subtropical est plus fort, les figures 4.17 et 4.16b montrent que les modes de variabilité des deux premières EOFs sont identiques à ceux trouvés pour un jet subtropical faible (figure 4.15). Le mode de variabilité associé à l'EOF1 est une fluctuation latitudinale de la position de l'« eddy-driven » jet et le mode de variabilité associé à l'EOF2 correspond à une pulsation de l'amplitude de l'« eddy-driven » jet. Par contre, l'expérience T0-I0-W0 qui se distinguait le plus des fluctuations latitudinales à 40°N dans le cas d'un jet subtropical faible (le cercle sur la ligne en tirets bleus sur la figure 4.16a), devient une pure fluctuation latitudinale dans le cas d'un jet subtropical fort[1]. De même, sur cette figure, l'exception est l'expérience T1-I1-W0 dont les deux régimes de variabilité (fluctuations latitudinales et pulsation) sont associés à l'EOF1 (pas montré)[1] alors qu'elle ne montrait pas ce comportement pour un jet subtropical faible[2].

[1] Ce résultat reste le même si l'EOF est calculée avec seulement les trois dernières années de l'expérience.

[2] En ne conservant que les trois dernières années, le point s'écarte un peu plus de la bissectrice mais l'« eddy-driven » jet a toujours un régime de fluctuations latitudinales associé à l'EOF1.

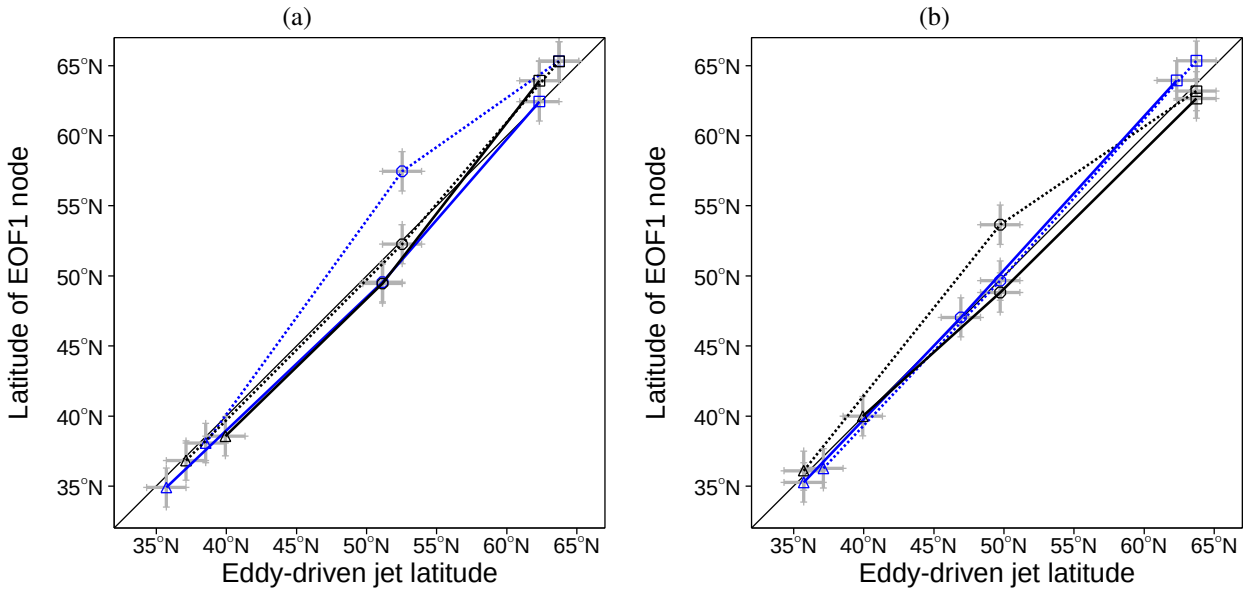

Figure 4.16 *– Représentation de la latitude du noeud de l'EOF1 en fonction de la latitude de l'« eddy-driven » jet pour a) les expériences T0 et b) les expériences T1. Les couleurs et aspects des lignes correspondent à ceux de la figure 4.7.*

Variance expliquée par les deux premières EOFs

- Jet subtropical faible :

A part une exception, la nature même de l'EOF1 et de l'EOF2 ne change pas beaucoup avec la latitude (figure 4.16) avec un régime de fluctuations caractérisant l'EOF1 et un régime de pulsation caractérisant l'EOF2. Cependant, l'analyse des variances nous donne une information supplémentaire quant au changement de variabilité du jet avec la latitude (figure 4.18a). Nous nous apercevons que les valeurs des pourcentages se rapprochent lorsque le front de SST est déplacé vers le pôle. Plus précisément, le pourcentage de variance expliquée par la première EOF tend à diminuer et le pourcentage de variance expliquée par la deuxième EOF tend à augmenter (entre 30°N et 40°N) ou à rester constant (entre 40°N et 50°N). Cela signifie que la variabilité aux basses latitudes qui se caractérise essentiellement par une fluctuation latitudinale (l'EOF1 qui est essentiellement une fluctuation latitudinale a une forte variance) fait place aux plus hautes latitudes à une variabilité où la prédominance des fluctuations latitudinales diminue et où les pulsations deviennent proportionnellement plus importantes. Mais même à 50°N où les pourcentages de variance sont les plus proches, les deux premières EOFs vérifient encore le critère de North décrit au chapitre 2 et l'EOF1 reste toujours associée à un régime de fluctuations latitudinales et l'EOF2 à un régime de pulsation de l'« eddy-driven » jet. Seule l'expérience T0-I0-W0 montre des variances déjà très proches lorsque le front de SST est centré à 30°N. Cependant un bémol doit être apporté sur cette expérience particulière car elle semble assez sensible à l'intervalle de temps utilisé pour calculer l'EOF (un calcul sur trois ans au lieu de quatre montre des changements de plus de 10% sur le calcul des variances alors que cela ne dépasse pas 1% pour les autres simulations). Nous avons aussi fait trois expériences où le front de SST était placé à 60°N pour

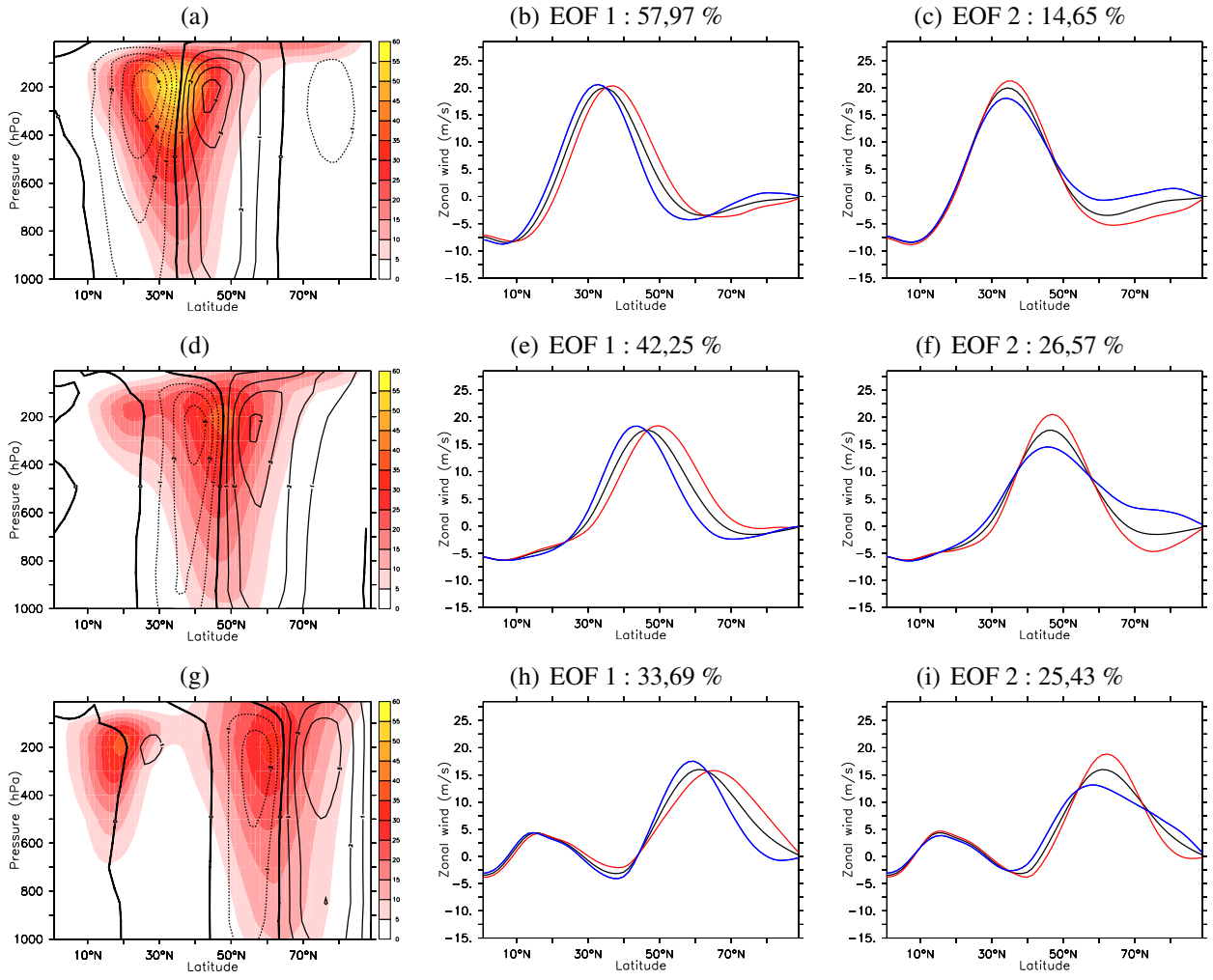

Figure 4.17 *– Comme la figure 4.15 mais pour l'expérience T1-I0-W1.*

voir si on pouvait avoir l'inverse, c'est-à-dire si on trouvait de la pulsation comme mode de variabilité dominant. Mais cela n'est pas le cas car on retrouve la même variabilité qu'à 50°N mais les variances se sont encore plus rapprochées par rapport au cas 50°N (figure 4.18a).

- Jet subtropical fort :

Lorsque le jet subtropical est plus fort, la figure 4.18b montre le même comportement des valeurs de pourcentages de variance expliquée par les deux premières EOFs que lorsque le jet subtropical est plus faible (figure 4.18a) et il ne semble pas y avoir de changements notables quand on passe d'un jet subtropical faible à un fort.

Comparés aux histogrammes montrés précédemments (figure 4.14), ces résultats sont plutôt contre intuitifs. En effet, alors que les histogrammes montraient que la position du jet variait peu près de l'équateur (pic étroit) et un peu plus près du pôle (pic plus large), la variabilité est nettement dominée par le régime des fluctuations latitudinales près de l'équateur et l'est moins près du pôle.

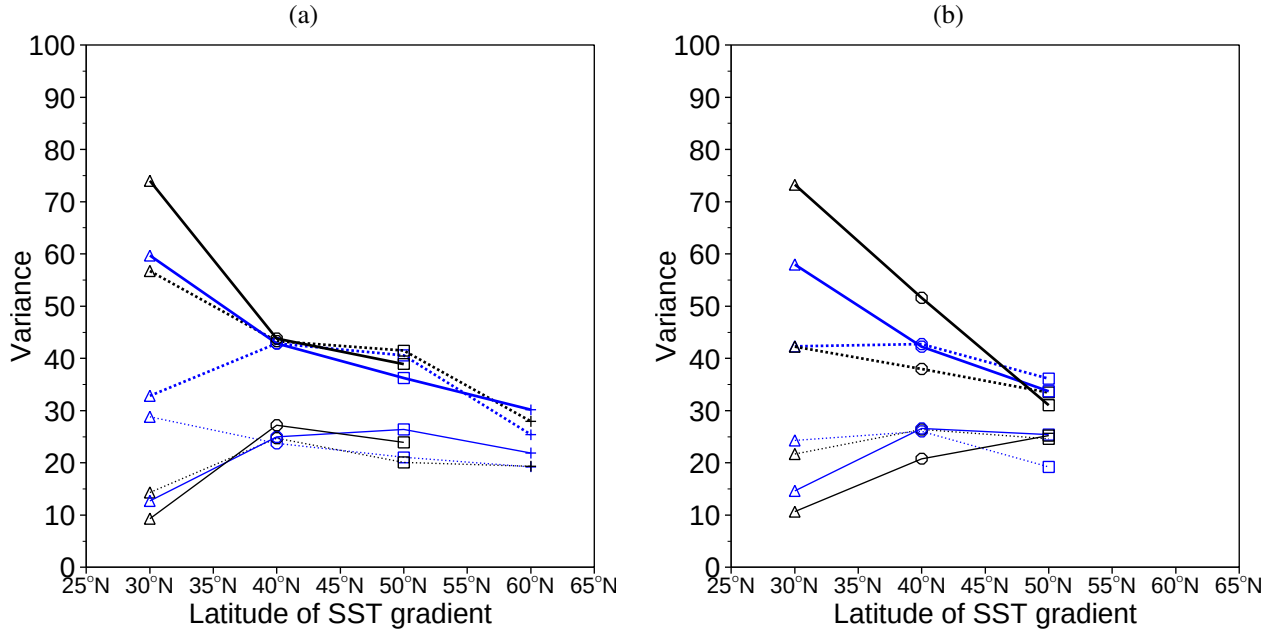

Figure 4.18 *– Représentation du pourcentage de la variance expliquée par la première EOF (ligne épaisse) et par la seconde EOF (ligne fine) en fonction de la latitude du front de SST pour a) les expériencesT0 et b) les expériences T1. Les couleurs et aspects des lignes correspondent à ceux de la figure 4.7. Les plus représentent les expériences où le front de SST est centré à 60° de latitude.*

Persistance du mode de variabilité dominant

Nous nous sommes aussi intéressés à la persistance du mode dominant de variabilité associé à la première EOF. Pour déterminer sa persistance moyenne, nous avons calculé l'autocorrélation entre les composantes principales à différents décalages temporels (ou lags), qui a pour expression :

$$r(l) = \frac{1}{NJ(l)} \sum_{t=1}^{NJ(l)} \frac{(pc(t) - \overline{pc})\,(pc(t-l) - \overline{pc})}{\sigma^2}, \tag{4.6}$$

où l est le décalage temporel, $NJ(l)$ le nombre de jours valides au lag l, pc est la composante principale, $\overline{pc}$ la moyenne des composantes principales qui est environ égale à 0 et σ^2 la variance des composantes principales qui est d'environ 1 (par construction, la moyenne des composantes principales est nulle et sa variance est un). L'autocorrélation présente une courbe qui décroît lorsque le décalage temporel augmente. Lorsque l'autocorrélation atteint la valeur $1/e \simeq 0,368$, l'abscisse qui lui est associée correspond au temps caractéristique de la persistance, que l'on appellera simplement persistance dans ce qui suit. Pour calculer la persistance, nous avons fait une interpolation linéaire de la courbe entre les deux lags entourant la valeur de la persistance. Ainsi nous avons pu tracer la persistance moyenne en fonction de la position du front de SST (figure 4.19).

