



**HAL**  
open science

# Effet de l'Amplification Arctique sur la circulation atmosphérique des moyennes latitudes et les vagues de froid en hiver à partir de modélisation numérique idéalisée

Emilien Jolly

► **To cite this version:**

Emilien Jolly. Effet de l'Amplification Arctique sur la circulation atmosphérique des moyennes latitudes et les vagues de froid en hiver à partir de modélisation numérique idéalisée. Sciences de la Terre. Université Paris sciences et lettres, 2020. Français. NNT : 2020UPSLE051 . tel-03592535

**HAL Id: tel-03592535**

**<https://theses.hal.science/tel-03592535>**

Submitted on 1 Mar 2022

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

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

**THÈSE DE DOCTORAT**

**DE L'UNIVERSITÉ PSL**

Préparée à l'École Normale Supérieure

**Effet de l'Amplification Arctique sur la circulation  
atmosphérique des moyennes latitudes et les vagues de  
froid en hiver à partir de modélisation numérique idéalisée**

Soutenue par

**Émilien Jolly**

Le 14 septembre 2020

École doctorale n°129

**Sciences de l'Environnement  
en Île de France**

Spécialité

**Géosciences**

Composition du jury :

|  |                           |
|--|---------------------------|
| Francis Codron<br>LOCEAN               | <u>Président du Jury</u>  |
| Emilia Sanchez Gomez<br>CERFACS        | <u>Rapporteur</u>         |
| Gabriele Messori<br>Uppsala University | <u>Rapporteur</u>         |
| Nili Harnik<br>Tel Aviv University     | <u>Examineur</u>          |
| Julien Cattiaux<br>CNRM                | <u>Examineur</u>          |
| Fabio D'Andrea<br>LMD                  | <u>Directeur de thèse</u> |
| Gwendal Rivière<br>LMD                 | <u>Directeur de thèse</u> |
| Sebastien Fromang<br>LSCE              | <u>Invité</u>             |



*Arbres de la forêt, [...] vous m'avez vu souvent,  
Seul dans vos profondeurs, regardant et rêvant.  
Vous le savez, la pierre où court un scarabée,  
Une humble goutte d'eau de fleur en fleur tombée,  
Un nuage, un oiseau, m'occupent tout un jour.  
La contemplation m'emplit le coeur d'amour.  
Vous m'avez vu cent fois, dans la vallée obscure,  
Avec ces mots que dit l'esprit à la nature,  
Questionner tout bas vos rameaux palpitants,  
Et du même regard poursuivre en même temps,  
Pensif, le front baissé, l'oeil dans l'herbe profonde,  
L'étude d'un atome et l'étude du monde.  
Attentif à vos bruits qui parlent tous un peu,  
Arbres, vous m'avez vu fuir l'homme et chercher Dieu!*

*Victor Hugo, **Aux Arbres**, in Les Contemplations, 1856*

# Résumé

L'Amplification Arctique (AA) correspond au réchauffement atmosphérique plus fort dans l'Arctique qu'aux latitudes moyennes, et ses effets sur la circulation atmosphérique sont actuellement discutés dans la littérature. Ici, son impact sur les ondes de Rossby et les vagues de froid en hiver aux latitudes moyennes est analysé en utilisant un modèle quasi-géostrophique sec à 3 niveaux sur la sphère, avec orographie.

D'abord l'étude est menée en comparant 2 simulations longues: l'une correspond à la climatologie hivernale des 30 dernières années, et pour l'autre un schéma d'AA est ajouté. Ce dernier est construit à partir d'un composite des hivers les plus chauds dans l'Arctique. Une analyse spectrale montre une diminution de la vitesse de phase pour les ondes les plus énergétiques. Une analyse barotrope montre que l'effet de l'AA sur la vitesse de phase passe par 3 changements: une diminution de la vitesse zonale au nord, un affinement du jet plus au sud, qui entraîne des changements de dimension des ondes. L'AA semble aussi liée à un affinement du jet et est accompagnée d'une augmentation modérée de la variance basse fréquence aux latitudes moyennes, ce qui peut augmenter les vagues de froid. Par endroit, cette augmentation compense le réchauffement en terme de nombre de vagues de froid.

Ensuite, dans un cadre simplifié, sans asymétries zonales, l'impact de la largeur du jet sur les ondes est plus particulièrement étudié. Il apparaît que cet affinement peut être une conséquence de l'AA. Il ralentit la circulation, avec deux conséquences : un ralentissement de la vitesse de phase, à travers les changements du gradient de vorticité ; et un décalage en fréquence de la variance de la haute-fréquence vers la basse fréquence. Les effets respectifs du changement de gradient de PV et d'élongation méridienne des ondes sont comparés.

Enfin, la variabilité du schéma de l'AA, et ses conséquences sur ce raisonnement, sont présentés. Les différentes manières de compter l'AA sont perméables aux influences du reste du changement climatique, qui peut avoir des influences contraires. En pratique, le mécanisme menant à un ralentissement de la circulation est cherché dans diverses simulations représentant diverses caractéristiques de l'AA et du changement climatique. Ce mécanisme est robuste par rapport aux variations de l'AA, mais il est annulé en ajoutant d'autres tendances du changement climatique.

Cette thèse donne donc une justification théorique à l'hypothèse d'un ralentissement de la circulation et d'une augmentation des extrêmes en réponse à l'AA. Il donne aussi une piste expliquant pourquoi ce changement n'est pas visible dans les réanalyses.

# Abstract

The Arctic Amplification (AA) is a stronger atmospheric warming in the Arctic than in mid-latitudes, and its effects on atmospheric circulation are strongly discussed in the literature. Its impact on Rossby waves and winter cold spells at mid-latitudes is analyzed using a 3-level dry quasi-geostrophic model on the sphere, with orography.

First the study is conducted by comparing 2 long simulations: one corresponds to the winter climatology of the last 30 years, and for the other one a AA pattern is added. It is build from a composite of the warmest winters in the Arctic. A spectral analysis shows a decrease in Rossby wave phase speed for the most energetic waves. Through a barotropic analysis, this change is explained by changes in zonal wind in the north of mid-latitudes, in PV gradient in the south, and in the meridional size of waves. This appears to be related to a jet narrowing and is accompanied by a moderate increase in low frequency variance at mid-latitudes, which may increase cold spells. This increase can compensate locally the warming in terms of the number of cold spells.

Then, in a simplified framework, without zonal asymmetries, the impact of the jet width on the waves is more particularly studied. It appears that this narrowing can be a consequence of AA. It slows down the flow, with two consequences: a slowing down of the phase speed, through changes in the vorticity gradient; and a frequency shift of the variance from high frequency to low frequency. The impacts of zonal wind and changes of PV gradient are to slow waves, in contrast to the meridional elongation of waves.

Finally, the variability of the AA pattern, and its consequences on this mechanism, are presented. Different interpretations of AA are permeable to the influences of the rest of climate change, which may have opposite influences. In several simulations depicting various characteristics of AA and climate change, this mechanism is analysed. It is robust to the diversity in shape of the AA but it is nulled by adding other climate change trends.

In this work, a theoretical justification to the hypothesis of a slowdown in circulation and an increase in extremes in response to AA is given. As this mechanism is not visible in reanalysis, a potential explanation is also given.

# *Remerciements*

Trois ans et des poussières de vie se sont déroulés et le temps est venu de remercier ceux qui m'ont soutenu, et plus largement ceux qui ont eut la difficile tâche de me supporter pendant cette période. Pour moi, ça a été une période paradoxale, emplie d'un sentiment de liberté à la fois agréable et stressant... Je découvrirais sans doute avec le recul les fruits de cette expérience; pour l'instant, je ne peux que me réjouir des rencontres et des collaborations vécus.

En premier lieu, je remercie mes directeurs de thèse Fabio D'Andrea et Gwendal Rivière, ainsi que Sébastien Fromang qui, officiellement, ne l'était pas. J'ai eu la chance d'avoir des directeurs de thèse proches physiquement et à l'écoute en cas de besoin, immensément compétents et qui m'ont suivi jusqu'au bout par les réunions hebdomadaires. Ils m'ont rattrapé quand je me lançait seul à l'assaut d'une piste vaine ou que je construisais des raisonnements sur des erreurs de calculs, et inversement ils m'ont parfois (souvent) montré la bonne direction. J'en profite aussi pour remercier la cantine de l'ENS, moins pour la qualité de sa nourriture que pour les discussions avec mes directeurs de thèse et d'autres chercheurs, qui s'y sont déroulées.

Je remercie aussi l'ensemble des membres de mon jury de thèse: les rapporteurs Gabriele Messori et Emilia Sanchez Gomez qui vont devoir lire et juger ce manuscrit, et qui avec Julien Cattiaux, Francis Codron et Nili Harnik évaluerons ma soutenance. Merci à tous d'avoir accepté. Nili est particulièrement remerciée pour sa participation à mes comités de thèse, avec Paolo Davini.

Ce dernier est également remercié pour m'avoir laissé son bureau de ministre à son départ de l'ENS! Mes autres co-bureaux méritent tous mes remerciements tellement me supporter 5 jours par semaine n'est pas toujours facile: Hanin, Clément, Benjamin et Léa, en premier lieu. Par contre, la direction du patrimoine, à cause de laquelle nous n'avons toujours pas de climatisation dans le bureau malgré quelques 36°C en été, n'est pas remerciée.

Pour la bonne ambiance dans laquelle j'ai pu passer ces 3 ans, c'est quasiment tout le département de Géosciences de l'ENS qui peut être remercié, mais je me contenterais de Florentin, Rémi et mon "grand frère de thèse" Loïc, en plus de mes co-bureaux.

Plus généralement, je peux remercier tous mes amis, anciens et nouveaux, qui m'ont soutenu, ainsi que ma famille, qui me supporte en râlant depuis que j'ai l'âge de parler et dans laquelle j'ai passé le confinement. Je remercie d'ailleurs le coronavirus de m'avoir donné cette occasion d'écrire mon manuscrit sans trop de perturbations, et surtout ma superbe brigade de relecteurs qui a chassé l'abondant gibier de mes fautes d'orthographe!

# Sommaire

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Résumé</b>  | <b>2</b>  |
| <b>Abstract</b>  | <b>3</b>  |
| <b>Remerciements</b>   | <b>4</b>  |
| <b>Sommaire</b>  | <b>5</b>  |
| <b>Introduction</b>  | <b>9</b>  |
| <b>1 Circulation des latitudes moyennes et Amplification Arctique</b>          | <b>13</b> |
| 1.1 Principes de la circulation aux latitudes moyennes . . . . .               | 13        |
| 1.1.1 Les courants-jets . . . . .  | 14        |
| 1.1.2 Ondes de Rossby . . . . .  | 15        |
| 1.1.3 Variabilité climatique basse fréquence . . . . .                         | 21        |
| 1.2 Évènements extrêmes et fluctuations du jet . . . . .                       | 25        |
| 1.2.1 Définir les extrêmes . . . . .   | 25        |
| 1.2.2 Impact du déferlement des ondes de Rossby . . . . .                      | 26        |
| 1.2.3 Blocage et vague de froid . . . . .                                      | 27        |
| 1.2.4 Ondes amplifiées et vague de chaleur . . . . .                           | 28        |
| 1.3 Changement climatique et Amplification Arctique . . . . .                  | 29        |
| 1.3.1 Les tendances du changement climatique . . . . .                         | 29        |
| 1.3.2 L'Amplification Polaire . . . . .  | 31        |
| 1.3.3 Évolution des vagues de chaleur et de froid . . . . .                    | 33        |
| 1.4 Du réchauffement polaire à la circulation des latitudes moyennes . . . . . | 35        |
| 1.4.1 Vent thermique . . . . .   | 36        |
| 1.4.2 Sinusoïté du jet . . . . .   | 37        |
| 1.4.3 Décalage des rails de dépression . . . . .                               | 38        |
| 1.4.4 Comment l'Amplification Arctique affecte l'Oscillation Arctique . . .    | 39        |
| 1.4.5 Effets locaux sur les continents d'une réduction de la glace de mer .    | 40        |
| 1.4.6 Évolution des blocages . . . . .   | 41        |
| 1.5 Résumé . . . . .   | 42        |
| <b>2 Méthodologies</b>   | <b>45</b> |
| 2.1 Le modèle de Marshall et Molteni . . . . .                                 | 46        |
| 2.1.1 Les équations de base . . . . .  | 46        |
| 2.1.2 Calcul de la température . . . . .                                       | 47        |
| 2.2 Forçages du modèle . . . . .   | 48        |
| 2.2.1 Le forçage de Marshall et Molteni . . . . .                              | 49        |
| 2.2.2 Le mécanisme itératif . . . . .  | 49        |



|  |   |            |
|--|---|------------|
| 2.2.3  | Convergence du forçage . . . . .  | 51         |
| 2.3  | Les diagnostics climatiques . . . . .   | 53         |
| 2.3.1  | Filtrage en fréquence . . . . .   | 53         |
| 2.3.2  | Spectres de Hayashi . . . . .   | 53         |
| 2.3.3  | Histogrammes spectraux . . . . .  | 55         |
| <b>Interlude: Dynamique d'une vague de froid</b> |   | <b>56</b>  |
| <b>3</b>   | <b>Article: Impact de l'Amplification Arctique sur la circulation de moyenne latitude dans une configuration numérique réaliste</b> | <b>59</b>  |
| 3.1  | Introduction . . . . .  | 60         |
| 3.2  | Quasi-Geostrophic Model . . . . .   | 63         |
| 3.2.1  | Model equations . . . . .   | 63         |
| 3.2.2  | Forcing . . . . .   | 64         |
| 3.2.3  | Model Climatology . . . . .   | 66         |
| 3.3  | Rossby wave response . . . . .  | 69         |
| 3.3.1  | Space-time spectral analysis . . . . .  | 70         |
| 3.3.2  | Results . . . . .   | 70         |
| 3.3.3  | Interpretation using the barotropic Rossby wave dispersion relation .   | 72         |
| 3.4  | Cold Spells . . . . .   | 75         |
| 3.5  | Discussion and Conclusion . . . . .   | 79         |
| 3.6  | Un mécanisme central . . . . .  | 82         |
| <b>4</b>   | <b>Impact de la largeur du jet sur la circulation avec un forçage sans asymétrie zonale</b>   | <b>83</b>  |
| 4.1  | Introduction . . . . .  | 83         |
| 4.2  | Les simulations . . . . .   | 85         |
| 4.2.1  | Version du modèle sans asymétrie zonale . . . . .   | 85         |
| 4.2.2  | Liste des simulations . . . . .   | 85         |
| 4.2.3  | Exemples d'instantanés . . . . .  | 87         |
| 4.3  | Impact de la largeur du jet . . . . .   | 89         |
| 4.3.1  | Différences climatologiques . . . . .   | 89         |
| 4.3.2  | Différences ondulatoires . . . . .  | 91         |
| 4.4  | Sensibilité au profil du jet . . . . .  | 94         |
| 4.4.1  | Sensibilité à la latitude . . . . .   | 94         |
| 4.4.2  | Largeurs du jet et variance basse fréquence . . . . .   | 97         |
| 4.5  | Décalage du jet vers le nord . . . . .  | 98         |
| 4.6  | Conclusion . . . . .  | 101        |
| <b>5</b>   | <b>Sensibilité de la réponse des moyennes latitudes à la variabilité de l'Amplification Arctique</b>                                | <b>103</b> |
| 5.1  | Limites du composite . . . . .  | 103        |
| 5.1.1  | Variabilité de l'AA dans les réanalyses . . . . .   | 104        |
| 5.1.2  | Changement global contre Amplification Arctique . . . . .   | 106        |
| 5.1.3  | Deux séries de simulations . . . . .  | 107        |
| 5.2  | Présentation des forçages . . . . .   | 107        |
| 5.2.1  | Définition de la régression . . . . .   | 108        |
| 5.2.2  | Définition de la tendance multidécennale . . . . .  | 109        |
| 5.2.3  | Le composite aux hautes latitudes . . . . .   | 109        |
| 5.2.4  | Amplifications Arctiques localisées . . . . .   | 110        |

|       |   |            |
|-------|---|------------|
| 5.3   | Séparer l'AA du changement climatique . . . . .         | 111        |
| 5.3.1 | Climatologies des simulations . . . . .                 | 111        |
| 5.3.2 | Diagnostics zonaux pour les ondes . . . . .             | 115        |
| 5.3.3 | Impact sur les vagues de froid . . . . .                | 118        |
| 5.4   | Amplification Arctique zonalement asymétrique . . . . . | 120        |
| 5.4.1 | La climatologie . . . . .                               | 121        |
| 5.4.2 | Impact sur les spectres . . . . .                       | 123        |
| 5.4.3 | Impact sur les vagues de froid . . . . .                | 124        |
| 5.4.4 | Effets de la position du réchauffement . . . . .        | 125        |
| 5.5   | Conclusion . . . . .                                    | 126        |
|       | <b>Conclusion</b>                                       | <b>127</b> |
|       | <b>Bibliographie</b>                                    | <b>131</b> |



# Introduction

Le climat est défini par l'ensemble des phénomènes météorologiques qui caractérisent l'état moyen de l'atmosphère. Le climat, caractérisé par de grandes échelles, évolue sur une échelle de temps lente, de l'ordre du millénaire. Dans le passé, il a connu de nombreux états très différents, avec des alternances de périodes glacières et interglacières (Masson-Delmotte et al., 2013). Cependant, sur les dernières décennies, cette évolution a été aussi forte qu'en plusieurs siècles: elle est donc anormalement rapide. Dû aux émissions anthropiques de gaz à effet de serre, ce changement est dominé par un réchauffement global complexe à mesurer, car variable en fonction des années, des saisons ou encore de la localisation géographique. Ce changement prend aussi d'innombrables autres formes qui concernent aussi bien l'océan que l'atmosphère, la météo que le climat (Hartmann et al., 2013).

Malgré sa rapidité par rapport aux variations climatiques naturelles, ce changement reste majoritairement imperceptible pour les sens humains. Il a un impact fort sur les personnes et les sociétés, par exemple à travers l'évolution des événements météorologiques extrêmes. C'est le cas pour les vagues de chaleur en été, qui sont de plus en plus fréquentes. Mais pour comprendre le changement climatique, cette vision statistique doit être coordonnée à une interprétation physique ou dynamique expliquant les changements.

Par exemple, une augmentation de la température peut augmenter le taux de saturation en vapeur d'eau de l'air, et ainsi causer des précipitations plus intenses. En fait, une augmentation des précipitations extrêmes, reliée au changement de température par ce mécanisme, est prévue de façon très robuste par les climatologues à travers les rapports du GIEC (Allen et al., 2012). De même, les vagues de chaleur en été augmentent à cause du réchauffement, auquel s'additionnent des facteurs aggravants: des changements de circulation ou d'ondes (Pfleiderer and Coumou, 2017; Zhang et al., 2020). En comparaison du consensus scientifique pour ces événements extrêmes, l'évolution des vagues de froid en hiver est beaucoup moins certaine. A priori, l'augmentation de la température diminue leur intensité, mais d'autres facteurs pourraient limiter cette diminution. La question est donc: est-ce que les vagues de froid vont augmenter malgré le réchauffement global? Certaines études, en particulier Francis and Vavrus (2012); Screen and Simmonds (2013) et Liu et al. (2012), le suggèrent, alors que d'autres trouvent ce changement négligeable, comme Barnes and Screen (2015). Les recherches sur ce sujet se poursuivent sans conclusion définitive (Cohen et al., 2014, 2020a).

Or l'aspect le plus connu du changement climatique est le réchauffement global et non les évolutions locales des extrêmes. Ce réchauffement est inhomogène: dans certaines régions

il est quasiment nul. Inversement, l'Arctique est une des régions du monde qui connaît les transformations les plus spectaculaires, marqué par un réchauffement plus fort qu'ailleurs (Pörtner et al., 2019). Par exemple, la glace de mer est connue du grand public pour son importante diminution. Cette disparition est due à l'augmentation de la température de l'atmosphère à la surface de l'Arctique, plus de deux fois plus rapide que pour tout l'hémisphère nord. Ce réchauffement en surface, repérable dans les observations des dernières années, dans les prévisions pour le 21e siècle et lors des précédents réchauffements climatiques en paléoclimatologie, est connu sous le nom d'Amplification Arctique.

Au sud de cette région se trouvent les latitudes moyennes. Leur circulation atmosphérique est dominée par deux courants-jets (Holton, 2004), des vents d'ouest fort liés aux deux bassins océaniques (Atlantique et Pacifique). Sur le flanc polaire de chaque jet se trouve un rail de dépression, appelé ainsi car les cyclones extratropicaux se déplacent majoritairement dans cette région. Courant-jet et transport des perturbations atmosphériques sont donc intriqués, car le jet et le cisaillement de vent sont à l'origine des dépressions mais celles-ci rétroagissent sur le jet une fois qu'elles sont matures. Ces interactions ont lieu à travers les ondes de Rossby, des ondes atmosphériques de grande échelle qui forment et déplacent les dépressions, influençant aussi le jet. La variabilité du climat aux moyennes latitudes dépend principalement de ces ondes et jets. Ainsi, toute modification de la circulation atmosphérique aux latitudes moyennes se répercute sur les ondes.

D'un point de vue phénoménologique, ces ondes de la haute troposphère sont souvent la cause des événements extrêmes, lorsque leur amplitude est grande et/ou qu'elles sont très lentes. Dans ce dernier cas, on parle d'onde quasi-stationnaire, lorsqu'une onde reste au même endroit pendant plusieurs jours et y bloque le temps. Ces événements météorologiques peuvent être de diverses natures: des vagues de chaleur ou de froid, si l'onde est associée à une anomalie forte de température, ou des précipitation intenses.

Plus généralement, le climat est un système complexe et chaotique, dont les différentes composantes sont profondément imbriquées: l'océan et l'atmosphère sont en interaction constante, s'influçant en permanence. Une conséquence est l'existence de rétroactions, qui peuvent mener à un effet boule de neige (rétroaction positive) ou inversement compenser très rapidement un changement pour revenir à l'état précédent (rétroaction négative). Par exemple, le réchauffement au pôle diminue la couverture neigeuse du sol. Les rayons lumineux ne sont plus réfléchis par de la neige ou de la glace blanche, mais absorbés par un sol et une mer sombres, ce qui réchauffe la surface et diminue encore la couverture neigeuse.

Cette complexité impacte l'étude des liens de causalité, où deux dimensions sont identifiables. L'une est liée aux lois physiques: quelles conséquences sont envisageables pour un changement donné? L'autre correspond aux observations: ce changement donné est observé, quels autres changements sont visibles? Avec le changement climatique, à première vue ces deux questions ont des réponses différentes, soit parce que d'autres paramètres n'ont pas été correctement pris en compte dans la théorie, soit parce que les conséquences d'autres changements observés contredisent celles du changement étudié. Pour tester ou vérifier une chaîne de causalité, une solution est de l'isoler autant de possible des autres éléments qui peuvent interagir à chaque étape. Cela n'est pas possible dans les observations, ni dans les modèles couplés les plus complexes, comme ceux utilisés dans les CMIP (Coupled Model Intercomparison Project) pour les rapports du GIEC (Groupe d'experts

Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat). Ce test peut être fait dans des modèles plus simples, qui ne prennent en compte qu'une part limitée de la physique du climat.

C'est l'angle utilisé dans cette étude, à l'aide d'un modèle qui ne décrit que la circulation troposphérique (Marshall and Molteni, 1993). Cette thèse s'intéresse davantage aux ondes planétaires et synoptiques de la circulation hivernale aux latitudes moyennes, dans le but d'identifier des mécanismes dynamiques reliant l'Amplification Arctique aux caractéristiques des ondes, puis à celles des vagues de froid. Ainsi, les modifications de ces extrêmes apportées par le réchauffement global sont comparées à celle apportées dans le cadre de ce mécanisme uniquement.

Dans un premier temps, les détails de la circulation atmosphérique et de l'Amplification Arctique sont décrits dans le chapitre 1, qui fait également l'état de l'art de nos connaissances concernant l'impact de l'Amplification Arctique sur les latitudes moyennes.

Le chapitre 2 détaille les méthodes utilisées dans les études numériques. En particulier, le modèle utilisé est présenté avec les forçages qui lui sont donnés pour simuler différents cas d'AA. Ce chapitre de méthodologie présente aussi les diagnostics utilisés pour étudier et comparer les simulations.

Après ces deux présentations générales permettant de comprendre le contexte dans lequel se placent nos recherches et l'originalité de l'angle choisi, un Interlude permet d'illustrer la dynamique d'une vague de froid dans notre modèle.

Partant d'une définition simple de l'Amplification Arctique, le Chapitre 3, correspondant à un article actuellement en révision, propose un mécanisme et l'illustre grâce aux diagnostics présentés auparavant. L'impact de l'AA sur le jet et les ondes, puis les extrêmes, est caractérisé. Ce chapitre est le pivot de ce manuscrit: il décrit le mécanisme central, utilisant les éléments présentés auparavant et est à la source des études suivantes.

Dans le Chapitre 4, le problème est davantage simplifié en retirant les asymétries zonales dans le but de mieux comprendre les interactions entre jet et ondes. L'impact particulier de l'affinement du jet, conséquence de l'AA, sur les ondes y est analysé. Cela permet de comprendre une augmentation de la variabilité basse-fréquence repérée en Chapitre 3.

Avant la conclusion, le chapitre 5 examine les effets de différents schémas d'Amplification Arctique, celle-ci ayant montré ces dernières années des formes variées. La difficulté à distinguer les effets de l'Amplification de ceux du reste du changement climatique est mis en exergue.



# Chapitre 1

## Circulation des latitudes moyennes et Amplification Arctique

L'impact de l'Amplification Arctique sur la circulation des latitudes moyennes, particulièrement en terme d'extrêmes météorologiques et en hiver, est le centre d'un débat scientifique depuis une dizaine d'années. L'objectif de ce chapitre est de rappeler les termes de ce débat (conclusions des modèles et des observations, mécanismes proposés et leurs limites de validité) pour comprendre comment le changement de la température à la surface polaire peut modifier les extrêmes météorologiques aux latitudes moyennes. Pour cela, dans un premier temps (section 1.1), les principales caractéristiques de la circulation atmosphérique aux latitudes moyennes sont présentées. Ensuite (section 1.2), les événements extrêmes sont définis et leurs liens avec les caractéristiques de la circulation sont explicités à travers quelques exemples. En section 1.3, les effets du changement climatique dans l'atmosphère en terme de vent et de température sont présentés. L'Amplification Arctique est particulièrement détaillée. La présentation de tous ces éléments est nécessaire pour comprendre les différents mécanismes qui les relient et qui sont listés en section 1.4.

### 1.1 Principes de la circulation aux latitudes moyennes

D'un point de vue climatique, les latitudes moyennes sont marquées par l'existence d'une cellule dans un plan altitude-latitude, appelée cellule de Ferrel, dont les limites sont vers  $30^\circ$  et  $60^\circ$ . Au sud se trouve la cellule de Hadley, et au nord la cellule polaire. On peut théoriquement concevoir le climat comme une machine thermique qui transporte la chaleur reçue dans la troposphère équatoriale vers les pôles.

Dans la troposphère aux moyennes latitudes, l'équilibre du vent thermique (voir équation (1.9)), qui lie le cisaillement vertical de vent zonal au gradient méridien de température, est valide à grande échelle. Il implique que les latitudes moyennes sont dominées par les courants-jets, de forts vents d'ouest, à cause du contraste thermique entre les pôles et l'équateur. Ceux-ci sont intrinsèquement liés aux ondes de Rossby bien visibles en haute troposphère qui organisent spatialement les dépressions extratropicales près de la surface.



L'instabilité barocline est le processus qui relie les trains d'ondes, avec des successions de creux et de crêtes, en altitude, et les dépressions extratropicales à la surface. La variabilité de cette région est logiquement très dépendante de ces deux éléments.

### 1.1.1 Les courants-jets

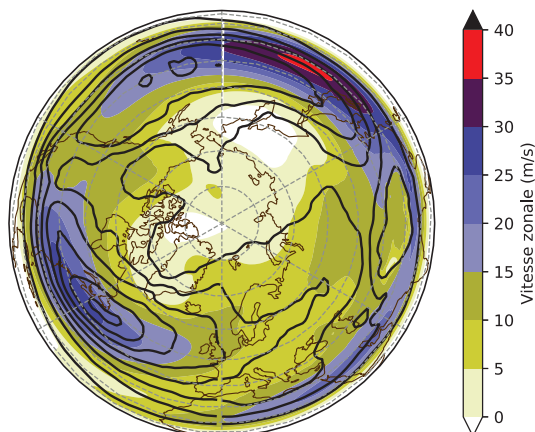


Figure 1.1: Vent zonal en couleur et énergie cinétique des perturbations avec un contour tous les  $10(m/s)^2$  dans les Réanalyses ERA-I entre 1979 et 2016 pour les mois d'hiver (Décembre, Janvier, Février) à 500hPa.

La Figure 1.1 montre le vent zonal  $U$  à 500hPa en moyenne climatologique.  $U$  est fort dans plusieurs régions: dans l'ouest de l'Atlantique nord et du Pacifique nord (ils sont nettement séparés par les Rocheuses), et au niveau de l'Afrique et de l'Arabie, à des latitudes subtropicales. Ces phénomènes sont appelés jets.

Aux latitudes moyennes, on distingue généralement deux catégories de jets d'un point de vue théorique (Harnik et al., 2016a):

- Le jet subtropical: il est lié à la circulation des tropiques, et se situe à la limite de la cellule de Hadley. Le jet se forme par conservation du moment angulaire et le flux d'air vers les pôles au niveau de la tropopause. Autrement dit, ce jet est entraîné thermiquement, ce qui explique qu'il soit très barocline (le vent est faible à la surface et augmente beaucoup avec l'altitude)
- l'*eddy-driven jet*: il est plus faible, plus barotrope et plus au nord que le jet subtropical. Les "eddies" (perturbations) forcent le jet, qui est très non-linéaire et moins zonal que le jet subtropical. Les perturbations portées par ce jet font qu'à un instant donné, il apparaît très sinueux, même si en moyenne climatologique le vent zonal vers l'est domine. Ce type de jet a donc une forte variabilité.

En pratique, ces deux types théoriques de jet peuvent s'aligner ou se mélanger en formant un seul jet (*single jet regime*), qui représente mieux les jets de l'hémisphère nord. Harnik

and Chang (2004) parlent de régime de jet fusionné, apparaissant quand les deux mécanismes de forçage précédents sont suffisamment fort et proches pour s’influencer réciproquement. On les trouve donc à des latitudes relativement basses (parfois même subtropical) et il est très barocline; et en même temps, c’est un guide d’onde pour les perturbations (Harnik et al., 2016a).

Grâce à la Figure 1.1, on voit que le jet Pacifique est dans une situation où il n’y a qu’un seul jet . Inversement, les deux types de jets se séparent bien dans l’Atlantique, surtout à l’est: le jet africain est bien distinct du jet Atlantique qui lui est purement un *eddy-driven jet* proche de l’Europe.

Ces régions au fort vent zonal sont liées aux rails de dépression, les zones où l’on retrouve le plus de cyclones extratropicaux. Elles se situent sur le flanc nord des jets et sont illustrées par les contours de la Figure 1.1, qui représentent l’intensité des perturbations.

### 1.1.2 Ondes de Rossby

Jets et cyclones extratropicaux sont profondément liés à un phénomène dynamique caractéristique de la haute troposphère des latitudes moyennes: les ondes de Rossby. Bien que les interactions entre ces divers éléments soient complexes et expliquent une grande part de la variabilité climatique dans ces régions, on peut décrire les ondes de Rossby à l’aide d’une théorie simple.

Le météorologue américano-suédois Carl-Gustaf Rossby décrivit pour la première fois les ondes de Rossby en 1939 suite à la découverte expérimentale des courants-jets. Sous l’hypothèse de barotropie (où l’influence de l’altitude sur le vent horizontal est négligée, impliquant que les surfaces isothermes sont des surfaces isobares, voir Holton (2004)), ces ondes sont dues à la conservation de la vorticité absolue  $\zeta_a = \zeta + f$ , où:

$$f = 2\Omega \sin \varphi \tag{1.1}$$

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \tag{1.2}$$

sont respectivement le paramètre de Coriolis et la vorticité relative.  $\Omega$  est la vitesse angulaire de la Terre,  $\varphi$  la latitude,  $u$  le vent zonal (positif vers l’est) et  $v$  le vent méridien (positif vers le nord). On peut aussi définir une vorticité potentielle  $q$  (PV) dont la définition varie selon le cadre théorique, et qui est conservée par les ondes de Rossby. Ces ondes sont associées à certains nombres d’ondes zonaux, c’est-à-dire que leurs dimensions sont contraintes. Pour des *eddy-driven jets*, ce sont des échelles synoptiques et planétaires de plusieurs milliers de kilomètres. Leur dynamique est particulièrement non-linéaire, et leur structure très variable, aussi bien dans les observations que dans des modèles idéalisés (Harnik et al., 2016a).

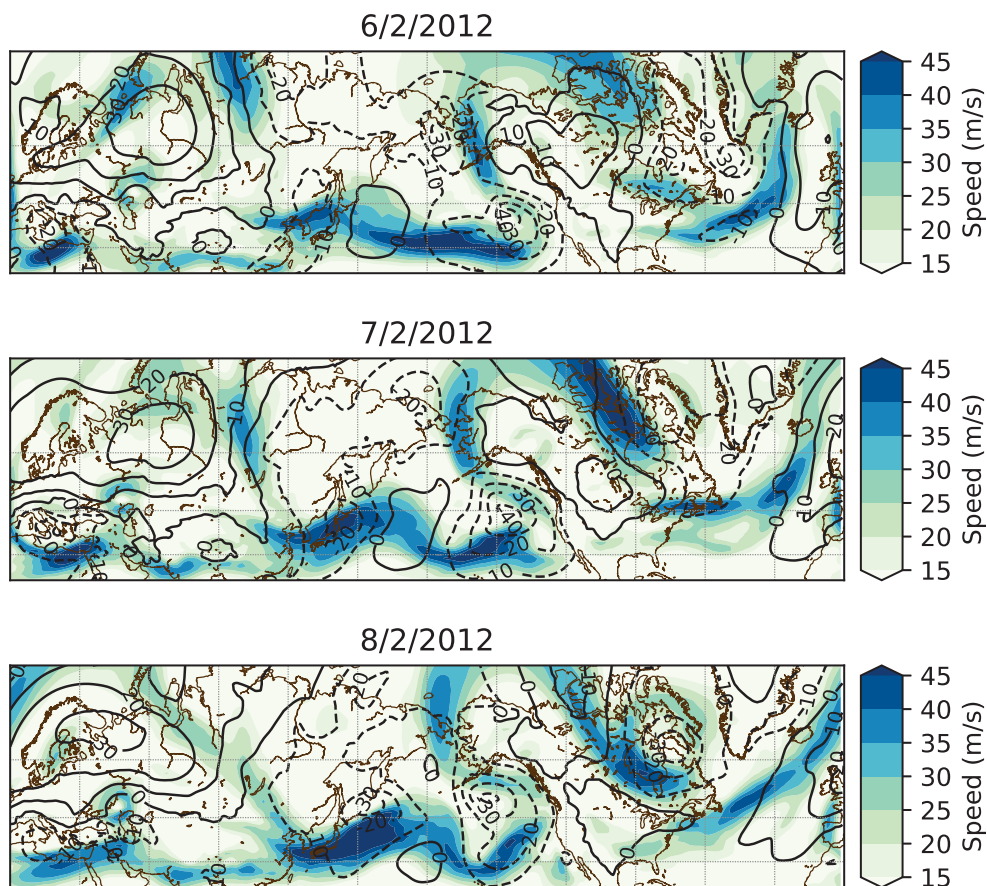


Figure 1.2: vent à 500hPa (couleurs) et anomalies de pression de surface (contour tous les 10hPa) aux latitudes moyennes de l'hémisphère nord les 6, 7 et 8 février 2012.

### Exemple météorologique

La Figure 1.2 montre des cartes météorologiques de l'hémisphère Nord 3 jours successifs. Les zones bleues correspondent aux régions où le vent est fort à 500hPa. Remarquons que, par rapport à la vision climatologique du jet (Figure 1.1), le vent ne semble pas apporter une parcelle d'air tout droit depuis l'ouest vers l'est. Au contraire, il suit une oscillation nord-sud et est même dévié vers l'ouest par endroit (le long de la côte ouest américaine et de l'Alaska, particulièrement le 8/2/2012). Chaque détournement du jet est associé à un maximum ou minimum de pression à la surface, qui est contourné par le jet. Ce sont les centres des dépressions (zones de basse pression) et des anticyclones (haute pression).

Ainsi, sur les cartes (Figure 1.2), une succession de dépressions et d'anticyclones autour du continent américain donnent l'aspect ondulé de la partie droite de la carte. En suivant le flux de l'amont vers l'aval, dans l'ouest du Pacifique, le vent est assez proche de sa moyenne climatologique: quasiment zonal, il correspond à un déplacement d'air vers l'est. Mais il y a une dépression forte dans le Pacifique est. Le vent est redirigé vers le nord et légèrement vers l'ouest. Ce déplacement vers le nord est aussi favorisé par l'anticyclone sur l'Amérique du nord, que le vent contourne en continuant vers le nord à travers l'Alaska, en passant par l'Arctique avant de redescendre vers le sud, jusqu'à environ 45°N dans l'est

de l'Amérique. Une dépression est présente dans l'Atlantique, elle est entourée de vent tournant dans le sens trigonométrique.

Ces éléments sont communs aux 3 jours successifs, mais le détail est en fait évolutif. Ainsi, les perturbations (anticyclones et dépressions) se déplacent. L'anticyclone américain se déplace vers le sud-est; la dépression forte dans le Pacifique, vers le nord-ouest. Dans l'ouest du Pacifique, on assiste à la naissance d'une onde: une dépression se renforce vers le Japon, ce qui fait que le vent, au sud, est détourné vers le nord (sens trigonométrique). En même temps, un petit anticyclone se déplace vers le sud du jet. Ces deux perturbations, qui sont advectées vers l'est par le vent, le font onduler dans l'ouest du Pacifique.

Par conséquent, le 8/02, l'écoulement aux moyennes latitudes est organisé en une suite de dépressions au nord du jet et d'anticyclones au sud, ce qui implique que le vent fait des méandres. Sur les trois jours, certaines perturbations se sont propagées vers l'ouest (comme le grand méandre autour de l'Alaska) et d'autres vers l'est (comme le petit méandre du jet Pacifique initialement au niveau du Japon). Ainsi, les creux et les crêtes peuvent se déplacer vers l'est ou vers l'ouest par rapport au sol. Par contre, ce déplacement est toujours plus lent que le vent zonal: par rapport à  $U$ , les ondes se propagent vers l'ouest. Les ondes de Rossby correspondent à l'organisation spatiale de ces perturbations, et la propagation d'une onde de Rossby est observée ici.

## Propagation

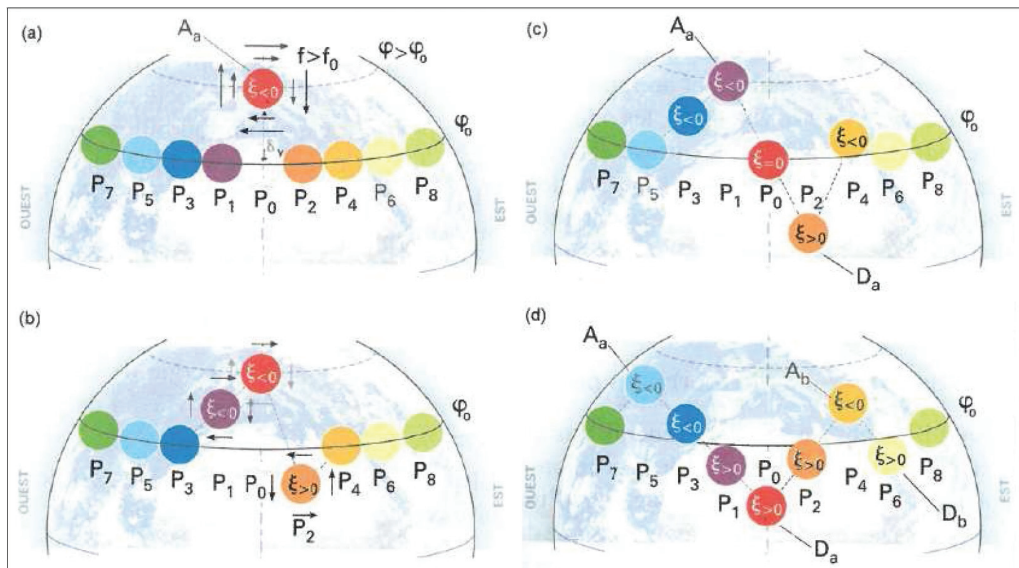


Figure 1.3: Schéma illustrant la propagation des ondes de Rossby (issu de Malardel (2005)).

La Figure 1.3 décrit la création et la propagation des ondes de Rossby, à partir du déplacement d'une parcelle d'air  $P_0$  depuis la latitude  $\varphi_0$ :

- (a) Une parcelle d'air déplacée vers le nord voit son paramètre de Coriolis augmenter et donc, par conservation de  $\zeta + f$ , la vorticité relative diminue. La parcelle d'air tourne sur elle-même, formant un anticyclone. Si le décalage de la parcelle était vers le sud, les signes seraient opposés et une dépression se formerait.

- (b) La circulation est modifiée par l'anticyclone. En amont, à l'ouest, la parcelle  $P_1$  est entraînée vers le pôle par le vent vers le nord à l'ouest de  $P_0$ , et elle tourne dans le même sens qu'elle (aussi par conservation de  $\zeta + f$ ). Inversement en aval à l'est, la parcelle  $P_2$  est décalée vers le sud. La parcelle d'air tourne dans le sens trigonométrique et cela forme une dépression.
- (c) La circulation anticyclonique autour de la parcelle  $P_1$  affecte la parcelle  $P_3$  en la décalant vers le nord de la même manière qu'elle-même a été décalée vers le pôle. Elle touche aussi la parcelle  $P_0$  en la décalant vers l'équateur. De l'autre côté, la parcelle  $P_2$  contribue elle aussi à entraîner  $P_0$  vers le sud et en même temps, elle pousse  $P_4$  vers le pôle.
- (d) La perturbation continue à se propager des deux côtés: en aval,  $P_6$  est décalée vers l'équateur et va donc former une dépression. En amont, la parcelle  $P_3$  va décaler la parcelle  $P_1$  vers le sud mais faire monter vers l'équateur la parcelle  $P_5$ , qui va à son tour se mettre à tourner dans le sens horaire. Finalement, la région est organisée en une succession de dépressions au sud de  $\varphi_0$  et d'anticyclones au nord.

Ainsi, il suffit d'une perturbation isolée pour créer une onde de Rossby à très grande échelle. Cela justifie aussi l'impact de la topographie sur les ondes. En prenant la définition de la PV d'Ertel dans le cadre des équations de Saint-Venant (écoulement barotrope à hauteur variable, voir Holton (2004)):

$$q = \frac{f + \zeta}{H} \quad (1.3)$$

où  $H$  est la hauteur (variable) de la troposphère. Ainsi,  $H = H(\lambda, \varphi)$  dépend de la topographie et donc de la longitude  $\lambda$  et de la latitude  $\varphi$  : dans les régions montagneuses,  $H$  est plus petit. Dans le cas des Rocheuses, la chaîne de montagne est sur un axe nord-sud perpendiculaire au flux arrivant de l'ouest, donc à latitude constante. Lors du passage de la chaîne de montagne, la vorticité potentielle du flux est conservée. Pour compenser les variations de  $H$  au niveau de la chaîne de montagne, la vorticité absolue  $\zeta + f$  change en déplaçant le flux vers le nord. Ce déplacement est une perturbation suffisante pour permettre la propagation d'ondes de Rossby.

La Figure 1.3 illustre bien la relation entre ondes de Rossby et dépressions et anticyclones extratropicaux, et explique la relation entre ces derniers et les *eddies-driven jets*, à travers les rails de dépression. Elle illustre aussi la propagation de la phase vers l'ouest par rapport au jet, qui est expliquée ci-dessous.

### Vitesse de phase

L'équilibre géostrophique est une expression diagnostic qui donne une relation entre la vitesse d'une parcelle d'air (le vent) et les forces de Coriolis et du gradient de pression qui s'exercent sur cette parcelle. Dans la troposphère, en-dehors des tropiques, la circulation est quasi-géostrophique (QG). Cela signifie que la force de Coriolis et la force de pression sont presque à l'équilibre. L'advection est faible (petit nombre de Rossby) ainsi que les variations de densité et du paramètre de Coriolis (qui dépend de la latitude).

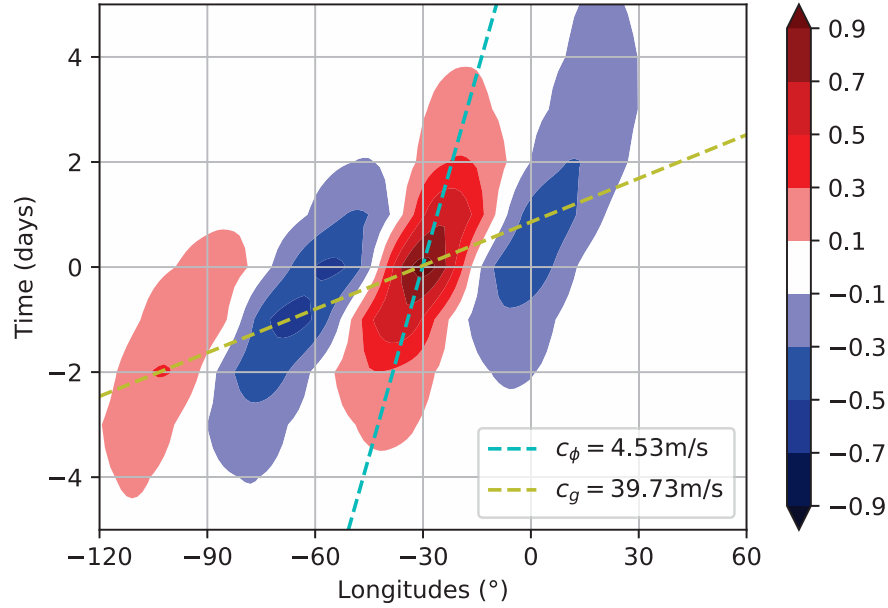


Figure 1.4: Diagramme de Hovmuller, moyenné sur les hivers 1980-2014, montrant l'autocorrélation en DJF de  $V$  à 500hPa en moyenne entre  $30^\circ\text{N}$  et  $60^\circ\text{N}$  centré sur  $30^\circ\text{W}$  (couleurs). La pente de la droite jaune permet de calculer la vitesse de groupe, et la pente de la droite cyan la vitesse de phase.

Partant de l'équation de conservation de la vorticité:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial q}{\partial y} = 0 \quad (1.4)$$

$f$  ne dépend que de  $y$ , et on définit de manière conventionnelle  $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$ . Se plaçant dans un cadre quasi-géostrophique barotrope, on considère des petites variations autour d'un état stationnaire: un jet  $\bar{u}(y)$ . En linéarisant, on peut écrire:  $u = \bar{u} + u'$  et  $v = 0 + v'$ .

On introduit la fonction de courant  $\Psi$  définie par  $u = -\frac{\partial \Psi}{\partial y}$  et  $v = \frac{\partial \Psi}{\partial x}$ , ce qui permet de remarquer que:

$$\zeta = \frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial(u' + \bar{u})}{\partial y} = \nabla^2 \Psi = \nabla^2 \Psi' - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (1.5)$$

Ce qui permet de transformer l'équation 1.4 (en éliminant les termes du 2<sup>nd</sup> ordre :

$$\frac{\partial \nabla^2 \Psi'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \nabla^2 \Psi'}{\partial x} + \frac{\partial \Psi'}{\partial y} \left( \beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (1.6)$$

En décrivant  $\Psi'$  comme une onde plane :  $\Psi'(x, y, t) = \Re(\Psi_0 \exp i(\omega t - kx - ly))$ , on obtient une équation de dispersion de la forme:

$$\omega(k^2 + l^2) = \bar{u}k(k^2 + l^2) - k \left( \beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right) \quad (1.7)$$

Ce qui donne la vitesse de phase  $c_\phi$ :

$$c_\phi = \bar{u} - \frac{\beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}}{k^2 + l^2} \quad (1.8)$$

Comme  $\beta$  est positif et que pour un jet en forme de cloche  $\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} < 0$  dans le jet, la phase d'une onde de Rossby se déplace toujours vers l'ouest par rapport au jet. A l'inverse, son énergie (liée à sa vitesse de groupe) se déplace vers l'est avec le jet.

### Instabilité barocline

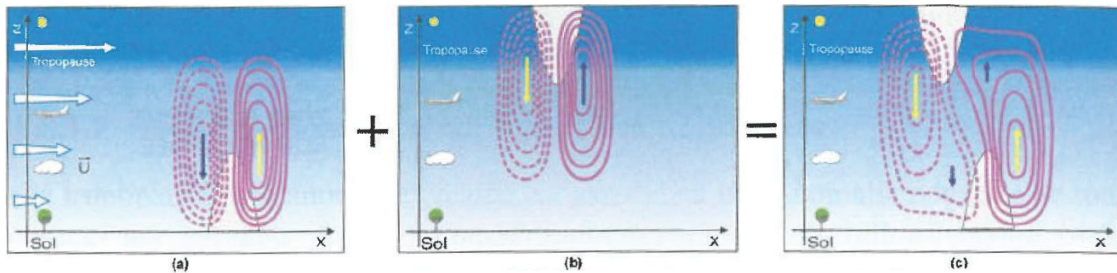


Figure 1.5: Schéma illustrant l'instabilité barocline (issu de Malardel (2005)). (a): anomalie de vorticité au sol et circulation induite; (b) comme (a) en altitude; (c) circulation résultante de ces deux anomalies.

Comme les latitudes moyennes sont une zone de transition entre les tropiques, où les températures sont élevées, et les pôles très froids (voir les contours de la Figure 1.11 haut), le gradient méridien de température  $y$  est fort et, en corollaire, le gradient vertical de vent zonal l'est aussi. Cette caractéristique de la circulation permet l'apparition de l'instabilité barocline, qui est un phénomène dynamique d'amplification mutuelle entre des ondes de Rossby à des altitudes différentes, à partir d'une faible anomalie de vorticité. L'instabilité barocline explique les variations des ondes de Rossby avec l'altitude et comment elles croissent en amplitude.

Une anomalie cyclonique de vorticité au niveau du sol écarte les isobares, ce qui crée une anomalie chaude au même endroit par l'équilibre hydrostatique. Cette perturbation est transportée par le vent, mais comme celui-ci est plus fort en altitude, la base de la perturbation se déplace moins vite. Une circulation agéostrophique s'établit: à l'avant de la perturbation, là où elle est en altitude, une ascendance réduisant l'anomalie de vorticité

en altitude se forme; inversement à l'arrière, une subsidence tend à réduire l'anomalie au sol. Les anomalies de vent horizontal sont négatives en altitude et positives près du sol, elles tendent donc à compenser le cisaillement du vent. En fait, la circulation agéostrophique induite par l'anomalie de vorticité tend à rétablir l'équilibre géostrophique et hydrostatique que la déformation causée par le cisaillement du vent géostrophique brisait. Une circulation en altitude a le même effet.

L'instabilité barocline peut être représentée comme l'interaction entre les circulations résultantes d'une perturbation en altitude et d'une autre au niveau du sol. Les deux anomalies superposées créent une circulation agéostrophique plus forte sans que les perturbations soient plus fortes. Par contre, comme le montre l'exemple de la Figure 1.5, si la perturbation en altitude est décalée en amont par rapport à celle au sol, la circulation agéostrophique influence directement les anomalies de vorticité. Le vent vertical est positif au-dessus de la perturbation au sol, ce qui l'étire vers le haut; de même, il est négatif sous la perturbation en altitude, ce qui l'étend vers le sol. Cet étirement augmente la vorticité relative et augmente l'anomalie cyclonique. La condition pour ce mécanisme est que les deux perturbations restent à peu près à la même place l'une relativement à l'autre. Si elles s'éloignent l'une de l'autre, l'amplification ne peut avoir lieu; si elles sont l'une au-dessus de l'autre, il n'y a pas d'amplification; et si la perturbation en altitude passe en aval de celle au sol, elles s'annulent l'une l'autre par le même mécanisme; il faut donc que les vitesses de phase des deux perturbations soient proches: on parle de verrouillage de phase.

Ce mécanisme fonctionne de la même façon pour deux anticyclones qui se renforcent. C'est donc bien une rétroaction positive en terme d'amplitude: deux perturbations faibles bien positionnées l'une par rapport à l'autre en forment une plus forte. De plus, cela montre le lien possible entre une anomalie de vorticité dans la haute troposphère et une anomalie de température, légèrement décalée, au sol.

### 1.1.3 Variabilité climatique basse fréquence

Les ondes de Rossby font donc partie des phénomènes physiques de la dynamique atmosphérique. Ces phénomènes sont de nombreux types différents, de tailles et de durées très variables, comme le montre la Figure 1.6. C'est pourquoi la dynamique peut être divisée selon son échelle temporelle, souvent en utilisant des filtres (comme en section 2.3.1):

- la variabilité haute-fréquence: elle décrit les perturbations transitoires et éphémères, durant moins d'une semaine et entretenues par l'instabilité barocline. Il s'agit de l'échelle temporelle typique des dépressions extratropicales de taille synoptique (voir Figure 1.6), présentes dans les rails de dépression (Blackmon et al., 1977). Les contours de la Figure 1.1, qui décrivent ces régions, sont d'ailleurs tracés à partir de la norme du vent haute fréquence.
- La variabilité basse fréquence intra-saisonnère: elle décrit les phénomènes durant plus longtemps que ceux de haute fréquence, mais limités à une saison (donc entre 7 et 90 jours). On y trouve les régimes de temps (décrits ci-dessous) et des anomalies météorologiques durant quelques jours. A cette échelle, une part non négligeable



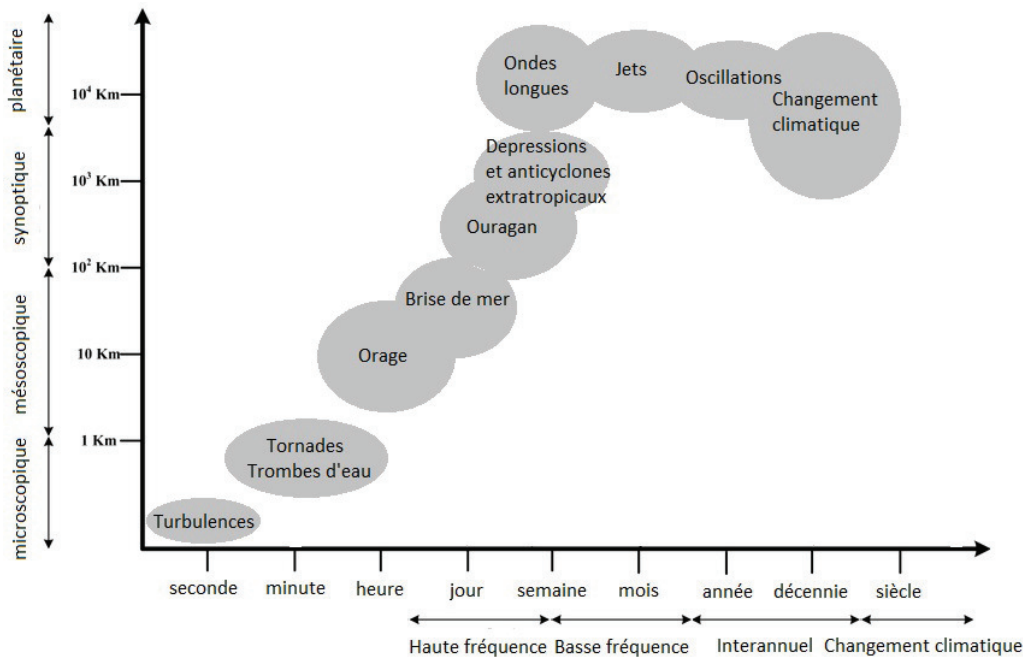


Figure 1.6: Schéma illustrant les échelles temporelles et spatiales de certains phénomènes atmosphériques (traduit de Tavakolifar et al. (2017)).

de la variabilité peut être expliquée par des non-linéarités internes à la dynamique atmosphérique, comme les interactions entre ondes (Vautard and Legras, 1988).

- la variabilité inter-annuelle: ce sont les phénomènes les plus lents, d'une durée caractéristique supérieure à celle du cycle saisonnier, jusqu'à des durées multi-décennales. Une partie de cette variabilité lente est forcée par l'océan, à cause de sa grande inertie thermique. Par exemple, ENSO (El Niño – Southern Oscillation) est un phénomène complexe d'oscillation liant température de l'océan dans l'Est du Pacifique sud et différences de pression atmosphérique entre l'est et l'ouest du Pacifique. Il advient toutes les quelques années et dure environ un an (Wang, 2018).

Dans toute la suite de ce manuscrit, la haute fréquence fait référence aux perturbations dont les périodes sont inférieures à la semaine et la basse fréquence comme celles de période supérieure à une semaine.

Il y a de nombreuses interactions entre les échelles temporelles décrites plus haut. En particulier, le déferlement des ondes de Rossby (Rossby Wave Breakings, RWB) se reflète dans les flux d'air, les rails de dépression, et la température et la pression de surface. Les RWB sont définis comme un processus au cours duquel les contours matériels sont déformés rapidement et irréversiblement. Les RWB sont rendues visibles par une déformation méridienne des contours de Vorticité Potentielle (PV). Ce processus correspond à la fin du cycle de vie des ondes baroclines synoptiques dans la troposphère et planétaires dans la stratosphère. Le déferlement des ondes de Rossby est donc un phénomène non-linéaire qui caractérise (pour les ondes synoptiques) un transfert d'énergie de la haute fréquence vers la basse fréquence. Des changements de fréquence et de type de RWB se projettent en particulier sur les modes de variabilité décrits ci-dessous (Martius and Rivière, 2016).

Il existe différentes façons de caractériser la variabilité basse-fréquence intra-saisonnière, qui reviennent à chercher des modes cohérents de variabilité. Ces modes cohérents sont des états de base basse fréquence affectant les perturbations hautes fréquences (Hannachi et al., 2017). De leur côté, ces ondes peuvent prolonger ou raccourcir l'établissement d'un mode de variabilité. On peut identifier en particulier le concept de téléconnexions et celui de régimes de temps.

### téléconnexions: exemple de l'Oscillation Arctique

Les téléconnexions correspondent à l'idée d'une interdépendance météorologique entre des régions différentes avec parfois un délai temporel (Wallace and Gutzler, 1981). Elles sont expliquées par des oscillations à l'échelle planétaire (Holton, 2004). Il s'agit de l'analyse des corrélations spatiales (entre deux régions distinctes) et temporelles (avec un délai possible) entre des phénomènes climatiques. Partant de cette idée des corrélations (Molteni et al., 1988; Feldstein, 2000), l'étude des téléconnexions peut être abordé via l'analyse en EOF (Empirical Orthogonal Functions, ou décomposition orthogonale aux valeurs propres), introduite en météorologie dès 1955 par Lorenz. Selon le domaine spatial étudié, les EOF ont permis d'identifier ENSO, ou encore l'Oscillation Arctique.

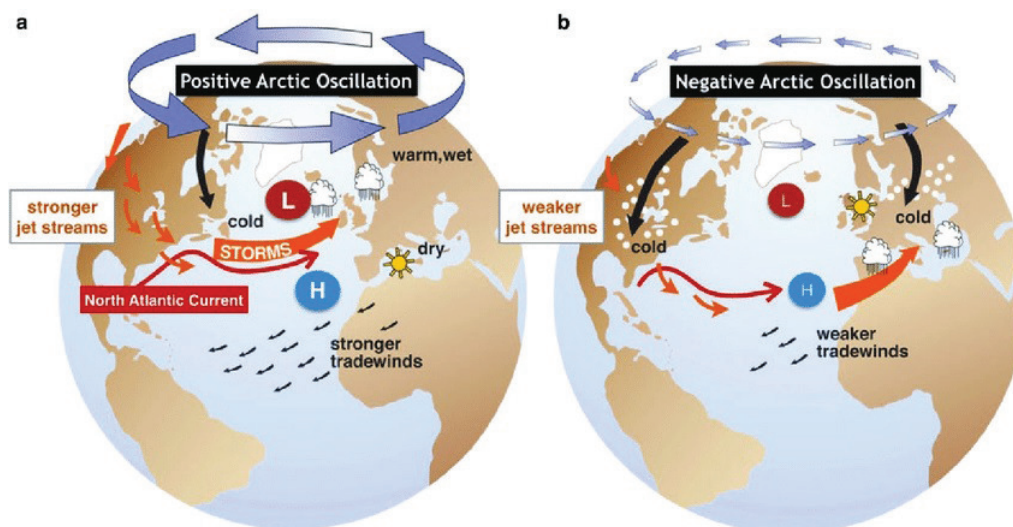


Figure 1.7: Schéma illustrant les phases positives (a) et négatives (b) de l'AO et leurs conséquences régionales (issu de Campos and Horn (2018)).

Le principal mode de variabilité climatique pour les latitudes supérieures à 20°N est l'Oscillation Arctique (AO), appelée NAO (North Atlantic Oscillation) dans sa version régionale. Ses phases peuvent être définies par la première EOF de la pression au niveau de la mer ou du géopotentiel à 500hPa (Scaife, 2016). Comme l'illustre la Figure 1.7a, dans sa phase positive, la différence méridienne de pression à la surface est grande, avec une dépression au pôle et une haute pression au sud du jet. Les dépressions sont alors en moyenne plus au nord, le vortex polaire stratosphérique est plus fort et l'Eurasie est plus chaude alors que le Canada est refroidi (Thompson and Wallace, 1998). L'inverse se produit en phase négative (Figure 1.7b).

Dans les réanalyses, les phases de l'AO, en particulier de la NAO (Benedict et al., 2004) sont associées au sens de déferlements des ondes de Rossby: la phase positive (NAO+) est associée à des déferlements anticycloniques des ondes synoptiques; inversement, la phase négative est associée à des déferlements cycloniques. Ce lien est dans les deux sens: les phases de la NAO peuvent être vues comme des restes du déferlement des ondes de Rossby dans l'Atlantique nord et le nord-est du Pacifique (Franzke et al., 2004). En particulier, certaines études (Scaife, 2016) ont remarqué que les valeurs extrêmes de l'index de la phase de l'oscillation coïncident avec des déferlements d'ondes planétaires ou des blocages. Ce lien est interprété par Rivière and Orlanski (2007) avec le mécanisme suivant: le déferlement anticyclonique des ondes crée une anomalie positive de flux de quantité de mouvement, ce qui augmente la quantité de mouvement déposée au nord, vers le pôle. Cela accélère le vent sur le flanc nord du jet, ce qui correspond à une phase positive de la NAO.

### Régimes de temps: exemple des Blocages

Depuis les années 50, les météorologues ont remarqué que la circulation extratropicale semble alterner entre des états qui durent chacun quelques jours, avant de changer d'état. L'existence de ces états quasi-stables, ou régimes, se retrouve dans des modèles très simplifiés, à partir de l'interaction du flux moyen et d'ondes de Rossby forcées par la topographie (Holton, 2004). Par une méthode de partitionnement (clustering), les différents états observés de l'atmosphère sont regroupés de façon à minimiser la variance interne à chaque groupe en maximisant la variance entre les groupes (Michelangeli et al., 1995). Alors que les téléconnexions nécessitent d'étudier les liens entre des régions écartées de l'hémisphère nord, les régimes de temps permettent de se concentrer sur les états locaux. Ces deux méthodes ne sont pas incompatibles. Par exemple, 4 régimes de temps principaux ont été identifiés sur l'Atlantique Nord. Deux d'entre eux sont très similaires aux phases positives et négatives de la NAO détectée par les téléconnexions, un autre correspond à un blocage sur la mer du Nord.

Un blocage est une structure météorologique persistante et quasi-stationnaire qui annule ou détourne le jet localement, ce qui modifie la propagation des perturbations. En pratique, pour identifier les blocages, différentes propositions d'index plus ou moins complexes coexistent, allant d'une simple anomalie anticyclonique persistante à un renversement du gradient méridien de hauteur du géopotentiel, associé à des vent d'est. Elles sont listées par Woollings et al. (2018b). Les blocages peuvent souvent être vus comme une conséquence d'un déferlement d'onde de Rossby dans la haute troposphère, mais tous les RWB ne correspondent pas à des blocages: il faut aussi qu'ils s'étendent verticalement et que le vent zonal en moyenne climatologique dans la région soit fort (Martius and Rivière, 2016).

Les blocages sont une caractéristique des latitudes moyennes, et ils peuvent avoir un grand impact sur la circulation alentour et les rails de dépression. Takaya and Nakamura (2005a) décrit deux mécanismes de formation d'un blocage: à partir de perturbations transitoires forcées, ou d'un train d'ondes de Rossby quasi-stationnaire. Ils peuvent être la cause de vagues de chaleur ou de froid, avec un grand impact sur les sociétés. Pendant l'année 2010, on peut noter une vague de froid en Europe en hiver, et une vague de chaleur en été en Russie dues à des blocages.

L'exemple de blocage mentionné plus haut correspond à l'un des principaux modes de variabilité en Europe, avec les deux phases de la NAO. Il est généré par des trains d'ondes de Rossby venus de l'Atlantique (Michel and Rivière, 2011a). Ces mêmes ondes peuvent faire durer les blocages si elles sont quasi-stationnaires ou les déplacer.

## 1.2 Évènements extrêmes et fluctuations du jet

Les principales caractéristiques des moyennes latitudes sont donc les jets et les ondes qui organisent les dépressions et les anticyclones, des phénomènes météorologiques qui évoluent en quelques jours au plus. Ces ondes peuvent donc participer à la haute ou la basse fréquence. L'interaction des ondes entre elles et avec le flux moyen sont une source d'ondes de forte amplitude, créant des événements de durée caractéristique longue (basse fréquence). Cette durée, couplée à des amplitudes élevées, peut causer des événements extrêmes. C'est à partir de ces éléments qu'un extrême peut être défini, même si cette définition comporte nécessairement une limite d'arbitraire.

Plus généralement, les événements météorologiques extrêmes dépendent d'un ensemble de caractéristiques, aussi bien locales que globales. Les éléments d'échelle mondiale influencent largement les processus petite échelle et les interactions avec la surface. Ainsi, les événements extrêmes locaux sont associés à des schémas de circulation globale particuliers. Les ondes de Rossby qui dominent les fluctuations des jets déplacent de grandes masses d'air en latitude. Ces advections peuvent causer des vagues de chaleur ou de froid (si l'air vient rapidement de loin en direction de l'équateur ou du pôle). Tous ces éléments sont *in fine* dépendants des jets. Ainsi, deux extrêmes différents, à des endroits différents, peuvent être causés par des dynamiques semblables.

### 1.2.1 Définir les extrêmes

En climat, les extrêmes sont très variés et complexes à définir, comme le souligne le Rapport Spécial Extrêmes (Allen et al., 2012, chapitre 1.2) du GIEC. Pourtant, il est primordial de les étudier car leur impact est très visible et peut être fort. Divers types d'événements peuvent avoir un effet fort sur les sociétés humaines: les plus évidents sont les cyclones tropicaux comme l'ouragan Katrina en 2005, les fortes précipitations (menant à des inondations) et les vagues de chaleur comme la canicule de 2003 en Europe occidentale.

Les extrêmes sont complexes à étudier pour plusieurs raisons. Ils sont très dépendants de la variable qui atteint des valeurs extrêmes: on ne définit pas de la même manière un extrême de précipitation et un extrême de température. De ce fait, de nombreux indicateurs différents sont utilisés.

La définition des extrêmes est en effet primordiale. Il est tentant de les estimer à leur impact, mais il est très variable et dépend grandement des circonstances: un événement très rare car très extrême (au-delà du 99<sup>e</sup> percentile) peut avoir moins d'impact qu'un événement beaucoup moins rare (au-delà du 90<sup>e</sup> percentile) advenu dans des circonstances différentes (Hanlon et al., 2013). Pourtant, ce dernier type d'événements apparaît comme

beaucoup moins "extrême", et se retrouve très régulièrement. Comme ces événements sont plus nombreux, ils permettent aussi de faire des statistiques et d'établir des tendances, et les mécanismes physiques qui les causent sont rarement différents des extrêmes moins modérés. Pour une vague de chaleur, les circonstances peuvent être la saison (une vague de chaleur en hiver a un impact très faible et peut même être considérée comme "agréable" par rapport à une vague de chaleur en été). Les vagues de chaleur les plus impactantes ont lieu en été, et elles sont intrinsèquement liée au cycle de l'eau (D'Andrea et al., 2006): une faible humidité à la surface multiplie les effets de la vague de chaleur. Ainsi, la définition des extrêmes peut utiliser un ensemble de ces caractéristiques, mais elle sera toujours arbitraire.

Les extrêmes peuvent aussi se définir à leur fréquence, leur durée, leur intensité et leur localisation. Certains, comme les tornades, doivent être suivis pour tracer leur itinéraire. D'autres, comme les inondations, ne peuvent être mesurés qu'à des emplacements prévus à l'avance, ils sont donc complexe à quantifier.

D'un point de vue dynamique, les vagues de chaleur sont souvent liées à une anomalie de circulation anticyclonique quasi-stationnaire qui implique une météo chaude, très peu venteuse à la surface, associée à un niveau très faible d'humidité disponible: par exemple les vagues de chaleur de l'été 2010 en Russie et de l'été 2003 en Europe (Barriopedro et al., 2011). D'autres vagues de chaleur sont formées par l'advection d'air chaud depuis les tropiques; c'est en particulier le cas pour une partie des canicules sur la péninsule ibérique, réchauffée par de l'air venu du Sahara (Stefanon et al., 2012). Inversement, les vagues de froid sont liée à une advection d'air froid depuis le pôle et donc à la variabilité du vent méridien (voir l'Interlude pour la description d'une vague de froid modélisée).

### 1.2.2 Impact du déferlement des ondes de Rossby

Les phénomènes de la haute troposphère, comme les ondes de Rossby, peuvent avoir un fort impact à la surface malgré la distance verticale. Martius et al. (2010) suggèrent que le RWB est un processus dynamique qui favorise les précipitations intenses. En effet, dans la Figure 1.8, les nuances de gris révèlent un filament allongé d'air à fort PV qui correspond à une forte anomalie négative de pression (creux) au déplacement lent. Le RWB entraîne un fort transport de vapeur d'eau et des ascendances en aval de ce filament. Il tend donc à créer des anomalies stationnaires qui maintiennent sur une grande région les conditions pour de fortes précipitations: grande quantité de vapeur d'eau, stabilité statique réduite et ascendances fortes et maintenues (Pfahl and Wernli, 2012).

Lorsque ces évènements sont assez étendus (typiquement 500-100km) et longs (plus de 24h), ils peuvent causer des inondations, comme dans le cas de la Figure 1.8. Les conditions pour ce type d'évènement se manifestent dans les régions des cyclones, et si un obstacle (une chaîne de montagne) est perpendiculaire au flux, les extrêmes sont encore plus probables (Masato et al., 2012).

De la même manière, un RWB peut causer des épisodes de chaleur ou de froid par l'advection d'air. En fait, Cai (2003) a remarqué que la fréquence des vagues de froid varie avec celle des RWB. Ce lien existe entre les tempêtes de neige et les blizzards à la

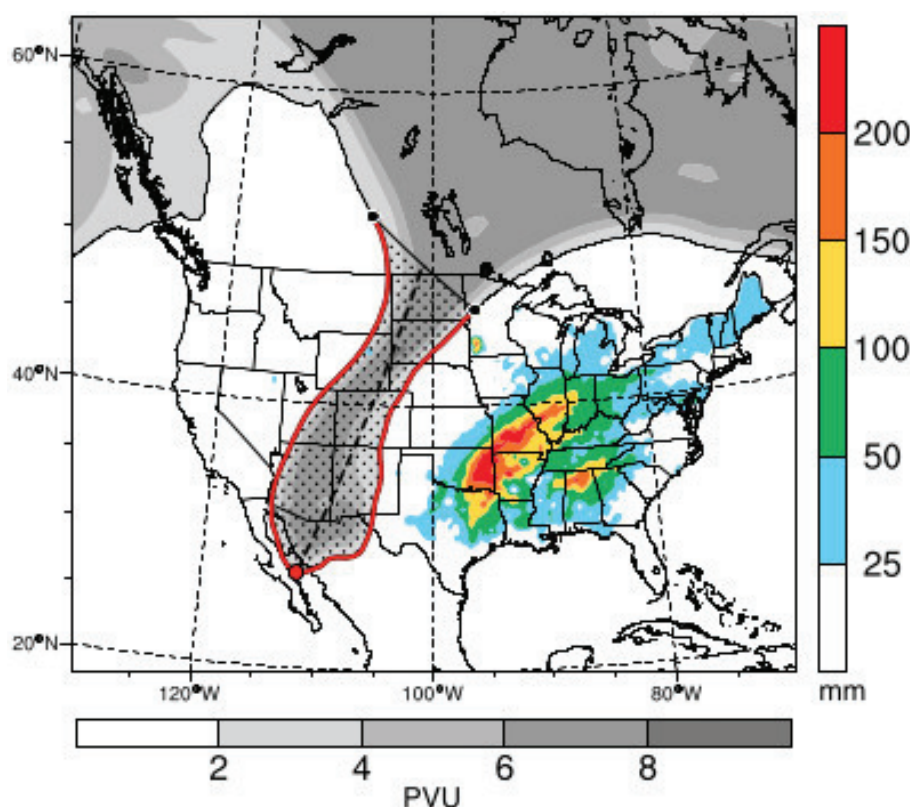


Figure 1.8: PV à 320K (nuances de gris) d'après ERA-Interim le 26/12/2015 à 18h UTC et précipitations accumulées (couleurs) entre le 25/12/2015 à 12h et le 29/12/2015 à 12h d'après NCEP. Issu de Moore et al. (2019).

surface sur l'Amérique du Nord et les RWB dans l'Atlantique Ouest. Par exemple, en février 2010, une série d'événements de déferlement cyclonique s'est produite sur la côte nord-est des États-Unis et en aval dans le centre de l'Atlantique (Martius and Rivière, 2016).

### 1.2.3 Blocage et vague de froid

La Figure 1.9 illustre une vague de froid sur l'Europe fin février 2018. La hauteur du géopotential donne les régions de haute et basse pression. Sur la vignette (a), une langue de haute pression en direction du nord se forme du côté des Îles Britanniques et de la mer du Nord. Cette intrusion se renforce ensuite sans se déplacer: les contours de géopotential montrés en Figure 1.9b représentent un *omega-block* (nommé ainsi à cause de la forme de ses isolignes) dont le centre est entre l'Islande et la Scandinavie. Le géopotential étant proportionnel à la fonction de courant, ses isolignes donnent le sens du vent. En amont du blocage, elle correspond à un transport septentrional d'air vers l'Arctique, menant à une vague de chaleur au pôle. En aval, c'est l'inverse: dans un premier temps (a) l'air polaire est transporté sur la Finlande et l'ouest de la Russie. Ensuite, lorsque le blocage est formé, de l'air sibérien, froid, est transporté en direction de l'Europe, qui est refroidie. Ainsi, cette figure montre comment un blocage peut causer une vague de froid et/ou une vague de chaleur: principalement par l'advection d'air depuis une région à la température

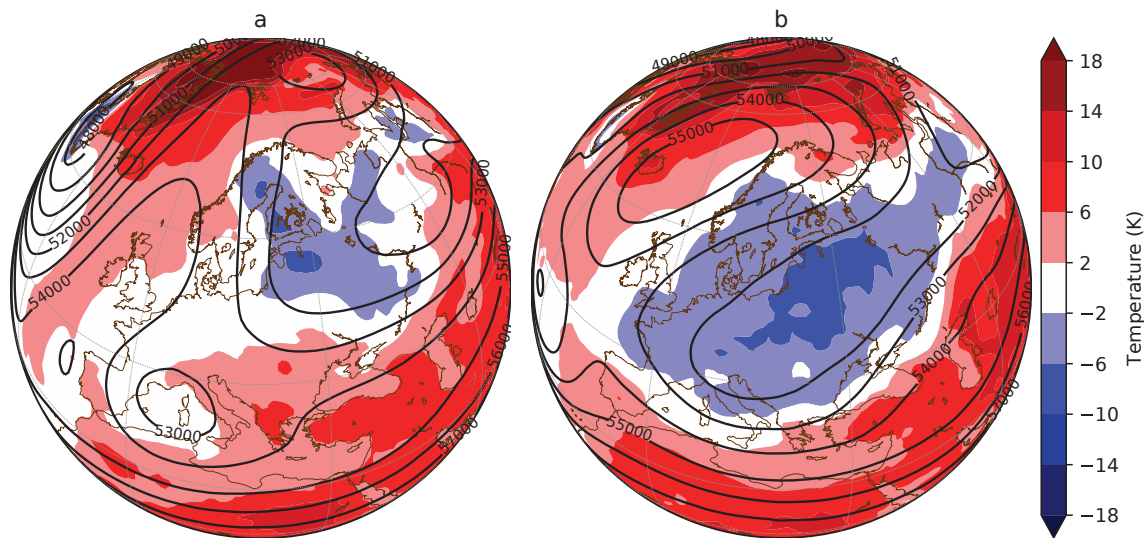


Figure 1.9: (a) : Hauteur du géopotential à 500hPa (contours) et anomalies de température à 2m (couleurs) entre le 21 et le 24 février 2018, avec les réanalyses ERA-Interim. (b): comme (a) entre le 25 et le 28 février 2018.

très différente, pendant une durée prolongée.

Takaya and Nakamura (2005a) et Takaya and Nakamura (2005b) proposent un mécanisme expliquant de nombreuses vagues de froid sur l'Est de l'Asie, en liant RWB et blocages. Il est lié à l'anticyclone sibérien, une région où la pression à la surface est élevée de manière semi-permanente entre septembre et avril. Il peut être très intense et très large. Lorsque, dans la haute troposphère, un train d'ondes de Rossby issu du rail de dépression Atlantique s'approche de l'anticyclone, une situation persistante de RWB (le blocage) se forme dans cette région aux vents d'ouest faibles, sur le flanc sud du jet subpolaire. A cause du RWB, les parcelles d'air à vorticité élevée du vortex polaire sont éjectées: c'est une rupture locale du vortex polaire. Associé à des anomalies froides de température à la surface, ce blocage reste davantage persistant et entraîne des advections d'air froid vers l'Est de l'Asie.

#### 1.2.4 Ondes amplifiées et vague de chaleur

Les vagues de chaleur et de froid sont liées à des trains d'ondes de Rossby particulièrement amples, et sont souvent (mais non systématiquement) la conséquence d'un blocage. Pour les vagues de chaleur en été, Kornhuber et al. (2019) proposent un mécanisme commun pour les vagues de chaleur européennes de 2003, 2006, 2015 et 2018. Il est fondé sur un train d'ondes associé au nombre d'onde 7.

La Figure 1.10a montre une vague de chaleur fin juin - début juillet 2018 qui s'étend principalement sur la Russie, mais avec aussi d'autres pics de températures en Irlande et Scandinavie. Au même moment, la circulation dans la haute troposphère est caractérisée par un jet particulièrement sinueux entourant toutes les latitudes moyennes de l'hémisphère nord (Figure 1.10b). Ce régime est remarquable par son amplitude, sa régularité et sa persistance (de l'ordre de 2 semaines). Pendant cet   v  nement, la circulation

est très barotrope, ainsi les perturbations fortes dans la haute troposphère correspondent aussi à des anomalies intenses à la surface. La décomposition spectrale du vent indique qu'une onde quasi-stationnaire (vitesse de phase proche de 0m/s) de nombre d'onde 7 a une amplitude anormalement élevée. Cette onde 7 crée un réseau de téléconnexions hémisphériques. L'amplitude de cette onde, faible à la mi-juin, augmente peu à peu pendant 2 semaines, favorisée par un guide d'onde (Kornhuber et al., 2016).