- Jet subtropical faible :

Sur la figure 4.19a, nous pouvons voir que de manière générale, la persistance de l'EOF1 diminue

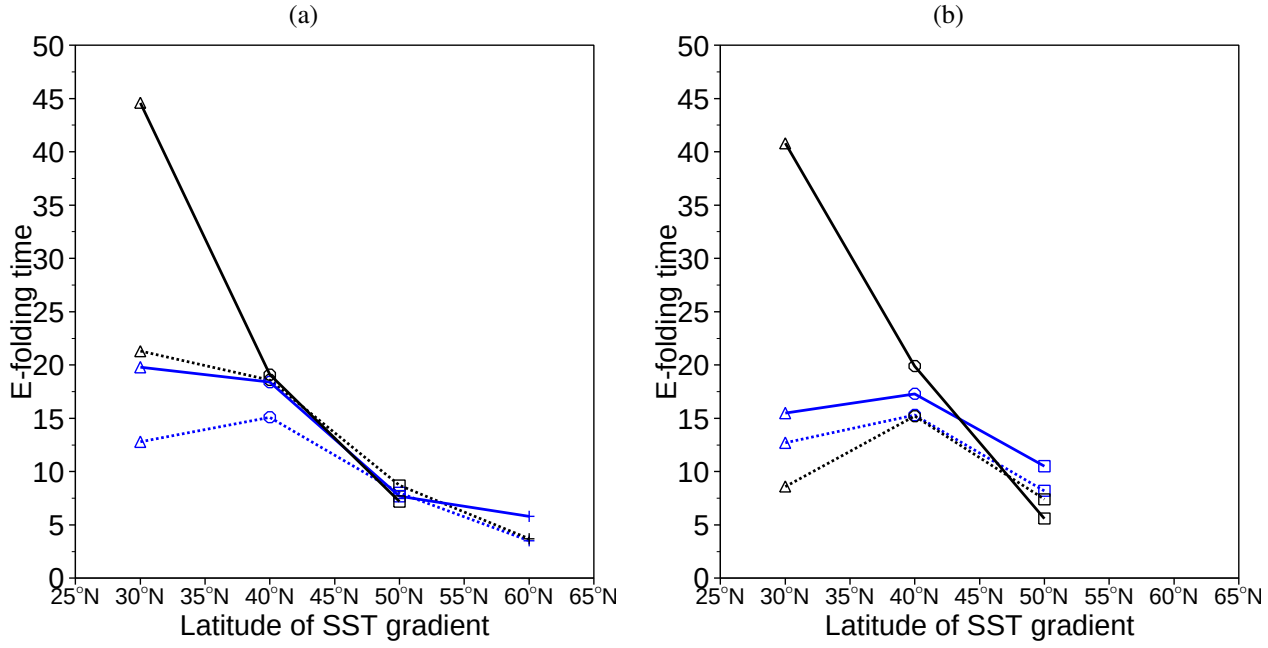

Figure 4.19 *– Persistance en jours de la première EOF en fonction de la latitude du front de SST pour a) les expériences T0 et b) les expériences T1. Les couleurs et aspects des lignes correspondent à ceux de la figure 4.7. Les plus représentent les expériences où le front de SST est centré à 60° de latitude.*

lorsque le front de SST est déplacé vers le pôle sauf pour l'expérience T0-I0-W0 où la persistance augmente légèrement quand le front de SST est déplacé de 30° à 40°. Comme nous avons vu sur la figure 4.7 que le « storm-track » est plus faible et que l'« eddy-driven » jet s'éloigne du jet subtropical lorsque le front de SST est déplacé vers le pôle, nous pouvons donc également dire que la persistance diminue lorsque le « storm-track » est plus faible ou lorsque les deux jets sont bien séparés. Lorsque le front de SST est plus vers le pôle, la persistance semble diminuer à cause de l'asymétrie grandissante entre les deux types de déferlements. C'est en accord avec Barnes et al. (2010) qui montrent, avec la théorie linéaire, que pour un jet situé à une haute latitude, l'indice de réfraction va devenir très vite négatif du côté polaire du jet ce qui va empêcher les ondes de déferler cycloniquement à cette haute latitude. La rétroaction positive diminuant, la persistance de l'EOF associée aux fluctuations latitudinales diminue aussi.

- Jet subtropical fort :

L'ensemble des persistances des latitudes 40°N et 50°N ne change globalement pas beaucoup quand on passe d'un jet subtropical faible à un jet subtropical fort (comparer les figures 4.19a et b). Cependant, à 30°N, on voit que pour trois expériences sur quatre, il y a une baisse de la persistance de l'EOF1. Ceci fait que globalement, on ne constate plus que la persistance diminue avec la latitude dans le cas d'un jet subtropical fort. La latitude intermédiaire 40°N semble la plus persistante. La question à laquelle on doit répondre est donc pourquoi la persistance diminue à la latitude 30°N quand on passe d'un jet subtropical faible à fort. Le raisonnement est le même que celui tenu pour

expliquer la figure 4.10b. Pour un front de SST près du jet subtropical, la latitude critique ($u = c$) est déterminée par la position du jet subtropical et ne bouge pas ou très peu, ce qui oblige le déferlement à se produire toujours à la même latitude et du coup à déposer la quantité de mouvement toujours au même endroit. En revanche, loin du jet subtropical, la latitude critique bouge avec l'« eddy-driven » jet et la position des déferlements aussi. Du coup, ceux-ci maintiennent les fluctuations latitudinales de l'« eddy-driven » jet. Donc lorsque le jet subtropical est fort, les déferlements d'ondes ont plus tendance à ramener l'« eddy-driven » jet à la même latitude ce qui fait diminuer la persistance du mode de variabilité près de l'équateur.

4.3.4. Comparaison avec les réanalyses

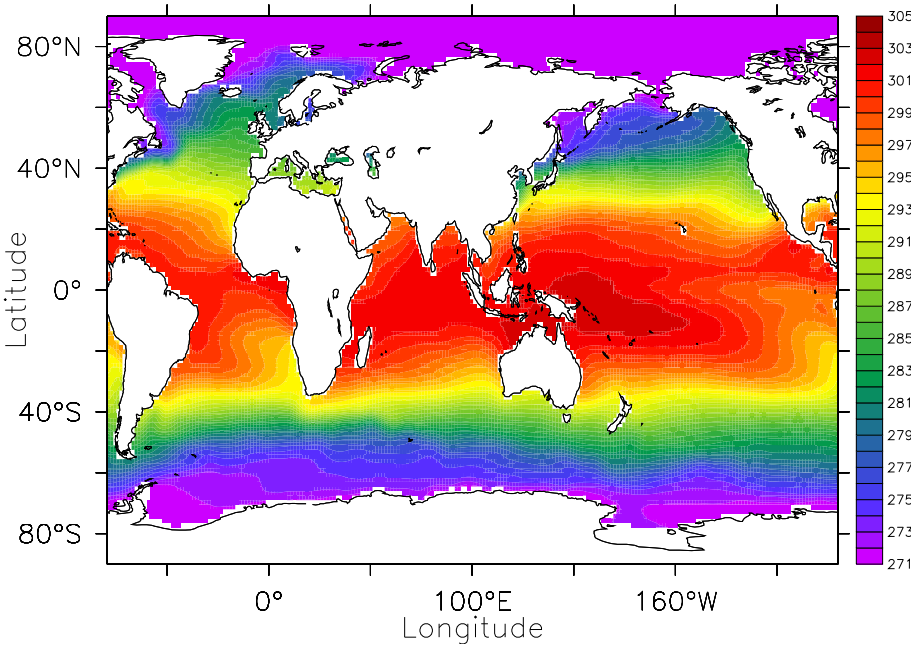

Figure 4.20 *– Climatologie des SSTs sur DJF de 1958 à 2001 sur les 44 ans des réanalyses ERA40.*

Dans cette partie, nous avons cherché à comparer les résultats de nos simulations aux réanalyses ERA40 pendant les hivers de l'hémisphère nord (DJF) et de l'hémisphère sud (JJA).

Climatologies

- Hémisphère nord :

Comme le montrent les SSTs dans l'hémisphère nord (figure 4.20), le Kuroshio et le Gulf Stream sont pratiquement à la même latitude même si le Kuroshio est légèrement plus au sud de quelques degrés (figures 4.20 et 4.21a). Nous pouvons aussi remarquer que les zones frontales sont orientées sud-ouest/nord-est sur le bord ouest des océans. Dans l'océan Atlantique Nord, le front de SST est situé vers 42°N, le maximum de vent zonal à 300 hPa associé au « storm-track » est vers 45°N et le

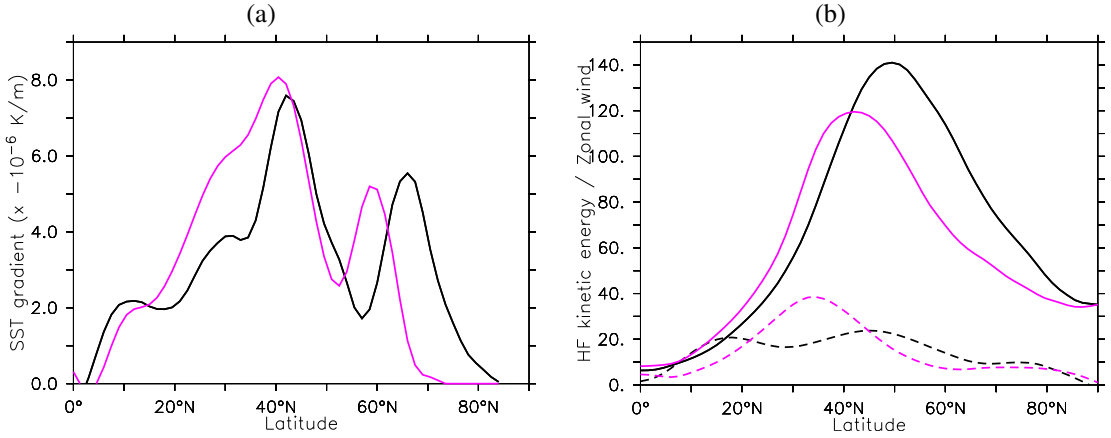

Figure 4.21 *– Climatologie sur DJF des 44 ans des réanalyses ERA40 a) du gradient méridien des SSTs et b) de l'énergie cinétique haute fréquence en $m^2.s^{-2}$ (lignes pleines) et du vent zonal en $m.s^{-1}$ (lignes tiretées) à 300 hPa moyennés zonalement sur l'océan Atlantique Nord (60°W-0°) (noir) et l'océan Pacifique Nord (150°E-120°W) (rose).*

« storm-track » à 300 hPa est vers 50°N (courbes noires sur la figure 4.21). Par contre, dans le Pacifique Nord, le vent zonal à 300 hPa est maximal aux environs de 35°N, le front de SST est situé vers 40°N et le maximum d'énergie cinétique est situé un plus au nord vers 42°N (courbes roses sur la figure 4.21). Le fait que le « storm-track » soit proche du front de SST dans le Pacifique Nord peut résulter du fait que le jet subtropical est fort dans le Pacifique. En effet, comme nous l'avons vu dans la section 4.3.2, lorsque le jet subtropical est fort, même si le front de SST est aux environs de 40°N, la latitude critique à laquelle les ondes baroclines vont pouvoir déferler est située à de basses latitudes près de l'équateur donc les ondes vont déposer leur quantité de mouvement plus près de l'équateur ce qui déplace l'« eddy-driven » jet et le « storm-track » vers l'équateur par rapport au front de SST (Barnes et Hartmann, 2011; Brayshaw et al., 2008).