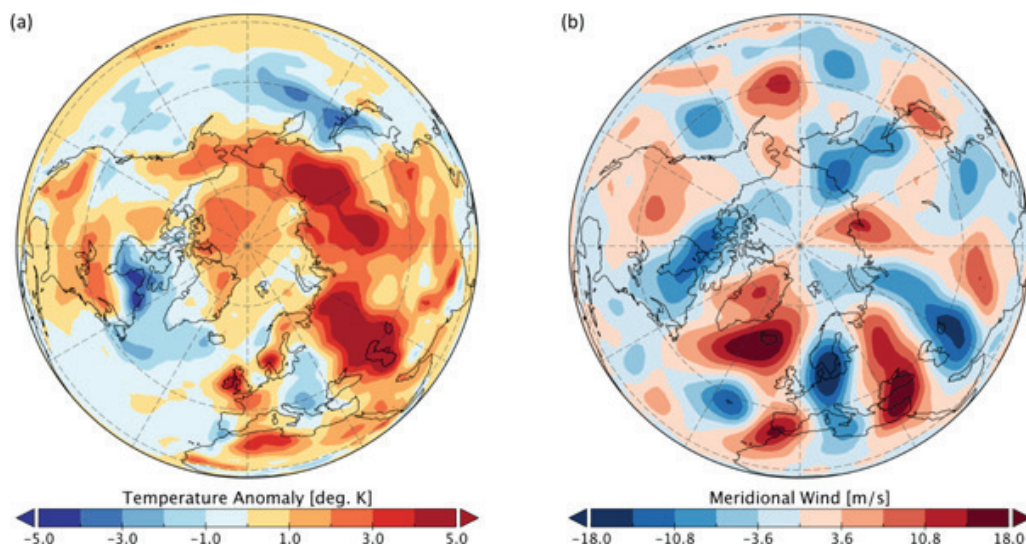


Figure 1.10: (a) Anomalies de température, en moyenne sur 15 jours centrés sur le 1 juillet 2018, à la surface par rapport à la climatologie 1981-2010. (b) comme (a) pour  $V$  à 300hPa. Issues de Kornhuber et al. (2019).

Pour Kornhuber et al. (2019), ce mécanisme d'une onde 7 très lente (parfois à cause d'un blocage) et amplifiée se retrouve pour de nombreux exemples récents de vagues de chaleur. De plus, Kornhuber et al. (2019) note une augmentation de la fréquence de ce schéma.

### 1.3 Changement climatique et Amplification Arctique

La circulation atmosphérique aux latitudes moyennes est donc un système complexe, avec des interactions et des ondes de forte amplitude qui impliquent des extrêmes forts. Par ailleurs, ce système est modifié par le changement climatique. Les principaux changements sont présentés ici, en particulier une région soumise à une forte évolution, l'Arctique. De plus, ces changements peuvent sembler faibles par rapport aux échelles caractéristiques de la circulation, mais ils sont suffisants pour causer directement ou indirectement des modifications pour les extrêmes, en terme d'intensité, de fréquence, de durée ou encore de localisation, et donc pour les sociétés humaines.

#### 1.3.1 Les tendances du changement climatique

L'élément le plus important de ce changement est le réchauffement à la surface, que le rapport du GIEC (Hartmann et al., 2013) établit comme certain, avec un réchauffement



global de 0.065K/décennie entre 1880 et 2012 selon Hansen et al. (2010). Le réchauffement est de plus en plus intense, puisque depuis 1979 il est de plus de 0.15K/décennie à la surface et que chaque décennie est plus chaude que la précédente depuis cette date.

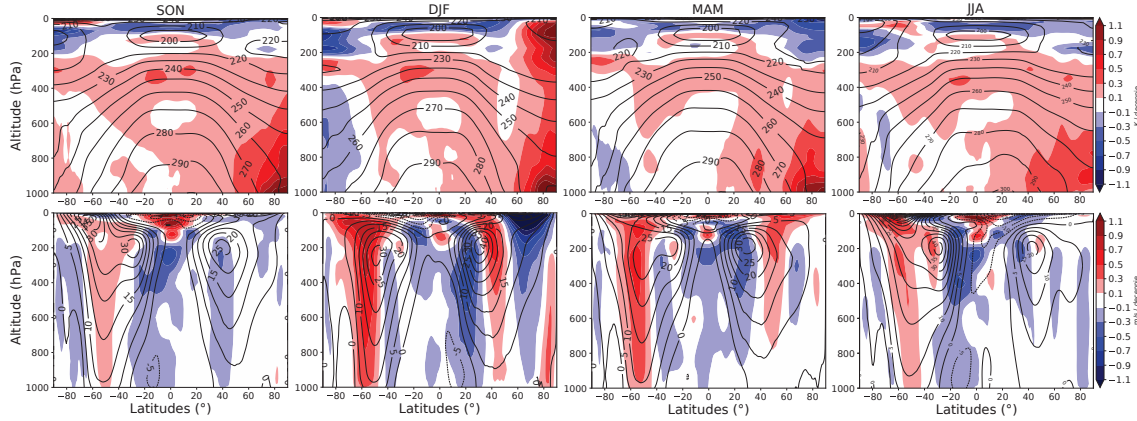


Figure 1.11: Tendances de température (haut, en K par décennie) et de vent zonal (bas, en m/s par décennie) dans les réanalyses ERA-Interim entre 1979 et 2019, pour l'automne, l'hiver, le printemps et l'été de l'hémisphère nord.

La Figure 1.11 montre les détails de cette tendance en température en fonction de l'altitude, de la latitude et de la saison. Le réchauffement est spatialement inhomogène: il est plus intense dans l'hémisphère nord, et faible à la surface dans la région tropicale. Mais surtout, il est bien plus fort au Pôle Nord près de la surface. Ce dernier élément est connu sous le nom d'Amplification Arctique qui est présentée plus en détail en section 1.3.2. La stratosphère (au-dessus de 200hPa), quant à elle, semble se refroidir au pôle à toutes les saisons sauf en hiver.

De plus, les modèles (Held, 1993) prévoient un réchauffement accéléré de la haute troposphère tropicale. Dans la haute troposphère, le gradient de température serait alors augmenté aux latitudes moyennes, ce qui décalerait les rails de dépression et les jets vers les pôles (Butler et al., 2010; Rivière, 2011).

Plus en détail, les observations comme les simulations montrent un contraste terre/océan: la température de surface des zones terrestres augmente davantage que celle des océans (Joshi et al. (2008) et notable sur la Figure 1.12). Ce changement est une conséquence de plusieurs éléments, en premier lieu de la différence d'inertie thermique (Byrne and O'Gorman, 2013). Il cause lui-même d'autres changements, pour les aérosols par exemple (Allen et al., 2019).

Notons aussi qu'en hiver, dans la stratosphère autour de 10hPa à haute latitude, une tendance fortement positive est observable en Figure 1.11. C'est l'image de réchauffements extrêmement forts (plus de 30K), durant quelques jours, dans la haute stratosphère, qui s'accompagnent d'un renversement du vent zonal. Ces réchauffements sont appelés Réchauffements Stratosphériques Soudains (Sudden Stratospheric Warming, SSW). Ils adviennent lorsque des ondes planétaires stratosphériques des latitudes moyennes perturbent le vortex polaire, le déplaçant ou le divisant en deux (Butler et al., 2015). Leurs effets sur la troposphère aux latitudes moyennes impliquent un décalage du rail de dépression atlantique vers l'équateur, ce qui cause des vagues de froid en Amérique du Nord et dans

le nord de l'Eurasie (Gerber et al., 2009). Les SSW, surtout les plus forts, sont de plus en plus nombreux (Kuttippurath and Nikulin, 2012), ce qui explique la tendance fortement positive de la température en Figure 1.11.

En terme de vent zonal, la Figure 1.11 montre un décalage de l'*eddy-driven jet* de l'hémisphère sud vers les pôles quelque soit la saison. Ce décalage ne s'observe qu'en hiver et au printemps dans l'hémisphère nord. Selon Staten and Reichler (2013), cet élément est relié à l'extension de la cellule de Hadley, qui correspond au climat tropical, vers les pôles. Cette extension est présentée comme la cause du décalage des jets, plus visible dans l'hémisphère sud et dépendant de la saison. Elle est de l'ordre de  $2.5^\circ$  selon les réanalyses, bien que les simulations historiques parviennent à des résultats bien moindres (Hu et al., 2013). Pour autant, pour Kang and Polvani (2011), la corrélation entre ces deux décalages reste complexe à établir précisément, et d'autres phénomènes participent à décaler les jets (Rivière, 2011). Enfin, le décalage vers le nord des jets tend à diminuer les RWB cycloniques sur le flanc nord du jet (Barnes and Hartmann, 2012).

### 1.3.2 L'Amplification Polaire

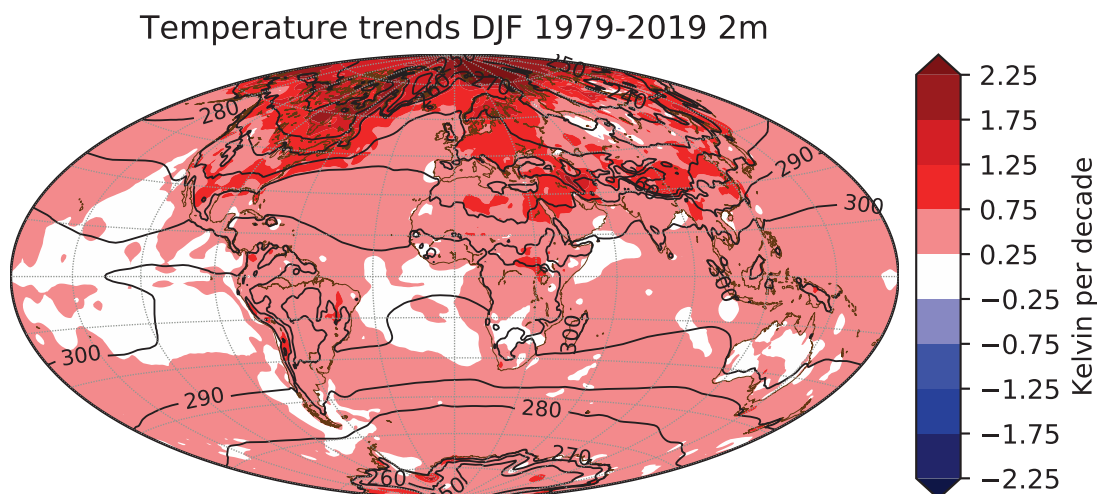


Figure 1.12: Tendence annuelle hivernale en température à 2m de la surface entre 1979 et 2019 (couleur, en K/décade) et température climatologique hivernale sur la même période (K).

#### Description

Ce réchauffement plus fort à la surface des pôles semble être un précurseur habituel d'un réchauffement global en lien avec les gaz à effet de serre (Masson-Delmotte et al., 2013; Pithan and Mauritsen, 2014): on parle alors d'amplification polaire. On le retrouve dans les études paléoclimatiques (Serreze and Barry, 2011), où sont étudiés des réchauffements datant de dizaines de milliers d'années. Ils n'étaient pas des conséquences de l'augmentation des gaz à effet de serre, mais plutôt l'inverse à travers un mécanisme différent de celui en oeuvre actuellement. Étant donné que ce phénomène n'a actuellement

lieu qu'au Pôle Nord (voir Figure 1.12 et Jones et al. (2016)), on parlera par la suite d'Amplification Arctique (AA). Plus précisément, il s'agit d'un réchauffement fort, aux latitudes polaires (au nord de 60°N), à la surface, très fort en automne et hiver (Lu and Cai, 2009).

Cette région s'est réchauffée à un taux deux fois plus fort que les latitudes moyennes (Serreze et al., 2009), soit 0.14K/décennie depuis 1900. Depuis 1979, la tendance pour la partie terrestre seulement est encore plus forte: 0.5K/décennie. Selon le scénario RCP8.5 du (Kirtman et al., 2013, rapport de 2013), l'AA serait plus forte à la fin du XXI<sup>e</sup> siècle que dans toutes les reconstructions paléoclimatiques.

## Causes

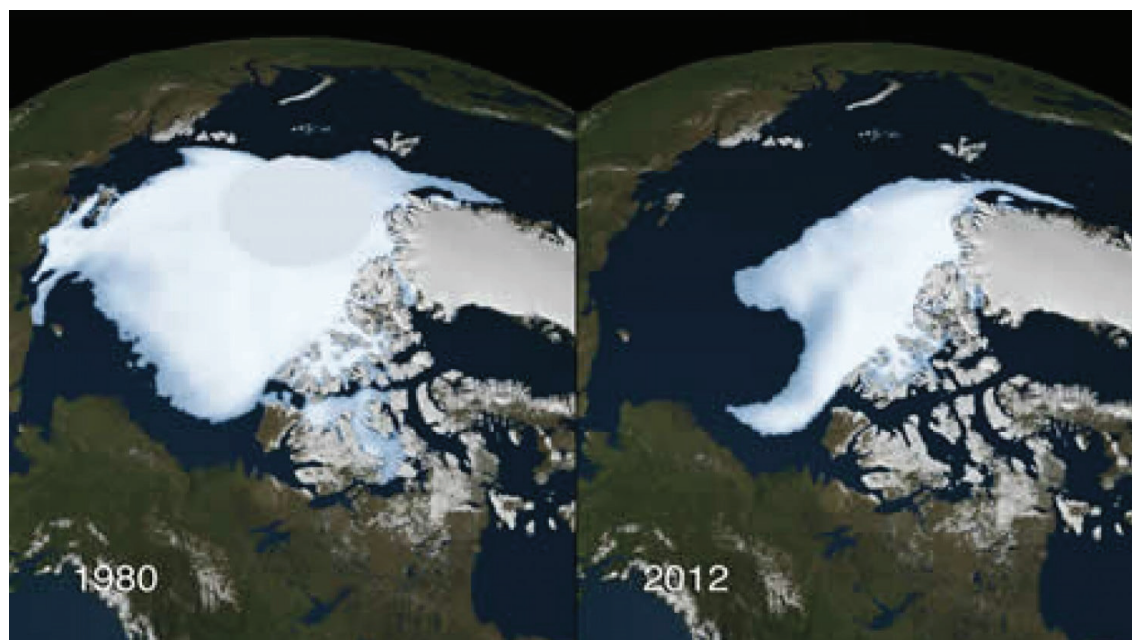


Figure 1.13: Glace de mer dans l'arctique en 1980 et en 2012 (illustration d'un article de blog de Jennifer Francis sur le Washington Post).

L'AA est une part inextricable des nombreux changements qui ont lieu dans l'Arctique. De ce fait, de nombreux mécanismes, qui ne sont pas exclusifs les uns des autres, ont été proposés pour l'expliquer (Cohen et al., 2018).

Le premier mécanisme évoqué implique un changement majeur de la surface de la région arctique: la fonte des neiges et la diminution de la glace de mer (Figure 1.13), qui a perdu près de 60% de son volume (Francis et al., 2017). Ces pertes de surfaces claires et réfléchissantes pour le rayonnement solaire au profit d'un océan et de terres plus sombres, diminuent l'Albédo (Screen and Simmonds, 2010). L'océan capte davantage de chaleur en été puis la libère au cours des mois qui suivent, augmentant le flux de chaleur turbulente vers le haut. Comme la glace de mer est à son minimum en été mais que le réchauffement est le plus fort en hiver, ce mécanisme a un délai de plusieurs mois, mais il explique la saisonnalité du phénomène (Oudar et al., 2016).

Manabe and Wetherald (1975) présente un autre mécanisme, lié à la structure verticale du réchauffement. Il est appelé *lapse rate feedbacks*. La relation de Clausius–Clapeyron, entre la température et la pression de saturation en vapeur d’eau, implique que le réchauffement de la Terre augmente davantage le rapport de mélange saturé en vapeur d’eau dans la basse troposphère qu’aux niveaux supérieurs. Aux hautes latitudes, comme la stratification est stable dans la basse troposphère, cela se traduit par un réchauffement plus important de l’air près de la surface. Localement dans l’Arctique, c’est donc une rétroaction positive: le *lapse rate feedbacks*.

En décomposant l’impact de ce réchauffement sur le rayonnement sortant d’ondes longues en haut de l’atmosphère, le *lapse rate feedbacks* apparaît comme la cause principale de l’AA, mais cette analyse fait l’hypothèse que la troposphère est bien mélangée verticalement, ce qui est faux dans l’Arctique (Pithan and Mauritsen, 2014). Selon Graverson et al. (2014), les changements de l’Albedo, aussi bien par la diminution de la glace de mer que par la diminution de la couverture neigeuse, participent à l’AA à hauteur de 40%. De plus, le *lapse rate feedbacks* participe à hauteur de 15%, mais les interactions entre ces mécanismes sont telles qu’ils ne peuvent être considérés comme indépendants.

Plus récemment, d’autres explications ont été proposées. Certains (Polvani et al., 2020) évoquent une influence non négligeable de la chimie atmosphérique, à travers des gaz à effet de serre autres que le CO<sub>2</sub>. Un autre mécanisme nécessite une intrusion d’air chaud et humide. Elle peut avoir lieu de diverses manières: à partir d’ondes planétaires initiées dans les tropiques (Lee et al., 2011), à partir de tourbillons synoptiques venus des latitudes moyennes (Binder et al., 2017) ou déjà présents dans l’Arctique (Inoue and Hori, 2011; Rinke et al., 2017; Messori et al., 2018). Ces intrusions d’humidité depuis le sud peuvent augmenter les flux de chaleur en modifiant la couverture nuageuse et la composition en vapeur d’eau, ce qui augmente le rayonnement des longues ondes (infrarouge) vers le bas (Woods and Caballero, 2016; Gong et al., 2017; Lee et al., 2017; Graverson and Wang, 2009). En conséquence, la glace de mer se réduit et la température de surface augmente.

### 1.3.3 Évolution des vagues de chaleur et de froid

#### Un constat

Selon le dernier rapport du GIEC (Hartmann et al., 2013), il est très probable que la plupart des zones émergées aient subi une augmentation des vagues de chaleur conjointe à une diminution des vagues de froid depuis 70 ans, et qui devrait continuer. Des exceptions régionales, par exemple dans le centre-est de l’Amérique du Nord, sont expliquées par des changements du cycle de l’eau et des variabilités multi-décennales liées aux océans. Inversement, d’autres rétroactions peuvent amplifier les vagues de chaleur, par exemple une diminution de l’humidité des sols (Lorenz et al., 2010).

La fréquence des vagues de chaleur augmente en Europe, en Australie et dans une partie de l’Asie. Dans beaucoup d’autres régions, les données manquent pour être certain des tendances. En Europe, Barriopedro et al. (2011) estiment que 65% des records de température observés entre 1500 et 2000 ont été dépassés entre 2001 et 2010, à la faveur des vagues de chaleur de 2003 et 2010. Les vagues de froid diminuent, mais cette tendance

est plus faible (en valeur absolue) que l'augmentation des vagues de chaleur selon Donat et al. (2013).

Les extrêmes sont complexes à inclure de façon réaliste dans des modèles climatiques, car il est facile de les surestimer ou de les sous-estimer (parfois gravement). Ainsi, les changements modélisés restent incertains (Flato et al., 2013), mais ils sont significatifs aussi bien pour les vagues de chaleur que de froid. C'est pourquoi, pour connaître leur évolution, il faut prendre en compte non seulement les changements de moyenne (de la densité de probabilité), mais aussi la largeur de la cloche, la variance (Screen, 2014) et l'asymétrie de la courbe, la skewness (Tamarin-Brodsky et al., 2019). Par exemple, utilisant le scénario RCP4.5 de CMIP5, Gao et al. (2015) lient la forte diminution des vagues de froid à l'augmentation de la température moyenne couplée à la diminution de la variance.

### Vision statistique

D'un point de vue purement statistique, les extrêmes sont les queues de probabilité de fonction de densité de probabilité (qui dépend de la grandeur étudiée). Autrement dit, cette courbe et l'évolution de ses moments, comme la moyenne, l'écart-type et la skewness, sont de bons traceurs des extrêmes. Ce lien entre changement de la distribution et des extrêmes est décrit en Figure 1.14.

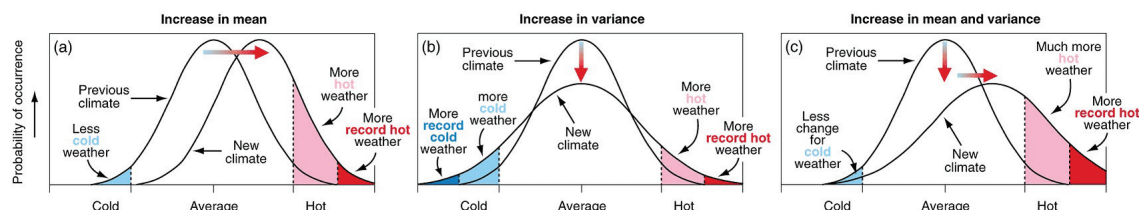


Figure 1.14: schémas de densité de probabilité, issus de Folland et al. (2001) figure 2.32, pour montrer l'impact d'un changement de distribution en température sur les extrêmes.

Le grand public parle souvent indistinctement de "réchauffement climatique" ou de "changement climatique". L'élément le plus fort du changement climatique est effectivement le réchauffement moyen, qui correspond à un décalage de la moyenne de la distribution de température pour la Figure 1.14. En définissant les extrêmes à l'aide d'une température limite à dépasser, ce réchauffement mène logiquement à une augmentation de la probabilité d'extrêmes de chaleur (indiqués par les surfaces roses et rouges) et une diminution de la probabilité d'extrêmes de froid (indiquée par les surfaces cyans et bleues). Seulement, le changement climatique n'est pas qu'un réchauffement moyen et d'autres mécanismes doivent être pris en compte, menant à une déformation (changement de l'écart-type, de la skewness, ...) de la distribution qui peut augmenter (ou diminuer encore plus) les vagues de froid.

Alors que la température moyenne augmente, l'évolution de sa variance reste méconnue. Par des arguments d'échelle, Schneider et al. (2015) ont relié la variance en température à son gradient. Ainsi, une augmentation de la variance implique l'existence d'un mécanisme qui équilibre la diminution du gradient méridien de température du à l'AA. Dans

les réanalyses, si Screen (2014) indique que la variance hivernale a diminué aux hautes latitudes, et potentiellement aux latitudes moyennes, Cohen (2016) trouve une augmentation modérée aux latitudes moyennes. Pour la skewness (l'asymétrie entre les flancs de la distribution) de la température, Tamarin-Brodsky et al. (2019) indiquent qu'elle est positive sur le flanc polaire des rails de dépression et négative sur leur flanc équatorial. Elle change proportionnellement aux changements de gradient méridien de température. En bref, l'évolution de la variance de température est encore débattue même s'il y a davantage d'études soulignant une diminution.

## 1.4 Du réchauffement polaire à la circulation des latitudes moyennes

Bien que son climat soit très différent de celui des latitudes moyennes qui l'entourent, l'Arctique n'est pas une région isolée du globe. Depuis une dizaine d'année, les interrogations sur les liens entre les changements aux latitudes moyennes et au pôle se multiplient. Il a déjà été suggéré (Cohen et al., 2018) que les latitudes moyennes, voire les tropiques, ont une influence sur l'AA. Mais la question inverse, celle de l'impact de ce réchauffement sur le temps et le climat des latitudes moyennes est à l'origine d'un débat scientifique.

Il a commencé à émerger suite à l'article de Francis and Vavrus (2012). Il s'est rapidement complexifié, car les influences de l'AA sur les latitudes moyennes suivent des chemins élaborés et non-linéaires, en plus d'être complexe à estimer dans les observations à cause des autres éléments du changement climatique (Vavrus, 2018). Comme le montre la Figure 1.15, de nombreux mécanismes ont été proposés, certains dépendant de la saison. Ils lient l'AA avec une augmentation de la persistance des régimes de temps et des extrêmes potentiellement plus fréquents. Pour Dai and Song (2020), l'AA n'influence les latitudes moyennes que pour des événements courts et épisodiques, sans modifier l'écoulement de fond. A part pour les précipitations et chutes de neige autour de  $60^{\circ}\text{N}$ , l'impact de l'AA sur les latitudes moyennes serait faible par rapport à l'ensemble du réchauffement climatique.

Une raison du manque de consensus sur cette question est la difficulté à caractériser et interpréter la réponse de l'atmosphère à l'AA. Les mécanismes en jeu sont en effet très complexes et imbriqués, comme la Figure 1.15, qui est pourtant un schéma simplifié, le montre. De plus, l'AA est un élément du réchauffement climatique, qui intervient en même temps et est lié aux autres changements que le climat connaît. Il est impossible de séparer, dans les réanalyses ou les projections de type CMIP, les impacts de l'évolution de l'Arctique aux latitudes moyennes de ceux de l'évolution des tropiques ou de la stratosphère.

Bien que certaines études (Coumou et al., 2014, 2015; Mann et al., 2018) insistent sur l'impact du réchauffement en Arctique sur les vagues de chaleur et sécheresses à travers les ondes quasi-résonnantes, il semble légitime de s'intéresser d'abord à l'hiver, lorsque l'AA est la plus forte (voir Figure 1.11).

En hiver, un lien entre AA et vagues de froid (un extrême impactant en hiver) a été suggéré par des saisons particulières. Certaines années ont vu la glace de mer en Arctique diminuer drastiquement en automne, menant à une très forte AA, conjugué à des refroidissements

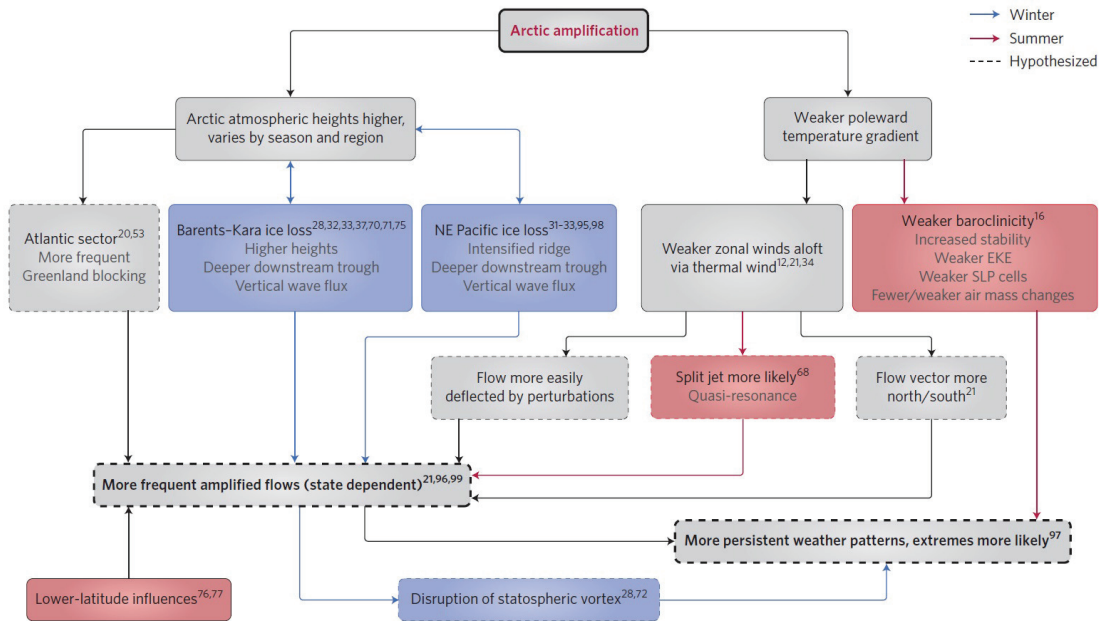


Figure 1.15: Schéma issu de Overland et al. (2016) résumant les mécanismes envisagés dans la littérature.

extrêmes sur les continents l’hiver suivant: en 2005-2006 sur l’Eurasie (Petoukhov and Semenov, 2010), en 2009-2010 dans tout l’hémisphère nord (Overland et al., 2011), et en 2013-2014 dans l’est du continent américain (Lee et al., 2015). Depuis les années 1990, une tendance en ce sens est apparue (Cohen et al., 2012b) et quelques études notent davantage de vagues de froid et de chutes de neiges conséquentes en Europe, Amérique du Nord et Asie (Liu et al., 2012; Francis and Vavrus, 2012; Cohen et al., 2014).

Une part de l’influence de l’AA sur les vagues de froid est directe. Une vague de froid correspond à l’advection d’air froid depuis le pôle. Si l’air polaire est moins froid, la vague de froid sera moins intense. Ainsi, pour une vague de froid, il faut un fort vent méridien couplé à un gradient méridien de température conséquent. De plus, certaines études comme Tomassini et al. (2012) estiment que le rôle du vortex polaire, à travers le couplage troposphère-stratosphère, est non négligeable dans la formation des vagues de froid. Dans cette section, nous allons lister les principaux mécanismes étudiés dans la littérature qui lie AA et événements extrêmes en hiver.

### 1.4.1 Vent thermique

Le premier lien entre AA et circulation aux latitudes moyennes a trait à la diminution du gradient méridien de température. Comme la température augmente au pôle, là où elle est la plus basse, alors qu’elle change moins aux tropiques (son maximum), ce gradient est moins fort. Or, sous les hypothèses de géostrophie (équilibre des forces de Coriolis et de pression horizontale) et d’hydrostatisme (équilibre des forces de gravitation et de pression verticale), l’équation du vent thermique donne pour la différence de vent entre deux couches  $p_1$  et  $p_2$  ( $p_2 > p_1$ ) de pression:

$$\vec{v}_T = -\frac{R}{f} \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) (\vec{k} \wedge \vec{\nabla} \bar{T}) \quad (1.9)$$

où  $R$  est la constante d'état des gaz parfait,  $f$  le paramètre de Coriolis,  $\bar{T}$  la température moyenne entre les deux couches et  $\vec{k}$  le vecteur de base vertical. Cette équation implique qu'une diminution du gradient méridien de température fait décroître le vent zonal. Ainsi, le premier effet attendu de l'amplification polaire est une diminution du vent zonal aux latitudes moyennes. Mais le vent zonal est l'une des principales grandeurs de la circulation, et ce changement a donc bien d'autres impacts par la suite. C'est la première étape d'une partie des mécanismes envisagés (voir Figure 1.15).

Cette diminution du vent zonal par l'équilibre thermique devrait décaler l'*eddy-driven jet* vers l'équateur (Liu et al., 2012; Peings and Magnusdottir, 2014a; Francis and Vavrus, 2015). Ces articles, à la suite de Francis and Vavrus (2012), voient en conséquence une augmentation des ondes liées au courant-jet, mais les preuves expérimentales manquent selon Barnes (2013); Hassanzadeh et al. (2014); Screen (2014), qui soulignent que les observations indiquent davantage un décalage du jet vers le nord (voir section 1.4.4).

Notons enfin que ces modifications entraînent d'autres changements pour les jets. En particulier, Woollings et al. (2018a) remarquent qu'un jet plus fort voit sa variabilité en position méridienne diminuer.

### 1.4.2 Sinusoïté du jet

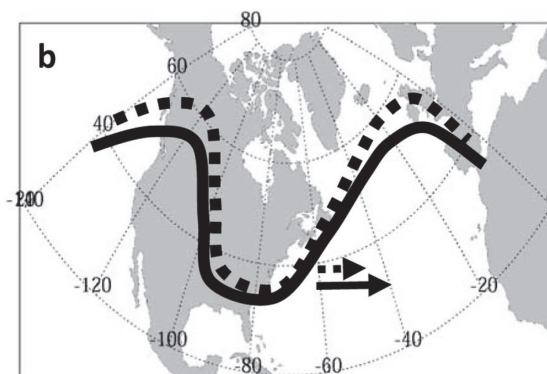


Figure 1.16: Schéma issu de Francis and Vavrus (2012) montrant les chemins de crête du vent sans (ligne solide) et avec (ligne pointillée) AA. Le chemin de crête est allongé vers le nord avec l'élévation de pression due au réchauffement. Comme les parcelles d'air parcourent plus de chemin, les ondes sont ralenties.

Les mécanismes proposés à l'origine par Francis and Vavrus (2012) pourraient favoriser les événements météorologiques extrêmes. La vitesse de phase des ondes est diminuée avec celle des vents vers l'est, et l'anomalie haute en pression sur l'Arctique implique que les ondes peuvent se propager davantage vers le nord, elles sont allongées, plus amples,



advection de l'air plus froid. Ensemble, ces effets impliquent des ondes grande échelle plus lentes et amplifiées. Or ces ondes sont associées aux extrêmes de température (Pfahl and Wernli, 2012) et pourraient expliquer des événements hivernaux froids et neigeux récents.

Francis and Vavrus (2012) remarquent qu'intuitivement, la diminution du vent zonal liée à l'AA tendrait à augmenter la sinuosité. De même, la phase négative de l'AO favorise les jets plus sinueux, ce qui implique que la tendance de l'AO est corrélée à celle de la sinuosité du jet.

Divers diagnostics ont été utilisés pour mesurer l'intensité des ondes synoptiques et planétaires (Screen and Simmonds, 2013; Barnes, 2013; Huang and Nakamura, 2016) sans conclusion évidente, car les résultats sont très dépendants du diagnostic utilisé, aussi bien dans les observations que dans les projections. Avec leur diagnostic sur la sinuosité du jet, Vavrus et al. (2017) trouvent une forte variabilité interannuelle de la sinuosité. Ils entrent plus dans les détails et remarquent des différences saisonnales et régionales: dans le secteur de l'Amérique du Nord, la sinuosité augmente en hiver et diminue en été. Pour Blackport and Screen (2020), les changements de la sinuosité du jet au cours des 40 dernières années sont liés à la variabilité climatique lente et non à l'AA. Ils indiquent que l'amplitude des ondes est dominée par de nombreux paramètres en plus du vent zonal, dont la baroclinie et l'humidité.

Enfin, selon Cattiaux et al. (2016), les scénarios de CMIP5 projettent une diminution de la sinuosité de l'écoulement.

### 1.4.3 Décalage des rails de dépression

Les rails de dépression sont importants car ils définissent la position de nombre d'extrêmes, principalement les vents violents et les précipitations intenses associés aux cyclones. Un changement des rails de dépression peut donc apporter des événements particulièrement destructeurs dans une région, ou au contraire diminuer grandement les précipitations, ce qui cause des sécheresses.

Les rails de dépression sont profondément liés aux courants-jets, en particulier d'un point de vue géographique. Ainsi, comme pour les *eddy-driven jets*, dans les modèles CMIP5 (Chang et al., 2012), la réponse des rails de dépression au réchauffement (déterminés par l'énergie cinétique des perturbations comme en Figure 1.1) ressemble à un décalage vers les pôles, particulièrement dans la haute troposphère. Selon Woollings (2016), dans l'hémisphère nord, ce décalage est surtout une forte diminution au sud de la région des rails de dépression, qui devient donc plus fine. Plus encore, dans l'Atlantique nord, il s'agit davantage d'un renforcement du jet et d'une extension vers l'ouest du jet et des rails de dépression. Pour ce qui est des cyclones extratropicaux, les projections indiquent une diminution de leur nombre conjointe à une augmentation de leur intensité (Tamarin-Brodsky and Kaspi, 2017).

Ces résultats dans la haute troposphère semblent liés au refroidissement dans la stratosphère, où le gradient méridien de température augmente. Ils sont aussi marqués par le réchauffement de la haute troposphère tropicale, ce qui a le même effet: augmenter le gradient

méridien de température. Avec l'AA, ce gradient diminue dans la basse troposphère, ainsi ces deux éléments ont des effets contradictoires. Dans l'étude de Bader et al. (2011), les modèles réagissent à un réchauffement de l'Arctique seul par un décalage des rails de dépression vers l'équateur. Ces effets sont interprétés selon le paradigme du *tug of war* (tir à la corde): deux éléments distincts du réchauffement climatique semblent avoir un effet opposé sur les jets et les rails de dépression (Shaw et al., 2016; Screen et al., 2018). Au total, pour autant que ces phénomènes soient linéaire, il semble que l'effet dominant est celui des plus hautes altitudes.

#### 1.4.4 Comment l'Amplification Arctique affecte l'Oscillation Arctique

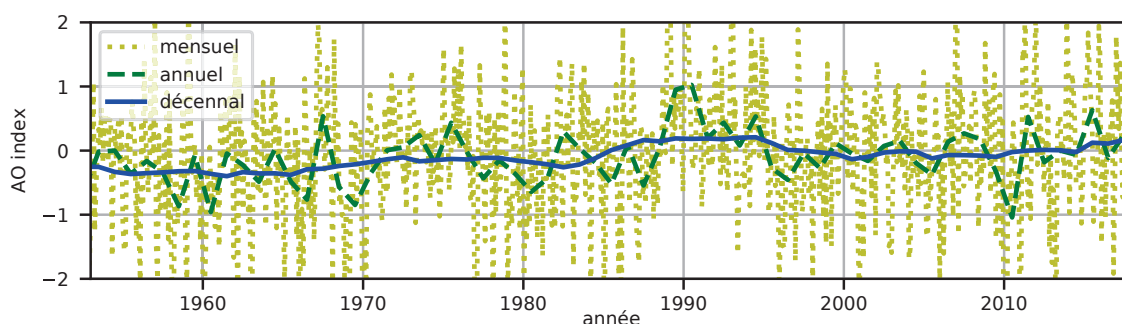


Figure 1.17: Évolution de l'index de l'AO depuis 1950 (données de la NOAA).

A long terme, le changement climatique peut modifier l'index de l'AO. Les modèles climatiques semblent indiquer que les changements stratosphériques renforceront la phase négative, qui en terme de pression au niveau de la mer s'opposera aux changements directement dus au réchauffement. Connaître les changements de l'AO et ce qui les guide permet d'envisager les changements pour nombreux événements extrêmes, comme des précipitations intenses, qui sont liés à l'AO (Scaife, 2016).

Comme le montre la Figure 1.17, historiquement, les années 80 et le début des années 90 étaient marquées par une tendance positive: l'index de AO augmentait (Hurrell, 1995). Cependant, l'inverse s'est produit à partir de 1995: la phase de l'AO est alors devenu proche de 0 ou négative (Overland and Wang, 2005; Cohen et al., 2012a; Nakamura et al., 2015), ce qui favorise les périodes froides en Eurasie et Amérique du Nord et refroidit donc les continents (Thompson and Wallace, 1998; Yiou and Nogaj, 2004). Pour Yang et al. (2016), ce renforcement de la phase négative de l'AO est causé par la diminution de la glace de mer, qui renforce l'anticyclone Sibérien et ralentit le jet. Par ailleurs, au cours des dernières années, des valeurs extrêmes de la phase de l'AO ont été repérées, en particulier pendant l'hiver 2010, dont la valeur moyenne de l'AO était la plus basse depuis un siècle (Scaife, 2016). Cet hiver était très particulier, avec des anomalies de température très élevées sur le Groënland.

Les changements de l'AO représentent une piste privilégiée pour rechercher des effets de l'AA à l'échelle hémisphérique. La réduction de la glace de mer augmente la composition en vapeur d'eau de l'air, ce qui entraîne davantage de chutes de neiges sur les continents (Sibérie). L'activité des ondes planétaires en est modifiée dans la troposphère et la

stratosphère. Le vortex polaire est donc affaibli (Cohen et al., 2012a; Peings and Magnusdottir, 2014a; Nakamura et al., 2015). De plus, la réduction de la glace de mer renforce l'AA, qui crée une anomalie haute de pression. A même pression, le gradient méridien de température est plus faible, et comme décrit ci-dessus, les vents d'ouest sont décalés vers le sud Yang et al. (2016). Ces deux éléments correspondent à une description de la phase négative de l'AO. La corrélation entre la diminution de la glace de mer et la phase négative de l'AO est identifiée dans les observations mais n'est pas systématiquement reproduite par la modélisation (Bader et al., 2011; Cohen et al., 2014; Sun et al., 2016). De plus, le décalage vers le sud du jet se retrouve dans des modèles simples, à air sec, sans stratosphère (Butler et al., 2010; Rivière, 2011).

Ces mécanismes prévoient un décalage des jets vers l'équateur. Or, les observations et les modèles (dont CMIP3 et CMIP5) montrent et prévoient l'inverse, un décalage vers le nord des jets. Cela n'implique pas que les mécanismes présentés ne sont pas valides, mais qu'il y a une compétition entre les tendances opposées du gradient de température dans la basse et dans la haute troposphère. Autrement dit, il existe d'autres mécanismes, indiqués au début, dont les effets contredisent ceux de l'AA (Barnes and Screen, 2015; Shaw et al., 2016). De plus, les variations spatiales du réchauffement pourrai ne pas être très bien représentées dans les modèles (Santer et al., 2018).

#### 1.4.5 Effets locaux sur les continents d'une réduction de la glace de mer

Une anomalie haute en pression n'est pas forcément répandue sur l'ensemble de l'Arctique: la réduction de la glace de mer dans une région particulière créé un anticyclone ou un blocage, et donc une dépression en aval, au sud, ce qui entraîne une advection d'air froid depuis le nord.

Ce lien fonctionne pour des téléconnexions entre des régions spécifiques. Selon Honda et al. (2009) et Mori et al. (2014a), la réduction de la glace de mer dans les mers de Barents et de Kara implique particulièrement un renforcement de l'anticyclone Sibérien, où la pression à la surface est la plupart du temps anormalement haute, et dont l'intensité a varié (Takaya and Nakamura, 2005b). La présence de cet anticyclone implique un transport d'air polaire vers la Chine et donc un refroidissement en Asie. De même, la réduction de la glace de mer dans la mer des Tchouktches (est de la Sibérie, détroit de Behring) pourrait induire des hivers froids du côté de l'Amérique du nord (Kug et al., 2015; Lee et al., 2015).

En partant de réanalyses, Cohen et al. (2012a) et Tang et al. (2013) proposent un mécanisme liant directement la diminution de la glace de mer en automne et au début de l'hiver à des hivers plus froids. La diminution de la glace de mer augmente l'évaporation de surface, dont l'effet est d'augmenter les chutes de neige au début de l'hiver sur les terres de hautes latitudes. La surface se refroidit alors plus rapidement, ce qui diminue le gradient méridien de température et donc le vent zonal, résultant en des anomalies positives de pression. Ces anomalies étant associées à des anomalies négatives de température, elles augmentent la probabilité de vagues de froid et de blocages aux moyennes latitudes.

Bien que ces études fondées sur les réanalyses aient lié fortement les températures froides sur les continents à la réduction de la glace de mer, Blackport et al. (2019) estiment,

en s'appuyant sur la modélisation, que ce lien est peu robuste. Screen and Blackport (2019a,b) remarquent que les études fondées sur des modèles trouvent généralement des liens peu robustes entre des refroidissement aux latitudes moyennes et la disparition de la glace de mer au pôle, en comparant des cas de contrôle avec des cas où la seule différence est la réduction de la glace de mer. Ainsi, il semble possible d'établir un lien de causalité entre réduction de la glace de mer localement en Arctique et température faible sur les continents au sud, mais la présence de ce mécanisme reste débattu parce qu'elle n'est pas validée dans les modèles.

#### 1.4.6 Évolution des blocages

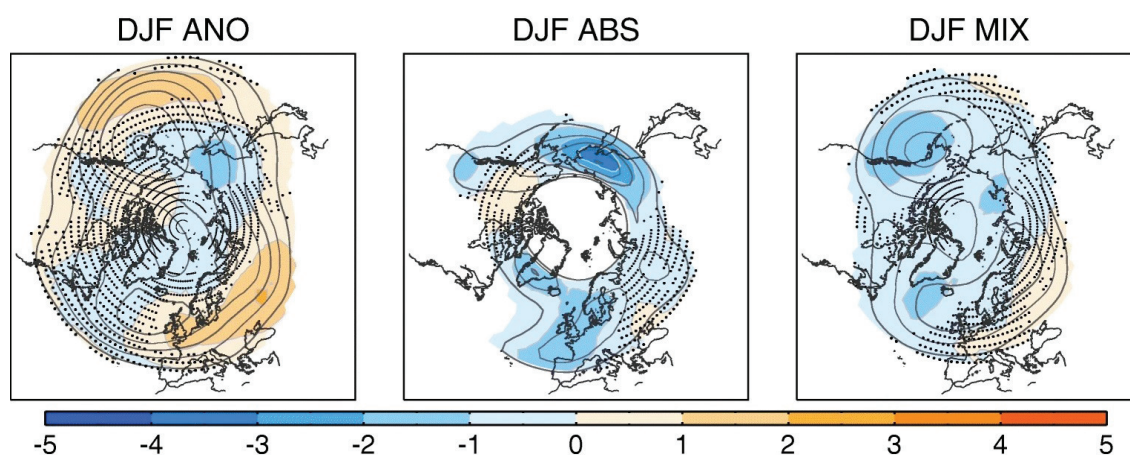


Figure 1.18: contours: fréquence des blocages en hiver dans l'hémisphère nord en pourcentage de jours par saison entre 1961 et 1990, tous les 2%. couleurs: comparaison entre le scénario RCP8.5 pour les années 2061-2090 et les réanalyses pour les années 1961-1990. pointillés: régions où les modèles ne s'accordent pas sur le signe du changement de fréquence des blocages. ANO: blocages calculés à partir des anomalies de Z à 500hPa; ABS: blocages calculés à partir du renversement du champ de Z 500hPa; MIX: combinaison des deux méthodes. D'après Woollings et al. (2018b) figure 4.

Comme dit plus haut, les blocages sont des évènements atmosphériques complexes à définir et modéliser, mais dont les traits caractéristiques sont la quasi-stationnarité, la persistance et l'obstruction des vents d'ouest et/ou des rails de dépressions habituels (Woollings et al., 2018b). Notons que les blocages restent complexes à modéliser et particulièrement soumis aux biais des modèles, même s'ils ont été considérablement réduits ces dernières années (Davini and D'Andrea, 2020).

Les changements de fréquence des blocages ne montrent pas une tendance significative (Barnes et al., 2014; Davini and D'Andrea, 2020) sauf dans certaines régions spécifiques (Davini et al., 2012). Plus encore, les modèles de CMIP5 (Masato et al., 2013) et CMIP6 (Davini and D'Andrea, 2020) projettent une diminution des blocages en hiver sur l'Europe et le Pacifique Nord. C'est ce que montre la Figure 1.18, même si, selon la façon de définir les blocages, il est possible que certaines régions subissent plus de blocages, en particulier vers la Sibérie. Dans le même cadre, Woollings et al. (2014) estime que les preuves de liens entre AA et changements du blocage européen sont faibles. Selon Woollings (2016),

les changements pour les blocages ne sont que le reflet des modifications du flux moyen. Pourtant, même si les blocages eux-mêmes changent peu, leurs impacts peuvent être bien plus forts, en particulier les vagues de chaleur dans le cadre d'un climat se réchauffant (Masato et al., 2013).

En effet, les vagues de chaleur et de froid en Europe sont souvent liées à un blocage centré sur la mer du nord (Buehler et al., 2011), comme en été 2003 ou 2010. Les vagues de froid en Amérique du nord sont associées à des trains d'ondes amplifiés et lents (Grotjahn et al., 2016; Messori et al., 2016; Harnik et al., 2016b).

La question de l'impact de l'AA sur les blocages n'est pas tranchée pour autant. Des corrélations ont été établies (Liu et al., 2012; Francis and Vavrus, 2012; Petoukhov and Semenov, 2010) entre la diminution de la glace de mer et la fréquence des blocages, mais seulement sur une période très courte. Par ailleurs, ces calculs sont encore une fois sensibles à la définition des blocages. Avec d'autres méthodes, les études de Screen and Simmonds (2013) et Barnes (2013) ne retrouvent pas ces résultats.

Intuitivement, le ralentissement de la circulation dû à l'AA semble favoriser les blocages. D'ailleurs, Riboldi et al. (2020) établissent un lien dans les réanalyses entre vitesse de phase des ondes et fréquence des blocages: les périodes où la vitesse de phase est très faible sont celles où il y a le plus de blocages. Cependant, dans l'état actuel de nos connaissances, les blocages semblent être amenés à diminuer, ainsi que les événements extrêmes qui en découlent.

## 1.5 Résumé

Ainsi, les extrêmes aux latitudes moyennes sont de natures variées, avec des caractéristiques très différentes. Pour comprendre comment ils apparaissent, il faut comprendre la circulation atmosphérique aux latitudes moyennes. Elle est dominée par des *eddy-driven jets* et des perturbations d'échelle synoptique et planétaire, deux éléments inséparables. Les perturbations au sol peuvent induire des extrêmes et sont très dépendantes des ondes de Rossby dans la haute troposphère. Ainsi, il a été remarqué que ces ondes de Rossby ont un impact majeur sur les événements extrêmes, par leur vitesse et/ou leur amplitude. Une fois le système climatique aux moyennes latitudes présenté, son évolution a été illustrée: les principales transformations de la circulation atmosphérique ont été listées, et les parties qui nous intéressent dans ce manuscrit, l'AA et les extrêmes, ont été davantage détaillées.

Tous les ingrédients nécessaires sont donc rassemblés pour étudier les liens hypothétiques entre les changements au pôle et ceux des extrêmes aux latitudes moyennes. Depuis l'article de Francis and Vavrus (2012), la question de l'impact de l'AA sur la circulation aux moyennes latitudes, particulièrement les extrêmes, reste très débattue. Cette hypothèse d'un lien entre AA et extrêmes manque d'arguments théoriques pour la soutenir (Wallace et al., 2014; Barnes and Screen, 2015; Hoskins and Woollings, 2015). Jusqu'à maintenant, le débat a surtout reposé sur l'interprétation de données de réanalyse ou de sorties de simulations de GCM complexes, mais nous optons pour un autre angle d'approche. Notre objectif est d'étudier l'influence de l'AA sur les ondes de Rossby et les vagues de froid dans un contexte numérique suffisamment simple permettant de se rattacher à la théorie de ces

ondes et de mieux analyser en détail les mécanismes en jeu. Ce modèle est présenté au chapitre suivant en section 2.1.



## Chapitre 2

# Méthodologies

Notre objectif est donc d'étudier les changements de la dynamique des moyennes latitudes résultants de l'Amplification Arctique dans un cadre idéalisé. De telles approches de la dynamique ont été utilisées pour étudier les conséquences de l'AA sur divers paramètres. Dans une aquaplanète, Hassanzadeh et al. (2014) a montré que la diminution du gradient de température méridien diminue le vent zonal, mais aussi les blocages et l'amplitude des ondes. Avec un modèle quasi-géostrophique, Handorf et al. (2017) trouve un décalage de l'AO vers sa phase négative. Avec une hiérarchie de modèles, Ronalds et al. (2018) a trouvé un rétrécissement du jet sur son flanc nord en réponse à l'AA, menant à une diminution de la variabilité en terme de position du jet. A partir de la diminution de la baroclinicité, Robert et al. (2019) a obtenu un résultat complémentaire pour la variabilité de la position du jet: ses modes deviennent plus persistants.

Nous nous inscrivons dans cette optique en utilisant le même modèle que Robert et al. (2019), décrit en section 2.1, tout en gardant une configuration réaliste (section 2.2). Ce modèle est adapté à la problématique de Francis and Vavrus (2012) car c'est l'un des plus simple incluant la dynamique des ondes de Rossby baroclines. Cette approche théorique nous permet de repérer des mécanismes dynamiques, et de simuler la circulation sur un temps assez long pour calculer des statistiques fiables d'extrêmes.

Dans ce chapitre, les outils et méthodes de cette thèse sont décrits. Le modèle de Marshall et Molteni (Marshall and Molteni, 1993) qui a été utilisé est présenté d'abord, ainsi que les modifications apportées, pour le calcul de la température principalement. Différentes méthodes ont été employées pour obtenir les forçages, et deux versions du modèle lui-même ont été utilisées à des fins différentes (l'une d'elles est présenté au chapitre 4). Les simulations issues du modèle ont été analysées à l'aide des diagnostics présentés dans la seconde section de ce chapitre, qui permettent de comparer la climatologie, les ondes et les extrêmes de deux simulations.



## 2.1 Le modèle de Marshall et Molteni

Ce modèle est utilisé car il est simple. Étant quasi-géostrophique, il représente les grandes ondes atmosphériques (échelles planétaires et synoptiques) et décrit bien la dynamique. Il ne représente que la circulation dans la troposphère, la température de la mer à la surface est fixée: ainsi, sa complexité est bien plus faible que celle des modèles couplés et les réseaux d'interactions et de rétroactions plus limités, ce qui facilite l'interprétation. Une version du modèle (Lainé et al., 2011) inclus des processus humides; elle n'est pas utilisée ici. C'est un modèle spectral en troncature T42, décomposé en 42 harmoniques sphériques. Le pas de temps du modèle est de 30 minutes. Les simulations décrites par la suite correspondent à 36500 jours (100 ans) de climatologie hivernale.

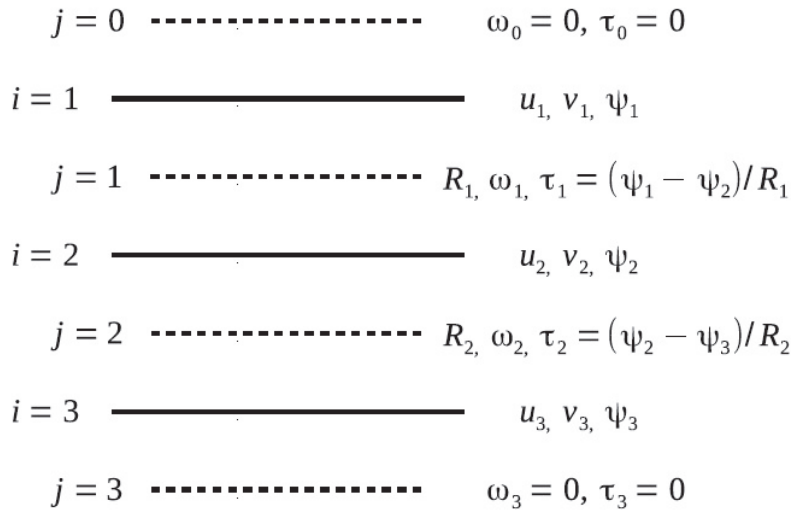


Figure 2.1: Structure verticale du modèle quasi-géostrophique à 3 niveaux. Les traits pleins, indicés par la lettre  $i$ , représentent les niveaux du modèle alors que les tirets, indicés par la lettre  $j$ , représentent les interfaces entre ces niveaux.

### 2.1.1 Les équations de base

Le modèle Marshall and Molteni (1993) décrit la dynamique atmosphérique à l'aide des équations de l'équilibre Quasi-Géostrophique (QG). Il utilise la pression comme coordonnée verticale. Ce modèle se fonde sur la vorticité potentielle  $q$  et sa conservation. A chacun des trois niveaux du modèle, l'évolution temporelle suit l'équation pronostique:

$$\frac{\partial q_i}{\partial t} = -J(\Psi_i, q_i) - D_i(\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3) + S_i, \quad (2.1)$$

où  $t$  est le temps,  $\Psi$  la fonction de courant et l'index  $i$  indique le niveau (1 : 200hPa, 2 : 500hPa, 3 : 800hPa).  $S$  est le terme source, expliqué dans une prochaine section,  $J$  représente l'opérateur Jacobien et  $D$  rassemble les termes dissipatifs:

- une dissipation d'Ekman liée au vent (uniquement au niveau le plus bas) :  $\frac{\nabla^2 \Psi_3}{\tau_E}$ , où le taux de dissipation d'Ekman  $\tau_E$  est de 3 jours
- une diffusion horizontale de la composante dépendante du temps de vorticité potentielle (PV) :  $c_H \nabla^8 q'_i$ .  $c_H$  dépend de la troncature et d'une échelle temporelle, dont la valeur est telle que les plus petites échelles de la troncature T42 se dissipent à l'échelle de temps 0.1 jour.
- une relaxation verticale en température :  $\frac{\Psi_i - \Psi_{i+1}}{R_i^2 \tau_R}$  entre les niveau  $i$  et  $i + 1$ , où le temps de relaxation vers 0  $\tau_R$  est de 25 jours et les rayons de déformation  $R_1 = 700\text{km}$  et  $R_2 = 450\text{km}$

La relation précédente (eq.2.1) peut être discrétisée sous la forme:

$$\begin{aligned}
q_1 &= 2\Omega \sin \varphi + \nabla^2 \Psi_1 - \frac{\Psi_1 - \Psi_2}{R_{12}^2} \\
q_2 &= 2\Omega \sin \varphi + \nabla^2 \Psi_1 + \frac{\Psi_1 - \Psi_2}{R_{12}^2} - \frac{\Psi_2 - \Psi_3}{R_{23}^2} \\
q_3 &= 2\Omega \left(1 + \frac{h}{H}\right) \sin \varphi + \nabla^2 \Psi_3 + \frac{\Psi_2 - \Psi_3}{R_{23}^2}
\end{aligned} \tag{2.2}$$

où le paramètre de Coriolis  $2\Omega \sin \varphi$  ( $\varphi$  est la latitude) est introduit, La contribution de l'orographie est décrite à travers la hauteur orographique  $h = h(\lambda, \varphi)$  dépendante de la latitude et de la longitude ( $\lambda$ ), et d'une échelle en hauteur  $H$ . Ces grandeurs interviennent aussi dans la dissipation d'Ekman.

A partir de  $q$ , ou de façon équivalente de  $\Psi$ , toutes les autres variables peuvent être calculées. Pour le vent horizontal, c'est à travers la géostrophie, à partir de la fonction de courant. Pour la température, l'explication est donnée ci-dessous.

### 2.1.2 Calcul de la température

Comme décrit plus haut, la seule variable libre du modèle est  $q$ , la vorticité potentielle quasi-géostrophique, ou de façon équivalente la fonction de courant  $\Psi$ . D'abord, le géopotential  $\Phi$  est calculé à partir de  $\Psi$  et du paramètre de Coriolis  $f$ , comme décrit par Holton (2004):

$$\nabla^2 \Phi = \nabla \cdot (f \nabla \Psi) = \nabla f \cdot \nabla \Psi + f \nabla^2 \Psi \tag{2.3}$$

De cette Équation 2.3, le géopotential est obtenu en intégrant son Laplacien, ce qui implique qu'il est défini à une constante d'intégration près, correspondant à sa moyenne spatiale.

Pour obtenir la température entre deux niveaux, les hypothèses d'un fluide hydrostatique de gaz parfait donnent:

$$\delta\Phi = -R_{air}T\frac{\delta P}{P} \quad (2.4)$$

Après discrétisation sur l'axe vertical:

$$\begin{aligned} T_{12} &= \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{R_{air} \ln(\frac{P_2}{P_1})} \\ T_{23} &= \frac{\Phi_2 - \Phi_3}{R_{air} \ln(\frac{P_3}{P_2})} \end{aligned} \quad (2.5)$$

où  $T_{12}$  est la température moyenne entre les niveaux 1 (200 hPa) et 2 (500 hPa). On considère donc que c'est la température à 350 hPa. De même,  $T_{23}$  représente la température à 650 hPa.  $R_{air}$  est la constante des gaz parfaits pour l'air sec.

Ainsi, la température est connue, mais à une constante près, comme c'est le cas pour  $\Phi$ . Différentes méthodes, dépendantes de la simulation, permettent de choisir cette constante.

## 2.2 Forçages du modèle

Le modèle présenté en section 2.1 peut représenter des climatologies diverses, pour différentes simulations, en fonction du forçage. Ici, on analyse la méthodologie utilisée pour choisir le forçage en fonction de la climatologie souhaitée, dite "cible". La climatologie du modèle et la cible sont déterminées par leurs fonctions de courant  $\Psi_{clim}$  et  $\Psi_{cible}$ . Leur écart est quantifié par une fonction de coût qui est une norme 2:

$$\sqrt{\sum_{i,\lambda,\varphi} (q_{cible}(i, \lambda, \varphi) - (\overline{q_{clim}}(i, \lambda, \varphi)))^2} \quad (2.6)$$

Dans l'équation 2.1, le forçage est  $S_i(\lambda, \varphi)$ , où l'index est le niveau. Il s'agit des sources de vorticité potentielle, indépendant du temps et dépendant de la position, qui représentent l'effet moyen de tous les processus physiques négligés dans les équations. Ces différents termes contiennent par exemple les effets du flux divergent ou les sources thermiques diabatiques.

Dans un premier temps, le forçage initial de Marshall et Molteni est présenté. Ensuite, l'algorithme utilisé pour atteindre la climatologie voulue est décrit, avant de mener des tests de sensibilité permettant de noter l'amélioration que représente ce processus par rapport au forçage initial.

### 2.2.1 Le forçage de Marshall et Molteni

Dans l'article original de Marshall and Molteni (1993), le forçage  $S$  est déterminé à partir des tendances en  $q$ , calculées comme dans Eq. 2.1.  $S$  doit être tel que la moyenne de la tendance soit nulle (par simplicité, l'index du niveau n'est pas indiqué):

$$\overline{\frac{\partial q}{\partial t}} = -J(\overline{\Psi}, \overline{q}) - \overline{J(\Psi', q')} - D(\overline{\Psi}) + S = 0 \quad (2.7)$$

Pour obtenir une climatologie aussi réaliste que possible,  $S$  est calculé en fixant  $\overline{\Psi}$  et  $\overline{q}$  à partir de la moyenne climatologique des réanalyses (ou tout autre jeu de données utilisé). Mais le terme  $-\overline{J(\Psi', q')}$  correspond aux tendances liées à la variabilité moyenne et nécessite donc d'utiliser l'ensemble de la variabilité des réanalyses. Sans cela, la climatologie du modèle est différente de  $\overline{\Psi}$ . Le problème est que le modèle QG ne peut pas reproduire toute la variabilité observée, en particulier aux tropiques. Ainsi,  $S$  ne prend en compte que les contributions des modes de variabilité pouvant être simulés. En utilisant les vecteurs neutres et une séparation haute-fréquence / basse-fréquence, Marshall and Molteni (1993) reproduisent relativement bien la climatologies et sous-estiment légèrement l'écart-type. Par la suite, Drouard et al. (2013) ont appliqué cette méthode à partir de la fonction de courant de ERA-40 pour les hivers de 1957 à 2002.

La Figure 2.2a,b, issue de Drouard et al. (2013), compare le modèle et les réanalyses ERA-40 et montre le défaut de ce type de forçage, qui ne parvient pas à correctement séparer les deux rails de dépressions (Pacifique et Atlantique). Dans les réanalyses, les rails de dépression sont bien au nord-est du coeur du jet, et ils sont nettement séparés au niveau des Rocheuses. Dans le modèle, les jets ne sont pas aussi bien séparés, et par conséquent les rails de dépression non plus. En Figure 2.2c, l'écart entre  $U_{clim}$  (issue d'une simulation de 10 ans) et  $U_{cible}$  (calculée à partir du gradient de  $\Psi_{cible}$ ) à 500hPa montre des erreurs larges (plus de 20m/s), avec en particulier un décalage du jet vers le nord. Or, nous nous intéressons particulièrement aux ondes de Rossby, d'autant plus si elles sont stationnaires. Leur dynamique dépend grandement du flux moyen (Hoskins and Karoly, 1981), qui est modifié avec ce forçage.

### 2.2.2 Le mécanisme itératif

Le lien entre la fonction de courant et la température permet de définir un forçage comme une relaxation en température vers un profil d'équilibre. Une telle approche a été effectuée sur une équation en température où la cible était un champ de température (Yuval and Kaspi, 2016) et pour divers GCM (Lunkeit et al., 1998). Notre modèle utilise une équation en PV et nous utilisons la même idée, sans donner une forme explicite au forçage.

Cette méthode a été développée par Sebastien Fromang et décrite dans Fromang and Rivière (2020). L'algorithme utilise une méthode variationnelle pour optimiser  $S$  en minimisant la fonction de coût (équation (2.6)), en partant des réanalyses ERA-Intérim. Ainsi,

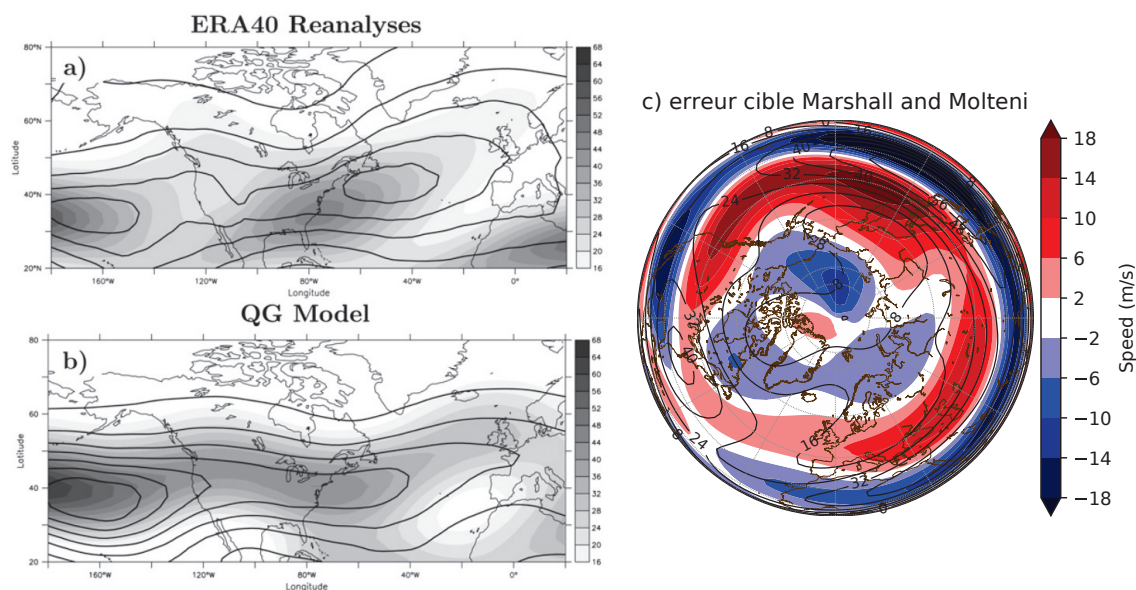


Figure 2.2: gauche: climatologie de l'EKE à 200hPa (contours avec un intervalle de  $20m^2s^{-2}$ ) et vent zonal (nuances de gris en m/s) pour (a) les réanalyses ERA-40 et (b) le modèle en utilisant le forçage de Marshall and Molteni (issu de Drouard et al. (2013)). (c) écart entre  $U_{clim}$  et  $U_{cible}$  à 500hPa pour la cible climatologique ERA-40 et une simulation de 10 ans fondée sur cette cible.

le forçage n'est pas défini à partir d'une température d'équilibre mais de façon entièrement numérique.

Ce processus est itératif. La première itération part du forçage de Marshall and Molteni (1993) associé à la cible, puis inverse une première fois le Jacobien pour obtenir un forçage  $S_1$ . Une simulation de 1000 jours dont les 300 premiers ne sont pas comptés (pour l'initialisation) est lancée et sa climatologie comparée à la cible par la fonction de coût (équation (2.6)). Le choix de l'itération suivante est faite à partir des itérations précédente d'une façon non-linéaire complexe qui n'est pas présentée. Elle ne permet pas de converger exactement mais seulement asymptotiquement.

L'inversion du jacobien se fait à l'aide de la méthode de Newton-Krylov du package scipy de python. L'algorithme précis utilisé est LGMRES (Knoll and Keyes, 2004). Cette méthode permet de trouver la racine d'une fonction (ici la fonction qui associe à un forçage  $S$  une climatologie  $\overline{q_{clim}}$  du modèle) en inversant son Jacobien à chaque itération. Comme chaque point de grille est une variable, ce Jacobien dépend du nombre de niveau du modèle et de la troncature choisie, soit dans notre cas  $3 \times 128 \times 64$  variables. Inverser directement le jacobien est excessivement coûteux, c'est pourquoi la méthode de Newton-Krylov l'estime à partir de plusieurs sources  $S$  légèrement différentes. Cela demande en général de lancer environ 30 fois le modèle.

Après plusieurs tests, nous avons remarqué que le mécanisme itératif s'approche rapidement de sa cible, mais qu'ensuite il oscille autour sans que la fonction de coût s'améliore beaucoup. C'est pourquoi le nombre d'itération est fixé à 50. Les 10 premières correspondent au temps nécessaire à converger, et les suivantes sont moyennées par groupe de 10. Sur la Figure 2.3, cette oscillation autour de la cible explique que l'erreur moyenne de

simulations successives est plus grande que l'erreur d'une simulation dont le forçage est la moyenne de ceux des simulations. Ainsi, pour étudier la sensibilité de ce mécanisme, nous avons 4 forçages différents correspondant à un  $q_{cible}$ .

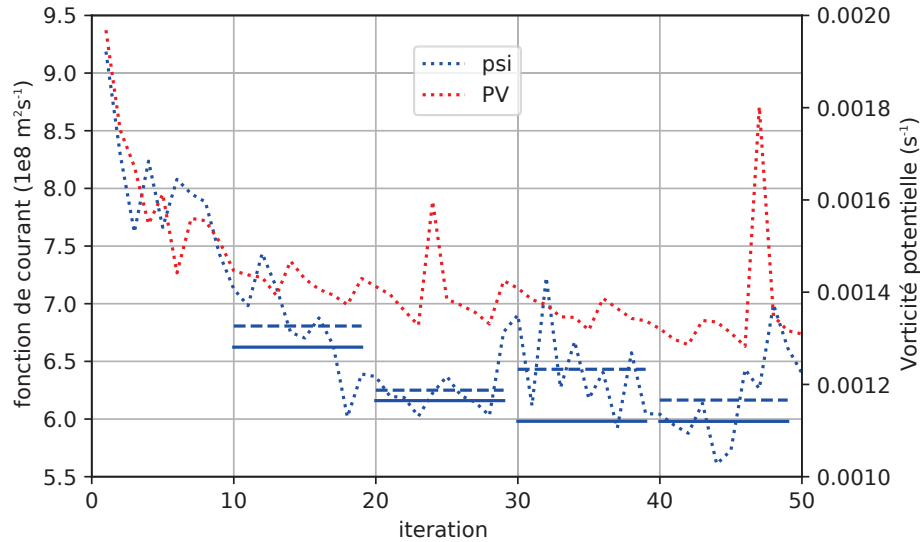


Figure 2.3: Valeur de l'erreur par rapport à la cible (norme présentée en équation (2.6)) pour les 50 itérations menant à la simulation de contrôle, pour  $\Psi$  (bleu, axe de gauche) et  $q$  (rouge, axe de droite). courbes pointillées: écart pour chaque itération; droites tiretées: moyennes de l'erreur pour 10 itérations successives; droites pleines: erreur pour une simulation de 10 ans dont le forçage est la moyenne du forçage de 10 itérations successives.

En résumé, pour que le modèle soit capable de reproduire une climatologie fixée, nous utilisons un mécanisme complexe, composé d'une méthode itérative linéaire interne et d'une méthode itérative non-linéaire externe. Comme il n'est pas exact, pour chaque climatologie cible, il nous donne 4 forçages pour le modèle, ayant tous comme conséquence une climatologie proche de la cible.

### 2.2.3 Convergence du forçage

Le but du mécanisme itératif couplé au modèle est donc d'obtenir des simulations dont la moyenne climatologique reproduit aussi bien que possible une climatologie donnée, dite "cible". Ici, cette cible correspond à la moyenne climatologique hivernale des années 1979 à 2017 selon les réanalyses ERA-I. La simulation obtenue sera appelée *contrôle* dans toute la suite. A partir de cette cible, le processus a été lancé sur 50 itérations. L'évolution de l'erreur entre les sorties du modèle et la cible pour les 50 itérations est présentée en Figure 2.3.

En Figure 2.4, 4 simulations de 10 ans chacune ont été calculées, chacune à partir d'un forçage différent. Pour la Figure 2.4a, il s'agit de la moyenne des forçages obtenus entre la 10<sup>e</sup> et la 19<sup>e</sup> itération du processus itératif. De même pour les (b),(c),(d), issus des moyennes 20 – 29, 30 – 39 et 40 – 49. L'erreur de la climatologie de ces simulations, par rapport à la cible, est définie par l'équation (2.6) et présentée par les droites pleines bleues sur la Figure 2.3.

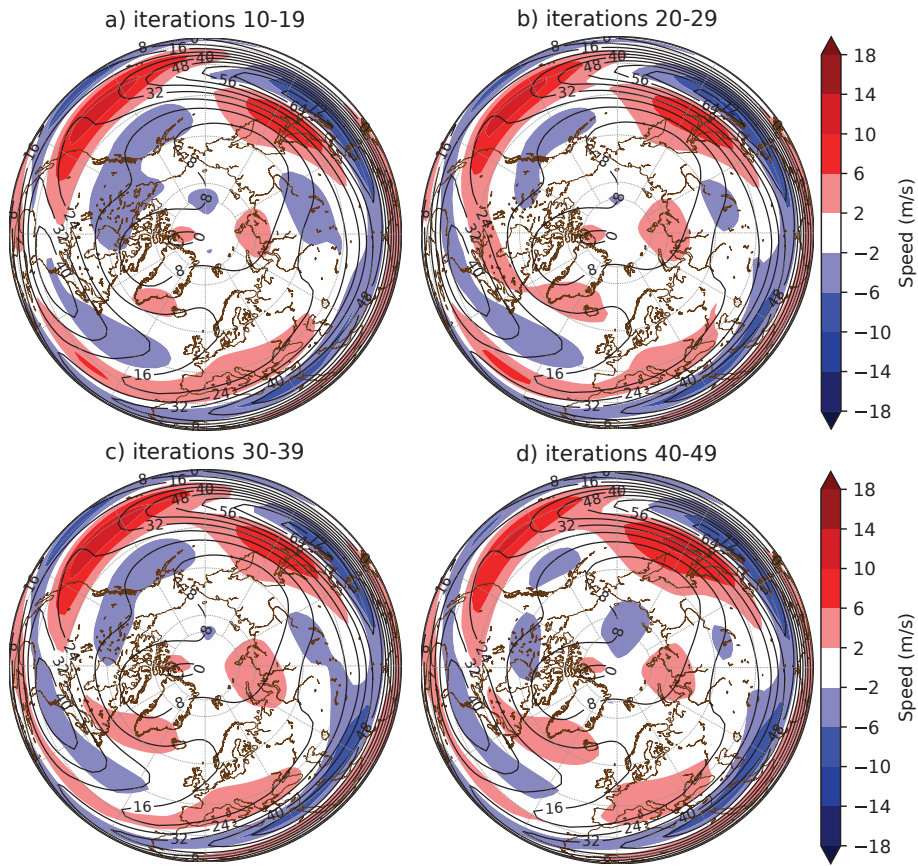


Figure 2.4: Écart entre  $U_{clim}$  et  $U_{cible}$  à 500hPa pour la cible climatologique 1979-2017 et les simulations issues du forçage moyen des itérations 10-19 (a), 20-29 (b), 30-39 (c) et 40-49 (d).

Le vent zonal climatologique à 500hPa cible  $U_{cible}$  est représenté par les contours de la Figure 2.4. Les écarts entre la moyenne climatologique de  $U$  pour chaque simulation ( $U_{clim}$ ) et cette cible sont représentés par les couleurs. En regardant la Figure 2.4a, on comprend donc que le modèle ne parvient pas à reproduire parfaitement la climatologie cible (l'erreur aurait été de 0). Le modèle surestime  $U$  en aval du jet Pacifique, ce qui renforce le lien entre les deux jets, et le sous-estime au coeur du jet, qu'elle décale vers le nord. Il y a d'autres changements, par exemple au niveau du Moyen-Orient pour le jet subtropical, mais globalement les autres différences sont faibles.

Cependant, les itérations successives du mécanisme ont donné des forçages semblables. En effet, les différences entre les 4 climatologies sont faibles: chaque carte de la Figure 2.4 correspond à la description du paragraphe précédent. De légères différences sont visibles à l'oeil nu pour la position des zones positives et négatives, mais il semble que l'algorithme itératif ait convergé rapidement vers un résultat stable, bien qu'un peu différent de la climatologie cible. Ainsi, n'importe lequel de ces 4 forçages peut être employé pour la simulation de contrôle, et par la suite le premier sera utilisé.

Comparer la Figure 2.2c et les Figures 2.4 révèle également que l'erreur entre  $\Psi_{cible}$  et  $\Psi_{clim}$ , et donc entre la climatologie obtenue et celle utilisée pour le forçage, est bien plus grande pour le forçage de Marshall et Molteni. Cette différence est d'un facteur supérieur

à 3 en terme de vent zonal. Ainsi, le forçage de Fromang and Rivière (2020) est plus avantageux que celui de Marshall and Molteni (1993). Il permet de tendre aussi bien que possible pour le modèle vers une climatologie choisie à l'avance.

## 2.3 Les diagnostics climatiques

### 2.3.1 Filtrage en fréquence

Dans la suite, un diagnostic fréquemment utilisé est la séparation d'un champ dépendant du temps (principalement la température et la vitesse méridionale), à fréquence d'échantillonnage d'un jour, en haute et basse fréquence.

Nous nous intéressons ici aux vagues de froid, des événements durant au minimum 5 jours, donc l'évolution lente: la basse fréquence. Elle est définie à partir d'une fenêtre de Welch à 7 points, avec une période de coupure de 10 jours, identique au filtre utilisé dans Rivière and Drouard (2015). La haute-fréquence est définie comme le complémentaire de la basse fréquence.

La haute fréquence est plus élevée là où les changements météorologiques sont les plus rapides: au niveau des rails de dépression (Blackmon et al., 1977), sur l'Atlantique et le Pacifique. Au contraire, la basse fréquence est maximale dans les endroits où des blocages sont fréquents, en aval au nord des rails de dépression, sur l'Amérique et l'Europe.

### 2.3.2 Spectres de Hayashi

Les spectres de Hayashi ont été développés dans une série d'articles (Hayashi, 1971, 1979, 1981) par Yoshikazu Hayashi dans les années 1970-1980. Cette décomposition mathématique alternative de la transformation de Fourier permet de séparer les ondes atmosphériques selon leur direction de propagation: autrement dit, selon le signe de leur vitesse de phase. Les ondes de vitesse de phase positive se déplacent vers l'Est, les autres vers l'Ouest. Alternativement, elle sépare aussi les ondes progressives des ondes stationnaires, mais ces dernières sont perçues comme la somme d'une onde vers l'Est et d'une onde vers l'Ouest de même phase (comme dans le cas de la corde de Melde). Nous utilisons plutôt la première version et définissons les ondes quasi-stationnaires comme celles dont la vitesse de phase est proche de 0.