- Hémisphère sud :

Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.22, les SSTs de l'hémisphère sud présentent une relative homogénéité dans chaque bassin océanique, plus que dans l'hémisphère nord. Cependant, nous pouvons également voir sur la figure 4.23a que le gradient de SST dans l'océan Indien est plus fort que dans le Pacifique Sud alors qu'il est relativement constant dans l'hémisphère nord (figure 4.21a). De plus, le maximum du gradient du Pacifique Sud est situé à une latitude significativement plus élevée (55°S) que le maximum du gradient de l'océan Indien (45°S). Ce qui montre que même si l'hémisphère sud est plus zonalement homogène pour un certain nombre de variables, la latitude du courant circumpolaire antarctique varie suivant la région dans laquelle on se trouve. Dans l'océan Indien, le « storm-track » et le maximum de vent zonal qui lui est associé à 300 hPa sont situés du côté polaire du front de SST comme nous l'avons observé avec les simulations idéalisées (courbes noires sur la figure 4.23). Dans le Pacifique Sud, le « storm-track » est très proche mais du côté équatorial du

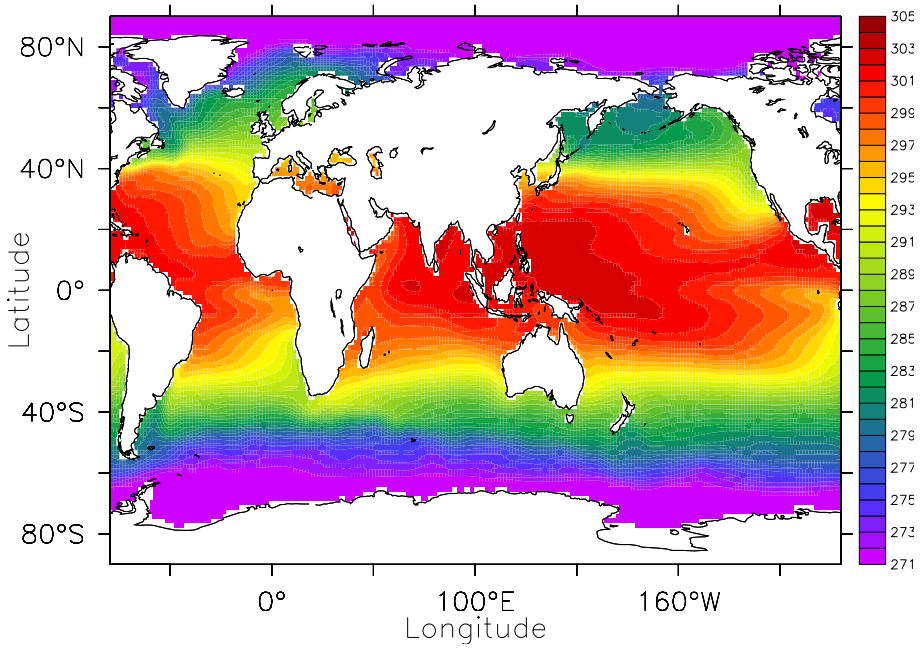

Figure 4.22 *– Climatologie des SSTs sur JJA de 1958 à 2001 sur les 44 ans des réanalyses ERA40.*

front de SST tandis que le maximum de vent zonal qui lui est associé à 300 hPa est plus vers le pôle. Il y a aussi un « storm-track » très intense associé au jet subtropical aux environs de 30°S (courbes roses sur la figure 4.23). En effet, comme on peut le voir sur la figure 4.24, le « storm-track » est fort entre 10°E et 90°E entre 40°S et 50°S ce qui correspond à la position du front de SST dans l'océan Indien (courbe noire sur la figure 4.23a). Par contre, sur l'océan Pacifique Sud, le « storm-track » se scinde en deux branches, une branche à 30°S où il est associé à un maximum de vent zonal (le jet subtropical) et une branche plus vers le pôle à 60°S où il est plus faible et associé à un faible vent zonal (l'« eddy-driven » jet). Le front de SST est plus proche de cette dernière branche (4-5° de latitude) que de la branche plus proche de l'équateur.

Variabilité de l'« eddy-driven » jet

- Hémisphère nord :

Intéressons-nous maintenant à la variabilité de l'« eddy-driven » jet dans les deux différents bassins que nous allons interpréter à partir de nos simulations où les SSTs sont zonalement homogènes. Les figures 4.25a et d représentent la régression du vent zonal sur les composantes principales de la première EOF pour les océans Atlantique et Pacifique Nord. On peut voir pour l'Atlantique Nord, que le noeud de l'EOF1 est à peine décalé en latitude (1°) par rapport au maximum du vent zonal à 850 hPa qui est situé à 45°N. Donc on s'attend à voir principalement des fluctuations latitudinales comme régime de variabilité. Comme le montrent les composites de la climatologie du vent zonal moyenné zonalement et verticalement (figure 4.25b) et à 850 hPa (figure 4.25c), l'« eddy-driven » jet est plutôt dans un régime de fluctuations latitudinales même si son amplitude varie de 2 à 3 m.s^{-1}

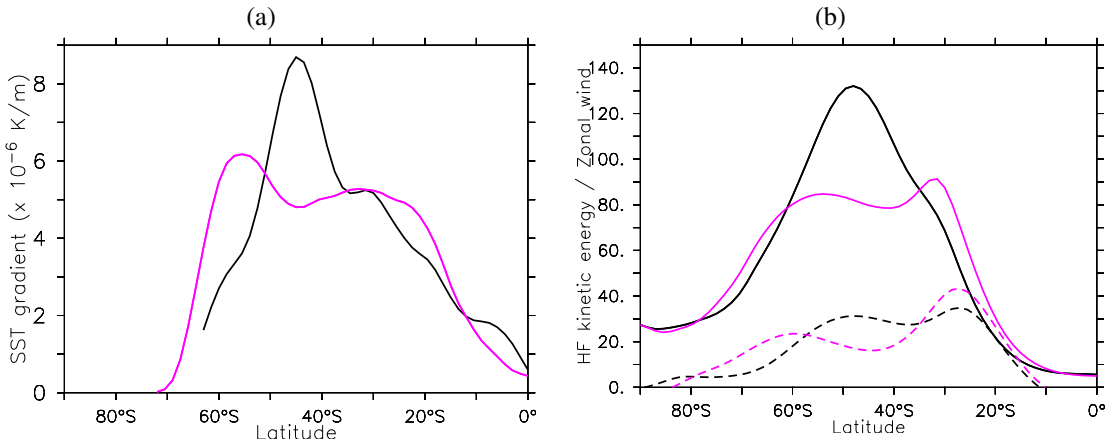

Figure 4.23 *– Comme la figure 4.21 sur JJA pour l'océan Indien (30°E-120°E) (noir) et l'océan Pacifique Sud (120°E-150°W) (rose).*

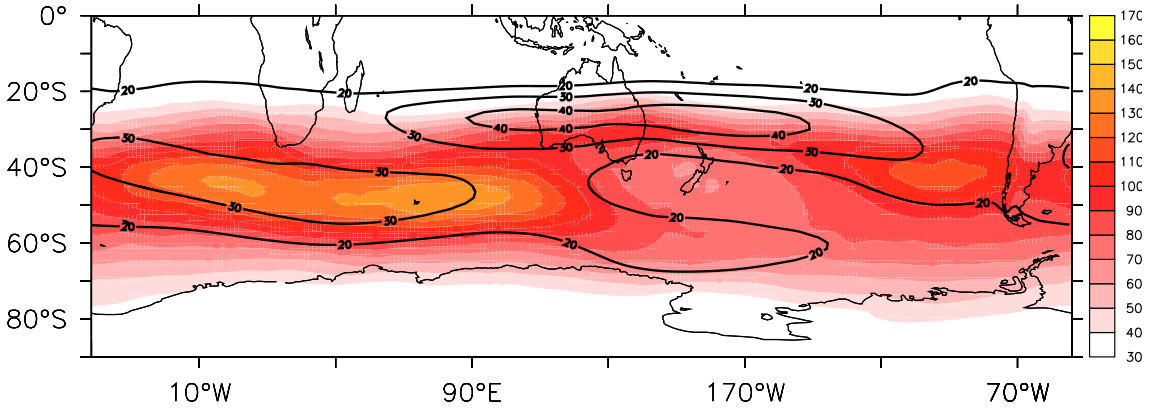

Figure 4.24 *– Energie cinétique haute fréquence en $m^2.s^{-2}$ (plages colorées) et vent zonal (contours noirs, premier contour : 20 $m.s^{-1}$, intervalle : 10 $m.s^{-1}$) à 300 hPa dans l'hémisphère sud sur JJA de 1958 à 2001 sur les 44 ans des réanalyses ERA40.*

entre les deux phases de l'EOF1. Ces résultats sont en accord avec ceux de Eichelberger et Hartmann (2007) (figures 4.2a et b). Sur le Pacifique Nord, l'« eddy-driven » jet situé aux environs de 35°N est décalé par rapport au noeud de l'EOF1 d'environ 3 à 4 degrés de latitude mais comme il n'est pas bien superposé à l'anomalie négative du vent zonal, on s'attend à ce que l'« eddy-driven » jet soit à la fois dans un régime de pulsation et dans un régime de fluctuations latitudinales (figure 4.25d). En effet, en termes de moyenne verticale (figure 4.25e), la phase positive de l'EOF1 est caractérisée par des vents d'ouest qui varient fortement en amplitude d'environ 8 $m.s^{-1}$ et un décalage vers l'équateur d'environ 2° de latitude. Pendant la phase négative, les vents d'ouest sont diminués d'environ 2,5 $m.s^{-1}$ et décalés vers le pôle d'environ 10° de latitude, ce qui est en accord avec Eichelberger et Hartmann (2007) (figures 4.2c et d). Or l'« eddy-driven » jet est caractérisé par le maximum du vent zonal à 850 hPa et non par la moyenne verticale. La figure 4.25f qui montre le vent zonal moyen à 850 hPa et pendant les deux phases de l'EOF1 met en évidence que le régime de pulsation est beaucoup plus

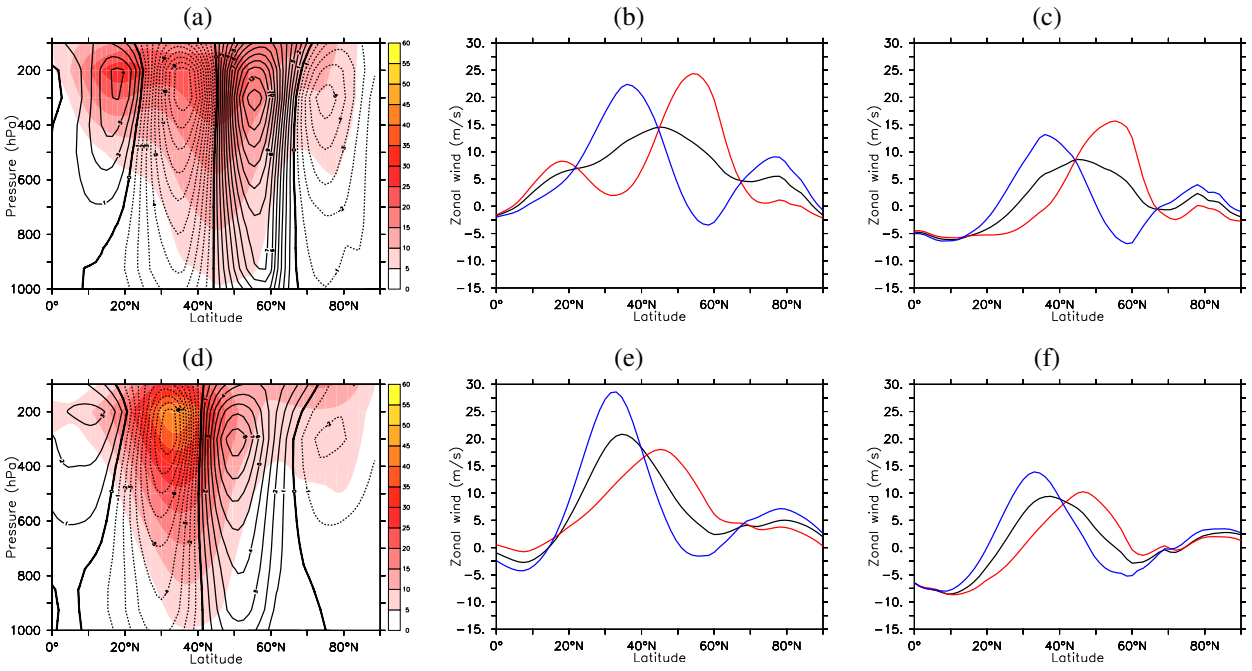

Figure 4.25 *– a,d) Régression entre la composante principale de la première EOF et le vent zonal. (b,e) Composites des moyennes zonales et verticales du vent zonal moyen (noir), du vent zonal pendant la phase positive de l'EOF1 (rouge) et pendant la phase négative (bleu). (c,f) Composites de la moyenne zonale du vent zonal moyen (noir) et du vent zonal pendant la phase positive de l'EOF1 (rouge) et pendant la phase négative (bleu) à 850 hPa. (a,b,c) Calculs sur l'océan Atlantique Nord de 60°W à 0°E, (d,e,f) calculs sur le Pacifique Nord de 150°E à 120°W. Le pourcentage de variance expliquée par l'EOF1 sur l'océan Atlantique (Pacifique) Nord est de 44,33 % (42,29 %).*

faible qu'à partir de la moyenne verticale du vent mais que le régime de fluctuations latitudinales est toujours présent. Donc l'EOF1 du vent zonal moyenné zonalement et verticalement dans le Pacifique Nord ne correspond pas à un régime de pulsation de l'« eddy-driven » jet même si en considérant la moyenne verticale et zonale du vent zonal, nous retrouvons la pulsation du jet mise en évidence par Eichelberger et Hartmann (2007). Donc la PNA, qui correspond à un régime de pulsation de l'« eddy-driven » jet, ne semble pas pouvoir être retrouvée à partir de variables moyennées zonalement. Pour l'obtenir, il faut utiliser le géopotentiel dépendant des longitudes et des latitudes et calculer l'EOF1 sur le domaine 140°E-60°W. Comme le montre la figure 4.27a, l'EOF1, obtenue à partir du géopotentiel à 500 hPa sur le domaine Pacifique ; ressemble à la structure de la PNA montrée à la figure 1.24. Par contre l'EOF1 obtenue à partir de la moyenne zonale du géopotentiel à 500 hPa sur le domaine Pacifique (4.27b) ou à partir du vent zonal sur le même niveau et le même domaine (4.27c) ne permettent pas de retrouver la PNA. Sur les figures 4.27d et e, nous avons représenté les phases positives et négatives de la PNA associées à l'EOF1 de la figure 4.27a. Nous pouvons bien voir la pulsation du vent zonal qui est le régime de variabilité associé à la PNA. Donc pour faire le lien entre les réanalyses et les simulations, nous sommes limités à double titre : d'une part, le calcul de l'EOF doit se faire avec le géopotentiel et d'autre part, en gardant la dépendance spatiale en longitude et en

latitude. Pour conclure, nos simulations avec un forçage zonalement homogène et donc un calcul de l'EOF en moyenne zonale ne permettent pas de mieux comprendre la variabilité de l'« eddy-driven » jet dans le Pacifique Nord.

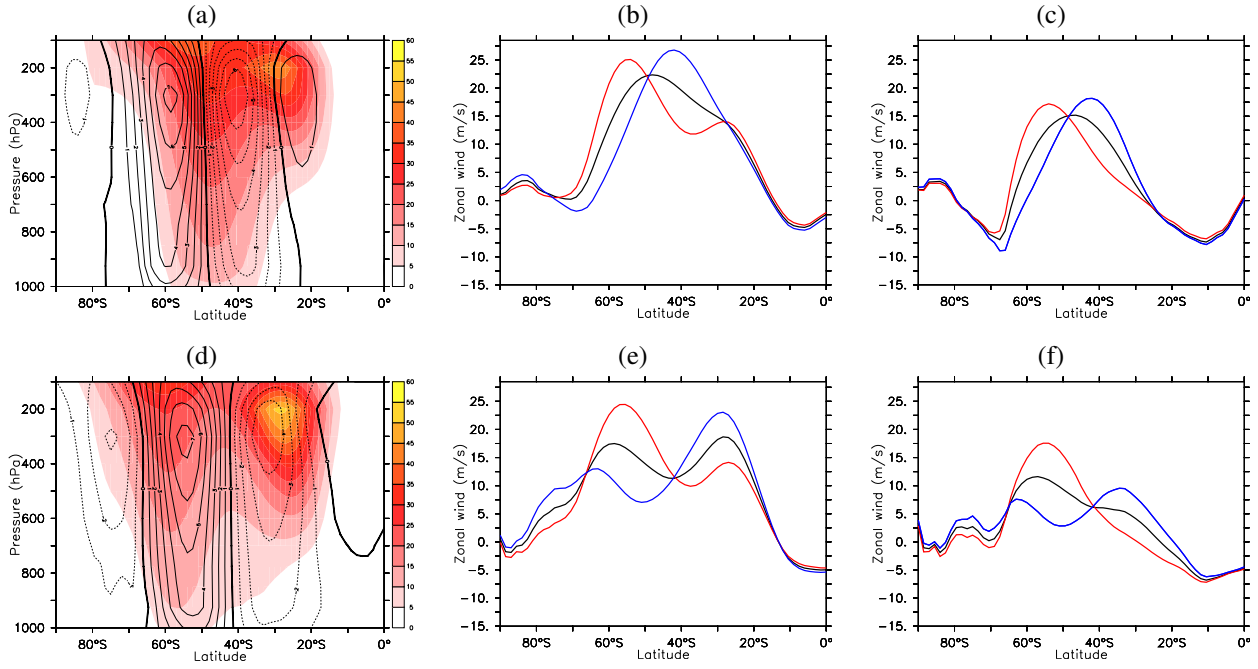

Figure 4.26 *– Comme la figure 4.25 mais pour (a,b,c) l'océan Indien de 30°E à 120°E et (d,e,f) le Pacifique Sud de 120°E à 150°W. Le pourcentage de variance expliquée par l'EOF1 sur l' océan Indien (le Pacifique Sud) est de 41,55 % (37,23 %).*

- Hémisphère sud :

Regardons maintenant l'hémisphère sud. D'après l'étude de Arakelian et Codron (2012), la variabilité de l'« eddy-driven » jet, obtenue avec les réanalyses NCEP-NCAR, n'est pas la même entre l'océan Indien, où il y a principalement un régime de fluctuations latitudinales, et l'océan Pacifique, où il y a un régime de pulsation et une oscillation latitudinale de l'« eddy-driven » jet. Nous allons donc nous intéresser à ces deux régions océaniques. L'océan Indien correspond à la région entre les longitudes 30°E et 120°E tandis que le Pacifique Sud correspond à la région entre 120°E et 150°W. La régression du vent zonal sur les composantes principales de la première EOF pendant l'hiver de l'hémisphère sud ainsi que les deux phases de l'EOF1 sont représentées sur la figure 4.26 pour chaque région océanique. Sur l'océan Indien, les deux jets ne sont pas très bien dissociés et le noeud de l'EOF1 est superposé à l'axe de l'« eddy-driven » jet aux alentours de 48°S (figure 4.26a) et le régime de variabilité associé à l'EOF1 est une fluctuation latitudinale de l'« eddy-driven » jet comme le confirment les figures 4.26b et c. Par contre, sur le Pacifique Sud, les deux jets sont mieux séparés, le noeud de l'EOF1 est décalé par rapport à l'axe de l'« eddy-driven » jet (vers 57°S) qui est plutôt superposé à une anomalie positive de la régression (figure 4.26c). Donc le régime de variabilité associé

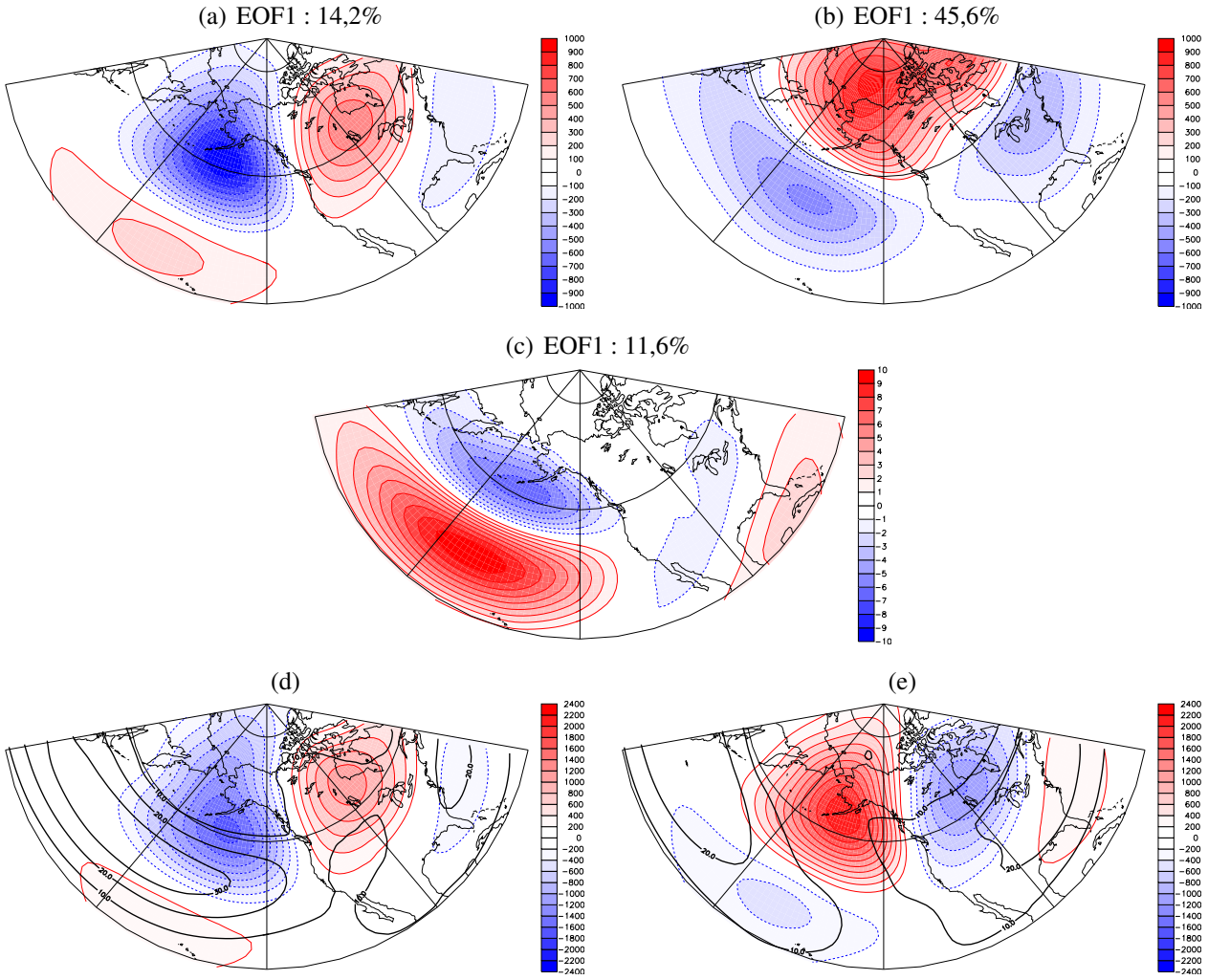

Figure 4.27 *– EOF1 calculée à partir du géopotentiel à 500 hPa a) sur le domaine Pacifique Nord (140°E-60°W), b) moyenné zonalement sur le domaine Pacifique Nord (140°E-60°W) et c) à partir du vent zonal à 500 hPa sur le domaine Pacifique Nord (140°E-60°W). (d,e) Anomalies du géopotentiel (plages colorées, unité : $m^2.s^{-2}$) et vent zonal (contours noirs, premier contour et intervalle : 10 $m.s^{-1}$) à 500 hPa pendant les phases positives (d) et négatives (e) de l'EOF1 associée à la PNA. Le géopotentiel et le vent zonal sont issus des réanalyses ERA40 sur les 43 hivers étendus de 1958 à 2001.*

à l'EOF1 est une pulsation de l'« eddy-driven » jet. Lorsque l'on considère la moyenne verticale et zonale du vent zonal moyen (figure 4.26e), nous pouvons remarquer deux maxima de vent associés aux deux jets. Nous pouvons voir que pendant la phase positive le maximum de vent se situe aux hautes latitudes tandis que le maximum subtropical est atténué. Pendant la phase négative, c'est le contraire qui se produit. Donc en plus de la pulsation des deux jets, il y a aussi une oscillation en latitude du maximum de vent zonal. Lorsque l'on considère la moyenne zonale du vent zonal moyen à 850 hPa (figure 4.26f), le vent zonal ne présente qu'un maximum associé à l'« eddy-driven » jet dont le régime de variabilité est essentiellement une pulsation. La variabilité du jet subtropical y est beaucoup moins évidente, en particulier, lorsque l'on regarde la phase positive de l'EOF1 où le jet subtropical n'est

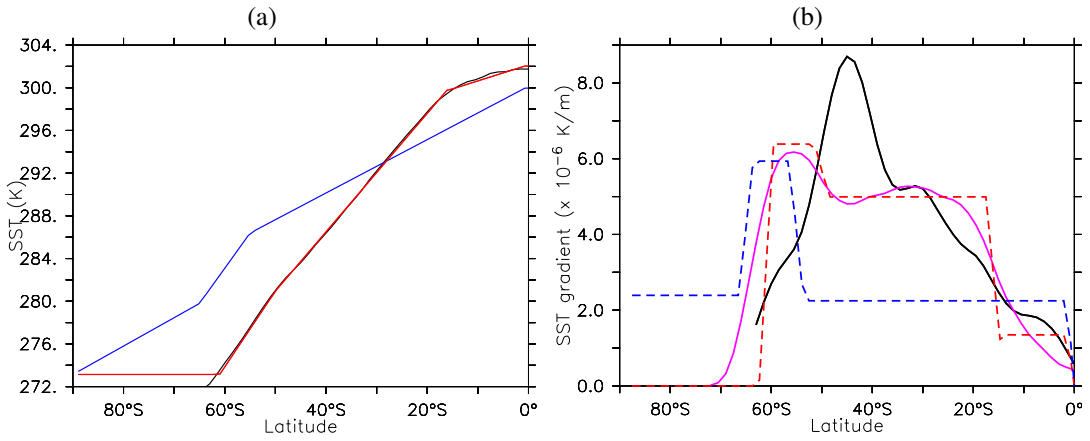

Figure 4.28 *– a) Profils de SST en fonction de la latitude pour la climatologie des SSTs sur le Pacifique Sud en JJA (noir), l'expérience proche de la climatologie (rouge) et une expérience avec un gradient méridien de SST sur le front proche de celui du Pacifique Sud et bien plus faible par ailleurs (bleu). b) Gradients méridiens de SST pour le Pacifique Sud (rose), l'océan Indien (noir) sur JJA, pour l'expérience avec des SSTs proches de celles de l'océan Pacifique Sud (tirets rouges) et pour l'expérience avec un faible gradient méridien sur le front de SST centré à 60°N (tirets bleus).*

plus visible à 850 hPa. Par contre, la phase négative présente deux maxima de vent zonal comme sur la figure 4.26e avec des amplitudes moindres mais le jet subtropical est toujours plus intense. Ces résultats sont en accord avec l'étude de Arakelian et Codron (2012). De plus, nous pouvons aussi voir sur cette dernière figure que la variabilité n'est pas seulement présente à proximité des jets mais aussi aux hautes latitudes.