Pour séparer les ondes se propageant vers l'est de celles se propageant vers l'ouest, rappelons que ces propagations sont associées à des formules respectives  $k\lambda - \omega t$  et  $k\lambda + \omega t$  dans un repère où  $\lambda$  est croissant vers l'est. Pour prendre en compte cette possibilité d'une vitesse négative, on écrit la variable  $V(\lambda, t)$ , qui représente en pratique le vent meridional:  $\hat{V}(k, \pm\omega)$ . On peut en effet écrire:



$$V(\lambda, t) = \Re \left[ \sum_{k, \omega} \left( \hat{V}(k, \omega) e^{i(k\lambda + \omega t)} + \hat{V}(k, -\omega) e^{i(k\lambda - \omega t)} \right) \right] \quad (2.8)$$

où la transformée de Fourier en deux dimensions de tailles respectives M (pour les longitudes  $\lambda$ ) et N (pour le temps  $t$ ) de V est:

$$\hat{V}(k, \pm\omega) = \frac{1}{M \cdot N} \int \int V(\lambda, t) \exp -i(k\lambda \pm \omega t) d\lambda dt \quad (2.9)$$

En pratique, la transformée de Fourier est une Fast Fourier Transform adaptée à des suites numériques:

$$\forall k \in [[1; N]] , \forall \omega \in [[1; M]] , \hat{V}(k, \pm\omega) = \sum_{\lambda=1}^N \sum_{t=1}^M V(\lambda, t) e^{-2i\pi \frac{(k-1)(\lambda-1)}{N}} e^{-2i\pi(\pm) \frac{(\omega-1)(t-1)}{M}} \quad (2.10)$$

Il est ici possible de décomposer notre variable en sa partie réelle et sa partie imaginaire:  $\hat{V}(k, \pm\omega) = \Re(\hat{V}(k, \pm\omega)) + i\Im(\hat{V}(k, \pm\omega)) = \hat{V}_r(k, \pm\omega) + i\hat{V}_i(k, \pm\omega)$ . En posant les suites:

$$\begin{aligned} C_k(t) &= \sum_{\lambda=0}^{N-1} V(\lambda, t) \cos \left( \frac{2\pi}{N} k\lambda \right) \\ S_k(t) &= \sum_{\lambda=0}^{N-1} V(\lambda, t) \sin \left( \frac{2\pi}{N} k\lambda \right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

et avec les règles de la trigonométrie, on peut écrire, en définissant  $C_c, C_s, S_c$  et  $S_s$ :

$$\begin{aligned} \hat{V}_r(k, \pm\omega) &= + \sum_{t=0}^{M-1} C_k(t) \cos \left( \frac{2\pi}{M} t\omega \right) \mp \sum_{t=0}^{M-1} S_k(t) \sin \left( \frac{2\pi}{M} t\omega \right) = +C_c \mp S_s \\ \hat{V}_i(k, \pm\omega) &= - \sum_{t=0}^{M-1} S_k(t) \cos \left( \frac{2\pi}{M} t\omega \right) \mp \sum_{t=0}^{M-1} C_k(t) \sin \left( \frac{2\pi}{M} t\omega \right) = -S_c \mp C_s \end{aligned} \quad (2.12)$$

Ainsi,  $\hat{V}(k, +\omega) = (C_c - S_s) - i(S_c + C_s)$  et  $\hat{V}(k, -\omega) = (C_c + S_s) - i(S_c - C_s)$

Or le spectre de puissance s'écrit:  $P = 2(\hat{V}_r^2 + \hat{V}_i^2)$

Le facteur 2 est lié au repliement du spectre (le fait que la transformé de Fourier soit

symétrique pour un signal d'un nombre fini de points). La puissance des ondes se dirigeant vers l'Est  $P_e$  et vers l'Ouest  $P_o$  sont donc :

$$\begin{aligned}
P_e = P(k, +\omega) &= 2 \left( \hat{V}_r^2(k, +\omega) + \hat{V}_i^2(k, +\omega) \right) = 2 \left( (C_c + S_s)^2 + (C_s - S_c)^2 \right) \\
&= 2 \left( (C_c^2 + C_s^2) + (S_c^2 + S_s^2) + 2(C_c \cdot S_s - S_c \cdot C_s) \right) \\
&= \frac{1}{4} (P(C_k) + P(S_k)) + \frac{1}{2} Q(C_k, S_k) \\
P_o = P(k, -\omega) &= 2 \left( \hat{V}_r^2(k, -\omega) + \hat{V}_i^2(k, -\omega) \right) = 2 \left( (C_c - S_s)^2 + (C_s + S_c)^2 \right) \\
&= 2 \left( (C_c^2 + C_s^2) + (S_c^2 + S_s^2) - 2(C_c \cdot S_s - S_c \cdot C_s) \right) \\
&= \frac{1}{4} (P(C_k) + P(S_k)) - \frac{1}{2} Q(C_k, S_k)
\end{aligned} \tag{2.13}$$

où  $P$  et  $Q$  sont les spectres temporels en puissance et en quadrature, permettant de retrouver l'équation donnée dans l'annexe de Dell'Aquila et al. (2005).

Cependant, le spectre ainsi obtenu dépend de la fréquence  $\omega$  et du nombre d'onde  $k$ . Il reste à obtenir un spectre dépendant de la vitesse de phase  $c_\phi$  et du nombre d'onde adimensionnel  $m$  à l'aide de l'équation ( $a$  est le rayon de la terre):

$$c_\phi = \frac{\omega}{k} = \frac{\omega a \cos \varphi}{m} \tag{2.14}$$

### 2.3.3 Histogrammes spectraux

Un autre diagnostic spectral utilisé représente, pour chaque nombre d'onde adimensionnel, un histogramme dépendant de la vitesse de phase et de l'amplitude de l'onde associée au nombre d'onde. En pratique, le vent méridional  $V$  à 500hPa est utilisé. Entre 35°N et 65°N, chaque point de grille en latitude est pris en compte dans l'histogramme. Une transformée de Fourier sur les longitudes permet d'obtenir un champ  $\hat{V}(\varphi, \lambda, t)$ . Ce nombre complexe a pour chaque  $t$ , chaque  $\varphi$  et chaque  $m$  un module  $|\hat{V}|$ , correspondant à l'amplitude de l'onde, et une phase  $\phi$ . La vitesse de phase  $c_\phi$  est déterminée comme suit:

$$c_\phi = \frac{\omega}{k} = \frac{a \cos \varphi \Delta \phi}{m \Delta t} \tag{2.15}$$

Comme la phase est déterminée en utilisant un schéma centré, le  $\Delta t$  correspondant est de deux fois la fréquence d'échantillonnage. Ainsi, au contraire des spectres de Hayashi, pour les nombres d'onde les plus élevés, certaines vitesses de phase ne pouvaient être calculées, ce qui menait à un phénomène d'aliasing. Ainsi, les données d'où sont issus ces histogrammes sont des simulations dont le forçage est le même, mais d'une durée de 10 ans avec une fréquence d'échantillonnage de 6h.

## Interlude

# Dynamique d'une vague de froid

La simulation de contrôle est basée sur la climatologie moyenne en hiver des 40 dernières années. Elle sera dans les chapitres suivants comparée à des simulations dont la climatologie inclue une forte Amplification Arctique. Avant d'analyser en profondeur l'influence qu'exerce l'AA sur les ondes de Rossby et les vagues de froid dans le modèle, il est important de vérifier que le modèle est capable de reproduire les caractéristiques principales d'une vague de froid réaliste telles que décrites dans le chapitre 1 (Figure 1.9).

Ici, une vague de froid est définie comme une période de 5 jours consécutifs, à un point de grille, dont la température est inférieure au 10<sup>e</sup> percentile de la température à ce point de grille. Dans la Figure 2.5, ce point de grille est l'un de ceux à l'intérieur du rectangle vert. La vague de froid a été choisie pour son extension géographique: la proportion du rectangle atteinte par la vague de froid est maximale. La vague de froid est aussi particulièrement intense.

La Figure 2.5 montre 12 instantanés du géopotentiel et des anomalies de température, espacés de 24h. Le premier représente donc la circulation 2 jours avant le début de la vague de froid, et le dernier 10 jours après. En première approximation, le vent suit les lignes de géopotentiel. Ainsi, les parcelles d'air qui entrent dans le rectangle viennent du nord. Elles advectent de l'air froid polaire dans la région, ce qui explique les anomalies froides de température. Mais ce type de phénomène advient très régulièrement sans causer une vague de froid. Cette dernière est due à la durée anormalement longue de ce régime. Un blocage en forme de  $\Omega$  en amont l'explique. Il est visible deux jours avant le début de la vague de froid et jusqu'à 6 jours après, au nord-ouest (sur la côte ouest Américaine): c'est un anticyclone (zone de haute pression autour de laquelle le vent tourne dans le sens horaire) dont la position reste quasiment identique jusqu'à ce qu'il disparaissent (à partir de  $j+7$ ) pour revenir à un flux d'ouest ( $j+9$ ). En amont, cet anticyclone advecte aussi de l'air chaud vers le nord, ce qui explique les anomalies de température positive persistantes au nord-ouest de la vague de froid.

En résumé, cet exemple de vague de froid illustre bien les causes et la dynamique d'un tel événement. Il nécessite un vent fort reliant deux régions de température très différentes, et un mécanisme dynamique ralentissant, déplaçant ou bloquant suffisamment le flux pour que l'événement dure quelques jours. Le mécanisme de cette vague de froid est proche de celui de la Figure 1.9: vers l'extrémité orientale d'un rail de dépression, un blocage entraîne une advection d'air froid en aval.

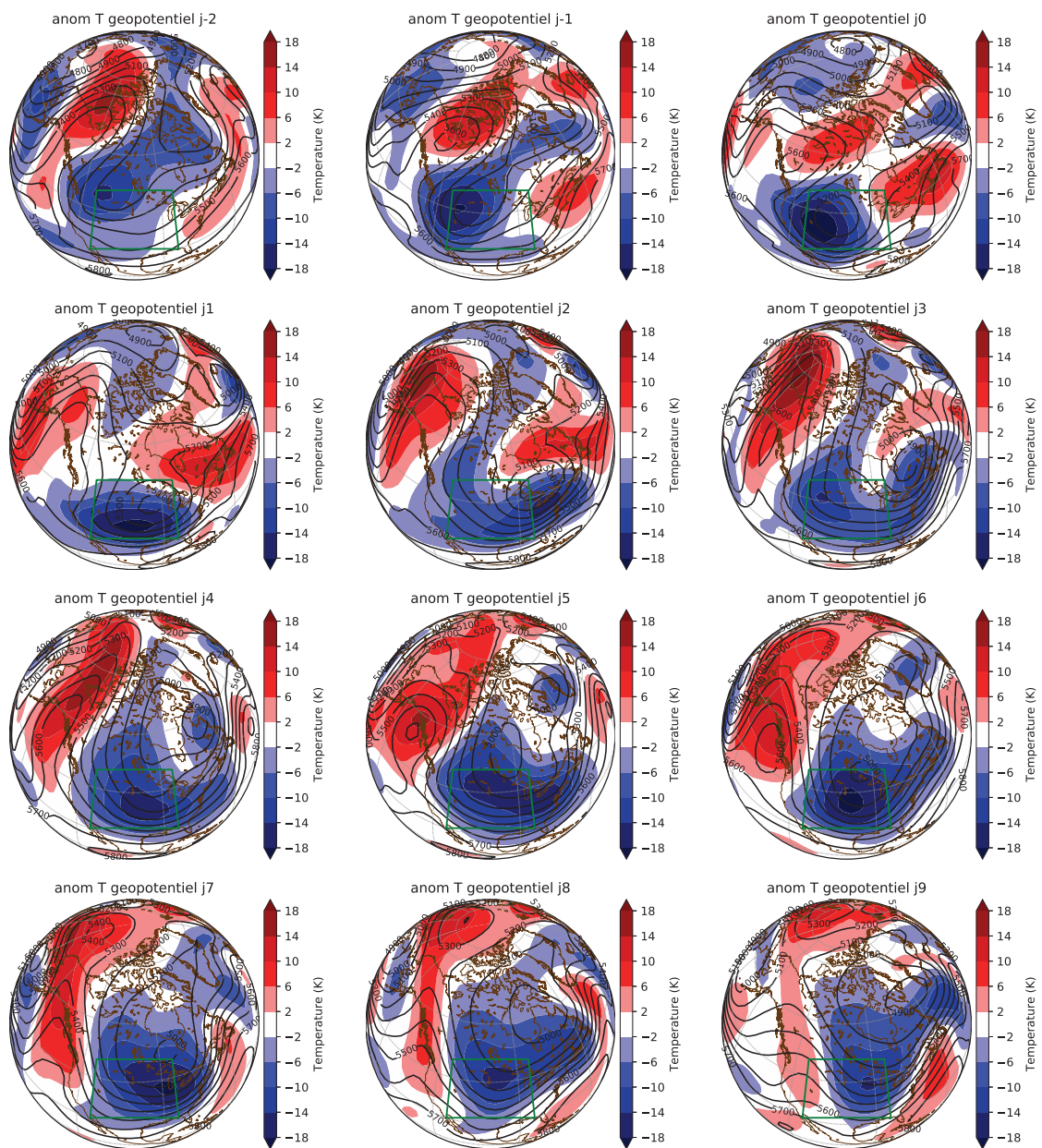


Figure 2.5: Anomalies de température à 650hPa (couleurs) et hauteur du géopotential à 500hPa (contour) au cours d'une vague de froid sur les États-Unis dans la simulation de contrôle. La vague de froid commence au jour 0. Le rectangle vert correspond à la région où une vague de froid était recherchée.



## Chapitre 3

# Article: Impact de l'Amplification Arctique sur la circulation de moyenne latitude dans une configuration numérique réaliste

Connaissant les principes de la dynamique atmosphérique de moyenne latitude et les évolutions les plus visibles liées au changement climatique (chapitre 1) et munit du modèle et des diagnostics présentés au chapitre 2, nous analysons étape par étape l'effet d'une AA réaliste sur les vagues de froid, comme celle de l'Interlude. Le signal de l'AA est créé à partir d'un composite des hivers aux AA les plus fortes (voir chapitre 5 pour une discussion à ce sujet). L'objectif de ce chapitre est d'utiliser un cadre simple pour gagner en compréhension théorique sur la réponse ondulatoire à l'AA. Ainsi, avec une AA réaliste, dans la configuration d'un modèle simple avec topographie, nous nous intéressons dans un premier temps à l'impact de cette AA sur la vitesse de phase et l'amplitude des ondes de Rossby (section 3.3). L'impact sur les vagues de froid est ensuite estimé et comparé à celui du réchauffement climatique (section 3.4).

Cet article a été soumis au *Journal of Atmospheric Sciences* et est en cours de révision.

### Abstract

The impact of Arctic Amplification on midlatitude Rossby waves and cold extreme temperature events (also called cold spells) is analysed using a dry three-level quasi-geostrophic model on the sphere. Two long-term simulations are compared: the first run has the wintertime climatology of the last thirty years, while the second run has an additional Arctic Amplification anomaly pattern. The latter pattern is built based on the composite of the six hottest winter seasons in the Arctic. A spectral analysis demonstrates a shift of the wave energy toward lower phase speeds in presence of the Arctic amplification, especially for wavenumbers 3 to 6. The barotropic Rossby wave dispersion relation shows

that such a decrease in eastward phase speed results from a combination of the decreased zonal wind on the poleward flank of the jet and the increased potential vorticity gradient in the jet core due to the narrowing of the jet. The impact on cold spells, here defined as cold periods lasting more than 5 days at each grid point, is then analysed. The increase in low-frequency variability (periods greater than a week) associated with the power shift to slower waves is largely responsible for an increase in mid-latitude cold spells. In mid-latitude regions, in presence of a mean warming, that increase in low-frequency variance compensates the increase of the mean temperature, resulting at places in a frequency of cold spells that remains by and large unaltered. In presence of mean cooling, both the increase in variance and the decrease in the mean temperature participate in an increased frequency of cold spells.

### 3.1 Introduction

Observations show that climate warming is not homogeneous over the globe, and *Arctic Amplification* (AA) refers to the accelerated rate of warming of the Arctic near the surface compared to tropics and mid-latitudes (Serreze et al., 2009). This warming, whose rate is double that of lower latitudes, has no equivalent in the Southern Hemisphere (Jones et al., 2016), and is part of the numerous observed changes in the Arctic, like the well-known sea ice loss (Chapman and Walsh, 1993). AA can be seen in historical observations, in projection of future climate (Pithan and Mauritsen, 2014) and even in paleoclimatic studies (Serreze and Barry, 2011), with a constant relationship with greenhouse gases (Fletcher et al., 2018). Observations and simulations show a seasonality of AA, which is strongest during late fall and winter (Lu and Cai, 2009).

Various mechanisms of AA have been identified in the literature that are not exclusive and probably add to each other (see Cohen et al., 2018, for a recent review). One well-known mechanism is the positive albedo feedback associated with sea-ice reduction and snow melting (Screen and Simmonds, 2010). The heat stored in Arctic ocean during late summer is released in the atmosphere during the following months via upward turbulent heat fluxes. It provides an explanation for the stronger signal of AA found in autumn and winter. Another category of mechanisms of AA involves radiation and changes in cloud cover and water vapor (Graversen and Wang, 2009). The increased downward longwave radiation has been shown to play an important role in sea-ice reduction and surface temperature warming (Francis et al., 2005). Intrusions of moisture from lower latitudes might largely be the cause for such an increase in downward infrared fluxes (Woods and Caballero, 2016; Gong et al., 2017; Lee et al., 2017). Moist and warm intrusions themselves might be triggered by synoptic eddies in the Arctic (Inoue and Hori, 2011; Rinke et al., 2017; Messori et al., 2018) or from lower latitudes (Binder et al., 2017) and also by planetary waves initiated in the tropics (Lee et al., 2011).

The possible influence of AA on midlatitude weather has been the subject of an intense debate during the last decade. In boreal summer, some studies argued about the key role played by Arctic warming in facilitating the occurrence of heat waves, droughts and flooding events via Rossby waves quasi-resonance and changes in jet behavior (Coumou et al., 2014, 2015; Mann et al., 2018). Di Capua and Coumou (2016) found the most robust changes and a significant positive trend in waviness during fall. But most of the

debate is focused on boreal winter, probably because AA signal is strongest in winter, or because there have been concomitant trends of Arctic warming and Northern Hemisphere continents cooling since the 1990s (Cohen et al., 2012a). Also individual seasons have been marked by extreme warming in the Arctic associated with records in sea ice reduction in autumn followed by extreme cooling over the continents in winter: this was the case of 2005-2006 winter over the Eurasian continent (Petoukhov and Semenov, 2010), 2013-2014 winter over eastern North America (Lee et al., 2015) and 2009-2010 winter over the whole Northern Hemisphere (Overland et al., 2011). Finally, some studies detected an increase in the number of cold spells (CS) and noted some record snowfalls in North America, Europe and Asia over the recent past winters (Liu et al., 2012; Francis and Vavrus, 2012; Cohen et al., 2014).

A first category of observational and modelling studies considered a regional influence of sea ice reduction onto the midlatitudes: the Barents-Kara sea ice reduction may imply cold winter over central Eurasia (Honda et al., 2009; Mori et al., 2014a) while East-Siberian-Chukchi-Bering sea ice reduction probably induces cold weather over North America (Kug et al., 2015; Lee et al., 2015). The underlying mechanism is the same: the formation of a high anomaly, or high-latitude block, over the reduced sea ice region implies a downstream trough more to the south leading to northerly cold-air advection over specific continental regions.

Another category of studies provided evidences for an hemispheric impact and for the formation of the negative phase of the Arctic Oscillation / North Atlantic Oscillation (AO/NAO) in response to sea ice reduction and / or Arctic warming. While the decades of 1980s' and 1990s' were marked by an increase in AO/NAO index (Hurrell, 1995), the early twenty first century has been characterized by near-neutral and negative AO/NAO phases (Overland and Wang, 2005; Cohen et al., 2012b). Such an impact would explain cold continents in winter because the negative AO/NAO is well known to create easterly winds in midlatitude and favor cold periods over North America and Eurasia (Thompson and Wallace, 1998; Yiou and Nogaj, 2004). Many studies have also emphasized the key role played by the stratosphere to explain this influence (Cohen et al., 2012b; Peings and Magnusdottir, 2014b; Nakamura et al., 2015; Hell et al., 2020). The underlying mechanism is the following over Eurasia: Barents-Kara sea-ice reduction brings colder-air and more water vapor from the north leading to an increased snow depth in Siberia. This in turns leads to planetary wave activity reaching the stratosphere, weakening the stratospheric polar vortex and favouring the formation of the negative AO/NAO phase. Many observational studies have emphasized the close relationship between reduced sea-ice cover and the negative phase of the AO/NAO but modelling studies did not robustly found a negative AO or cold continental temperatures in response to sea-ice decline (Bader et al., 2011; Cohen et al., 2014; Sun et al., 2016). This non-robust result might be due to the fact that the signal is weak compared to the internal variability of the AO/NAO. Finally, it is important to note that such a negative NAO/AO response to Arctic warming, which corresponds to an equatorward shift of the midlatitude jets, can also be found in simple dry atmospheric models without representation of the stratosphere and without land-sea contrasts (Butler et al., 2010; Rivière, 2011).

Since the Arctic warming is only one feature of global warming, it is not obvious if its effect will dominate over others. For instance, a stronger warming is also expected to occur in the tropical upper troposphere whose effect is to increase the temperature gradient in the



midlatitude upper troposphere (Held, 1993). This tropical warming shifts the storm tracks and jet streams poleward (Butler et al., 2010; Rivière, 2011). The opposite influences of Arctic and tropical warmings is known as a tug of war (Barnes and Screen, 2015; Shaw et al., 2016). The general effect of global warming in CMIP3 and CMIP5 experiments is mainly characterized by a poleward shift of the jet streams, suggesting that tropical warming influence dominates (Shaw et al., 2016). However, the ability of the models to accurately simulate the spatial heterogeneities of the warming is still questioned (Santer et al., 2018).

Another area of research was more focused on the ability of Arctic warming to favor large-amplitude meanders of the jet and extreme weather events like CS (Liu et al., 2012; Francis and Vavrus, 2012). Francis and Vavrus (2012) provided two main arguments: first, the phase speed of the waves should decrease because midlatitude westerly jets decrease in intensity in association with the decreased meridional temperature gradient; second, the ridges of the waves should become more elongated because of the presence of a positive geopotential height anomaly in the Arctic in connection with the amplified warming. Both effects would induce more amplified and slower-propagating waves and finally more extreme temperature events because these events are well-known to be triggered by warm-air and cold-air advection associated with large-scale waves (Pfahl and Wernli, 2012). In particular, this would explain the recent past cold and snowy winters. Over Europe, CS are generally induced by the presence of a blocking (Buehler et al., 2011) while over North America large-scale precursors of CS are more associated with amplified slowly-propagating wave trains (Grotjahn et al., 2016; Messori et al., 2016; Harnik et al., 2016b). However, there is no indication of a positive trend in blocking frequency in reanalysis datasets (Barnes et al., 2014), or at least, when some trends are detected, they are specific to some regions only (Davini et al., 2012). Furthermore, a decrease in blockings has been detected in CMIP5 future climate scenarios (Masato et al., 2013). Other studies measured the intensity of synoptic and planetary waves with different diagnostics but the results are not conclusive (Screen and Simmonds, 2013; Barnes, 2013). The sinuosity of the midlatitude flow is projected to decrease in future scenarios of CMIP5 models (Cattiaux et al., 2016). The conclusion is that there are no robust trends in the observations nor in the future climate scenarios as the results are strongly dependent on the methods used to detect the different phenomena.

To investigate the evolution of extreme temperature events, one should take into account the change in the mean temperature as well as the first orders of the temperature probability density, variance (Screen, 2014) and skewness (Tamarin-Brodsky et al., 2019). Screen (2014) showed that the subseasonal cold-season temperature variance has decreased in mid- to high-latitudes during recent decades with significance for latitude higher than  $60^{\circ}\text{N}$ . In contrast, Cohen (2016) found a slight increase in midlatitudes from 1989 to 2015. In RCP4.5 scenarios of CMIP5 models, Gao et al. (2015) found a large decrease in the number and duration of CS because of the increased mean temperature and a decrease in temperature standard deviation. A decrease in the variance is expected following some basic arguments. Since CS is triggered by cold-air advection, a warmer Arctic will bring less cold air, keeping unchanged the circulation. This simple idea is reinforced by the scaling arguments of Schneider et al. (2015) showing that the temperature variance is proportional to the mean temperature gradient. Therefore, to potentially get stronger variance in a warming climate circulation changes are necessary to overcome this effect of decreased temperature gradient.

The hypothesis there is an impact of AA on the mid-latitudes, as initially suggested by Francis and Vavrus (2012) and Liu et al. (2012), also lacks strong theoretical arguments as underlined by Wallace et al. (2014), Barnes and Screen (2015) and Hoskins and Woollings (2015). The present study comes back to the initial hypothesis and aims at analyzing in a simple modelling framework the effect of a decreased temperature gradient on Rossby waves. We use the intermediate complexity model of Marshall and Molteni (1993): a global three-level quasi-geostrophic model that has been shown to realistically simulate the wintertime Northern Hemisphere atmospheric circulation, its low-frequency variability (Corti et al., 1997; D’Andrea and Vautard, 2001) and its synoptic-scale variability (Drouard et al., 2013; Rivière and Drouard, 2015).

Other idealized numerical studies investigated the impact of a decreased temperature gradient on midlatitudes. Using a dry general circulation model, Hassanzadeh et al. (2014) found that a reduced equator-to-pole gradient reduces the wind speed but also blockings and the meridional amplitude of the waves. Other studies focused on the midlatitude jet variability (Ronalds et al., 2018; Robert et al., 2019). Based on the results of a hierarchy of models, Ronalds et al. (2018) found that the narrowing of the jet on the poleward flank of its mean position in response to AA leads to a decreased variability of the jet position. Using a zonally homogeneous forcing of the Marshall and Molteni (1993)’s model, Robert et al. (2019) showed that a decrease in lower-level baroclinicity makes the first mode of jet variability, characterized by latitudinal fluctuations of the jet, more persistent.

In the present study, the same model is used but in a more realistic framework with topography, land-sea contrasts and other zonally inhomogeneous forcings. The AA included in the forcing of the Another difference with the previously mentioned studies is that we focus on the changes in Rossby wave propagation and magnitude and their impact on CS.

The basic equations of the model are introduced in Section 3.2. It also includes the setup of two long-term numerical simulations, one corresponding to a control run whose climatology is close to the present-day wintertime observations and the other forced by Arctic warming. The climatologies of the two runs are analysed in section 3.2. In Section 3.3, diagnostics of Rossby wave spectral properties and their differences between the two runs are described. Section 3.4 is dedicated to changes in CS. Finally, concluding remarks and some discussions about the sensitivity of the response to the shape of the Arctic warming are provided in section 3.5.

## 3.2 Quasi-Geostrophic Model

### 3.2.1 Model equations

In this work, a version of the global quasi-geostrophic (QG) model first introduced by Marshall and Molteni (1993) is used. The model is particularly relevant here as it is the simplest baroclinic model to represent dry Rossby wave dynamics. It integrates the QG potential vorticity ( $q$ ) equation at 3 vertical levels:

$$\frac{\partial q_i}{\partial t} = -J(\Psi_i, q_i) - D_i(\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3) + S_i, \quad (3.1)$$

where the index  $i$  indicates the level (1: 200 hPa, 2: 500 hPa, 3: 800 hPa) and  $\Psi$  is the streamfunction.  $J$  is the Jacobian operator and  $D_i$  aggregates all the dissipative terms (a linear drag at the lowest level, a vertical relaxation of temperature and a horizontal diffusion). The source term  $S_i$  – or forcing – is the subject of next section. At all times one can transform  $q$  into  $\Psi$  and vice-versa via a linear relationship. Discretized on the three levels, this reads:

$$\begin{aligned} q_1 &= 2\Omega \sin \varphi + \nabla^2 \Psi_1 - \frac{\Psi_1 - \Psi_2}{R_{12}^2} \\ q_2 &= 2\Omega \sin \varphi + \nabla^2 \Psi_1 + \frac{\Psi_1 - \Psi_2}{R_{12}^2} - \frac{\Psi_2 - \Psi_3}{R_{23}^2} \\ q_3 &= 2\Omega \left( 1 + \frac{h}{H} \right) \sin \varphi + \nabla^2 \Psi_3 + \frac{\Psi_2 - \Psi_3}{R_{23}^2} \end{aligned} \quad (3.2)$$

where we have introduced the Coriolis parameter  $2\Omega \sin \varphi$  ( $\varphi$  is the latitude) and the two Rossby deformation radii ( $R_{12} = 700\text{km}$  and  $R_{23} = 450\text{km}$ ) for the two intermediate layers defined by two adjacent levels. In the lower level, the contribution of orography to the potential vorticity is introduced via the orographic height  $h = h(\lambda, \varphi)$ , depending on latitude and longitude, and a height scale  $H$ . The orographic height is also involved in the linear drag coefficient (see more details in Marshall and Molteni, 1993).

From the QG potential vorticity, all other variables can be diagnostically computed. The horizontal wind components are obtained from the QG streamfunction via geostrophy. The temperature is proportional to the thickness of the layers (see appendix for its computation) and has 2 degrees of freedom in the vertical direction. It is thus defined at 650 hPa and 350 hPa. The model is integrated in spectral space, after discretization with a triangular truncation of T42.

Since the model temperature is defined at 650 and 350 hPa, the vertical structure of AA can only be crudely represented in the present 3-levels model, and the fine scale structure of AA near the surface is not represented. Our aim being to reproduce the effects of AA on the large-scale meridional temperature gradient at midlatitudes, the use of the present model is however justified.

### 3.2.2 Forcing

The forcing at each of the three levels  $S_i = S_i(\lambda, \varphi)$  is a space dependent and time constant potential vorticity source, meant to represent the average effect of all the physical processes neglected in the equations. These include diabatic heat sources, linked for example to precipitations, cloud formation, the interaction with the ocean, etc., and the effect of the divergent flow.

In the original paper of Marshall and Molteni (1993),  $S_i$  was determined assuming that the PV tendencies (computed as in Eq.(3.1)) starting from a large number of observed states have mean equal to zero. This is equivalent to assuming that the large number of observed states is a stable climatology of the model. This procedure can also be seen as an average correction of the model error (D’Andrea and Vautard, 2000).

In this work we define  $S_i$  following the methodology developed by Fromang and Rivière (2020), who applied a variational algorithm to find an optimal  $S$  that minimises the difference between the model climatology and a target one. Here, we used two target climatologies in order to define two different forcing terms.

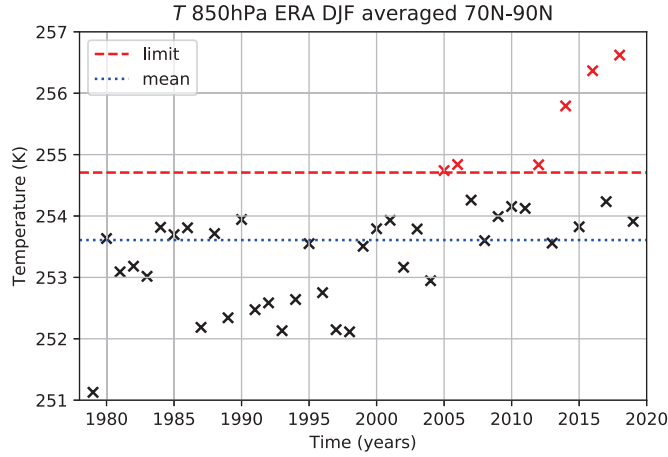


Figure 3.1: Time evolution of the averaged temperature at 850 hPa and between 70°N and 90°N every winter (DJF) from 1979 to 2019 (crosses). The blue and red lines correspond to the mean DJF temperature and the sum of the mean and standard deviation, respectively. The red crosses correspond to the six seasons beyond the standard deviation that are taken for the composite of the Arctic Amplification pattern.

The control targeted climatology is defined as the wintertime (DJF) ERA-Interim (Dee et al., 2011) streamfunction from 1979 to 2019. The Arctic Amplification (AA) targeted climatology is defined as follows: the 6 winters (see Fig. 3.1) with the highest 850 hPa temperature in the polar cap regions ( $\varphi > 70^\circ\text{N}$ ) are selected. Among the 6 selected winters, three of them feature a warming in the Barents-Kara sea region (2004-2005, 2005-2006 and 2011-2012), and three others display warmings centered in other regions: over the Greenland Sea region (2013-2014), between the Kara sea and the nearby continental Siberia (2015-2016), over the Bering Strait (2017-2018) (not shown). None of these winters present a pan-Arctic warming. The winter 2009-2010 is not selected even though it is well known for its warming in the south-west of Greenland (Overland et al., 2011; Cattiaux et al., 2010). Indeed, such a warming mainly occurs at latitudes outside the polar cap region here defined by  $\varphi > 70^\circ\text{N}$ . The streamfunction anomalies of the 6 chosen winters are averaged, multiplied by 3, and added back to the control targeted climatology. The multiplication by 3 is done to amplify the AA signal. Starting from these two targeted climatologies, two source terms  $S_{ctrl}$  and  $S_{AA}$  can be defined and are used to force two long-term (100 years of perpetual winter, so 36500 days) integrations of the model. The *control run* corresponds to the integration with the forcing  $S_{ctrl}$ , the *AA run* to the integration with the forcing  $S_{AA}$ . The obtained model climatologies are hereafter called *control* and

AA, respectively.

It is noteworthy that the difference of the two forcing terms (not shown) is not limited to the pole, even if it is higher in this area. In fact, the variational methods does account for remote forcing effects that optimise the target climatology

### 3.2.3 Model Climatology

The climatology and variability of the model, when forced with the  $S_{ctrl}$  and  $S_{AA}$  terms defined above are shown and described in the present subsection.

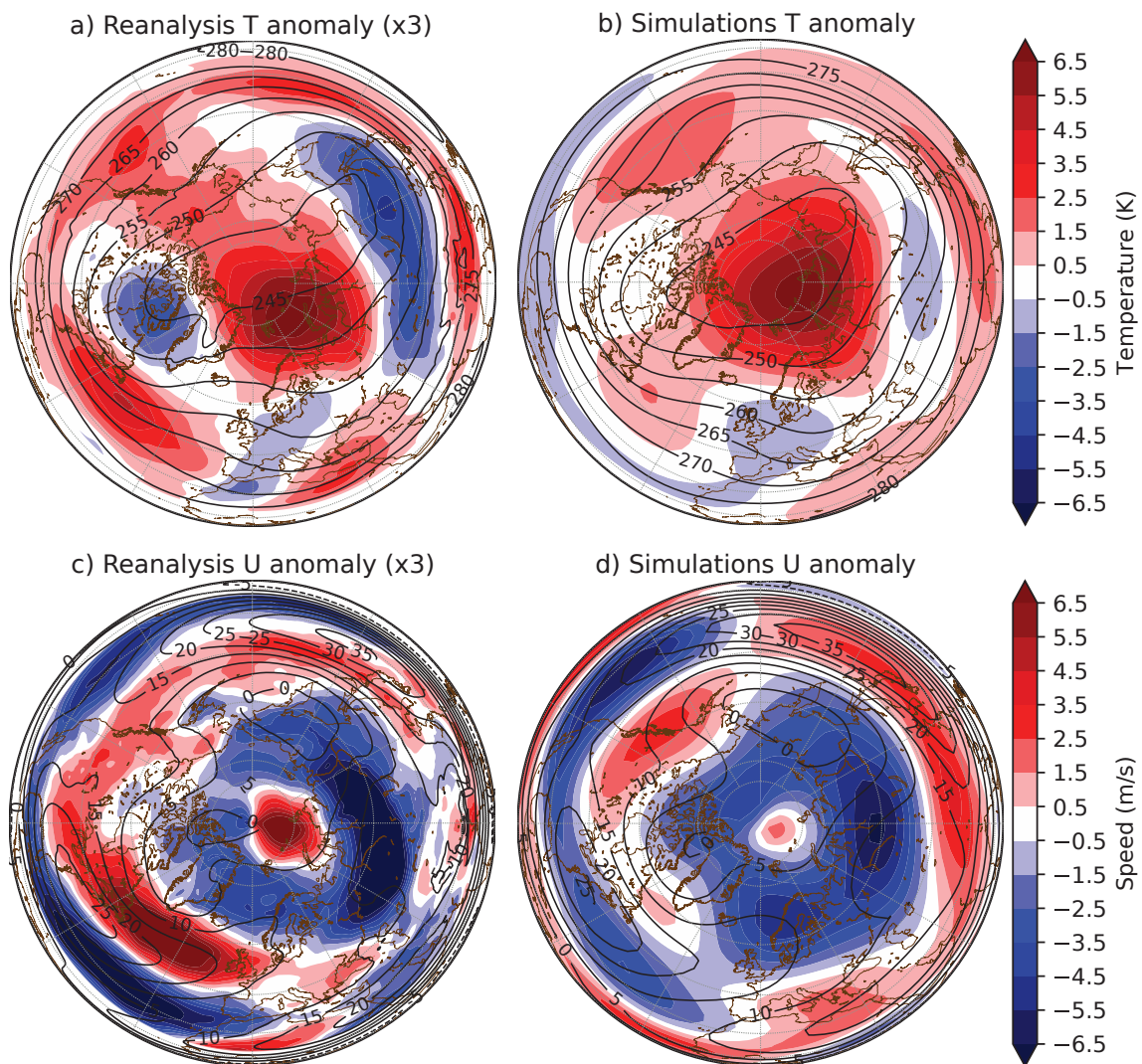


Figure 3.2: Control climatologies (contours) and difference between AA and control climatologies (shadings) of (a), (b) temperature at 650 hPa and (c), (d) zonal wind at 500 hPa. (a), (c) triple of the difference between the 6 strongest AA seasons and the wintertime climatological mean in ERA. (b), (d) difference between the AA and control simulations.

Figure 3.2 shows control climatologies (black contours) and differences between AA and

control (shadings) for the targeted climatologies (left column) and simulations (right column). The targeted and model climatologies have great similarities by construction. Anomalous temperature patterns (Figs. 3.2a,b) are obviously dominated by the AA, with a high peak centered on the Siberian side of the North Pole (near  $80^{\circ}\text{N}$ ,  $60^{\circ}\text{E}$ ). Maps of zonal wind at 500hPa (Figs. 3.2c,d) show a huge circular decrease around this peak. At lower latitudes, cold and hot anomalies are found, and temperature anomaly, averaged zonally and over the  $30^{\circ}\text{N}$ - $60^{\circ}\text{N}$  band, is 0.48K for the difference between the model climatologies, which matches well with the same value for the difference between the targeted climatologies : 0.40K.

While the main features of these maps show remarkable correspondences, some differences remain. In the Asian - Western Pacific area, a large region of negative temperature anomaly exists in ERA (Fig. 3.2a) which is also negative in the model but with much tinier amplitude (Fig. 3.2b). This negative patch over the Eurasian continent has been shown to be related to the sea ice decrease as recalled in the introduction (Honda et al., 2009; Mori et al., 2014a). At the same longitudes but further south, the anomalous temperature is positive which creates anomalous poleward-oriented temperature gradient in Eastern Asia. In terms of zonal speed, the anomalous meridional temperature gradient is associated with a northward shift of the western Pacific jet in ERA (Fig. 3.2c), but with a more intense jet in the simulations (Fig. 3.2d).

In the Eastern Pacific area, the ERA and model climatologies are more similar with a temperature increase mostly everywhere (Figs. 3.2a,b) leading to a poleward shift of the Pacific jet both in ERA (Fig. 3.2c) and in the simulations (Fig. 3.2d).

In the area spanning the American to the European continent, ERA and the simulations show more differences in the temperature maps (Figs. 3.2a,b). The southern positive temperature spot in the Atlantic is shifted north and the American negative temperature spot is much weaker in the simulation. For the zonal wind (Figs. 3.2c,d), the dipole of Fig. 3.2c, leading to a northern shift of the Atlantic jet in ERA is replaced by a decrease in the jet intensity, mainly on its southern flank, in the model. This quite large discrepancy between the targeted anomalies and the model anomalies is due to the iterative process being less successful in converging to the target AA climatology in that region. In the Pacific region, the differences between the targeted and model climatologies are of the same order of magnitude in the AA and control cases.

One unexpected result from the selection of the 6 most extreme AA seasons is that it clearly shows a poleward shift of both the Pacific and Atlantic jets in ERA. This is surprising because many studies have reported equatorward shifts of the jets and a negative AO phase in response to AA (Cohen et al., 2010; Bader et al., 2011; Barnes and Screen, 2015; Yang et al., 2016). As mentioned before, the well-known 2009-2010 winter marked by negative AO is not selected because its warming occurs at lower latitude than  $70^{\circ}\text{N}$ . By contrast, our selection picked up the 2013-2014 season which was more characterized by a positive AO (Rivière and Drouard, 2015).

In summary, the jets are shifted poleward in ERA, while their intensity is changed in the simulations. In both, however, the zonal wind is reduced on the northern flank of the Pacific and Atlantic jets. The wind anomalies in the model are tinier than the ones in ERA: the decrease in zonal wind around polar regions is  $-11.8 \text{ m s}^{-1}$  in ERA vs  $-6.3 \text{ m s}^{-1}$

in the model, while the maximum value of Arctic amplification is comparable: 6.92 K in ERA against 6.85 K in the model. The changes in  $U$  and  $T$  in the simulations are 99% significant wherever the anomalies are non-zero using Welch's t-test.

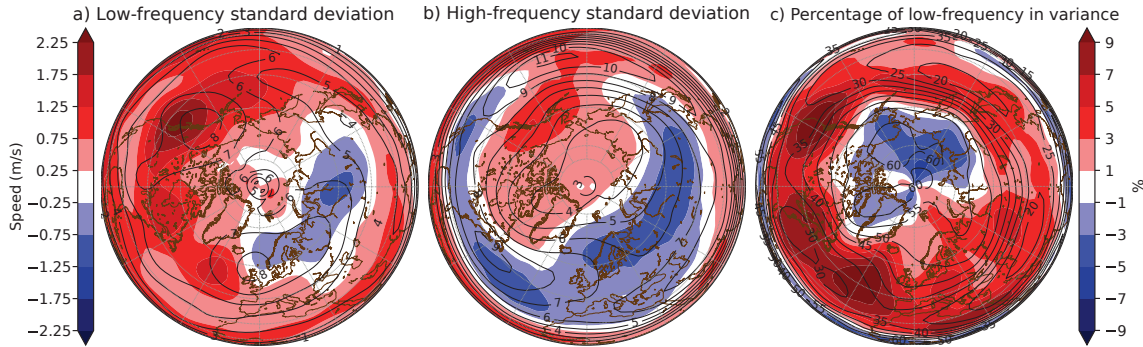


Figure 3.3: Standard deviation of (a) low-frequency (periods greater than 10 days) and (b) high-frequency (periods tinier than 10 days) meridional wind at 500 hPa for the control climatology (contours; int:  $1 \text{ m s}^{-1}$ ) and the difference between AA and control climatologies (shadings). (c) : Percentage (%) of low-frequency variance in the total variance in the control run (contours) and anomalies of percentage of low frequency variance between AA and control run (colors).

In Fig. 3.3, the standard deviation of the low- and high-frequency meridional wind at 500 hPa are shown. The filter is defined by a seven-point Welch window applied to daily datasets, which has a 10-day cutoff period. Again, the contours correspond to the control case while color shadings report the AA response. The standard deviation changes are 99% significant using Levene test.

The standard deviations of the low- and high-frequency meridional wind in the control simulation have been compared to those of ERA-I reanalysis in Fromang and Rivière (2020). The main results are just summarized here and the reader is referred to the previous paper for further details. Two peaks in the standard deviation of the low-frequency meridional wind are present in the control simulation (Fig. 3.3a), one located in the Northeastern Pacific south of Alaska and another one in the Northeastern Atlantic north of the British Isles. These peaks, found downstream of the two main storm-track regions shown in Fig. 3.3b, are roughly located at the same location as in the reanalysis but their amplitudes are weaker (almost one third reduction compared to ERA-I). Likewise, the high-frequency variability associated with the storm tracks is also less intense than in ERA, especially in the North Atlantic sector.

The difference in low-frequency meridional wind standard deviation between AA and control simulations is generally positive with an enhancement of  $0.714 \text{ m s}^{-1}$  (12%) in the  $30^\circ\text{N}$ - $60^\circ\text{N}$  band (shadings in Fig. 3.3a). The positive response shows three peaks, two over North America and one in the central North Atlantic. The peak of standard deviation in the Northeastern Pacific is stronger in the AA run by 20 %, but the peak in the Northeastern Atlantic is shifted westward without much change in its amplitude. The increase in low-frequency variability is not systematic. There is a region with negative anomaly forming a crescent from Scandinavia to a large part of Northern Eurasia in the same area where the strongest decrease in zonal wind is observed (Fig. 3.2d).

The anomalous AA composite of the high-frequency standard deviation (Fig. 3.3b) is mainly related to the midlatitude jets changes (Fig. 3.2d). The Pacific storm track intensifies in its western part and then increases on its poleward flank further east in a similar manner to the westerlies. The Atlantic storm track generally decreases in intensity. This is consistent with a decrease in the intensity of the upper-level Atlantic jet because it is accompanied by a decrease in baroclinicity. Generally speaking, the negative values cover larger areas than the positive ones. There is a well-defined large-scale region of negative values from Scandinavia to Northern Eurasia as for the low-frequency variability. However, there are also decreases in high-frequency eddy activity in regions where the low-frequency variability increases: this is the case of the latitudinal band 30°N–40°N extending from 140°W to 0°E. In this band the variability shifts from high- to low-frequency suggesting lower-frequency waves and slower phase speed.

A systematic feature therefore emerges at midlatitudes from Figs. 3.3a,b: the low-frequency contribution to the total variability increases. This is confirmed in Fig. 3.3c. The total variance, denoted as  $\sigma_{tot}^2$ , is nearly the sum of the variance of the low- and high-frequency meridional wind, denoted as  $\sigma_{LF}^2$  and  $\sigma_{HF}^2$  respectively, as the cross-covariance between the low- and high-frequency components is tiny. Hence,  $\sigma_{tot}^2 \approx \sigma_{LF}^2 + \sigma_{HF}^2$ . Figure 3.3c presents the percentage of variance explained by the low-frequency component:  $100\sigma_{LF}^2/\sigma_{tot}^2$ . For the control run (contours), the percentage fluctuates between 20% and 50 % at midlatitudes and these regions are logically dominated by storm-track and high-frequency activity. In the polar region, the reverse happens and the transient eddy activity is dominated by the low-frequency component.

Compared to the control case, the AA run shows a systematic increase of the low-frequency contribution to the total variance everywhere at midlatitudes. Even in the Eurasian area, where the low frequency variance decreases, the high-frequency decreases more, so the impact of the low frequency is proportionally higher. In the Arctic, where the part of the low-frequency is the highest in the control, the low-frequency contribution slightly decreases in the AA run.

Another result emerges from Figs. 3.3a,b: as first noted by Hassanzadeh et al. (2014), the total variance varies in tandem with the zonal wind. The high- and low-frequency variances (and thus the total variance) increase where the zonal wind strengthens (South of Alaska) and decrease where the zonal wind weakens (Eurasia). The spatial correspondence with the zonal wind anomalies tends to be more obvious for the high-frequency variance, which probably comes from the close relationship between baroclinicity and storm-track activity as emphasized above.

To conclude, the most original result brought out by this section is an increased percentage of variance explained by the low-frequency component at the expense of the high-frequency at midlatitudes. That result is further detailed and interpreted in the following section.

### 3.3 Rossby wave response

Given the differences of variability between the control and AA simulations shown above, a full spectral analysis is provided in the present section.



### 3.3.1 Space-time spectral analysis

Hayashi (1971) has introduced a spectral analysis of space-time variability for geophysical variables on a latitude circle. Rather than a usual spectrum with the frequency  $\omega$  in abscissa and the dimensionless zonal wavenumber  $m$  in ordinate, in this spectrum the direction of propagation is included. Particularly, in Hayashi (1979),  $\omega$  is replaced by the phase speed  $c_\phi$ , which is negative in the case of westward waves. Hayashi (1981) proposed to separate the field between transient and standing (stationary) waves, the last being the sum of westward and eastward waves having the same speed and phase.

The power density spectrum is operationally computed as presented by Dell'Aquila et al. (2005) (see their appendix) but using the meridional wind rather than the geopotential height. The first step is the Fourier analysis of the spatial field, and the second is a time power spectrum of each wavenumber. Then the dependency to phase speed is found using  $c_\phi = \frac{\omega}{k} = \frac{\omega a \cos \varphi}{m}$ , where  $k$  is the dimensional zonal wavenumber,  $m$  the dimensionless zonal wavenumber and  $a$  the Earth radius. Here, Hayashi spectra are computed with meridional wind  $V$  at 500 hPa and finally averaged over the latitudinal band 35°N-65°N.

An alternative method to visualize the spectral characteristics of the signal is the phase speed-amplitude histogram. Here the model is run for 10 years with a sampling frequency of 6 hours instead of 1 day. Such higher-frequency outputs are required to get accurate computation of the phase speed. Using the same latitude-averaged field  $V(\lambda, t)$  as before, a Fast Fourier Transform (FFT) converts the real field in a complex  $\tilde{V}(k, t)$ . So, for each wavenumber and time, we have the amplitude of  $\tilde{V}$  and the phase  $\phi$ . The phase speed is computed as follows:

$$c_\phi = \frac{\omega}{k} = \frac{a \cos \varphi \Delta \phi}{m \Delta t}, \quad (3.3)$$

using a centered scheme with 6-hourly outputs.

### 3.3.2 Results

Figure 3.4 shows the Hayashi spectrum of the control simulation (contour), and the difference of spectrum between the AA and control simulations (color). For synoptic wavenumber range (5-9) the control spectrum shows high power for eastward travelling waves. At tinyer wavenumbers (less than 4), the power peaks near the zero phase velocity. For wavenumbers 3 and 4, the power is still stronger for eastward travelling waves than westward travelling waves while for wavenumbers 1 and 2 westward travelling waves have power as high as the eastward travelling waves. In general, these features compare well with observed spectrum (see Dell'Aquila et al., 2005, and references therein) and testify that the QG simulations have realistic Rossby wave dynamics.

The difference between the AA and control simulations shows an increase of power for negative and zero phase speeds which is particularly strong for wavenumbers 3 to 5, and

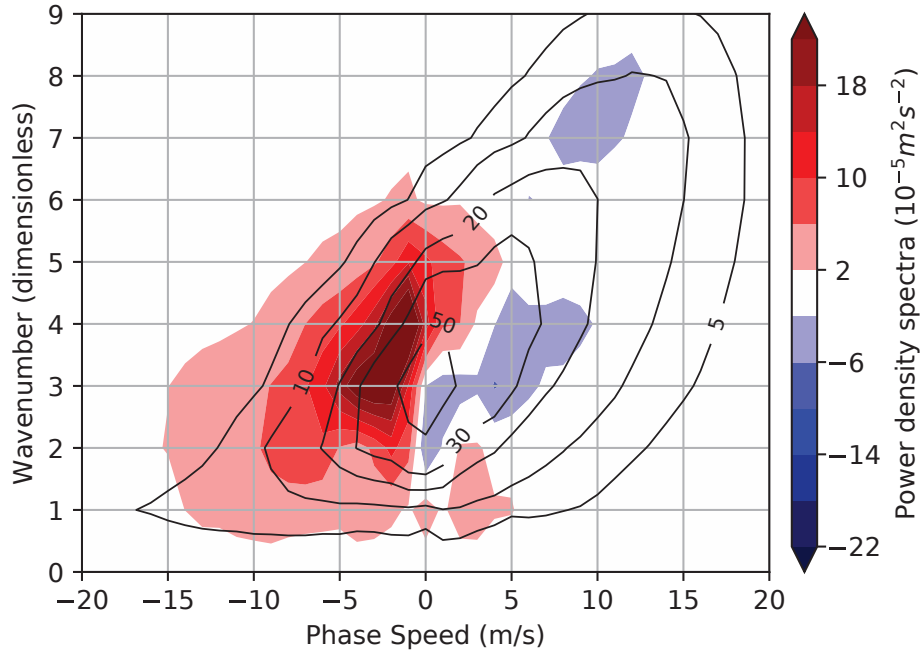


Figure 3.4: Latitudinal average (35°N-65°N) of the Hayashi spectra of meridional wind at 500 hPa in the model. Contours: control run (contours between 5 and 100  $10^{-5}m^2s^{-2}$ ). Colors: difference between the AA and control runs.

a tiny decrease in power for positive phase speeds. In particular, the power of quasi-stationary waves for wavenumbers 4 and 5 has increased by nearly 50%, while that of modes with wavenumbers 2 and 3 has been reduced. This shift toward higher wavenumbers is expected from Hoskins and Woollings (2015)'s argument based on the stationary Rossby wave barotropic formulation and its dependence on zonal wind.

The phase speed - amplitude histograms are shown in Figure 3.5. Contours and colors do not represent power, but the dimensionless proportion of days with particular value of phase speed and amplitude. Looking at the control simulation (contour), it can be seen that the histograms are in agreement with the Hayashi spectrum of Fig. 3.4: The waves travel more and more rapidly eastward for higher wavenumber. For wavenumbers 1 to 3 the peak of the histogram is close to zero, i.e. the waves are mostly stationary. For higher wavenumber the peak moves more and more to the positive phase speed side (between 0 and 5  $m s^{-1}$  for  $m=3-5$  and 5-10  $m s^{-1}$  for  $m=6-8$ ).

Differences between AA and control runs exhibit dipolar anomaly patterns for all wavenumbers. There are more cases with near-zero or even negative phase speed and less cases with positive phase speed in presence of AA for all wavenumbers except for  $m = 1$  which is not very energetic. Again in agreement with the Hayashi spectrum, wavenumbers 3 to 5 gain power through an increase in the number of high-energy days with near-zero phase speed, while decreases in frequency are for eastward or low amplitude waves. The negative and positive anomalies for eastward and westward phase speed respectively are more symmetric in the histograms than in the Hayashi spectrum. The latter is indeed more dominated by the increase in power of near-zero and negative phase speed modes. This can be understood by the fact that the increased number of days generally corresponds to

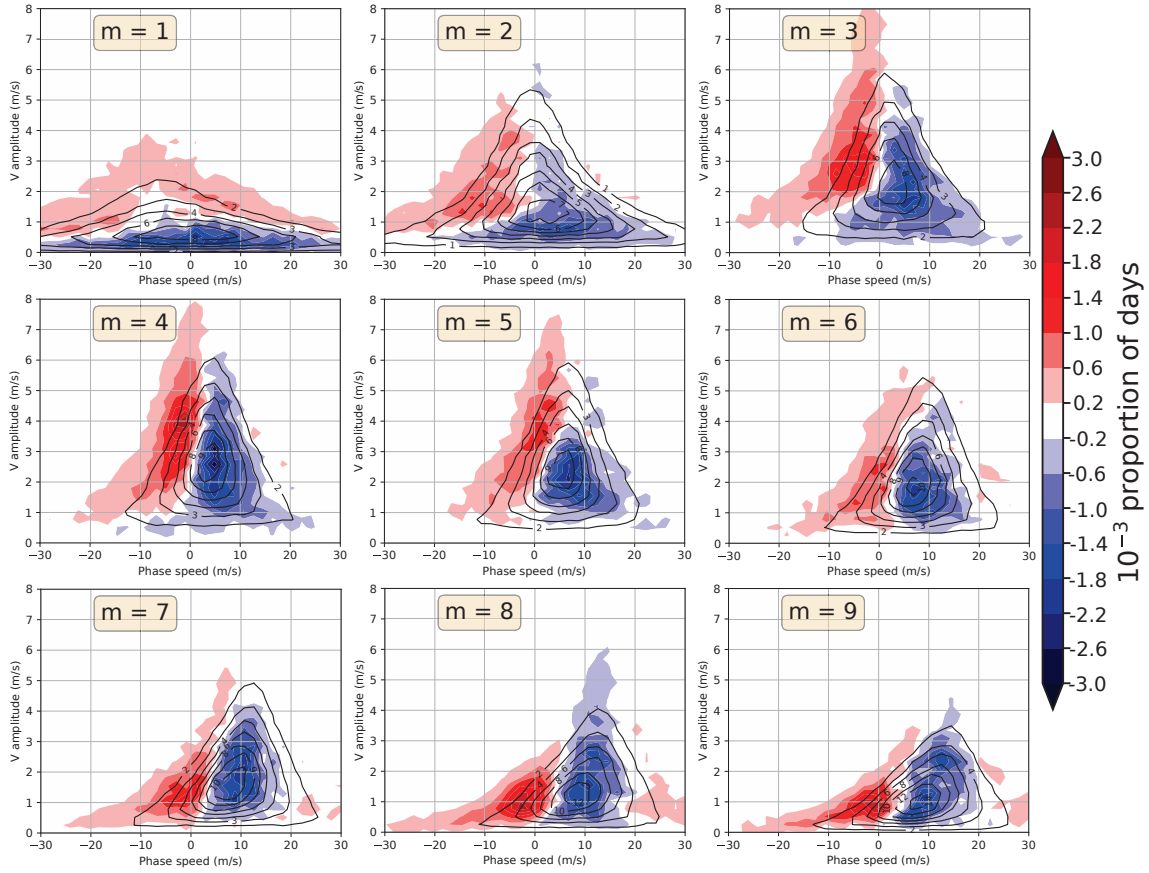


Figure 3.5: Phase speed-amplitude histograms of meridional wind at 500 hPa in the model for the nine first zonal wavenumbers. Contours: control run (contours between 1 and 15  $10^{-3}$ ). Colors: difference between the AA and control runs.

high-amplitude waves with high power while the decrease corresponds to low-amplitude waves whose impact on the power is much tinier.

In summary, the two diagnostics give coherent results, showing an increase of westward and quasi-stationary waves in number and in power, and a decrease of eastward waves, particularly for long waves with wavenumbers 3 to 5.

### 3.3.3 Interpretation using the barotropic Rossby wave dispersion relation

To understand the decrease in phase speed at midlatitude, we use the barotropic dispersion relation of a linear Rossby wave evolving along a zonal background flow slowly varying in the meridional direction  $y$ . In this case, the phase speed  $c_\phi$  can be written:

$$c_\phi = U - \frac{\beta - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}}{k^2 + l^2}, \quad (3.4)$$

where  $k$  and  $l$  are zonal and meridional wavenumbers, and  $U$  the background zonal wind. Such a relation has been extensively used to study the meridional propagation of Rossby waves in general (Hoskins and Karoly, 1981; Held, 1983; Hoskins and Ambrizzi, 1993) and more recently in the context of the impact of polar amplification on midlatitudes (Ronalds et al., 2018). Here, our purpose is to use this relation to attribute changes in the phase speed for a given  $k$  to specific terms of the equation. For a given  $k$ , the difference in phase speed between the AA and control runs  $\Delta c_\phi$  can be expressed at first order as:

$$\Delta c_\phi = \Delta U - \frac{\Delta \left( \beta - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right)}{k^2 + l^2} + \frac{\beta - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}}{k^2} \frac{\Delta \left( \frac{l^2}{k^2} \right)}{\left( 1 + \frac{l^2}{k^2} \right)^2}. \quad (3.5)$$

The first term on the right hand side of the equation corresponds to changes in the mean wind, the second term to changes in the absolute vorticity gradient, and the third term to changes in the meridional wavenumber  $l$ .

The first and second terms of the right hand side of Eq. (3.5) can be readily computed from changes in the climatological means of the zonal wind and absolute vorticity gradient (Figs. 3.6a,b). The background zonal wind  $U$  is thus averaged over time and longitude but also vertically averaged over the three levels of the model for consistency with the barotropic framework of Eq.(3.4). The ratio  $l/k$  is estimated by computing the ratio of the standard deviation of the zonal and meridional geostrophic wind components:  $l/k = \sqrt{\sum (u_k - \bar{u}_k)^2} / \sqrt{\sum (v_k - \bar{v}_k)^2}$  where  $u_k$  and  $v_k$  denote the zonal and meridional geostrophic wind components of a given  $k$ , respectively. The bars correspond to the time mean. All the terms of Eq. (3.4) averaged over boxes of  $15^\circ$  in latitude are shown in Figs. 3.6c,d.

The increase in temperature in the polar cap region decreases the zonal wind on the northern flank of the jet, north of  $55^\circ\text{N}$  (Figs. 3.6a,b). This decrease occurs in both ERA (with the anomalies multiplied by 3) and simulations. At lower latitude, ERA and simulations show more differences, consistently with our previous comments on Fig. 3.2: in ERA (Fig. 3.6a), the jet is shifted northward with AA whereas not much difference is detected in the simulations, apart a very slight decrease in amplitude. In both ERA and simulations, however, the zonal wind decrease on the poleward flank of the jet makes the jet thinner.

The different terms of Eq. (3.5) are shown in Figs. 3.6c,d, computed for zonal wavenumber  $m = 5$  and for the different latitudinal bands. The magnitude of the different terms is represented by the color bars, while the total phase speed change (the sum of the previous terms) is shown in black.

The first term of Eq. (3.5), associated with zonal wind decrease, appears to be the main driver of the phase speed variations at high latitudes (see the blue bars for latitudes greater than  $50^\circ\text{N}$ ). The second term of the equation is linked to changes in the absolute vorticity

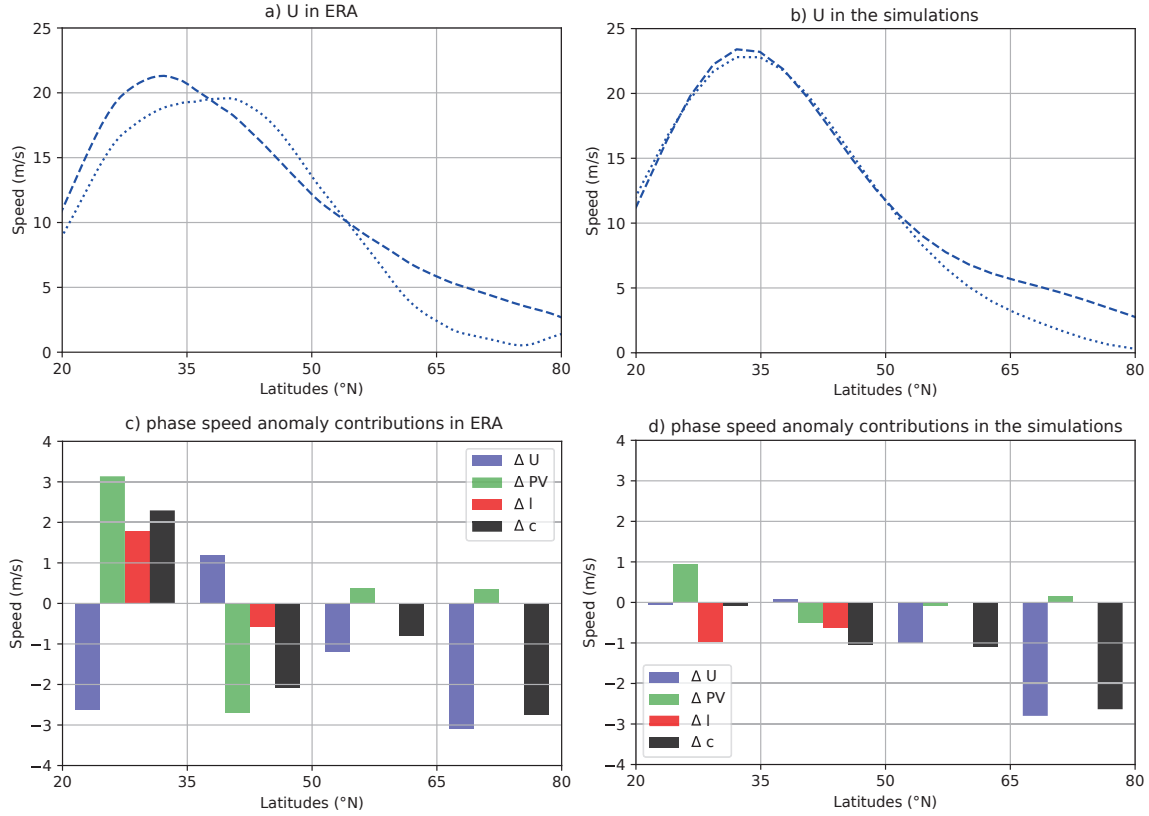


Figure 3.6: (a), (b): Zonal-mean zonal wind averaged from 800 to 200 hPa as function of latitude. (a) ERA-interim, the dashed curve represents the 1979-1997 climatology and the dotted curve corresponds to the AA composite climatology, for which the differences with the 1979-1997 climatology has been tripled. (b) The dashed and dotted curves represent the climatologies of the control and AA simulations, respectively. (c), (d) Phase speed changes due to the zonal wind ( $\Delta U$ , blue), absolute vorticity gradient ( $\Delta PV$ , green), meridional wavenumber ( $\Delta l$ , red) terms involved in the barotropic dispersion relation for zonal wavenumber 5. The sum of the terms is  $\Delta c$  in black. The limits in latitude of the averaging boxes are indicated in x-axis.

gradient, or the second derivative (i.e the convexity) of the zonal wind. For lower latitudes (in the band from  $35^\circ\text{N}$  to  $50^\circ\text{N}$ ), as zonal wind decreases on the northern flank of the jet, the jet becomes thinner, so the absolute vorticity gradient increases in the jet-core region. This makes the second term of Eq. (3.5) negative and has the effect of reducing the phase speed. In ERA, the second term completely offsets the increase of zonal wind in the latitudinal band  $35^\circ\text{N}$ – $50^\circ\text{N}$ , and consequently the phase speed is reduced. In the simulations, the second term is also negative, although less strongly than in ERA, but its net effect, in conjunction with the third term, is also a decrease in phase speed.

The third term of the equation is linked to changes in meridional wavenumber for a given zonal wavenumber. tinyer  $l$  values correspond to more meridionally elongated eddies. In the band  $35^\circ\text{N}$ – $50^\circ\text{N}$ , the decrease of  $l$  contributes to the phase speed decrease for both reanalysis and simulations.

Finally, south of  $35^\circ\text{N}$ , the models and the reanalysis behave differently: there is no net change in the model while the reanalysis exhibits an increase in the phase speed according to the considered barotropic framework. It is important to emphasize that changes of the perturbation elongation  $\Delta l$  cannot be related to the Francis and Vavrus (2012) argument about the elongation of the jet meanders. Indeed,  $\Delta l$  measures the change in the perturbation meridional extension where the perturbation is defined as the deviation from the time mean, so here the effects of the modified time mean flow on the transient perturbation is estimated. Francis and Vavrus (2012) consider the time mean flow anomaly as a part of the perturbation to explain the increased meridional extension of the jet meanders: they do not consider the potential change of the transient perturbation itself.

The above results are shown for wavenumber 5, but similar results are obtained for zonal wavenumbers 3 to 8 (not shown): phase speeds are found to decrease at midlatitudes ( $35^\circ\text{N}$ - $65^\circ\text{N}$ ). The comparative impact of the three terms discussed above, however, changes with wavenumber. Higher wavenumbers are more strongly affected by zonal wind changes while lower wavenumbers are more largely influenced by PV gradient or meridional elongation changes.

To conclude, in both reanalysis and simulations, the change in synoptic Rossby wave phase speed at high latitudes is dominated by the change in zonal wind, while at lower latitudes, near the jet core, it is more impacted by the variations of the absolute vorticity gradient or the meridional elongation. At all latitudinal bands, the net effect is a decrease in phase speed due to AA according to the barotropic dispersion relation. Even though the change in the eddy elongation is not explained, the effect of AA on the background zonal wind and absolute vorticity gradient, explained by the narrowing of the jet, provides an interpretation for the slower Rossby waves diagnosed in Figs. 3.4 and 3.5.

### 3.4 Cold Spells

In this section, the impact of variability and wave activity changes in the model on extreme phenomena is examined by focusing on cold spells (CS). A CS is here defined as an episode of at least 5 consecutive days below a temperature threshold depending on the geographical position. At each grid point the threshold is established as the  $10^{\text{th}}$  percentile of the temperature distribution of the control simulation.

In Fig. 3.7a, the number of CS in the control run is shown in contour, and the percentage of changes between the two simulations in color. In the control run, there is a large number of CS in the polar region, with more than 200 CS (which corresponds to more than 2 CS per year). Minima are found at midlatitudes in the Pacific and Atlantic areas, with less than 40 CS. This is linked to the storm tracks, where the weather changes are dominated by high-frequency variability, so that temperature anomalies tend to be short lived, while CS duration is at least 5 days by definition. The number of CS slightly increases over continents compared to the ocean basins to reach values of around 100 CS over Northern America, Europe and Asia.

Anomalies in the AA run are dominated by a mean decrease of 60% in CS in the Arc-

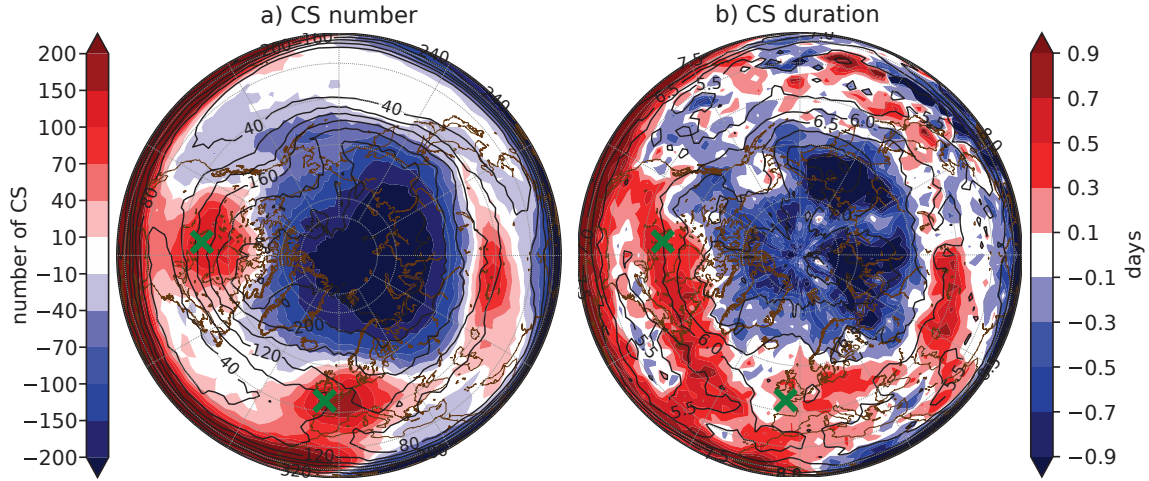


Figure 3.7: a: Number of CS for the control simulation of 100 years (contours; dimensionless) and difference between AA and control runs in the number of CS (shadings; dimensionless). b: as (a) for the duration of CS (time in days). The crosses refer to the localisation of the grid points developed in Table 3.1.

tic region ( $60^{\circ}\text{N}$ - $90^{\circ}\text{N}$ ). In midlatitudes, the frequency of CS increases in 3 areas: North America, Western Europe and Central Asia. This map closely resembles to the mean temperature anomalies spatial distribution (Fig. 3.2b): a locally hotter or colder mean temperature obviously influences the probability of exceeding the threshold. This is reflected in the correlation coefficient between the two maps, which is equal to  $-0.89$ .

In Fig. 3.7b, the mean duration of CS is computed as the number of days in Cold Spells divided by the number of Cold Spells. CS always last more than 5 days by definition, but are shorter in the storm tracks and last longer in the polar region. The changes in CS duration are related to changes in CS number, with a large decrease at high latitude and an increase at midlatitudes (0.1 days in average). In some midlatitude regions, the increase is large as in the Atlantic sector where the low-frequency variance is strong too (Fig. 3.3a).

We can separate the effect of the mean and the effect of the variability by subtracting the mean temperature difference to the AA temperature data sets before applying CS definition, and by applying the same standard deviation to both time series (for each grid point) respectively. This leads to the definitions of two new temperatures

$$T_{=mean} = T_{AA}(\lambda, \varphi, t) + \bar{T}_{ctrl}(\lambda, \varphi) - \bar{T}_{AA}(\lambda, \varphi), \quad (3.6)$$

$$T_{=\sigma} = (T_{AA}(\lambda, \varphi, t) - \bar{T}_{AA}(\lambda, \varphi)) \frac{\sigma(T_{ctrl}(\lambda, \varphi, t))}{\sigma(T_{AA}(\lambda, \varphi, t))} + \bar{T}_{AA}(\lambda, \varphi), \quad (3.7)$$

where  $\sigma$  stands for the standard deviation,  $\lambda$  for longitudes,  $\varphi$  for latitudes and  $t$  for time. The number of CS defined as the number of episodes for which  $T_{=\sigma}$  (respectively  $T_{=mean}$ ) is below the  $10^{th}$  percentile of the temperature distribution of the control simulation for at least 5 consecutive days is shown in Fig. 3.8a (resp. Fig. 3.8b). When the influence of the standard deviation on the definition of CS is removed (Fig. 3.8a), the impact of the changes in the mean temperature is highlighted by comparing Fig. 3.8a and Fig. 3.8c. The correspondence between Fig. 3.8a and Fig. 3.8c is compelling and it increases with respect

to the full response shown in Fig. 3.7a. The correlation coefficient slightly increases to -0.91.

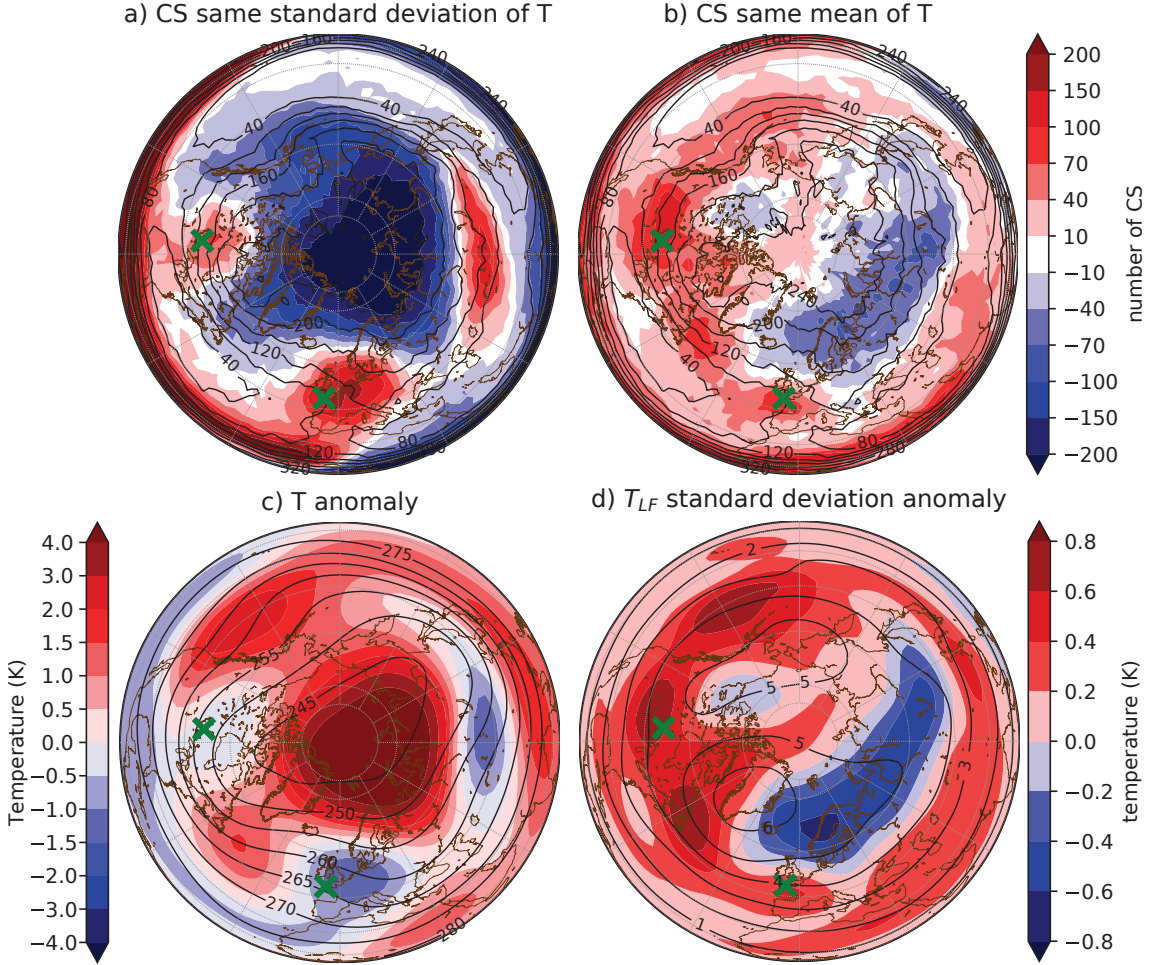


Figure 3.8: (a) same as Fig. 3.7a with  $T_{AA}$  data having the same standard deviation than  $T_{ctrl}$  (see Eq.(3.7)). (b) same as Fig. 3.7a with  $T_{AA}$  data translated to the same mean as  $T_{ctrl}$  (see Eq.(3.6)). (c) difference in mean temperature at 650 hPa between the AA and control simulations (color) and mean of  $T_{ctrl}$  (contours; units: K). (d) difference in standard deviation of low-frequency T at 650 hPa between the AA and control simulations (color) and standard deviation of low-frequency  $T_{ctrl}$  (contours; units: K).

In Fig. 3.8b, the contributions of the higher moments of the temperature distribution to the CS can be assessed. When the differences in the mean are suppressed, tinier differences between the AA and control simulations appear in the polar cap region, and the link with the low frequency temperature standard deviation (shown in Fig. 3.8d) appears : the correlation coefficient is 0.83. The three regions of particular increase in CS number in this map, that are the North Pacific, North America, North Atlantic, correspond to regions of important increase in the low-frequency temperature standard deviation. Conversely, the crescent-shaped region of decrease in the number of CS between Scandinavia and Siberia corresponds to a region where the low-frequency temperature variability decreases (Fig. 3.8d), as has been already discussed in section 2c. Because of the condition on the minimal duration of CS (5 days), CS without the mean (Fig. 3.8b) fits better with changes



in the low-frequency variability than with the total variability. Indeed, the correlation with the total standard deviation (not shown) is 0.76 and less than with the low-frequency component (0.83). This is particularly true in the band 30°N-40°N extending from the eastern Pacific to the eastern Atlantic where there is no increase in the total variability but an increase in both the low-frequency variability and the number of CS.

It appears clearly that the increased variability can locally counterbalance the mean temperature increase and even offset it completely locally, particularly in the midlatitude band. For instance, over continental North America the mean temperature difference of the two simulations is near zero (Fig. 3.8c), but there are more CS (Fig. 3.7a) because the low-frequency variability increases (Fig. 3.8d) and causes long events of polar air advection toward the US.

Table 3.1: For the two locations identified by a green cross, the number of CS in the control simulation (Fig. 3.7a, contour), the difference in the number of CS between the control and the AA simulation (Fig. 3.7a, colors), when the mean in the same (Fig. 3.8b, colors), and when the standard deviation in the same (Fig. 3.8a, colors), percent of the change due to the mean and the standard deviation, and changes in mean temperature (Fig. 3.8c, colors) and temperature standard deviation (Fig. 3.8d, colors). The last columns compare CS durations for control and AA runs (Fig. 3.7b) and when the mean is the same.

| Position | Number | Change of CS |       |           | Due to        |      | Anomaly (K) |       | CS Duration (days) |      |        |
|----------|--------|--------------|-------|-----------|---------------|------|-------------|-------|--------------------|------|--------|
|          |        | ctrl run     | total | same mean | same $\sigma$ | mean | $\sigma$    | mean  | $\sigma$           | ctrl | AA run |
| Brest    | 79     | +159         | +80   | +132      | 50%           | 17%  | -1.01       | +0.25 | 6.44               | 6.64 | 6.43   |
| Winnipeg | 138    | +140         | +103  | +56       | 26%           | 60%  | -0.34       | +0.64 | 5.99               | 6.53 | 6.49   |

For illustrative purposes, we now focus on two particular regions in the NH: one in Western Europe and one in the North American Midwest, marked by the two green crosses. Mnemonically we can identify them with Brest, France, and with Winnipeg, Manitoba. For both locations, we report in Table 3.1 the changes in the total number of CS and the changes following the definitions of Eq. (3.7) and Eq. (3.6). These estimates are obtained as follows. If one takes the example of Winnipeg, there are 138 CS in the control simulation, and 278 CS in the AA simulation, hence an increase of 140 CS is reported in Table 3.1 (compare also with Figure 3.7a). Without the influence of the mean temperature change, i.e. using Eq. (3.6), we found 241 CS in the AA simulation (Figure 3.8a), hence an increase of 103 CS compared to the control run (fourth column in Table 3.1). To summarize, the total change is 140 CS in the AA run, of which 103 CS are not due to the mean. Making the hypothesis that all the others, i.e.  $140-103 = 37$  CS, are due to the mean change, we attribute 26% of the CS number increase to the mean temperature change. Applying the same line of reasoning when using Eq. (3.7), we found that 60% of the changes of CS in Winnipeg are due to the variance increase. We applied the same method for Brest, where we found that it is more the change in the mean (50%) than the variability (17%) that matters most for the CS increase at that location.

Table 3.1 also shows the mean duration of CS. In Brest, the mean duration of CS increases by 0.2 days, In Winnipeg, it extends by 0.5 days. While in Brest the change of duration is due to the mean decrease of temperature, in Winnipeg its impact appears to be minimal.

In summary, changes in mean temperature dominates the changes of CS, but the response to AA can balance these modifications in some areas where the changes in low-frequency temperature standard deviation are large, and where changes in the mean are consequently overwhelmed by standard deviation increase. This is for example the case over North America. It is worth noting that individual CS events last also, on average, longer at midlatitudes in presence of AA. Both the increase in the number of CS (as defined with a minimum duration of 5 days) and the increased duration of CS in presence of AA are attributed to an increase in low-frequency variability in close connection with a slowing down of the eastward propagation of Rossby waves.