Nous avons vu dans nos simulations idéalisées que plus la latitude du front de SST était haute plus la prédominance des fluctuations latitudinales dans la variabilité s'amoindrissait. En d'autres termes, plus les pulsations devenaient relativement importantes. Cependant, nous n'avons pas obtenu de régime pour lequel la variabilité était dominée par des pulsations du jet comme dans le cas observé du Pacifique Sud. Nos simulations vont bien entendu dans la bonne direction puisque plus on se dirige vers les hautes latitudes plus on se rapproche du changement de régime. Nous avons donc tenté d'autres simulations pour voir si on pouvait obtenir un tel changement de régime. L'un des résultats qu'on a entraperçu précédemment est que le régime de fluctuations latitudinales était d'autant moins dominant que le « storm-track » était d'intensité faible. En fait, les gradients de SSTs des cas idéalisés sont plus forts que dans le cas observé du Pacifique Sud et notre tentative a été de diminuer l'intensité du gradient de SST à une haute latitude pour trouver le régime de pulsation. Nous avons essayé deux profils de SST : le premier profil s'ajuste au profil de SST moyen du Pacifique Sud (entre 120°E à 150°W) (ligne noire sur la figure 4.28) et le second est beaucoup plus idéalisé (ligne bleue sur la figure 4.28). Le profil noir est découpé en quatre morceaux avec un front de SST s'étendant de 16° à 61° de latitudes (en tirets rouges sur la figure 4.28b). A partir de 61°, les SSTs sont mises à zéro ce qui n'est pas le cas dans les réanalyses. Le profil bleu a des valeurs réalistes uniquement au niveau du front de SST se situant le plus vers le pôle et en dehors de cette zone, on a significativement abaissé les valeurs

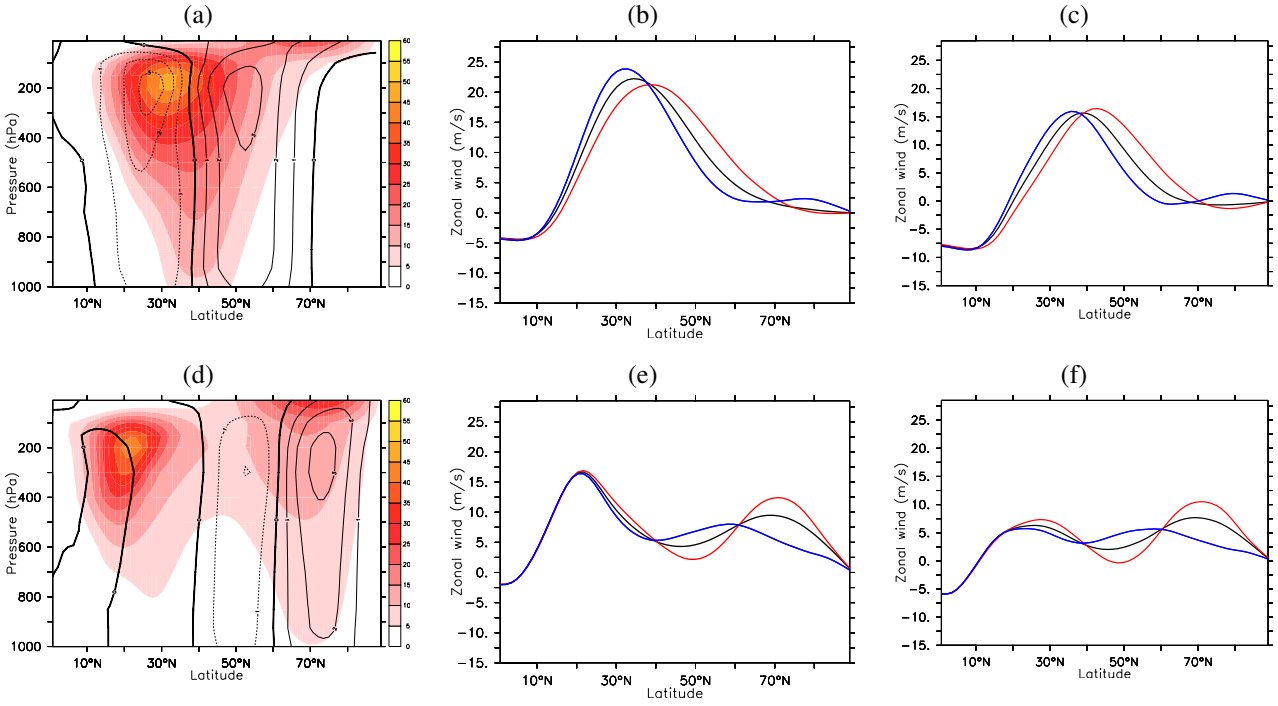

Figure 4.29 *– Comme la figure 4.25 mais pour (a,b,c) des SSTs proches de celles du Pacifique Sud et (d,e,f) des SSTs avec un gradient méridien sur le front proche de celui du Pacifique Sud et un gradient méridien plus faible de part et d'autre. Le pourcentage de variance expliquée par l'EOF1 représentée en (a,b,c) (en (d,e,f)) est de 41,19 % (32,67 %).*

des gradients méridiens de SSTs par rapport à tous les profils précédemment étudiés. Le front de SST a une largeur de 10° en latitude et est centré à 60° (en tirets bleus sur la figure 4.28b). Nous avons choisi ce faible gradient de manière à minimiser l'activité du « storm-track ».

Pour l'expérience dont le profil de SST imposé imite celui du Pacifique Sud en JJA, nous ne retrouvons pas la pulsation comme mode de variabilité dominant (figures 4.29a, b et c) mais une fluctuation latitudinale de l'« eddy-driven » jet autour de la latitude 38°, en particulier lorsque l'on considère le vent à 850 hPa, le noeud de l'EOF étant quasiment superposé au maximum de vent à 850 hPa. Par contre, pour le profil de SST ayant un gradient réaliste autour de 60° et plus faible que la réalité de part et d'autre, l'« eddy-driven » jet à 850 hPa est presque superposé à une anomalie positive de vent zonal donc le mode de variabilité associé à l'EOF1 est une pulsation de l'« eddy-driven » jet à 70°N d'environ 5 m.s^{-1} (figures 4.29d, e et f)[3]. Donc cette dernière simulation, bien que moins réaliste que la première en termes de profils de SST, nous permet d'obtenir une pulsation comme régime de variabilité dominant de l'« eddy-driven » jet comme dans le Pacifique Sud. De même, le « storm-track » obtenu avec la simulation la moins réaliste est beaucoup plus proche du « storm-track » du Pacifique Sud (vers 60°S) que celui beaucoup plus fort de la simulation la plus réaliste (non montré). Cela est

[3]La diminution du vent zonal à 850 hPa à 70°N pendant la phase négative fait déplacer le maximum de vent vers l'équateur.

en accord avec les résultats précédents qui montrent que lorsque le « storm-track » est plus faible, le mode dominant de variabilité de l'« eddy-driven » jet tend à passer des fluctuations latitudinales à des pulsations.

Pour résumer, les simulations idéalisées ont mis en évidence que le mode de variabilité dominant était un régime de fluctuations latitudinales de l'« eddy-driven » jet quelle que soit la latitude du front de SST ou l'intensité du jet subtropical. L'étude des réanalyses a montré que la variabilité de l'« eddy-driven » jet peut varier d'un bassin océanique à un autre, notamment entre les océans Indien et Pacifique dans l'hémisphère sud. Seul un profil avec un front de SST dont le gradient méridien est proche de celui du Pacifique Sud à 60°S a permis de reproduire son mode de variabilité dominant qui est un régime de pulsation de l'« eddy-driven » jet.

4.4. Conclusions, discussion et perspectives

L'étude de sensibilité aux SSTs que nous avons menée dans ce chapitre nous a permis, dans un premier temps, de confirmer et de compléter des résultats existants sur la climatologie de l'« eddy-driven » jet et du « storm-track ». L'étude de la variabilité de l'« eddy-driven » jet en fonction de la position des SSTs est l'aspect le plus original du travail. Nous avons aussi proposé des mécanismes nouveaux pour expliquer les résultats obtenus notamment en considérant les asymétries entre les différents types de déferlements d'ondes de Rossby sur la sphère. Les principaux résultats sont les suivants :

– Le « storm-track » est plus intense lorsque le front de SST est plus vers l'équateur. Ce comportement peut s'expliquer par la somme des deux sources de baroclinies associées au jet subtropical et à l'« eddy-driven » jet. Nous observons aussi une intensification du « storm-track » lorsque le front de SST est plus large ou encore lorsque le gradient méridien de SST au niveau du front est plus fort. En effet, lorsque le front de SST est plus marqué, le gradient méridien du flux de chaleur latente sur la zone frontale est plus fort ce qui fait augmenter la baroclinie et intensifie le « storm-track » (Deremble et al., 2012).

Lorsque le jet subtropical est plus intense alors le « storm-track » a le même comportement en fonction de la latitude du front de SST mais il est aussi plus intense, en particulier près de l'équateur, car la baroclinie totale est plus élevée (même raisonnement que lorsqu'on déplace le front de SST vers l'équateur).

– L'« eddy-driven » jet est toujours du côté polaire du front de SST. Ceci s'explique par la prédominance des flux de quantité de mouvement positifs et donc des déferlements d'ondes anticycloniques du côté équatorial de l'« eddy-driven » jet par rapport aux flux négatifs et aux déferlements d'ondes cycloniques du côté polaire. Plus le front de SST est vers le pôle, plus l'« eddy-driven » jet s'en écarte car l'asymétrie entre les deux types de déferlements s'accentue. Lorsque le jet subtropical est plus intense, les ondes peuvent se propager plus loin vers l'équateur par rapport au front de SST donc les déferlements anticycloniques se produiront plus près de l'équateur ce qui va limiter le déplacement

vers le pôle de l'« eddy-driven » jet par rapport au front de SST.
Ces résultats sur la climatologie du « storm-track » et de l'« eddy-driven » jet sont en accord avec les études précédentes de Nakamura et al. (2004) avec des réanalyses et de Brayshaw et al. (2008), Deremble et al. (2012) et Ogawa et al. (2012) avec d'autres modèles de circulation de l'atmosphère plus ou moins complexes. L'importance de l'asymétrie des déferlements d'ondes dans la détermination de la latitude de l'« eddy-driven » jet a été mise en évidence et expliquée par Rivière (2009) à partir de la théorie linéaire des ondes de Rossby dans un modèle simple de circulation générale et a été retrouvée ici dans un contexte plus réaliste.
D'autre part, les réanalyses montrent que les « eddy-driven » jets ne sont pas très éloignés du front de SST (entre 2 et 3° de latitude) moins que pour les simulations idéalisées, ce qui est logique car les fronts de SST sont en grande partie créés par l'atmosphère, aspect qui n'est pas présent dans nos simulations.
– Pour la plupart des simulations effectuées, la variabilité dominante de l'« eddy-driven » jet (c'est-à-dire l'EOF1 du vent zonal moyenné verticalement et zonalement) est caractérisée par des fluctuations latitudinales plus que par des pulsations de son amplitude qui, elles, apparaissent plutôt au niveau de la deuxième EOF. Cependant, les densités de probabilité de la latitude de l'« eddy-driven » jet montrent des fluctuations latitudinales plus fortes pour un front de SST déplacé vers le pôle. Cette apparente contradiction vient du fait qu'on a un plus fort « storm-track » quand on se rapproche du jet subtropical. En effet, un « storm-track » plus fort facilite la rétroaction positive des ondes lors des fluctuations latitudinales mais la présence du jet subtropical et de sa latitude critique tend au contraire à maintenir le déferlement plus ou moins aux mêmes latitudes et donc à limiter les fluctuations latitudinales. Cependant, plus le front de SST se déplace vers les hautes latitudes, plus la variance de l'EOF1 diminue et rejoint presque la variance de l'EOF2. De même, la persistance de l'EOF1 diminue avec la latitude si on est relativement éloigné du jet subtropical. Ainsi, pour un front dont le gradient est d'amplitude modérée, voire faible et situé aux hautes latitudes (60 degrés), il est possible d'obtenir une EOF1 pour laquelle le régime de pulsation domine ce qui est similaire au cas observé du Pacifique Sud. L'étude des pourcentages de variance expliquée par les deux premières EOFs séparément montrent que les valeurs des deux pourcentages se rapprochent confirmant le mélange des deux types de variabilité. Ceci est valable quelle que soit l'intensité du jet subtropical. De plus, lorsque le jet subtropical est faible, la persistance du régime de fluctuations latitudinales a tendance à diminuer lorsque le front de SST est déplacé vers le pôle ce qui est assez logique puisque le régime de variabilité tend vers une pulsation.
Lorsque le jet subtropical est plus fort, la persistance diminue lorsque le front est à 30° de latitude car les déferlements anticycloniques se produisent toujours au même endroit parce qu'ils sont contraints par la présence de la latitude critique du jet subtropical qui, elle, ne bouge pas. Ceci maintient le jet à sa latitude l'empêchant de varier latitudinalement.

Pour trois simulations, nous avons placé le front de SST à 60°. Elles permettent de confirmer la tendance des résultats pour un front centré à 50°. Pour obtenir une autre confirmation, il faudrait rajouter quelques points sur les figures en imposant des fronts de SST entre les valeurs étudiées. Les profils

de SST ne sont pas très réalistes mais permettent de mieux comprendre les mécanismes intervenant dans la sensibilité aux SSTs de la position, de l'intensité et de la variabilité de l'« eddy-driven » jet. Ces profils nous ont permis de mieux comprendre le comportement de la variabilité dans l'hémisphère sud. Nous avons pu obtenir un régime de pulsation pour un front de SST proche de celui du Pacifique Sud à 60°S tout en annihilant les autres gradients de SST extérieurs à ce front. En les gardant, nous n'obtenons pas le régime de pulsation mais une situation bien moins réaliste... Outre la position du front de SST qui modifie le mode de variabilité, quel est le facteur qui permet d'obtenir de la pulsation comme mode de variabilité dominant de l'« eddy-driven » jet ? Avec un modèle barotrope, Barnes et Hartmann (2011) ont trouvé que lorsque les ondes sont excitées près du jet subtropical, l'« eddy-driven » jet associé avait une pulsation comme mode dominant de variabilité et de même pour une excitation des ondes à de hautes latitudes. Par contre, pour les moyennes latitudes, la variabilité de l'« eddy-driven » jet est une fluctuation latitudinale de sa position. Le changement de variabilité est expliqué par la présence du jet subtropical près de l'équateur dans le premier cas et à la présence du pôle dans le second cas qui inhibent le mouvement latitudinal. Le changement de variabilité pour un front de SST près de l'équateur n'a pas été mis en évidence avec nos simulations (les fluctuations latitudinales restant le mode dominant de variabilité dans ces régions) bien que nous ayons vu que la position de l'« eddy-driven » jet ne bouge pas beaucoup en latitude. Cette différence peut provenir du fait que nous obtenons un « storm-track » fort, plus intense que dans les observations, ce qui va favoriser la rétroaction positive des ondes synoptiques sur l'écoulement et donc favoriser les fluctuations latitudinales comme type de variabilité.

Comme nous l'avons vu, un profil de SST plus réaliste ne mène pas forcément à une situation plus réaliste. Cela provient probablement du fait que les SSTs imposées sont zonalement homogènes. De plus, les « storm-track » obtenus avec ces profils sont plus intenses que ce que l'on peut observer. Donc comme perspectives, des simulations avec des SSTs asymétriques pourraient être conduites de manière à avoir un « storm-track » moins fort et un « eddy-driven » jet localisé ce qui permettrait de mieux reproduire les SSTs réelles notamment de l'hémisphère nord dont les fronts sont zonalement localisés (figure 4.20).

Conclusion

Durant cette thèse, nous avons montré comment les déferlements d'ondes de Rossby synoptiques qui se produisent au niveau des rails des dépressions ou « storm-tracks » aux moyennes latitudes jouent un rôle important dans la circulation atmosphérique et sa variabilité intra-saisonnière. Plus précisément, nous nous sommes attachés à cerner les variations de la partie du jet, dite pilotée par les perturbations synoptiques, appelée « eddy-driven » jet, en relation avec ces déferlements d'ondes dans deux cadres différents, en utilisant les réanalyses ERA40 dans une première partie et d'un point de vue numérique dans une deuxième partie. En effet, les déferlements des ondes peuvent déplacer en latitude le jet et ainsi jouer un rôle important dans sa variabilité. Dans la première partie, nous avons étudié le rôle des ondes synoptiques et en particulier celui de leur déferlement pendant la formation et la destruction des anomalies basse fréquence que sont les régimes de temps. Dans la seconde partie, nous avons tenté d'interpréter l'influence des anomalies de température de surface de la mer sur la variabilité du rail des dépressions d'un point de vue numérique avec un modèle de climat.

Dans la première partie, l'algorithme de détection des déferlements d'ondes nous a permis d'établir une climatologie des fréquences de déferlements pour chaque régime de temps sur l'Atlantique Nord. Nous avons aussi montré que les déferlements d'ondes de Rossby que ce soit de type anticyclonique ou cyclonique tendent majoritairement à renforcer les régimes de temps. Ensuite, nous nous sommes intéressés aux différents précurseurs des transitions entre régimes de temps et nous avons mis en évidence deux types de précurseurs. Le premier est associé à la propagation d'ondes de basse fréquence (périodes supérieures à la semaine) et favorise l'apparition du nouveau régime environ une semaine avant la transition. Un exemple de tel précurseur a été analysé dans le cas de la transition du régime zonal à celui de blocage. Le train d'ondes semble avoir pour origine une anomalie positive de convection sur les tropiques de l'Atlantique Nord augmentant la circulation méridienne de la cellule de Hadley ce qui entraîne l'apparition aux moyennes latitudes d'un train d'ondes se propageant sur l'Atlantique vers le nord-est puis vers l'Asie. Cependant, ce précurseur de grande échelle basse fréquence n'est pas systématique. L'autre précurseur qui intervient systématiquement est le déferlement des ondes synoptiques. S'il intervient après le premier précurseur, il a tendance à se produire tardivement durant la transition et a plutôt tendance à renforcer l'apparition du nouveau régime. S'il est le seul précurseur de la transition, il déclenche à lui seul la transition et ne fait pas que renforcer l'apparition du nouveau régime. Dans de tels cas, il y a un premier déferlement qui déclenche la transition suivi par d'autres qui la renforcent. Un tel cas a été montré pour la transition du blocage vers

l'anticyclone groenlandais.

Après cette analyse systématique du lien entre les quatre régimes de temps et les déferlements d'ondes, nous nous sommes focalisés sur le cycle de vie du blocage scandinave dans le deuxième article. L'objectif était de faire le lien entre les différentes étapes de ce régime (formation, maintien, décroissance), les déferlements d'ondes en altitude et les dépressions de surface. Il s'avère que le déferlement qui favorise l'apparition du blocage est essentiellement anticyclonique et celui qui le détruit est principalement cyclonique. Nous avons analysé par un algorithme de suivi automatique des dépressions que ces deux déferlements ne se distinguaient pas au niveau des dépressions à la surface en termes d'amplitude mais plutôt en termes de position.

Ce qui distingue les phases de formation et de destruction du blocage n'est donc pas tant l'amplitude de la dépression que la structure de l'écoulement basse fréquence. En effet, les zones de déflexion rapide de l'écoulement basse fréquence semblent être à l'origine de la destruction d'un régime comme le blocage scandinave. Comme l'a montré le deuxième article, ce n'est pas l'apparition d'une dépression particulièrement forte qui favorise la destruction du blocage mais plutôt la combinaison de deux éléments : une zone de déflexion particulièrement marquée et une cyclogenèse d'amplitude relativement forte mais pas exceptionnelle. Lorsque l'écoulement moyen a une orientation plus rectiligne dans la direction sud-ouest/nord-est, le déferlement cyclonique associé à la dépression de surface n'est pas efficace pour retourner l'écoulement et un déferlement anticyclonique se produit sur l'Europe favorisant l'apparition du blocage scandinave. Par contre, lorsque l'écoulement est fortement dévié vers le nord sur l'Atlantique comme dans le cas du blocage scandinave, il favorise l'efficacité du déferlement cyclonique et donc l'apparition de l'anticyclone groenlandais.

Dans la deuxième partie, nous avons étudié l'influence des caractéristiques du front de température de surface de la mer sur l'intensité du « storm-track », la position, l'intensité et la variabilité de l'« eddy-driven » jet. Pour cela, nous avons utilisé le modèle Arpège-Climat en mode aquaplanète en imposant différents profils méridiens de SST. Le principal ingrédient qui influence l'amplitude du jet subtropical est la température à l'équateur et en particulier la courbure du profil de SST dans cette zone, plus elle est forte, plus le jet subtropical est intense. En ce qui concerne l'intensité de l'« eddy-driven » jet, elle est principalement contrôlée par l'amplitude de la baroclinie créée par le front de SST. Plus la largeur ou l'intensité du gradient méridien de SST du front sont fortes, plus la baroclinie est forte, plus le « storm-track » et l'« eddy-driven » jet sont intenses. Nous avons retrouvé que le « storm-track » était intensifié lorsque le front de SST était plus proche de l'équateur que du pôle. Ce résultat a été expliqué par l'addition des sources de baroclinie associées au jet subtropical d'une part et à l'« eddy-driven » jet (en lien avec la baroclinie créée par le front de SST) de l'autre. De même, nous avons aussi remis en évidence que l'« eddy-driven » jet se trouve du côté polaire du front de SST et qu'il est bien séparé du jet subtropical et du front de SST lorsque ce dernier est situé à de hautes latitudes. Nous avons expliqué ce résultat par les asymétries entre les différents types de déferlements d'ondes de Rossby auxquelles pourraient s'ajouter des processus humides. De manière générale, l'« eddy-driven » jet s'éloigne du front de SST lorsque celui-ci est déplacé vers le pôle.

Mais lorsque le jet subtropical est fort, la zone de propagation des ondes est élargie du côté équatorial du front ce qui pousse le déferlement anticyclonique à se produire plus près de l'équateur et donc à rapprocher l'« eddy-driven » jet du jet subtropical.

Les études antérieures qui se sont intéressées au lien entre les SSTs et les téléconnexions atmosphériques ont montré comment certaines anomalies de SSTs pouvaient expliquer les différentes phases de telle ou telle téléconnexion. Notre approche est différente en ce sens que nous avons montré que des SSTs fixes pouvaient aboutir à différents types de variabilité atmosphérique et de téléconnexions en fonction de leur latitude, intensité et largeur. En effet, la variabilité de l'« eddy-driven » jet est légèrement modifiée lorsque le front de SST est déplacé vers le nord. Elle passe principalement d'une fluctuation latitudinale de l'« eddy-driven » jet pour un front près de l'équateur à un mélange entre une fluctuation latitudinale et une pulsation de l'amplitude de l'« eddy-driven » jet pour un front à de plus hautes latitudes, voire à une pure pulsation dans certains cas. Ce changement de mode de variabilité peut s'expliquer par l'intensité du « storm-track » et par l'asymétrie des deux types de déferlements d'ondes. En effet, quand le « storm-track » est fort, et/ou que les deux types de déferlement se produisent de chaque côté, les ondes maintiennent le jet à la latitude où il s'est déplacé. Dans le cas contraire, c'est-à-dire lorsque le déferlement de type anticyclonique est dominant par rapport au type cyclonique, les ondes ne sont pas capables de maintenir le jet à cette latitude et il retourne donc à sa latitude d'équilibre. Dans ce dernier cas, les fluctuations latitudinales du jet sont moins dominantes. Bien entendu, cet argument est qualitatif et devrait être détaillé et vérifié dans des études ultérieures.

En étudiant les réanalyses ERA40, nous avons mis en évidence que la variabilité changeait suivant le bassin océanique étudié et suivant la manière de calculer les EOFs. En effet, dans l'hémisphère sud, lorsque le front de SST est situé plus vers le pôle, ce qui est le cas dans l'océan Pacifique Sud, l'« eddy-driven » jet montre principalement un régime de variabilité dominant de pulsation alors que lorsque le front de SST est plus vers l'équateur comme dans le cas de l'océan Indien, le régime de variabilité dominant est une fluctuation latitudinale de l'« eddy-driven » jet. Par contre, dans l'hémisphère nord, que ce soit dans l'océan Atlantique ou dans le Pacifique, le mode dominant de variabilité de l'« eddy-driven » jet est un régime de fluctuations latitudinales, le calcul de l'EOF ne permettant pas de retrouver la pulsation de la PNA comme mode de variabilité. Nos simulations avec un front de SST situé près du pôle n'ont pas permis de retrouver la variabilité observée dans le Pacifique Sud, c'est-à-dire la pulsation. Mais nous avons pu obtenir ce régime de pulsation pour un front de SST proche de celui du Pacifique Sud à 60°S tout en annihilant les autres gradients de SST extérieurs à ce front. Lorsque le profil de SST est très proche des observations du Pacifique Sud, le régime de variabilité est une fluctuation latitudinale. Cela proviendrait du fait que nous obtenons un « storm-track » plus fort qu'en réalité.

Comme perspectives pour la première partie, il s'agit de mieux comprendre les transitions préférentielles du régime zonal au blocage et du blocage à l'anticyclone groenlandais. Concernant la première transition, quel ingrédient du régime zonal favorise sa transition vers le blocage ? Si ce sont les anomalies de convection comme le suggère l'article 1, est-ce qu'elles ne sont présentes que dans

cette transition ou bien précédent-elles tout le temps le blocage comme tend à le faire croire la régression sur l'indice du blocage ou bien encore est-ce qu'elles sont aussi présentes dans toutes les transitions dont le régime initial est le régime zonal ? Répondre à ce type de questions permettrait de mieux comprendre l'importance du précurseur que nous avons mis en évidence et son lien avec le régime zonal. Nous pouvons aussi se poser la question de l'influence d'une onde venant du Pacifique pouvant favoriser ces anomalies à la fin du régime zonal et qui serait en lien avec le train d'ondes obtenu par Cassou (2008) excité par la MJO. D'autre part, nous avons suggéré dans le second article que l'écoulement moyen pouvait influencer l'occurrence d'un type de déferlement précis et donc l'apparition d'un certain régime de temps, ce qui pourrait expliquer la seconde transition préférentielle du blocage vers l'anticyclone groenlandais. Des simulations numériques courtes, dans lesquelles on introduit une perturbation d'échelle synoptique plus ou moins forte dans un écoulement moyen dont la forme varie avec des zones de déflexion plus ou moins bien marquées, permettraient de valider cette suggestion. Il serait aussi intéressant de mener cette étude pour d'autres réanalyses comme celles du NCEP-NCAR et ainsi observer les différences possibles dans les précurseurs obtenus dans notre premier article, dans les trajectoires des dépressions caractéristiques de la séquence préférentielle entre les régimes de temps et enfin si cette séquence est toujours préférentielle. Cela pourrait apporter un point de vue critique sur les résultats obtenus dans cette première partie même si on ne s'attend pas à voir beaucoup de changements dans les résultats car les grandes échelles planétaires et synoptiques sont a priori assez similaires d'une réanalyse à une autre. D'autre part, nous pourrions utiliser d'autres algorithmes de détection des déferlements bien qu'a priori cela ne changerait pas beaucoup les résultats puisque nous n'avons pas mis en évidence des différences majeures entre notre algorithme et les autres (Strong et Magnusdottir, 2008b; Wernli et Sprenger, 2007; Martius et al., 2007; Gabriel et Peters, 2008). Nous pourrions plutôt utiliser des trajectoires de dépressions obtenues avec d'autres algorithmes et d'autres variables (Hoskins et Hodges, 2002; Wernli et Schwierz, 2006) pour vérifier la robustesse des résultats obtenus dans l'article 2 car il est bien connu que les algorithmes de suivi donnent des résultats assez disparates. De plus, nos statistiques sur les transitions entre régimes de temps reposent sur un nombre relativement faible de transitions, même si nous avons utilisé une des réanalyses les plus longues, ERA40. Il se peut qu'avec un nombre plus élevé de transitions, certains résultats soient modifiés.