### 3.5 Discussion and Conclusion

In this article, a dynamical mechanism linking Arctic Amplification and Rossby wave dynamics has been studied using a simple, quasi-geostrophic model. The link to the frequency and intensity of Cold Spells has also been addressed. While a comprehensive theory on the wave response to the northern midlatitude to AA is still missing (Hoskins and Woollings, 2015), recent advancements have shown the value of such highly idealised models for that problem. For instance, the reduction of the hemispheric meridional temperature gradient has been shown to reduce the frequency of blocks (Hassanzadeh et al., 2014) and to increase the persistence of the leading mode of variability of midlatitude jets (Robert et al., 2019). We meant here to bring the level of model complexity one step further and introduce longitudinal details (continents, orography), and account for the fact that AA is concentrated on latitudes above  $60^{\circ}\text{N}$  and does not really determine a latitudinally uniform temperature gradient reduction.

Forcing the model with a realistic AA causes a reduction of planetary and synoptic Rossby wave phase speed at midlatitude. In fact, this decrease in relative phase speed corresponds to a shift toward higher-amplitude and more westward waves and quasi-stationary waves and less rapidly propagating eastward waves. The polar increase of temperature above  $60^{\circ}\text{N}$  weakens the zonal wind at those latitudes, which correspond on average with the northern flank of the jet. This makes the jet thinner, which changes the meridional PV gradient as a result. Both these effects decrease the phase speed of Rossby waves, the first being dominant above  $60^{\circ}\text{N}$  and the second just south of it, closer to the jet core. At some lower latitudes, the change in meridional scale of the wave also contributes to the reduction of speed in the model.

Another consequence of AA, correlated to the decrease in Rossby wave phase speed, is the power shift to slower waves. It is also detected in the variance of temperature and wind: there is a shift from high-frequency variability (periods tinier than a week) toward low-frequency variability (periods larger than a week). These results do not assume anything for the total variance, so do not contradict the conclusions of Schneider et al. (2015) that the temperature gradient reduction decreases its variance. Furthermore, regions where the temperature gradient reduction is the highest in Fig. 3.8c coincides with regions of temperature standard deviation diminution in Fig. 3.8d, that is, along the Scandinavia to Siberia crescent. This is in agreement with Schneider et al. (2015), whose reasoning applies to the full temperature variance while our results rather emphasize a shift in the peak frequency of the variance.

We have also analyzed the impact of AA on Cold Spells (CS). CS are defined with a temperature threshold-based criterion, complemented by a duration criterion of at least 5 days. The increase of mean temperature has the obvious effect of decreasing on average the probability of passing the threshold, and hence decreases the average occurrence of CS. Nevertheless, the local increase of low-frequency variability associated with the change of Rossby wave dynamics opposes in some regions the effect of the mean temperature increase. There is a compensation of the two effects in some mid-latitude regions as in the northwestern Atlantic south of Greenland, which leaves the frequency of CS little changed. A net increase in CS frequency appears in regions of colder mean temperature. The increase over Western Europe is largely due to the colder mean temperature but also slightly due to increase in the low-frequency variability. The increase in CS in the North American continental regions is more largely due to the increase in low-frequency variability than to the colder mean temperature. Therefore, the increase in low-frequency variability in relation with the slowing down of Rossby waves explains why CS with duration longer than 5 days are more numerous. Once again, however, no conclusion is drawn on the change of the total variance.

The above described mechanism is a possible theoretically more detailed explanation of the Francis and Vavrus hypothesis. The decrease in phase speed cannot be simply attributed to a reduced jet stream: it is the reduction of the jet intensity on its northern flank combined with an increase in potential vorticity gradient near the jet core that are the main changes in the background flow that contribute to the reduction in Rossby phase speed. Seeking for an equivalent physical mechanism in observations of the real atmosphere is not an easy task. First, the real anomalies of the reanalysis data are tiny compared to those used to force the model. Remember that the obtained polar amplification in the model is 2 to 3 times greater than that of the real data. Second, the observational period covers a much tinier period than that analyzed in the model and cannot provide robust statistical results. Third, our analysis is based on the composite of 6 very different seasons and the net effect might be tiny compared to individual seasons. Indeed, the recent review article of Cohen et al. (2020b) shows that the observed large scale anomalies linked to regionally localized Arctic anomalous warmings can be very different from one region to another. For example the large scale response of the Asian continental temperature to a heating of the Kara sea or of the Greenland sea can be opposed in sign. Imposing a zonally symmetric heating could consequently bring about a cancellation of the different regional responses.

The present zonal-mean mechanism could consequently be real but not be the prevailing one. The AA forcing in this work has been obtained compositing 6 winters that if taken individually are actually considerably different. Three of these six winters have maxima of temperature anomaly at 850 hPa near Siberia (as in the final composite), one further west near the Greenland Sea, one over Canada and one near the Bering Sea. Other highly anomalous years were not included in the composite: for instance, the highest wintertime anomaly of temperature during the last 30 years is centered over the Greenland south tip ( $60^{\circ}\text{N}$ ) in 2009-2010 and was excluded from our composite.

Exploring each one of these localized forcings can definitely be done in the present modelling framework, but will require a full study in itself, and we reserve that for future work, while we feel it is important to document here the more zonally symmetric mechanism. It is worth mentioning, however, that we did test alternative ways to define the AA forcing: (i) a regression of T onto the averaged temperature at 850 hPa between  $70^{\circ}\text{N}$  and  $90^{\circ}\text{N}$

and (ii) decadal trends of temperature (the comparison between the 10 last years and 10 years considered as without AA). In (i), we did find the same response in the decrease of the Rossby wave phase speed, but we found different effects on the change of CS number, and especially on the relative role between mean and variability changes. tiny differences on the longitudinal asymmetry of the different forcings can result in significant differences in the locations of the mean changes of temperature, while the zonally averaged circulation remains similar. In (ii), the decrease in Rossby wave phase speed was not detected because the inserted temperature anomalies include subtropical and midlatitude anomalies that tend to accelerate the jet stream and compensate the effect of the polar regions. This remark highlights the potential effect of the tropical and midlatitude forcing anomalies versus polar ones on the results. As shown by Baggett and Lee (2015), the tropics can also impact Arctic warming events through stationary waves triggered by enhanced convection in the Pacific warm pool region. Such an anomalous tropical pattern can be perceived in the anomalous temperature of the AA run, so we cannot discard the fact that the anomalous pattern that affect midlatitude Rossby waves has a tropical origin. Besides, circulation changes in the lower part of the midlatitudes can be induced by other changes than those occurring in the Arctic. However, the midlatitude westerly jet narrowing, especially on its poleward flank, can be directly attributed to the AA pattern and is identified as the main cause of the Rossby waves slowdown in the present paper. More work is thus needed to estimate if global warming and other regional warmings, and not only the polar amplification pattern, could also induce a net change in Rossby wave phase speed.

## Appendix: Temperature computation in QG model

The only free variable of the QG model is the QG potential vorticity  $q$  (or equivalently the streamfunction  $\Psi$ ). Temperature can be diagnostically computed from it. Using  $\Psi$  and the Coriolis parameter  $f$ , the geopotential  $\Phi$  satisfies the balance equation (see e.g. Holton (2004) or any other geophysical fluid dynamics manual)

$$\nabla^2 \Phi = \nabla \cdot (f \nabla \Psi) = \nabla f \cdot \nabla \Psi + f \nabla^2 \Psi \quad (3.8)$$

The Laplacian of the geopotential can then be integrated twice to get the geopotential. The computation of the geopotential consequently involves an arbitrary integration constant that corresponds to its spatial mean value.

The temperature between the levels is computed using two assumptions: the hydrostatic approximation and the law of perfect gas for air, which give:

$$\delta \Phi = - R_{air} T \frac{\delta P}{P} \quad (3.9)$$

And discretizing on the vertical axis of the model:

$$T_{12} = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{R_{air} \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right)} \quad (3.10)$$

$$T_{23} = \frac{\Phi_2 - \Phi_3}{R_{air} \ln\left(\frac{P_3}{P_2}\right)}. \quad (3.11)$$

$T_{12}$  is the mean temperature between levels 1 (200 hPa) and 2 (500 hPa), that is at the mean pressure level 350 hPa.  $T_{23}$  is the mean temperature between levels 2 (500 hPa) and 3 (800 hPa), that is at the lower level 650 hPa.  $R_{air}$  is the gas constant for dry air.

The temperature computed using this method depends on the arbitrary integration coefficient of  $\Phi$  from the inversion of the horizontal Laplacian in Eq.(3.8). To define this constant we proceed as follows: for the control integration we chose the mean geopotential height of the US standard atmosphere; for the AA integration we chose an *ad hoc* constant, so that the space-mean difference of temperature between the two integrations is the same of the two target climatologies (i.e. the map in color in Fig. 3.2a, and the equivalent map at 350 hPa). The maps in Figs. 3.2a and 3.2b, consequently, have the same global space mean by construction.

### 3.6 Un mécanisme central

Dans ce chapitre, deux simulations ont été comparé. Climatologiquement, elle diffèrent surtout par un signal d'Amplification Arctique, qui diminuait le gradient méridien de température sur une zone limitée en latitudes, autour de 60°N. Cette diminution du vent zonal sur le flanc nord du jet affine ce dernier, changeant le gradient de PV. D'un point de vue théorique, ces deux éléments participent à la diminution de la vitesse de phase des ondes qui est constatée. Le lien avec les vagues de froid est fait par la variance: la diminution de la vitesse de phase se répercute sur celle-ci en augmentant la basse fréquence au détriment de l'écart-type haute fréquence. Et les cartes de vagues de froid, étudiées d'un point de vue statistique, sont corrélées aux cartes d'écart-type basse fréquence, une fois que l'impact du réchauffement climatique est retiré. Au final, l'impact de l'AA sur les vagues de froid à travers les ondes de Rossby est assez faible comparé à celui du réchauffement, sauf dans certaines régions spécifiques.

L'argumentation présentée dans ce chapitre est centrale dans ce travail: le mécanisme qui lie AA, ondes de Rossby, variance basse-fréquence et vagues de froid est illustré et justifié dans ses grandes lignes. Les interactions entre l'affinement du jet (du à l'AA) et les ondes seront davantage développées et vérifiées dans un cadre encore simplifié en chapitre 4.

Cependant, l'une des principales limites de cette étude est l'unique simulation utilisée pour représenter l'AA, et le fait qu'il est complexe d'isoler l'AA du reste du changement climatique. Dans le chapitre 5, les caractéristiques de l'AA qui ont un impact sur les latitudes moyennes et les vagues de froid seront étudiée. Pour cela, le mécanisme ci-dessus sera répété dans différentes simulations où l'AA est représentée de différentes manières.

## Chapitre 4

# Impact de la largeur du jet sur la circulation avec un forçage sans asymétrie zonale

D'après le chapitre précédent, un affinement des jets des latitudes moyennes semble avoir lieu en réponse à l'Amplification Arctique. Ici, l'impact de cet affinement sur les ondes est étudié en détail en utilisant des simulations simplifiées, sans asymétries zonales, aux jets identiques à l'exception de leur largeur méridienne. Cet affinement du jet a un impact sur le vent zonal et le gradient de PV, qui ralentissent la phase des ondes, mais aussi sur la dimension méridienne des ondes, qui l'accélère. En somme, il s'agit d'un ralentissement de la circulation qui se retrouve à travers un décalage en fréquence de la variance, vers la haute fréquence. Cependant, un décalage des jets vers le nord semble avoir l'effet inverse sur les ondes.

### 4.1 Introduction

L'un des résultats du chapitre 3 suggère que l'impact de l'AA sur les ondes et les extrêmes passerait par la décroissance du vent sur le flanc nord du jet et donc par un affinement du jet, menant à une diminution de la vitesse de phase. Autrement dit, la largeur du jet est un paramètre-clef de ce raisonnement.

L'impact de l'affinement du jet sur la vitesse de phase avait déjà été remarqué pour des ondes baroclines dans des modèles théoriques (quasi-géostrophiques et équations primitives) par Simmons and Hoskins (1977, 1978). Ils comparaient l'effet d'un jet fin et d'un jet large, d'amplitudes maximales proches (autour de 37m/s) et centrés sur 30°N. Ces jets sont systématiquement associés à des gradients de température d'intensités proches, menant à un écart entre pôle et tropique plus important quand le jet est plus large. Localement, la vitesse de phase dépend largement du vent zonal et du gradient de PV. Ils notaient déjà la relation entre forme du jet et gradient de PV. Dans le cas de jets plus au nord (autour de 45°N), les vitesses de phase apparaissent plus élevées et plus dépendantes

du nombre d'onde (Simmons and Hoskins, 1976).

Fyfe and Lorenz (2005) et Monahan and Fyfe (2006) montrent que la largeur du jet peut être reliée à sa position et son intensité pour en calculer les principaux EOFs, qui sont les modes annulaires. C'est donc l'un des paramètres impactant l'index de l'AO. Dans l'hémisphère nord (Eichelberger and Hartmann, 2007), l'AO et le décalage méridien des jets sont associés à l'amplitude et la largeur du jet: un jet plus large est moins intense. D'après Barnes et al. (2010), pour un jet décalé vers le nord, la persistance des modes annulaires diminue pendant que le jet est plus large.

De même, Harnik and Chang (2004) relie la largeur du jet à son intensité dans les ré-analyses: le jet est plus fin lorsqu'il est fort, pour des raisons externes à la dynamique des perturbations: un jet plus fin et plus ample diminue le taux de croissance des ondes et augmente la vitesse de groupe: si le jet est trop fort, les ondes quittent leur zone de croissance plus vite, avant d'avoir été amplifiées. Des ondes plus lentes pourront donc devenir plus intenses. Cela se vérifie à l'échelle interannuelle comme saisonnière (Chang, 2001). Nakamura (1992) note cependant que l'intensité du rail de dépression est corrélé positivement avec l'intensité du jet pour des vitesses inférieure à 45m/s (comme dans l'Atlantique) et négativement pour des jets plus forts (comme dans le Pacifique). Dans ces études, l'impact de la largeur du jet (ralentir les ondes, ce qui peut les amplifier) n'est pas dissocié de celui de son amplitude maximale (accélère les ondes).

Dans ce chapitre, en poussant la simplification à un degré supplémentaire, l'objectif est de confirmer et de mieux comprendre l'effet de cet affinement du jet sur les ondes de Rossby. Cette approche s'intéresse à l'effet d'un affinement seul, sans changement d'amplitude maximale du jet, sur les ondes. Pour cela, le même modèle est utilisé, mais les asymétries zonales sont retirées de son forçage. C'est en particulier le cas de l'orographie: il n'y a plus d'onde forcée par les montagnes. La division en deux jets, Atlantique et Pacifique, liés aux bassins océaniques, est remplacée par un seul jet zonal. Dans sa version plus réaliste, le modèle représentait deux *eddy-driven jets* limités en longitude, dont l'axe n'est pas forcément zonal (en particulier dans l'Atlantique), qui ne réagissent pas de la même manière au changement climatiques. A la place, le modèle inclut un jet unique forcé par une relaxation en température indépendante de la longitude.

Dans le cadre de cette étude, les caractéristiques du jet sont fixées par le forçage du modèle. L'amplitude maximale du jet et son centre en latitude restent identiques, mais la largeur du jet change avec les simulations. Ces dernières sont détaillées dans la section 4.2, où des instantanés sont également montrés pour illustrer ces simulations très idéalisées. La section 4.3 illustre et explique les différences climatologiques et ondulatoires entre deux simulations au jet identique, à l'exception de sa largeur. La section 4.4 teste la sensibilité, en particulier en interrogeant l'impact de la position méridienne du jet. La section 4.5 est une discussion sur les influences comparée d'un décalage du jet vers le nord et d'un affinement du jet.

## 4.2 Les simulations

### 4.2.1 Version du modèle sans asymétrie zonale

Dans cette version du modèle (voir la section 2.1) décrite dans Robert et al. (2019), il n'y a pas d'orographie et le forçage est zonalement homogène, de façon à relaxer vers un profil fixé de relaxation newtonienne en température, inclus dans les sources de vorticité  $S$  de sorte que, partant de l'équation 2.1, on obtienne:

$$\begin{aligned}
 S_1 - D_1 &= -c_H \nabla^8 (q_1 - f) + \left( \frac{\Psi_1 - \Psi_2}{\tau_{R1} R_1^2} - \frac{\tilde{\Psi}_1 - \tilde{\Psi}_2}{\tau_{R1} R_1^2} \right) \\
 S_2 - D_2 &= -c_H \nabla^8 (q_2 - f) - \left( \frac{\Psi_1 - \Psi_2}{\tau_{R1} R_1^2} - \frac{\tilde{\Psi}_1 - \tilde{\Psi}_2}{\tau_{R1} R_1^2} \right) + \left( \frac{\Psi_2 - \Psi_3}{\tau_{R2} R_2^2} - \frac{\tilde{\Psi}_2 - \tilde{\Psi}_3}{\tau_{R2} R_2^2} \right) \\
 S_3 - D_3 &= -c_H \nabla^8 (q_3 - f) - \frac{\nabla^2 \Psi_3}{\tau_E} - \left( \frac{\Psi_2 - \Psi_3}{\tau_{R2} R_2^2} - \frac{\tilde{\Psi}_2 - \tilde{\Psi}_3}{\tau_{R2} R_2^2} \right)
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

Les termes vers lesquels ces équations relaxent sont notés  $\tilde{\Psi}$ , les autres paramètres étant décrits en section 2.1.1. Le profil vers lequel  $\tilde{\Psi}$  relaxe est en l'occurrence un jet gaussien obtenu par l'équilibre thermique de la forme :

$$\tilde{u}(\lambda, \varphi) = U \exp \left( -\frac{(\varphi - \varphi_0)^2}{\sigma_\varphi^2} \right) \tag{4.2}$$

où  $U$ ,  $\varphi_0$  et  $\sigma_\varphi$  contrôlent les caractéristiques moyennes du jet: respectivement amplitude, position et largeur.

Dans cette version du modèle, certains paramètres ont été modifiés par rapport à la version avec orographie. En particulier, les rayons de déformation de Rossby sont fixés à des valeurs plus faibles:  $R_1 = 660\text{km}$  et  $R_2 = 400\text{km}$ . Le temps de relaxation en température prend des valeurs très différentes:  $\tau_{R1} = 25$  jours en altitude, contre  $\tau_{R2} = 5$  jours près de la surface. Le taux de dissipation d'Ekman  $\tau_E$  est fixé à 3 jours. Ces changements permettent de contrôler davantage le jet créé par  $\tilde{u}$ . En effet, si les caractéristiques fixées  $U$ ,  $\varphi_0$  et  $\sigma_\varphi$  définissent le jet obtenu, elles ne le décrivent pas.

### 4.2.2 Liste des simulations

Le modèle de Marshall and Molteni (1993) utilisé ici est décrit en section 2.1, dans la version sans asymétrie présentée en section 4.2.1. Le forçage n'est donc pas défini comme précédemment à l'aide d'un processus itératif mais par une relaxation en température



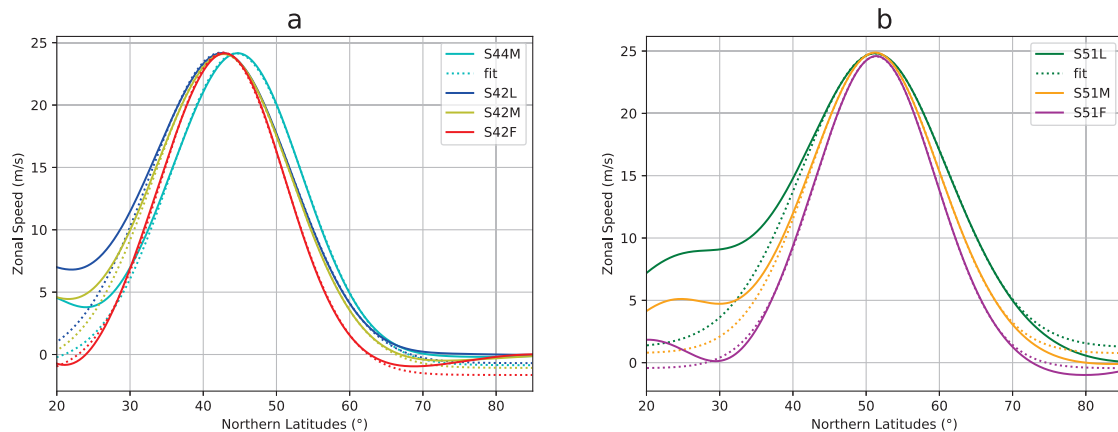


Figure 4.1: Moyennes zonales, temporelles et en altitude de  $U$ . En trait plein pour l'interpolation tous les  $0.1^\circ$  et en pointillé pour les approximation par une gaussienne, en (a) pour S44M, S42L, S42M et S42F; (b) de même que (a) pour S51L, S51M et S51F.

dont le profil correspond à un jet zonal gaussien via l'équilibre du vent thermique (Équations (4.1) et (4.2)). Par simplicité, le modèle est décrit comme *relaxé vers un jet zonal gaussien* par la suite. Cependant, le jet climatologique obtenu dans les simulations est systématiquement différent du jet zonal gaussien vers lequel il relaxe: en particulier, il est décalé vers le nord et moins ample.

Bien que l'amplitude du forçage soit fixée, celle du jet climatologique n'est pas simplement maîtrisée. Les 3 paramètres du forçage influent sur l'amplitude du jet. C'est aussi le cas pour la position moyenne et la largeur du jet obtenu. De plus, cette dépendance n'est en aucun cas linéaire. Un grand nombre de simulations à durée courte (2 ans) ont été lancées. Comme le but était d'obtenir des jets de largeurs différentes mais d'amplitude et de position identiques, le paramètre  $\sigma_\varphi$  (largeur du jet) est choisi en premier, les deux autres variants pour choisir des jets aux différences faibles. Cette solution manuelle a permis d'obtenir les jets présentés en Table 4.1.

La première série de simulations est telle que le jet est centré sur  $42.7^\circ\text{N}$  avec une amplitude maximale (en moyenne sur les 3 niveaux) de  $24.1\text{m/s}$ . Elle est composée de 3 simulations dont le jet est d'une largeur différente, auquel il faut ajouter une simulation de largeur très proche de l'une d'elles et légèrement décalée (environ  $2^\circ$ ) vers le nord. Une autre série de 3 simulations est semblable à la première, mais le jet est centré sur  $51.3^\circ\text{N}$  et son amplitude est de  $24.7\text{m/s}$ . Les jets de ces simulations sont présentés en Figure 4.1. Dans ce tableau et par la suite, les simulations seront nommées par la latitude du centre du jet  $\varphi_0$  et une lettre décrivant leur largeur (F pour fin, M pour moyen, L pour Large).

Les caractéristiques de ces simulations sont listées en Table 4.1. Les 3 entrées associées au "jet du profil de relaxation" correspondent aux paramètres données en entrée de la simulation. Les 3 entrées associées au "jet climatologique" sont les résultats obtenus. L'objectif étant d'avoir des jets d'amplitude et de centre proche de sorte que leur seule différence soit la largeur du jet, la précision du modèle ( $2.81^\circ$  entre deux points) était insuffisante. Ainsi, une interpolation du 3e ordre par splines a été utilisée pour estimer le maximum du jet et sa position à  $0.1^\circ$  près. Ensuite, le jet a été approximé par une gaussienne et son écart-type donne l'ordre de grandeur de la largeur du jet. Ce fit est

Table 4.1: Caractéristiques des jets vers lesquels relaxent les simulations et des jets obtenus en moyenne climatologique. Calculés à partir de la moyenne temporelle, zonale et en altitude du vent zonal  $U$ .

| Nom  | Jet du Profil de Relaxation |                    |                          | Jet Climatologique |        |            |
|------|-----------------------------|--------------------|--------------------------|--------------------|--------|------------|
|      | Amplitude $U$               | Centre $\varphi_0$ | Largeur $\sigma_\varphi$ | Amplitude          | Centre | Écart-type |
| S42L | 33m/s                       | 30°N               | 30°                      | 24.2m/s            | 42.6°N | 9.7°       |
| S42M | 45m/s                       | 30°N               | 20°                      | 24.1m/s            | 42.8°N | 9.4°       |
| S42F | 60m/s                       | 33°N               | 10°                      | 24.1m/s            | 42.9°N | 8.5°       |
| S44M | 39m/s                       | 33°N               | 20°                      | 24.2m/s            | 44.9°N | 9.1°       |
| S51L | 35m/s                       | 37°N               | 30°                      | 24.8m/s            | 51.2°N | 9.9°       |
| S51M | 40m/s                       | 40°N               | 20°                      | 24.9m/s            | 51.2°N | 8.8°       |
| S51F | 60m/s                       | 42°N               | 10°                      | 24.6m/s            | 51.4°N | 8.2°       |

limité au centre du jet et au flanc nord: 40°N - 62°N pour les jets autour de 43°N et 45°N - 67°N. En effet, ces jets ne sont en fait pas complètement gaussiens et semblent asymétriques (en plus du fait que les jets les plus larges ne redescendent pas complètement sur leur flanc sud, ce qui n'est pas un problème dans la mesure où c'est le flanc nord des jets qui nous intéressent). Par conséquent, la dernière colonne de la Table 4.1 contient des valeurs très dépendantes des limites latitudinales de l'approximation. L'ordre de grandeur reste le même et les changements de limites ne modifient pas le classement du plus large au moins large.

Ces simulations sont performées sur 20 ans, avec un temps d'échantillonnage de 6 heures. La première année, pouvant correspondre à une période transitoire, est systématiquement retirée des calculs.

### 4.2.3 Exemples d'instantanés

Cette section illustre les simulations présentées en section 4.2.2 en montrant des instantanés de la circulation pour une simulation de chaque série.

La Figure 4.2 donne un exemple d'instantané de circulation, en montrant: en (a) le vent zonal à un pas de temps particulier, par rapport à sa position moyenne; en (b) les anomalies de température et le vent méridien au même pas de temps, dans la simulation S42L. Le vent zonal semble séparé en 5 zones en longitude: la première commence entre -20 et 0E et s'achève vers 50E, la 2<sup>e</sup> s'achève vers 120E. Ce sont les deux zones de vent zonal le plus faible mais de vent méridien et de température les plus variables: ici le jet est très sinueux. Entre 120E et 190E, le jet reprend de l'ampleur et est décalé vers le nord. C'est entre 190E et 270E que le jet est le plus fort et le vent méridien le plus faible. La dernière zone, entre 270E et 340E, a aussi un jet fort mais le vent méridien reprend de l'amplitude lui aussi. Le jet commence à être sinueux dans cette région: il se décale vers le sud.

Ces 5 zones correspondent chacune à un dipôle en vent méridien, qui rend visible l'influence du nombre d'onde zonal adimensionnel 5 à ce pas de temps, choisi pour cela. Ces dipôles

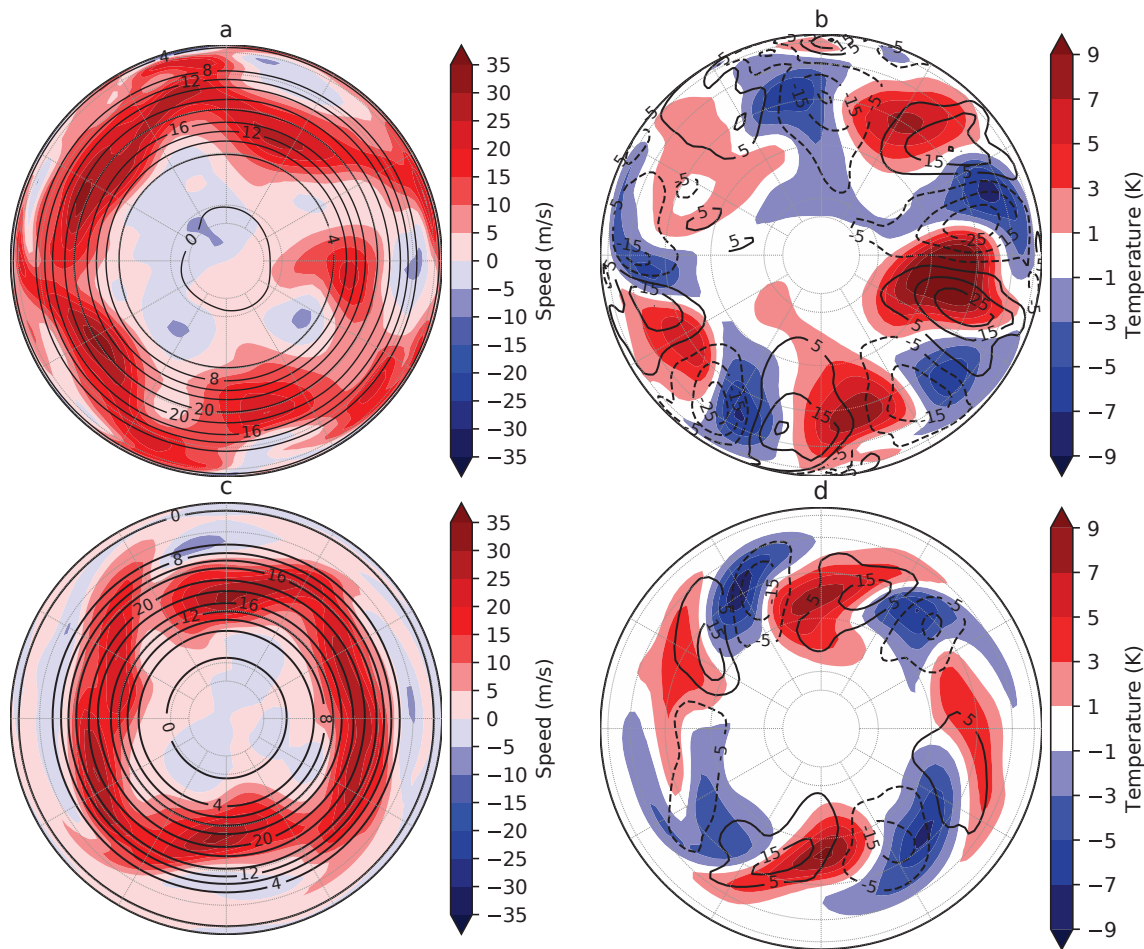


Figure 4.2: (a) Instantané de  $U$  à 500hPa (couleurs) et moyenne climatologique de  $U$  dans la simulation S42L. (b) Instantané des anomalies de  $T$  à 650hPa (couleur) et  $V$  à 500hPa (contour) à un pas de temps, dans la même simulation. Le pas de temps est celui où l'amplitude associée au nombre d'onde 5 est la plus grande. (c) et (d): comme (a) et (b), au même pas de temps, pour la simulation S51F.

sont en quadrature avec des dipôles de température. Il y a des anomalies positives de température en aval des régions de vent méridien positif, qui va vers le pôle et transport donc de l'air chaud des tropiques. Inversement, les zones froides sont liées à l'advection d'air plus froid depuis le nord.

Dans la simulation au jet fin vers  $51^\circ\text{N}$ , le même phénomène est visible pour le nombre d'onde zonal 4:  $U$  semble former un carré autour du pôle, et  $V$  et  $T$  forment 4 dipôles, avec des anomalies très faibles en-dehors du jet. Dans les deux simulations, les anomalies de température et de vent méridien ne sont quasiment que là où le vent zonal est fort: dans le jet. Cependant, le maximum du vent zonal peut s'écarter de près de  $15^\circ$  de sa latitude moyenne (par exemple Figure 4.2a, vers  $20^\circ\text{W}$ . A ces endroits-là, lorsque le jet atteint des latitudes éloignées de sa moyenne, les anomalies de  $V$  et de  $T$  peuvent être grandes à des latitudes inusuelles (vers  $90^\circ\text{E}$ ).

En observant les isolignes de  $V$  dans les Figures 4.2b,d, une différence entre le jet à  $42^\circ\text{N}$  et celui à  $51^\circ\text{N}$  est marquante: les isolignes de S51F sont très étalées en longitude, montrant

une pente anticyclonique au sud du jet, alors que celles de S42L sont plus équilibrées entre cyclonique et anticyclonique. Ce résultat est cohérent avec l'effet de la latitude du jet sur le sens de déferlements des ondes (Rivière, 2009).

### 4.3 Impact de la largeur du jet

Dans cette partie, les simulations S42L et S42F, dont le jet est à 42°N, sont comparées. L'écart de largeur entre leurs jets est le plus grand, de sorte que les différences entre ces simulations sont remarquables. D'abord, les différences climatologiques entre les simulations sont représentées, puis les différences en terme d'ondes.

#### 4.3.1 Différences climatologiques

Les différences en moyenne climatologique et zonale sont présentées en Figure 4.3, pour la température, la vitesse zonale, le gradient méridien de  $\zeta$  et l'écart-type de la vitesse méridionale, avec ses composantes haute et basse fréquence. En particulier, la Figure 4.3a montre la différence de température moyenne, qui augmente vers le pôle de manière très similaire à l'Amplification Arctique dans un modèle moins idéalisé. Le réchauffement est en effet plus intense près de la surface. Cela s'explique à l'aide des contours de la Figure 4.3b, à l'emplacement du jet: à haute altitude, le jet est plus intense dans le cas du jet fin, alors qu'il l'est moins à 800hPa (par rapport au jet épais). Autrement dit le jet change plus avec l'altitude dans la simulation S42F que dans la simulation S42L. Avec l'équation du vent thermique (équation (1.9)), cette intensification de  $\frac{\partial U}{\partial z}$  se comprend comme une diminution du gradient méridien de température.

Mais surtout le gradient méridien de température est diminué aux mêmes latitudes que le vent zonal sur le flanc nord du jet (Figure 4.3b, surtout visible en altitude). Bien que l'amplitude du jet en son centre varie différemment avec l'altitude, ces différences sont minimales par rapport aux changements de vent zonal sur ses flancs, liés au rétrécissement du jet. Sur son flanc nord, vers 60°N à 200hPa, la diminution du vent zonal est de 5m/s, soit une division par deux.

Ces changements de vent zonal se répercutent sur le vent méridien, dont l'écart type, avec ses composantes basse et haute fréquence, est exposé en Figure 4.3d,e,f. Ces changements sont très barotropes. L'écart-type de  $V$  diminue partout, sauf dans le centre (un peu décalé vers le sud) du jet. La diminution est particulièrement forte sur les flancs du jet, là où la vitesse zonale est quasiment nulle. Ces changements sont très semblables à ceux de la basse et de la haute fréquence, même s'ils ne se répercutent pas de la même manière. Dans la haute fréquence (Figure 4.3f), l'écart-type diminue presque partout (à l'exception du coeur du jet à 500hPa) faiblement. Les variations de la basse fréquence sont plus marquées, avec une diminution d'environ 1m/s partout, sauf dans le coeur du jet, où l'augmentation est plus forte. Cette augmentation de la basse fréquence, correspondant à 200hPa à une diminution de la haute fréquence, peut être vue comme un décalage vers des ondes plus lentes.

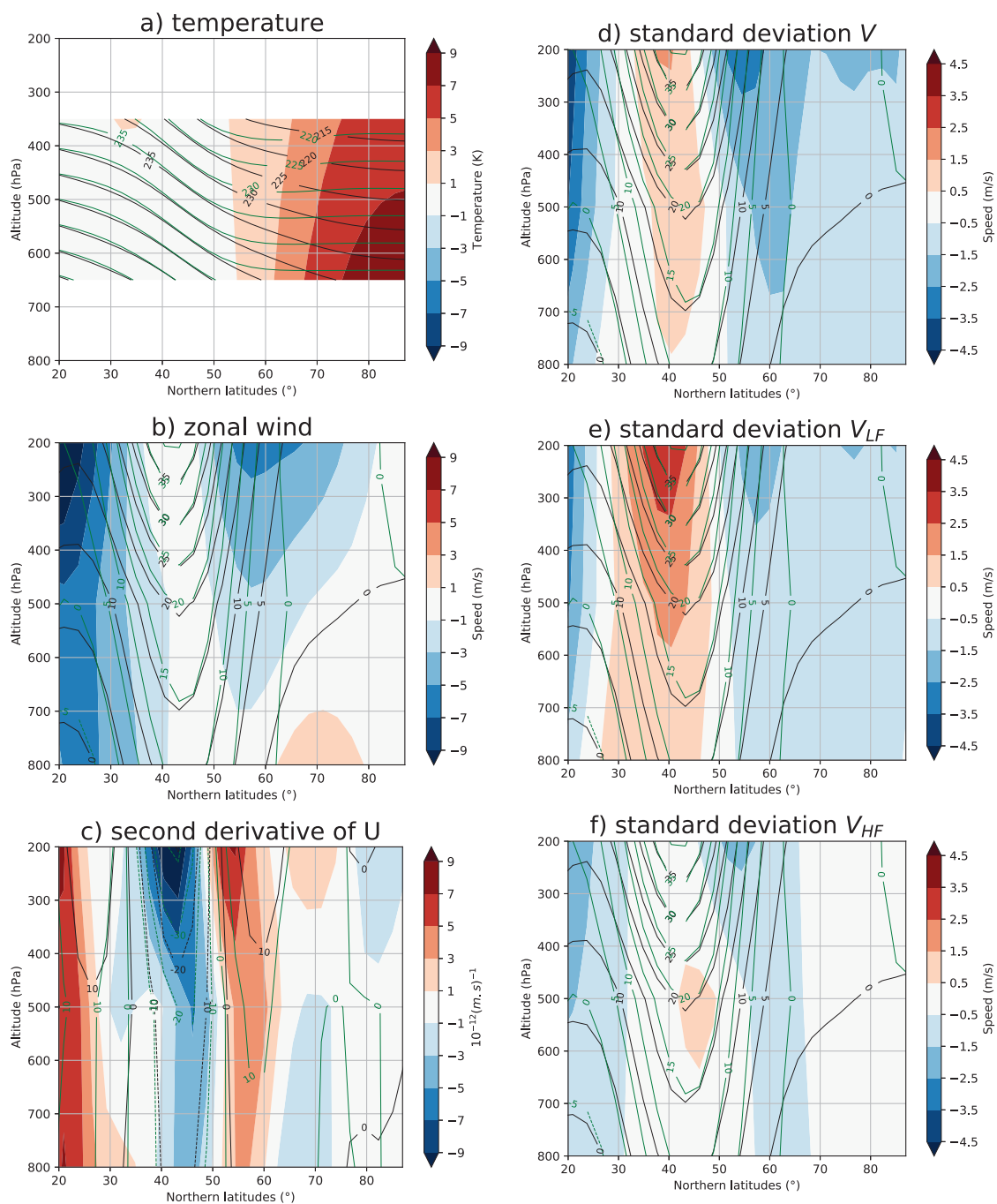


Figure 4.3: (a) Profil en moyenne zonale et temporelle de  $T$ , pour S42L (contours noirs), pour S42F (contours verts) et différence entre les deux (couleurs). (b) et (c): comme (a) pour  $U$  et  $\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}$ . (d),(e),(f): respectivement les différences d'écart-type de  $V$ , d'écart-type de  $V$  basse fréquence et d'écart-type de  $V$  haute fréquence (couleurs) et contours identiques à ceux de (b).

La Figure 4.3c illustre les changements de la dérivée seconde de  $U$ :  $\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}$ , qui intervient dans la vitesse de phase des ondes (Figure 4.5, vert). Cette variable augmente entre  $50^\circ\text{N}$  et  $60^\circ\text{N}$ , à cause de la petite convexité centrée sur  $65^\circ\text{N}$  uniquement pour le jet fin (voir Figure 4.1, anomalies déjà présente dans Simmons and Hoskins (1978)). Elle diminue de

35°N à 50°N. Cette diminution est particulièrement forte autour de du centre du jet à 42°N et correspond, en valeur absolue, à une augmentation de la concavité du jet. Autrement dit, la dérivée seconde du vent zonal varie de la même manière dans les deux simulations et s'annule en même temps, mais l'amplitude des variations est plus élevée lorsque le jet est plus fin.