Sur la seconde partie, nous avons vu que certains résultats, comme ceux sur la variance, de quelques simulations semblent dépendre de la durée de la simulation. Donc comme première perspective, il faudrait faire des simulations plus longues, sur 10 ans par exemple, et vérifier si les résultats restent les mêmes ce qui testera leur robustesse. D'autre part, les résultats peuvent aussi être modifiés avec l'utilisation d'un autre modèle de climat puisque que nous avons vu qu'il pouvait y avoir des différences majeures entre les modèles comme, par exemple, la différence de précipitations entre Arpège-Climat et LMDz. Il serait aussi intéressant d'approfondir le rôle des processus humides dans nos simulations d'Arpège-Climat, notamment dans la formation de la baroclinie en moyenne troposphère. Pour cela, nous pourrions étudier la tendance de la température à partir de l'équation-bilan thermique et déterminer quel est le terme prédominant (flux de chaleur sensible ou termes de

dégagement de chaleur latente). D'autre part, pour relier l'influence des SSTs aux régimes de temps, il serait intéressant de faire des simulations avec les continents mais forcées avec la climatologie des SSTs pour étudier les régimes de temps (leur proportion et les transitions préférentielles) ainsi que les déferlements d'ondes. On pourrait aussi les forcer avec les anomalies de SSTs typiques de chaque régime, étudier les nouvelles propriétés des fronts de SST de chaque régime ainsi que les déferlements d'ondes pour interpréter par exemple la position moyenne du jet ou bien la proportion des régimes. De plus, avec des simulations avec les continents et couplées avec un modèle océanique, nous pourrions étudier la variabilité basse fréquence pour vérifier si les régimes de temps et leur transitions préférentielles sont retrouvés et refaire une analyse des précurseurs des transitions entre les régimes. Cela permettrait notamment de cerner les manques du modèle par rapport aux réanalyses.

Liste des acronymes

AGCM : Atmospheric General Circulation Model ou Modèle de circulation générale atmosphérique
AAO : Antarctic Oscillation ou Oscillation Antarctique
AO : Arctic Oscillation ou Oscillation Arctique
ARPEGE : Action de Recherche Petite Echelle Grande Echelle
CEPMMT : Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme
CMIP5 : Coupled Model Intercomparison Project Phase 5 ou Phase 5 du projet d'inter-comparaison des modèles couplés
DJF : Décembre-Janvier-Février
ECMWF : European Centre for Medium-Range Weather Forecasts ou CEPMMT
EOF : Empirical Orthogonal Functions ou Fonctions orthogonales empiriques
ERA : ECMWF ReAnalysis ou Réanalyses du CEPMMT
GCM : General Circulation Model ou Modèle de circulation générale
GIEC : Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat
IFS : Integrated Forecasting System ou Système de prévision intégré
IR : Infrarouge
JJA : Juin-Juillet-Août
LC1-LC2 : Life Cycle 1 or 2 ou Cycle de vie 1 ou 2
LMDz : Modèle du Laboratoire de Météorologie Dynamique avec une capacité de Zoom
NAM : Northern Annular Mode ou Mode annulaire de l'hémisphère nord
NAO : North Atlantic Oscillation ou Oscillation Nord-Atlantique
NCAR : National Centre for Atmospheric Research ou Centre national pour la recherche atmosphérique
NCEP : National Centers for Environmental Prediction ou Centres nationaux pour la prévision environnementale
NPO : North Pacific Oscillation ou Oscillation Nord Pacifique
OLR : Outgoing Longwave Radiation ou Rayonnement de grande longueur d'onde sortant au sommet de l'atmosphère
PC : Prinicpal Component ou Composante principale
PDF : Probability Density Function ou Fonction de desnité de probabilité
PMRC : Programme Mondial de Recherche sur le Climat ou WCRP en anglais
PNA : Pacific-North American ou Oscillation Pacifique-Nord Américaine

PV : Potential Vorticity ou Tourbillon potentiel
PVU : Potential Vorticity Unit ou Unité de tourbillon potentiel
SST : Sea surface Temperature ou Température de surface de la mer
UV : Ultraviolet
WCRP : World Climate Research Programme ou Programme Mondial de Recherche sur le Climat
WPO : West Pacific Oscillation ou Oscillation du Pacifique Ouest
ZCIT : Zone de Convergence InterTropicale

Liste des notations mathématiques

Variables :

λ, φ : Longitude et latitude

σ : Coordonnée verticale sans dimension

u, v, w : Vitesses zonale, méridienne et verticale en coordonnées cartésiennes

ω : Vitesse verticale en coordonnée pression

p : Pression

T, θ : Température et température potentielle

q_g : Tourbillon potentiel d'Ertel quasi-géostrophique

ζ : Tourbillon relatif

η : Tourbillon absolu

Ψ_M : Fonction de courant massique

ψ_g : Fonction de courant géostrophique

Φ : Géopotentiel

$\overrightarrow{v} = \overrightarrow{v_g} + \overrightarrow{v_a}$: Le vent réel est la somme du vent géostrophique et du vent agéostrophique

c : Vitesse angulaire de la perturbation

s^2 : Stabilité statique

N : Fréquence de Brunt-Väisälä

n^2 : Indice de réfraction

m : Nombre d'onde zonal adimensionné

Constantes :

p_0 : Pression standard au niveau de la mer $p_0 = 1013,25$ hPa

R : Constante des gaz parfaits $R = 287$ J.K^{-1}.kg^{-1}

C_P : Chaleur spécifique de l'air sec à pression constante $C_P = 1004$ J.K^{-1}.kg^{-1}

a : Rayon de la Terre $a = 6371$ km

g : Gravité au niveau de la mer $g = 9,81$ m.s^{-2}

Ω : Vitesse angulaire de rotation de la Terre $\Omega = 7,292.10^{-5}$ rad.s^{-1}

f : Paramètre de Coriolis ou tourbillon planétaire $f = 10^{-4}$ rad.s^{-1}

Ro : Nombre de Rossby

L : Echelle de longueur

H : Echelle de hauteur

U : Echelle de vitesse horizontale

Opérateurs mathématiques :

$\partial_t .$: Dérivée partielle par rapport au temps

$\partial_x .$: Dérivée partielle par rapport à la longitude en coordonnées cartésiennes

$\partial_y .$: Dérivée partielle par rapport à la latitude en coordonnées cartésiennes

$\wedge$: Produit vectoriel

$[.]$: Moyenne zonale

$.^*$: Ecart à la moyenne zonale

$\bar{.}$: Moyenne temporelle

$.'$: Ecart à la moyenne temporelle

$.^{\mathrm{LF}}$: Basse fréquence (période supérieure à 10 jours)

$.^{\mathrm{HF}}$: Haute fréquence (période inférieure à 10 jours)

Autres :

°C, K : Degré Celsius et degré Kelvin

β : Gradient méridien de f

Bibliographie

Altenhoff, A. M., O. Martius, M. Croci-Maspoli, C. Schwierz, et H. C. Davies, 2008 : Linkage of atmospheric blocks and synoptic-scale Rossby waves : A climatological study. *Tellus*, **60A**, 1053–1063.

Arakelian, A., et F. Codron, 2012 : Southern hemisphere jet variability in the IPSL GCM at varying resolutions. *J. Atmos. Sci.*, accepté.

Ayrault, F. *Environnement, structure et évolution des dépressions météorologiques : Réalité climatologique et modèles types*. PhD thesis, Doctorat de Université P. Sabatier, Toulouse, 1998. 328pp.

Ayrault, F., et A. Joly, 2000 : L'origine des dépressions météorologiques sur l'Atlantique : nouvelle perspective climatologique. *Compte-Rendus à l'Académie des Sciences, Sciences de la Terre et des planètes*, **330**, 173–178.

Baldwin, M. P., et T. J. Dunkerton, 2001 : Stratospheric harbingers of anomalous weather regimes. *Science*, **294**, 581–584.

Barnes, E. A., et D. L. Hartmann, 2011 : Rossby wave scales, propagation and the variability of eddy-driven jets. *J. Atmos. Sci.*, **68**, 2893–2908.

Barnes, E. A., D. L. Hartmann, D. M. W. Frierson, et J. Kidston, 2010 : Effect of latitude on the persistence of eddy-driven jets. *Geophys. Res. Lett.*, **37**, L11804, doi :10.1029/2010GL043199.

Barnston, A. G., et R. E. Livezey, 1987 : Classification, seasonality, and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 1083–1126.

Benedict, J., S. Lee, et S. Feldstein, 2004 : Synoptic view of the North Atlantic Oscillation. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 121–144.

Bengtsson, L., K. I. Hodges, et E. Roeckner, 2006 : Storm tracks and climate change. *J. Climate*, **19**, 3518–3543.

Blackmon, M., J. Wallace, N. Lau, et S. Mullen, 1977 : An observational study of the northern hemisphere wintertime circulation. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1040–1053.

Branstator, G., 1987 : A striking example of the atmosphere's leading travelling pattern. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2310–2323.

Branstator, G., 1992 : The maintenance of low-frequency atmospheric anomalies. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1924–1945.

Branstator, G., 1995 : Organization of storm track anomalies by recurring low-frequency circulation anomalies. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 207–226.

Brayshaw, D., B. Hoskins, et M. Blackburn, 2008 : The storm track response to idealized SST perturbations in an aquaplanet GCM. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 2842–2860.

Cai, M., et H. M. van den Dool, 1994 : Dynamical decomposition of low-frequency tendencies. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2086–2100.

Cash, B. A., et S. Lee, 2000 : Dynamical processes of block evolution. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 3202–3218.

Cassou, C., 2008 : Intraseasonal interaction between the Madden-Julian Oscillation and the North Atlantic Oscillation. *Nature*, **455**, 523–527.

Cassou, C., C. Deser, L. Terray, J. W. Hurrell, et M. Drévillon, 2004a : Summer sea surface temperature conditions in the North Atlantic and their impact upon the atmospheric circulation in early winter. *J. Climate*, **17**, 3349–3363.

Cassou, C., L. Terray, J. W. Hurrell, et C. Deser, 2004b : North Atlantic winter climate regimes : Spatial asymmetry, stationarity with time and oceanic forcing. *J. Climate*, **17**, 1055–1068.

Cohen, J., et M. Barlow, 2005 : The NAO, the AO, and global warming : How closely related ?. *J. Climate*, **18**, 4498–4513.

Colucci, S. J., 1985 : Explosive cyclogenesis and large-scale circulation changes : Implications for atmospheric blocking. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2701–2717.

Corti, S., F. Molteni, et T. N. Palmer, 1999 : Signature of recent climate change in frequencies of natural atmospheric circulation regimes. *Nature*, **398**, 799–802.

Crum, F. X., et D. E. Stevens, 1988 : A case study of atmospheric blocking using isentropic analysis. *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 223–241.

Czaja, A., et C. Frankignoul, 2002 : Observed impact of Atlantic SST anomalies on the North Atlantic Oscillation. *J. Climate*, **15**, 606–623.

Davini, P., C. Cagnazzo, S. Gualdi, et A. Navarra, 2012 : Bidimensional diagnostics, variability and trends of northern hemisphere blocking. *J. Climate*, accepté.

De Pondeca, M. S. F. V., A. Barcilon, et X. Zou, 1998 : The role of wave breaking, linear instability, and PV transports in model block onset. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2852–2873.

Déqué, M., C. Dreveton, A. Braun, et D. Cariolle, 1994 : The ARPEGE-IFS atmosphere model : A contribution to the French community climate modelling. *Climate Dyn.*, **10**, 249–266.

Deremble, B., G. Lapeyre, et M. Ghil, 2012 : Atmospheric dynamics triggered by an oceanic SST front in a moist quasi-geostrophic model. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 1617–1632.

Dole, R. M., et N. D. Gordon, 1983 : Persistent anomalies of the extratropical northern hemisphere wintertime circulation : Geographical distribution and regional persistence characteristics. *Climate Dyn.*, **37**, 1621–1641.

Dommenget, D., et M. Latif, 2002 : A cautionnary note on the interpretation of EOFs. *J. Climate*, **15**, 216–225.

Dong, B., R. T. Sutton, et T. Woollings, 2011 : Changes of interannual NAO variability in response to greenhouse gases forcing. *Mon. Wea. Rev.*, **11**, 1567–1586.

Duchon, C., 1979 : Lanczos filtering in one and two dimensions. *J. Appl. Meteor.*, **18**, 1016–1022.

Eichelberger, S. J., et D. Hartmann, 2007 : Zonal jet structure and the leading mode of variability. *J. Climate*, **20**, 5149–5150.

Feldstein, S., 2002a : Fundamental mechanisms of the growth and decay of the PNA teleconnection pattern. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **128**, 775–796.

Feldstein, S., 2002b : The recent trend and variance increase of the annular mode. *J. Climate*, **15**, 88–94.

Feldstein, S., 2003 : The dynamics of NAO teleconnection pattern growth and decay. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **129**, 901–924.

Frankignoul, C., 1985 : Sea surface temperature anomalies, planetary waves, and air-sea feedback in the middle latitudes. *Rev. Geophys.*, **23**, 357–390.

Franzke, C., S. Feldstein, et S. Lee, 2011 : Synoptic analysis of the Pacific-North American teleconnection pattern. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 329–346.

Gabriel, A., et D. Peters, 2008 : A diagnostic study of different types of Rossby wave breaking events in the northern extratropics. *J. Met. Soc. Japan*, **86**, 613–631.

Graff, L. S., et J. H. LaCasce, 2012 : Changes in the extratropical storm tracks in response to changes in SST in an AGCM. *J. Climate*, **25**, 1854–1870.

Hannachi, A., I. T. Jolliffe, et D. B. Stephenson, 2007 : Empirical orthogonal functions and related techniques in atmospheric science : A review. *Int. J. Climatol.*, **27**, 1119–1152.

Held, I., et A. Hou, 1980 : Nonlinear axially symmetric circulations in a nearly inviscid atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 515–533.

Hoskins, B. J., I. Draghici, et H. C. Davies, 1978 : A new look at the ω-equation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **104**, 31–38.

Hoskins, B. J., et K. I. Hodges, 2002 : A new perspective on northern hemisphere storm tracks. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1041–1061.

Hoskins, B. J., et D. J. Karoly, 1981 : The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1179–1196.

Hoskins, B. J., M. E. McIntyre, et A. W. Robertson, 1985 : On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 877–946.

Hoskins, B. J., et P. J. Valdes, 1990 : On the existence of storm-tracks. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1854–1864.

Hurrell, J. W., 1995 : Decadal trends in the North Atlantic Oscillation : Regional temperatures and precipitation. *Science*, **269**, 676–679.

James, I. *Introduction to circulating atmospheres*. Cambridge University Press, 1994. 422 p.

Kimoto, M., et M. Ghil, 1993a : Multiple flow regimes in the northern hemisphere winter. Part I : Methodology and hemispheric regimes. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2625–2643.

Kimoto, M., et M. Ghil, 1993b : Multiple flow regimes in the northern hemisphere winter. Part II : Sectorial regimes and preferred transitions. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2645–2673.

Kodama, C., et T. Iwasaki, 2009 : Influence of the SST rise on baroclinic instability wave activity under an aquaplanet condition. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 2272–2287.

Kushnir, Y., 1987 : Retrograding wintertime low-frequency disturbances over the North Pacific Ocean. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2727–2742.

Kushnir, Y., W. A. Robinson, I. Bladé, N. M. J. Hall, S. Peng, et R. Sutton, 2002 : Atmospheric GCM response to extratropical SST anomalies : Synthesis and evaluation. *J. Climate*, **15**, 2233–2256.

Laîné, A., M. Kageyama, D. Salas y Mélia, G. Ramstein, S. Planton, S. Denvil, et S. Tyteca, 2009 : An energetics study of wintertime northern hemisphere storm tracks under $4\times CO_2$ conditions in two ocean-atmosphere coupled models. *J. Climate*, **22**, 819–839.

Lau, N.-C., 1988 : Variability of the observed midlatitude storm tracks in relation to low-frequency changes in the circulation pattern. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2718–2743.

Lee, S., et H.-K. Kim, 2003 : The dynamical relationship between subtropical and eddy-driven jets. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1490–1503.

Legras, B., T. Desponts, et B. Piguet. Cluster analysis and weather regimes. In *Proc. Workshop on the Nature and prediction of extratropical weather systems*, 2, 123–149, Reading, Shinfield Park, UK, 1987. ECMWF.

Lin, H., G. Brunet, et J. Derome, 2009 : An observed connection between the North Atlantic Oscillation and the Madden-Julian Oscillation. *J. Climate*, **22**, 364–380.

Lindzen, R. S., et 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.

Linkin, M., et S. Nigam, 2008 : The North Pacific Oscillation–West Pacific teleconnection pattern : Mature-phase structure and winter impacts. *J. Climate*, **21**, 1979–1997.

Lu, J., G. Chen, et D. Frierson, 2010 : The position of the midlatitude storm track and eddy-driven westerlies in aquaplanet AGCMs. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 3984–4000.

Luo, D., Y. Diao, et S. B. Feldstein, 2012a : Weather regime transitions and the interannual variability of the North Atlantic Oscillation. Part I : A likely connection. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 2329–2346.

Luo, D., Y. Diao, et S. B. Feldstein, 2012b : Weather regime transitions and the interannual variability of the North Atlantic Oscillation. Part II : Dynamical processes. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 2347–2363.

Lupo, A. R., et P. J. Smith, 1994 : Climatological features of blocking anticyclones in the northern hemisphere. *Tellus*, **47A**, 439–456.

Madden, R., et P. Julian, 1972 : Description of global-scale circulation cells in the tropics with a 40-50 day period. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1109–1123.

Malardel, S. *Fondamentaux de météorologie*. Cépaduès Editions, 2005. 708 p.

Martius, O., L. M. Polvani, et H. C. Davies, 2009 : Blocking precursors to stratospheric sudden warming events. *Geophys. Res. Lett.*, **36**, L14806, doi :10.1029/2009GL038776.

Martius, O., C. Schwierz, et H. Davies, 2007 : Breaking waves at the tropopause in the wintertime northern hemisphere : Climatological analyses of the orientation and the theoretical LC1/2 classification. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 2576–2592.

Michel, C., et G. Rivière, 2011 : The link between Rossby wave breakings and weather regime transitions. *J. Atmos. Sci.*, **68**, 1730–1748.

Michel, C., G. Rivière, L. Terray, et B. Joly, 2012 : The dynamical link between surface cyclones, upper-tropospheric Rossby wave breaking and the life cycle of the Scandinavian blocking. *Geophys. Res. Lett.*, **39**, L10806, doi :10.1029/2012GL051682.

Michelangeli, P.-A., et R. Vautard, 1998 : The dynamics of Euro-Atlantic blocking onsets. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **124**, 1045–1070.

Michelangeli, P.-A., R. Vautard, et B. Legras, 1995 : Weather regimes : Recurrence and quasi stationarity. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1237–1256.

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

Nakamura, H., M. Nakamura, et J. L. Anderson, 1997 : The role of high- and low-frequency dynamics in blocking formation. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2074–2093.

Nakamura, H., T. Sampe, A. Goto, W. Ohfuchi, et S.-P. Xie, 2008 : On the importance of midlatitude oceanic frontal zones for the mean state and dominant variability in the tropospheric circulation. *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L15709, doi :10.1029/2008GL034010.

Nakamura, H., T. Sampe, Y. Tanimoto, et A. Shimpo. *Observed associations among storm tracks, jet streams and midlatitude oceanic fronts*, Earth's climate : The Ocean-Atmosphere Interaction, Geophys. Monogr. Ser., 329–345. American Geophysical Union, 2004.

Nakamura, H., et J. M. Wallace, 1990 : Observed changes in baroclinic wave activity during the life cycles of low-frequency circulation anomalies. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1100–1116.

Neale, R. B., et B. J. Hoskins, 2001 : A standard test for AGCMs including their physical parametrizations : I : The proposal. *Atmos. Sci. Lett.*, **1**, doi :10.1006/asle.2000.0019.

North, G. R., T. L. Bell, R. F. Cahalan, et F. J. Moeng, 1982 : Sampling errors in the estimation of empirical orthogonal functions. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 699–706.

Ogawa, F., H. Nakamura, K. Nishii, T. Miyasaka, et A. Kuwano-Yoshida, 2012 : Dependence of the climatological axial latitudes of the tropospheric westerlies and storm tracks on the latitude of an extratropical oceanic front. *Geophys. Res. Lett.*, **39**, L05804, doi :10.1029/2011GL049922.

Orlanski, I., 2003 : Bifurcation in eddy life cycles : Implication for storm-track variability. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 993–1023.

Oueslati, B., et G. Bellon, 2012 : Tropical precipitation regimes and mechanisms. *Climate Dyn.*, doi :10.1007/s00382–012–1344–x.

Pelly, J. L., et B. Hoskins, 2003 : A new perspective on blocking. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 743–755.

Plaut, G., et E. Simonnet, 1994 : Large-scale circulation classification, weather regimes, and local climate over France, the Alps and Western Europe. *Clim. Res.*, **17**, 303–324.

Plaut, G., et R. Vautard, 1994 : Spells of low-frequency oscillations and weather regimes in the northern hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 210–236.

Qin, J., et W. A. Robinson, 1993 : On the Rossby wave source and the steady linear response to tropical forcing. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1819–1823.

Qin, Y., P. Wang, Z. Guan, et Y. Yue, 2006 : Comparison of the Hadley cells calculated from two reanalysis data sets. *Chinese Science Bulletin*, **51**, 1741–1746.

Reinhold, B., et R. T. Pierrehumbert, 1982 : Dynamics of weather regimes : Quasi-stationary waves and blocking. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 1105–1145.

Renwick, J. A., et M. J. Revell, 1999 : Blocking over the South Pacific and Rossby wave propagation. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 2233–2247.

Rex, D. F., 1950 : Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate. II : The climatology of blocking. *Tellus*, **2**, 275–302.

Rivière, G., 2009 : Effect of latitudinal variations in low-level baroclinicity on eddy life cycles and upper-tropospheric wave-breaking processes. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 1569–1592.

Rivière, G., 2010 : The role of Rossby wave-breaking in the West Pacific teleconnection. *Geophys. Res. Lett.*, **37**, L11802, doi :10.1029/2010GL043309.

Rivière, G., 2011 : A dynamical interpretation of the poleward shift of the jet streams in global warming scenarios. *J. Atmos. Sci.*, **68**, 1253–1272.

Rivière, G., et I. Orlanski, 2007 : Characteristics of the Atlantic storm-track eddy activity and its relation with the North Atlantic Oscillation. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 241–266.

Sanders, F., et J. Gyakum, 1980 : Synoptic-dynamic climatology of the “bomb”. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1589–1606.

Sanders, F., et B. J. Hoskins, 1990 : An easy method for estimation of Q-vectors from weather maps. *Weather and Forecasting*, **5**, 346–353.

Sardeshmukh, P. D., et B. J. Hoskins, 1988 : The generation of global rotational flow by steady idealized tropical divergence. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1228–1251.

Shutts, G., 1983 : The propagation of eddies in diffluent jetstreams : Eddy vorticity forcing of ’blocking’ flow fields. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **109**, 737–761.

Simmons, A., S. Uppala, D. Dee, et S. Kobayashi, 2007 : ERA-Interim : New ECMWF reanalysis products from 1989 onwards. *ECMWF Newsletter*, **Winter 2006/07**, 25–35.

Son, S.-W., et S. Lee, 2005 : The response of westerly jets to thermal driving in a primitive equation model. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 3741–3757.

Strong, C., et G. Magnusdottir, 2008a : How Rossby wave breaking over the Pacific forces the North Atlantic Oscillation. *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L10706, doi :10.1029/2008GL033578.

Strong, C., et G. Magnusdottir, 2008b : Tropospheric Rossby wave breaking and the NAO/NAM. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 2861–2876.

Thompson, D. W. J., et J. M. Wallace, 1998 : The Arctic Oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1297–1300.

Thompson, D. W. J., et J. M. Wallace, 2000 : Annular modes in the extratropical circulation. Part I : Month-to-month variability. *J. Climate*, **13**, 1000–1016.

Thompson, D., S. Lee, et M. P. Baldwin. *Atmospheric processes governing the Northern Hemisphere annular mode/North Atlantic Oscillation*, The North Atlantic Oscillation : Climatic significance and environmental impact, 81–112. American Geophysical Union, 2002.

Thorncroft, C. D., B. J. Hoskins, et M. McIntyre, 1993 : Two paradigms of baroclinic-wave life-cycle behaviour. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119**, 17–55.

Tyrrell, G. C., D. J. Karoly, et J. L. McBride, 1996 : Links between tropical convection and variations of the extratropical circulation during TOGA COARE. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2735–2748.

Ulbrich, U., G. C. Leckebusch, et J. G. Pinto, 2009 : Extra-tropical cyclones in the present and future climate : A review. *Theor. Appl. Climatol.*, **96**, 117–131.

Uppala, S. M., P. W. Kallberg, A. J. Simmons, U. Andrae, V. da Costa Bechtold, M. Fiorino, J. K. Gibson, J. Haseler, A. Hernandez, G. A. Kelly, X. Li, K. Onogi, S. Saarinen, N. Sokka, R. P. Allan, E. Andersson, K. Arpe, M. A. Balmaseda, A. Beljaars, L. van de Berg, J. Bidlot, N. Bormann, S. Caires, F. Chevallier, A. Dethof, M. Dragosavac, M. Fisher, M. Fuentes, S. Hagemann, E. Holm, B. J. Hoskins, L. Isaksen, P. A. E. M. Janssen, R. Jenne, A. P. McNally, J.-F. Mahfouf, J.-J. Morcrette, N. A. Rayner, R. W. Saunders, P. Simon, A. Sterl, K. E. Trenberth, A. Untch, D. Vasiljevic, P. Viterbo, et J. Woollen, 2005 : The ERA-40 re-analysis. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**, 2961–3012.

Vallis, G. *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, 2006. 745 p.

Vautard, R., 1990 : Multiple weather regimes over the North Atlantic : Analysis of precursors and successors. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 2056–2081.

Vautard, R., et B. Legras, 1988 : On the source of midlatitude low-frequency variability. Part II : Nonlinear equilibration of weather regimes. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2845–2867.

Voldoire, A., E. Sanchez-Gomez, D. Salas y Mélia, B. Decharme, C. Cassou, S. Sénési, S. Valcke, I. Beau, A. Alias, M. Chevallier, M. Déqué, J. Deshayes, H. Douville, E. Fernandez, G. Madec, E. Maisonnave, M.-P. Moine, S. Planton, D. Saint-Martin, S. Szopa, S. Tyteca, R. Alkama, S. Belamari, A. Braun, L. Coquart, et F. Chauvin, 2012 : The CNRM-CM5.1 global climate model : Description and basic evaluation. *Climate Dyn.*, doi :10.1007/s00382–011–1259–y.

Walker, G., et E. Bliss, 1932 : World weather. *Mem. Roy. Meteor. Soc.*, **4**, 53–84.

Wallace, J., 2000 : North Atlantic Oscillation/annular mode : Two paradigms–one phenomenon. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 791–805.

Wallace, J., et D. Gutzler, 1981 : Teleconnections in the geopotential height field during the northern hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 784–812.

Ward, J., 1963 : Hierarchical grouping to optimize an objective function. *J. Amer. Statist. Assoc.*, **58**, 236–244.

Webster, P. J. *The large-scale structure of the tropical atmosphere*, Large-scale dynamical processes in the atmosphere, 235–275. Academic Press, 1983.

Wernli, H., et C. Schwierz, 2006 : Surface cyclones in the ERA40 dataset (1958-2001). Part I : Novel identification method and global climatology. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 2486–2507.

Wernli, H., et T. Sprenger, 2007 : Identification and ERA-15 climatology of potential vorticity streamers and cutoffs near the extratropical tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 1569–1586.

Whitaker, J. S., et R. M. Dole, 1995 : Organization of storm tracks in zonally varying flows. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1178–1191.

Woollings, T., et M. Blackburn, 2012 : The North Atlantic jet stream under climate change and its relation to the NAO and EA patterns. *J. Climate*, **25**, 886–902.

Yin, J. H., 2005 : A consistent poleward shift of the storm-tracks in simulations of 21st century climate. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L18701.

Yiou, P., et M. Nogaj, 2004 : Extreme climatic events and weather regimes over the North Atlantic : When and where ?. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L07202, doi :10.1029/2003GL019119.