### 4.3.2 Différences ondulatoires

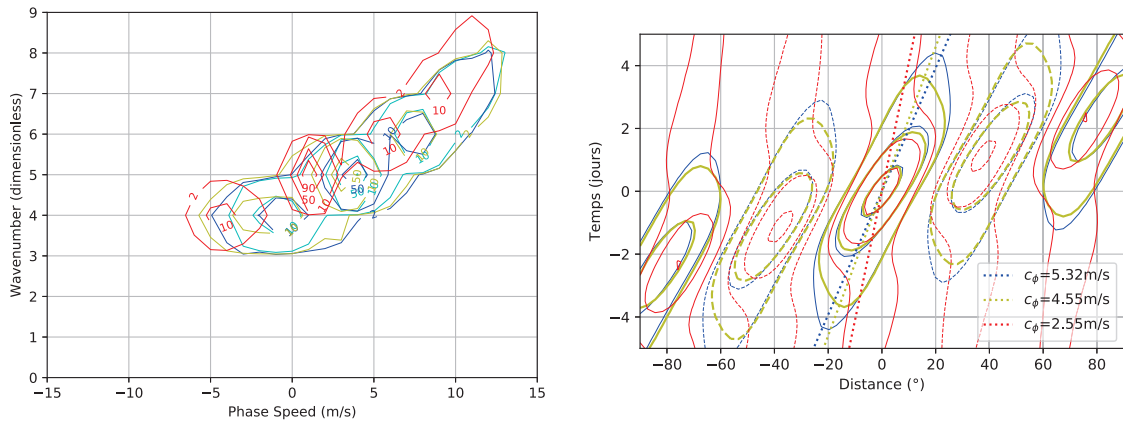


Figure 4.4: Spectre de Hayashi (gauche) et diagramme de Hovmuller en autocorrélation (traits pleins et tiretés tous les 0.3), moyenné zonalement (droite), et vitesse de phase (pointillées). Avec  $V$  moyennée en altitude entre 40°N et 65°N dans les simulations S44M (cyan, uniquement à gauche), S42L (bleu), S42M (jaune) et S42F (rouge).

Ces différences dans la climatologie des simulations impactent les ondes. Trois diagnostics sont utilisés: les spectres de Hayashi, présentés en section 2.3, permettent d'estimer les changements énergétiques en terme de nombre d'onde et de vitesse de phase. Les diagrammes de Hovmuller en autocorrélations donne une information globale sur le nombre d'onde et la vitesse de phase privilégiés. La théorie barotrope des ondes de Rossby permet d'appréhender les changements de vitesse de phase en terme de variation de vitesse zonale, de gradient de vorticité et d'élongation des ondes.

En Figure 4.4, les spectres de Hayashi montrent des ondes particulièrement énergétiques pour les nombres d'onde 4 à 7. En particulier, le nombre d'onde 5 domine largement. La vitesse de phase augmente avec le nombre d'onde. En l'absence de topographie, et donc d'éléments ajoutant des non-linéarités et des ondes différentes, l'énergie est concentrée dans des régions très limités du spectre, par rapport au modèle plus complexe (chapitre 3). Ainsi, les écarts entre les simulations sont de l'ordre de grandeur des valeurs de base. En regardant les contours bleus, jaunes et rouges, ces écarts correspondent à un décalage vers des nombres d'ondes plus élevés, mais surtout vers des vitesses de phases plus lentes, qui accompagnent l'affinement du jet.

Les diagrammes de Hovmuller de la Figure 4.4 pour les simulations S42L, S42M et S42F montrent la corrélation entre  $V$  (en moyenne sur 35°N-60°N) à une date et une longitude, et la même variable avec un délai compris entre -5 et 5 jours et un écart en longitude qui recouvre 180°. Étant donné le caractère zonal de ces simulations, le résultat obtenu

pour chaque point de grille en longitude est moyenné zonalement. Le nombre d'extremum (5) sur  $180^\circ$  (un demi cercle) permet de valider l'importance du nombre d'onde 5 (il y a bien 5 dipôles sur le cercle). De plus, les contours rouges (S42F) sont visiblement plus rapprochés, ce qui vérifie aussi le décalage vers des ondes plus petites, donc des nombres d'ondes plus grands, avec l'affinement du jet.

A chaque nombre d'onde dans le spectre de Hayashi, le maximum d'énergie est décalé d'environ  $-3m/s$  entre S42L et S42F. En particulier, pour le nombre d'onde 5, ce décalage rapproche le pic d'une vitesse de phase nulle pour S42F, ce qui implique qu'il y aurait des ondes quasi-stationnaires très énergétiques. Sans regarder les nombres d'ondes et leurs importance relative, le diagramme de Hovmuller associé à chaque simulation une vitesse de phase. Elle est très proche de celle du nombre d'onde 5 de diagramme de Hayashi, et permet d'établir avec précision que l'écart entre S42L et S42F est bien d'environ  $-3m/s$ , en moyenne sur ces latitudes.

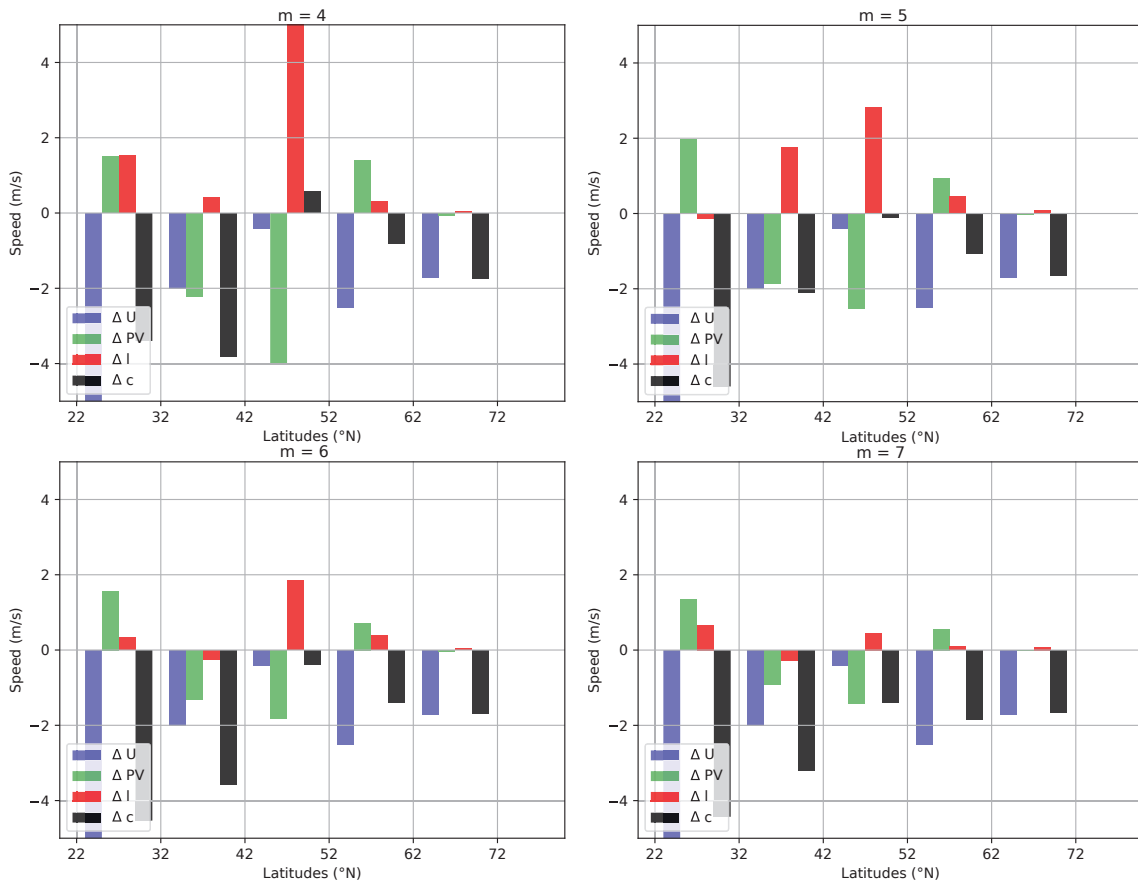


Figure 4.5: Anomalies de vitesse de phase entre les simulations S42L et S42F pour les nombres d'onde les plus énergétiques.

La Figure 4.5 analyse qualitativement cette diminution de la vitesse de phase pour les nombres d'ondes les plus énergétiques (4 à 7), entre les simulations S42L et S42F. Les bandes de  $10^\circ$  en latitude sont déterminées à partir du centre du jet ( $42^\circ N$ ). Les deux bandes entre  $42^\circ N$  et  $62^\circ N$  correspondent au flanc nord du jet, et la bande  $32^\circ N$ - $42^\circ N$  à son flanc sud. Dans chaque bande, les impacts du changement de  $U$ , de gradient de  $\zeta + f$  et de l'élongation des ondes, à travers le ratio  $l/k$ , sont estimés. Rappelons l'équation qui

gouverne ces changements, et qui est déjà cité et expliquée en section 3.3.3:

$$\Delta c_\phi = \Delta U - \frac{\Delta \left( \beta - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right)}{k^2 + l^2} + \frac{\beta - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}}{k^2} \frac{\Delta \left( \frac{l^2}{k^2} \right)}{\left( 1 + \frac{l^2}{k^2} \right)^2}. \quad (4.3)$$

Naturellement, les anomalies de  $U$  sont toujours négatives, puisque les jets ont la même amplitude au maximum et que seule leur largeur diffère. Cette diminution de  $U$  est logiquement plus faible dans la bande 42°N-52°N (proche du maximum) que dans la bande 52°N-62°N. Cependant, la forte différence entre les deux bandes autour du maximum montre bien que les flancs nord et sud du jet ne sont pas égaux. Ces 3 bandes correspondent grossièrement aux limites étudiées avec le spectre de Hayashi (Figure 4.4). Les bandes alentour sont montrées en Figure 4.5 mais ne font pas partie des latitudes moyennes.

L'effet complémentaire de l'affinement du jet est l'augmentation de sa concavité (voir Figure 4.3c et sa description). Pour le jet autour de son centre, cela correspond à une diminution de la vitesse de phase, mais les autres changements aux bords du jet ont des effets inverses. Mais à ces emplacements, leur effet sur la vitesse de phase est systématiquement dominé par l'effet inverse de  $U$ . Enfin, ces augmentations de la convexité sont des artefacts liés à la définition du jet.

Le 3e composant est plus versatile. Les changements d'élongation des ondes sont liés au ratio du nombre d'onde méridien  $l$  sur le nombre d'onde zonal  $k$ , ce dernier étant fixé pour chaque graphique de la Figure 4.5. La propagation des ondes est intrinsèquement liée au courant-jet, comme souligné dans le chapitre 1: aussi, les ondes se propagent dans le jet. Pour un jet plus fin, l'extension méridienne des ondes sera donc plus faible, ce qui renforce les nombres d'ondes plus élevés et par conséquent augmente le nombre d'onde associé. Cette augmentation de  $l/k$  (en général de l'ordre de 20%) cause une augmentation des vitesses de phase des ondes. En pratique, dans la Figure 4.5, cette augmentation se retrouve presque toujours aux latitudes moyennes, et a même une grande amplitude dans certaines bandes pour les ondes les plus grandes. Cette augmentation est particulièrement grande dans la bande 42°N-52°N.

Ainsi, la vitesse de phase calculée avec l'équation barotrope est dominée par des principes antagonistes: les effets du gradient de  $\zeta + f$  et de l'élongation des ondes sont souvent d'amplitudes similaires mais de signe opposés, et les changements de  $U$  sont souvent déterminants. Remarquons que la vitesse de phase diminue de façon quasi-systématique, de l'ordre de 1m/s (relativement cohérent avec le 3m/s du spectre de Hayashi étant donné les différences entre ces diagnostics).

En résumé, dans cette section, deux simulations ont été comparées. Elles diffèrent avant tout par la largeur de leur jet. Elles semblent indiquer que l'affinement du jet a deux effets principaux: ralentir les ondes, et augmenter la variabilité basse-fréquence.



## 4.4 Sensibilité au profil du jet

Deux simulations ont été comparées dans la section précédente, et des résultats clairs ont été obtenus; cependant, le domaine de validité de ces résultats reste flou. Ainsi, dans cette section, nous allons tester la sensibilité de nos résultats. D’abord, en comparant deux autres simulations ne différant entre elles que par la largeur du jet mais centrées sur des latitudes bien plus hautes. Ensuite en étudiant les changements d’écart-type basse fréquence en incluant d’autres simulations au jet de largeur intermédiaire.

### 4.4.1 Sensibilité à la latitude

Dans un premier temps, à l’aide des simulations S51L et S51F, la même étude que précédemment est menée sur un jet plus proche du pôle. La différence de latitude moyenne entre les deux séries de simulations est assez grande pour que les différences entre deux affinements à des latitudes différentes soient visibles.

La Figure 4.6 montre les changements climatologiques de température, de vent zonal, de sa concavité, et d’écart-type du vent méridien. Comparativement, les résultats sont très semblables à ceux pour le jet à 42°N. Le changement de température correspond à une amplification polaire, et à une diminution du vent zonal sur le flanc nord du jet. L’écart-type du vent zonal augmente au coeur du jet, ce qui correspond à une augmentation plus forte de la basse-fréquence, tandis que la haute fréquence diminue partout.

Du point de vue énergétique (Figure 4.7a), un décalage vers des ondes plus lentes et plus petite échelle est visible dans ces simulations également. Cependant, le nombre d’onde le plus énergétique est cette fois le nombre d’onde adimensionnel 4. Comparée à la Figure 4.4, le spectre semble aussi plus étalé en vitesse de phase, *i.e.* atteindre des vitesses de phase plus élevées: c’est nettement le cas pour les ondes vers l’est. Un élément de la vitesse de phase barotrope peut l’expliquer: le paramètre de Coriolis donne  $\beta = \frac{\partial f}{\partial y} = \frac{2\Omega \cos \varphi}{a}$ . On peut écrire:

$$c_\varphi = U - \frac{2\Omega \cos(\varphi)}{a(k^2 + l^2)} + \frac{\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}}{k^2 + l^2} \quad (4.4)$$

Le jet étant plus au nord, l’impact de  $\beta$  sur  $c_\varphi$  est plus grand, poussant vers des vitesses de phase plus rapides. La vitesse de phase, calculée à partir des diagrammes de Hovmuller (comme en Figure 4.4 mais non montrés), donne cette fois des vitesses de phases plus grandes (9.63m/s pour S51L) et l’écart lié à l’affinement du jet est aussi plus important (près de  $-6m/s$ , car pour S51F  $c_\phi = 3.79m/s$ ).

La Figure 4.7b illustre les composantes du changement de la vitesse de phase pour ce nombre d’onde. Comme pour le jet à 42°N, le vent zonal diminue moins sur le flanc nord (bande 51°N-61°N) que sur son flanc sud, aussi le jet apparaît comme asymétrique. Autour du centre du jet, la concavité diminue, et l’impact de l’élongation des ondes implique toujours une augmentation de la vitesse de phase.

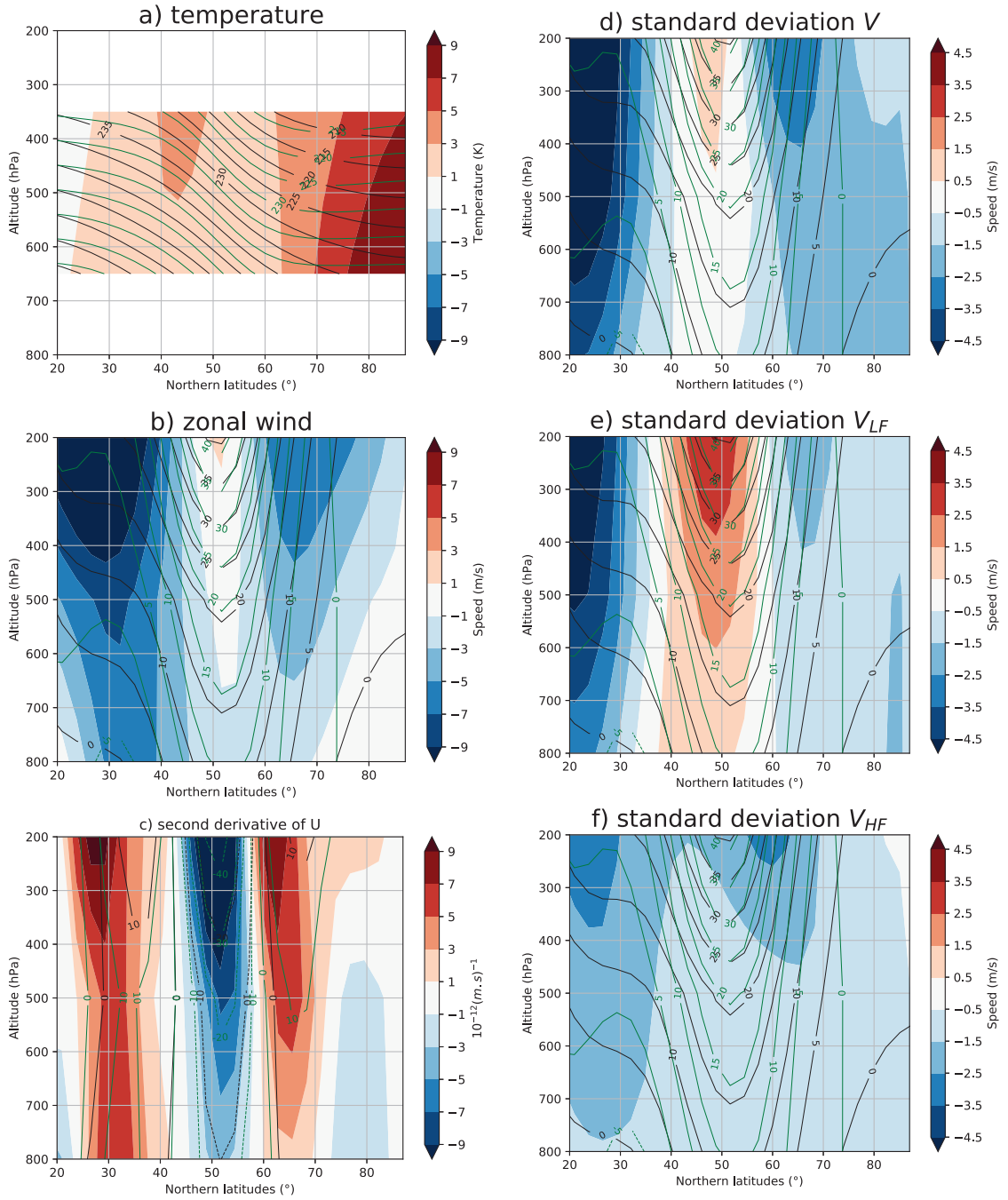


Figure 4.6: (a) Profil en moyenne zonale et temporelle de  $T$ , pour S51L (contours noirs), pour S51F (contours verts) et différence entre les deux (couleurs). (b) et (c): comme (a) pour  $U$  et  $\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}$ . (d),(e),(f): respectivement les différences d'écart-type de  $V$ , d'écart-type de  $V$  basse fréquence et d'écart-type de  $V$  haute fréquence (couleurs) et contours identiques à ceux de (b).

Ainsi, ce changement de centre en latitude du jet n'apporte pas de grand changement du point de vue des ondes. La Table 4.1 indique que la différence d'écart-type de la forme méridienne du jet entre les simulations comparées à 51°N est plus grande de 30% que pour les simulations à 42°N. Cela explique que les changements de vitesse de phase soient plus

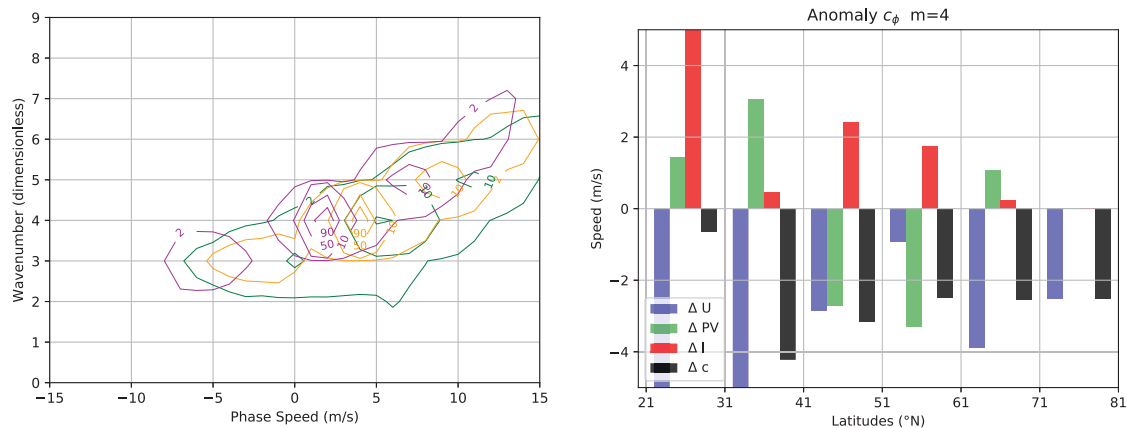


Figure 4.7: Spectre de Hayashi (gauche) avec  $V$  moyennée en altitude entre  $40^\circ\text{N}$  et  $65^\circ\text{N}$  dans les simulations S51L (vert), S51M (orange) et S51F (magenta). Anomalies de vitesse de phase entre les simulations S51L et S51F pour le nombre d'onde le plus énergétique:  $m=4$ .

grands.

La véritable différence entre les deux séries de simulations correspond au décalage en terme de nombre d'onde adimensionnel. Cependant, cette différence s'estompe en comptant en longueur d'onde. En effet, la longueur d'onde associée à  $m$  pour un jet à  $\phi_0$  est:

$$\lambda = \frac{2\pi a \cos(\varphi_0)}{m} \quad (4.5)$$

Ce qui correspond à environ 6000km pour une onde 5 et un jet à  $42^\circ\text{N}$  comme pour une onde 4 et un jet à  $51^\circ\text{N}$ . Ainsi, la comparaison de ces deux séries de simulations au jet moyen si distant en latitudes mène aux conclusions suivantes:

- la principale différence liée à la position du jet est le décalage vers de plus petits nombres d'onde, ce qui correspond en fait à des ondes de taille identique
- Un décalage vers des vitesses de phases plus grandes, expliquées par le changement de  $\beta$ , est observé
- Une fois ces deux remarques faites, un constat s'impose: le résultat de la comparaison entre un jet large et un jet fin est extrêmement similaire. Les ondes dominantes sont de même taille, les composantes de leur vitesse de phase ont des impacts de même signe, la variance basse-fréquence augmente pareillement.
- Notons enfin qu'un jet plus au nord implique des ondes de plus petit nombre d'onde et de vitesse de phase plus grande.

#### 4.4.2 Largeurs du jet et variance basse fréquence

Des simulations aussi idéalisées sont parfois pathologique. Pour contourner ce problème, les simulations au jet de même amplitude et centre en latitude sont utilisées par série de 3 (voir Table 4.1). Dans les sections précédentes, seules les deux plus extrêmes (S42L et S42F, S51L et S51F) sont comparées. Par comparaison, la 3<sup>e</sup>, S42M, dont le jet est de largeur intermédiaire, donne une climatologie similaire aux deux autres. Comme le révèle la Figure 4.4a et b, ses résultats sont intermédiaires: en la comparant au jet le plus large, des résultats similaires à ceux présentés ci-dessus sont obtenus, avec des différences d'amplitude plus faibles. Sa vitesse de phase est entre celle de S42L et S42F. Le même résultat peut être remarqué pour S51M (vitesse de phase  $c_\phi = 7.57m/s$ ).

il en est de même pour les contributions des différents termes de  $\Delta c_\phi$  (par rapport à S42L), qui sont de même signe qu'entre S42F et S42L (non montré). Les résultats sont similaires dans les deux séries: un jet de largeur intermédiaire donne un ralentissement intermédiaire et une augmentation modérée de la variabilité basse-fréquence.

L'écart-type de  $V$  basse fréquence est présenté en Figure 4.8: (a) pour les simulations centrées sur  $42^\circ N$  et (b) pour celles centrées sur  $51^\circ N$ . Tout d'abord, remarquons qu'au coeur du jet, l'écart-type de  $V$  est de même amplitude dans chaque série de simulations, à l'exception de S42L dont l'écart-type est plus faible. A part cette simulation, les courbes représentant l'écart-type de  $V$  en fonction de la latitude (Figure 4.8, traits pleins) sont des images de celles montrant  $U$  en fonction de la latitude (Figure 4.1). Ainsi, hors du jet, l'écart type de  $V$  est très faible, ce qui est cohérent avec les ondes observées dans les instantanées (Figure 4.2).

En exceptant S42L, les simulations ont une différence majeure en terme de variance: la variance totale au centre du jet est la même, mais plus le jet est fin et plus la contribution de la haute fréquence diminue (pointillé) alors que la contribution de la basse fréquence augmente (tireté). Pour les jets les plus larges, la haute fréquence domine alors que pour les plus fin, la basse-fréquence est largement plus ample. Ainsi, un décalage des hautes fréquences vers les basses fréquences, cohérent avec la diminution de la vitesse de phase, est diagnostiqué dans ces simulations.

Cependant, sur le flanc nord du jet, l'écart-type diminue davantage pour les jets fins (puisque'il suit  $U$ ). A hautes latitudes, la basse fréquence domine quelque soit la simulation, et l'écart-type complet est d'autant plus faible que le jet est fin. Cette remarque est éclairée par une comparaison avec les résultats du chapitre 3. Comme dans les simulations moins idéalisée de cette étude, la variance totale diminue sur le flanc nord avec l'AA. L'explication de Schneider et al. (2015) renforcée par l'étude de Screen (2014), indiquant que la variance est réduite par la diminution du gradient de température à ces latitudes, reste valide.

Ainsi, la comparaison de jets d'amplitudes et de positions constantes mais de largeurs variables permet d'analyser l'effet d'un rétrécissement du jet. Comme attendu, le premier effet notable sur les ondes correspond à un ralentissement lié à l'augmentation de la concavité du jet, cependant leur vitesse de phase n'est pas diminuée autant qu'elle le pourrait: l'affinement du jet a un effet contradictoire sur la vitesse de phase à travers la dimension méridienne des ondes. Ce ralentissement est concomitant avec une augmentation de la

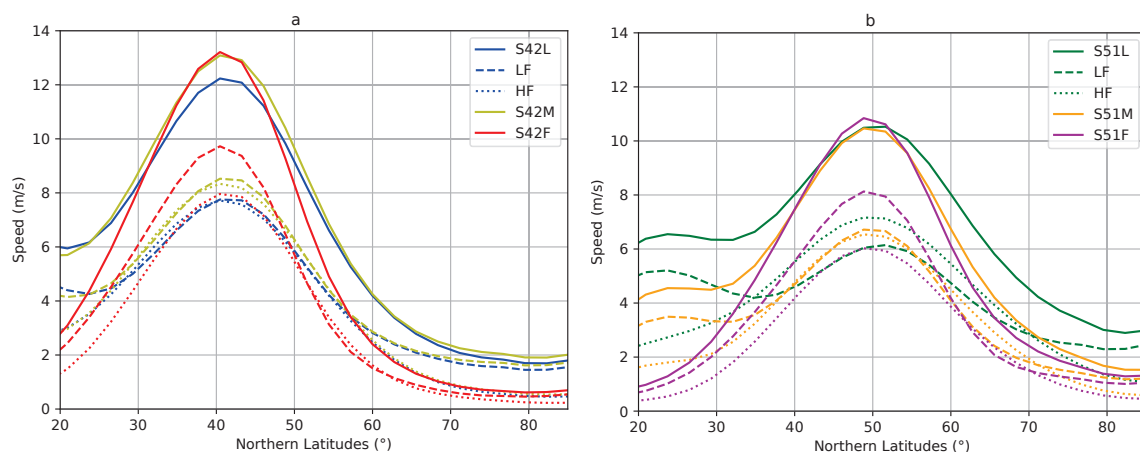


Figure 4.8: Écart-type de  $V$  en moyenne zonale et en altitude (traits pleins), avec ses composantes haute fréquence (pointillés) et basse fréquence (tireté); (a) pour les simulations S42L (bleu), S42M (jaune) et S42F (rouge); (b) pour les simulations S51L (vert), S51M (orange) et S51F (magenta).

variabilité basse fréquence au niveau du jet. Cette augmentation est limitée au niveau du jet: la variabilité diminue au pôle (comme en chapitre 3), là où l'affinement du jet n'a plus d'impact. Cependant, cette augmentation ne correspond pas, ou pas uniquement, au ralentissement des ondes. En effet, ce n'est pas un décalage en variance de la haute fréquence vers la basse fréquence mais bien une augmentation de la variance totale (à part en comparant seulement S42M et S42F).

En résumé, les résultats de la section précédente restent valides pour des jets différents en terme de largeur et de latitude centrale. Un jet de largeur intermédiaire est associé à des vitesses de phase intermédiaires. Les changements de vitesse de phase ont un impact direct sur l'écart-type, en faisant augmenter la basse fréquence et diminuer la haute fréquence.

## 4.5 Décalage du jet vers le nord

Il a été estimé dans le chapitre 3 que l'Amplification Arctique mène à un affinement du jet sur son flanc nord. Diverses études (Liu et al., 2012; Francis and Vavrus, 2012; Peings and Magnusdottir, 2014a) indiquent qu'elle devrait aussi conduire à un décalage du jet vers l'équateur, mais les observations indiquent que ce phénomène n'est pas visible : à l'inverse, l'effet du réchauffement climatique sur les jets est avant tout un décalage, de l'ordre du degrés, du jet vers le pôle (Hu et al., 2013; Staten and Reichler, 2013). Dans cette section, l'effet d'un décalage de moins de 2 degrés sur la vitesse de phase des ondes est étudié en comparant deux jet de largeurs proches mais centré sur des latitudes différentes:  $42.8^\circ\text{N}$  pour S42M contre  $44.7^\circ\text{N}$  pour S44M.

La Figure 4.9 compare les climatologies de ces simulations en moyenne zonale: en (a) les changements en température sont bien plus faible que dans les sections précédentes et n'ont pas la forme d'une amplification polaire.

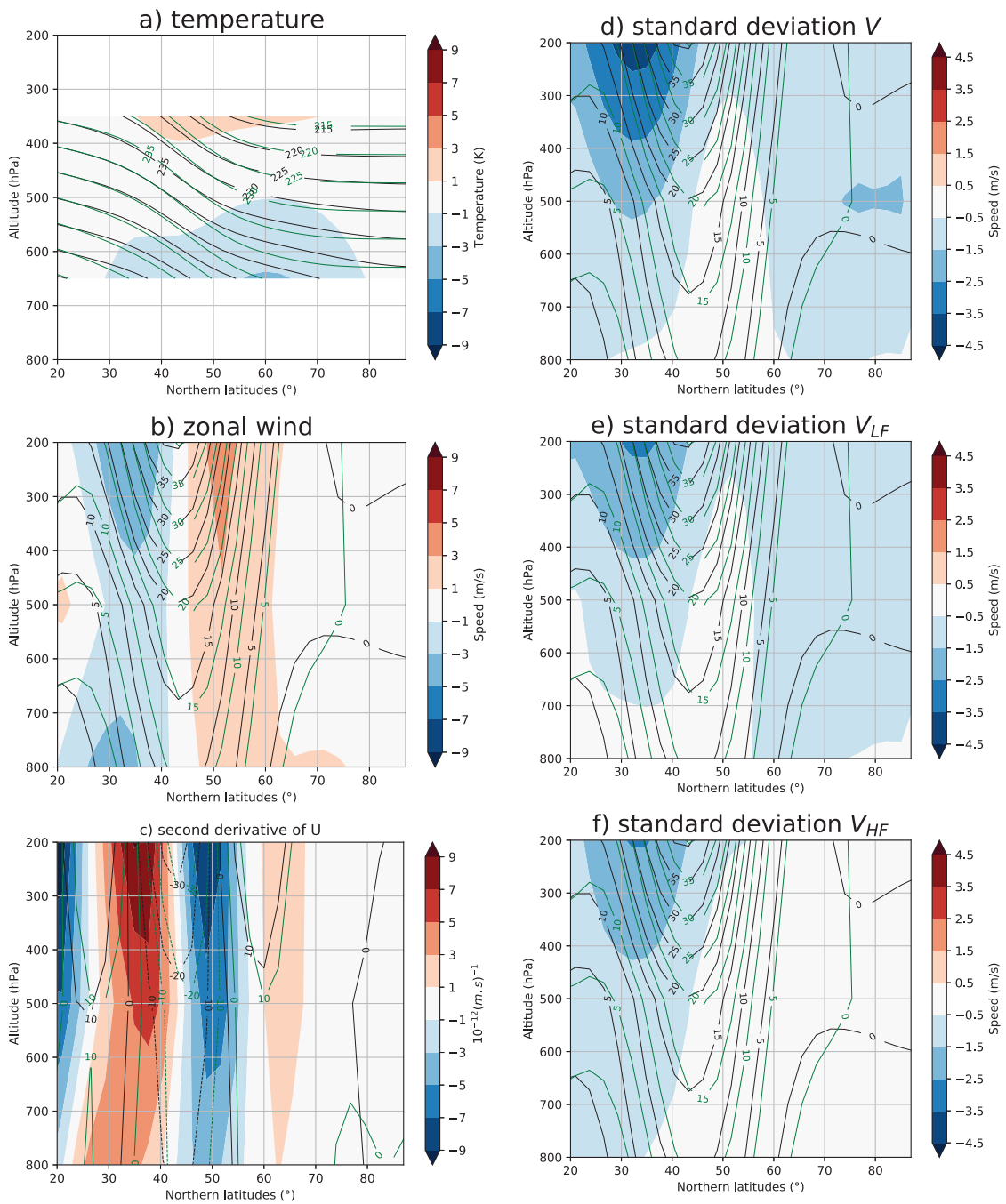


Figure 4.9: (a) Profil en moyenne zonale et temporelle de  $T$ , pour S42M (contours noirs), pour S44M (contours verts) et différence entre les deux (couleurs). (b) et (c): comme (a) pour  $U$  et  $\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}$ . (d),(e),(f): respectivement les différences d'écart-type de  $V$ , d'écart-type de  $V$  basse fréquence et d'écart-type de  $V$  haute fréquence (couleurs) et contours identiques à ceux de (b).

La Figure 4.9b indique bien un décalage du jet vers le nord. Le premier effet est l'augmentation du vent zonal sur le flanc nord du jet et sa diminution sur son flanc sud. Comme la pente des deux courbes est la même, ces différences sont à peu près constantes sur toute la longueur du flanc du jet. De même, le résultat de la Figure 4.9c est attendu: la convexité

diminue directement au nord du pic.

Enfin, les profils de la vitesse méridienne totale et sa composante basse-fréquence sont très similaires (Figure 4.9d,e). La décroissance de l'écart-type sur le flanc sud du jet, là où le vent zonal devient très faible, est attendue. Mais l'inverse n'a pas lieu sur le flanc nord, où l'écart-type diminue aussi, bien que faiblement. Cette diminution au nord est majoritairement le fait de la basse fréquence par rapport à la haute fréquence (Figure 4.9f).

Cette diminution de l'écart-type peut se comprendre en comparant les deux panneaux de la Figure 4.8: plus le jet est au nord, plus l'écart-type maximum diminue pour un jet d'amplitude équivalente.

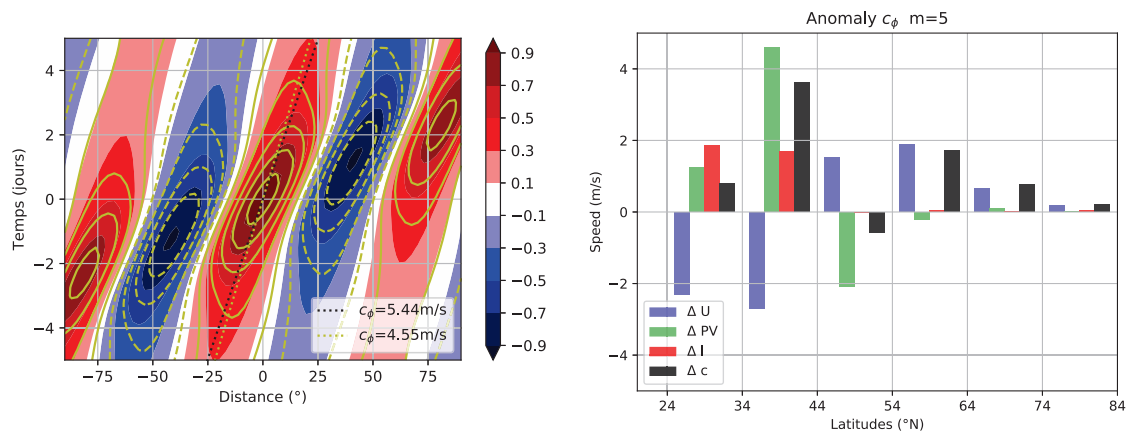


Figure 4.10: Gauche: Diagramme de Hovmuller de  $V$  moyenné en altitude entre  $35^\circ\text{N}$  et  $60^\circ\text{N}$  pour S44M (couleurs, vitesse de phase en pontillé noir) et S42M (jaune). Droite: composantes des anomalies de vitesse de phase entre les simulations au jet décalé vers le nord, pour le nombre d'onde zonal adimensionnel  $m=5$ .

La Figure 4.10 illustre les changements pour les ondes liées à ce décalage vers le nord. Le diagramme de Hovmuller montre à nouveau la domination du nombre d'onde 5. Il montre aussi que la vitesse de phase augmente avec le décalage vers le nord d'environ  $1 \text{ m/s}$ . A nouveau, ce diagnostic est cohérent avec le spectre de Hayashi montré en Figure 4.4 (cyan pour S44M, jaune pour S42M), où l'énergie est surtout concentrée dans le nombre d'onde 5. De plus, pour les nombres d'onde 4 à 6 (les 3 plus énergétiques) un décalage faible vers des vitesses de phase plus positives est la principale conclusion. Lorsque les jets à  $51^\circ\text{N}$  étaient comparés à ceux de  $42^\circ\text{N}$ , l'impact de  $\beta$  était souligné: il diminue de 15%. Ici, entre  $42.8^\circ\text{N}$  et  $44.7^\circ\text{N}$ ,  $\beta$  change de  $-3\%$ . Il n'explique donc pas le changement de vitesse de phase.

Cette analyse en terme de vitesse de phase se retrouve à l'aide de l'équation barotrope (Figure 4.10b). Par rapport aux autres simulations, l'élongation des ondes ne joue qu'un rôle minime. De plus, c'est sur le flanc sud, là où le vent zonal est réduit. On retrouve donc un élément cohérent avec l'affinement du jet: là où l'affinement réduisaient le vent zonal, l'élongation des ondes a un effet d'accélération des ondes. L'influence directe du vent zonal est, comme attendu, une accélération des ondes sur le flanc nord pour un ralentissement sur le flanc sud. Pour le gradient de  $\zeta + f$ , le résultat est lui aussi cohérent avec la Figure 4.9c: une diminution sur le flanc nord immédiat du jet, une influence très faible plus au nord et une accélération au sud.

Au final, ces diagnostics indiquent que les ondes sont majoritairement accélérées par le décalage vers le nord. Sur le flanc nord du jet, c'est par  $U$ ; au centre, les effets de  $U$  et de  $\zeta + f$  se combattent, puis ils s'inversent sur le flanc sud du jet. C'est alors l'augmentation du gradient de  $\zeta + f$  qui augmente la vitesse de phase.

En théorie, si S42M et S44M avaient toutes deux exactement le même profil, mais simplement décalé vers le nord, et si la résolution latitudinale était infinie, le résultat serait un peu différent. La diminution de  $\zeta + f$  sur le flanc nord devrait être exactement égale en amplitude à l'augmentation de  $\zeta + f$  sur le flanc sud; de même, l'augmentation de  $U$  sur le flanc nord serait égale à la diminution de  $U$  au sud, de sorte que le changement de vitesse de phase par ces deux contributions au nord serait exactement l'inverse de ce changement au sud. Dans ce cas théorique, seul les changements d'élongation des ondes au sud serait asymétrique, et pourrait entraîner une augmentation de la vitesse de phase sur le flanc sud.

Finalement, alors que l'affinement du jet accélère les ondes, l'inverse advient quand le jet est décalé vers le nord. Ainsi, le résultat de la combinaison de ces deux éléments est difficile à prévoir et dépend de l'ampleur des changements.

## 4.6 Conclusion

Dans cette étude, nous avons cherché à confirmer une hypothèse du chapitre 3, à savoir qu'un affinement du jet crée systématiquement une décroissance de la vitesse de phase en raison des changements de  $U$  et de gradient de vorticité dans un cadre très simplifié. Le lien avec le chapitre précédent est renforcé par l'augmentation de la température au nord de cet affinement, que l'on peut faire correspondre à l'AA.

L'affinement du jet diminue les vitesses de phase des ondes pour tout les nombres d'ondes planétaires et synoptiques. Les changements de  $U$  et de sa convexité y contribuent tous deux, mais l'affinement du jet limite l'extension méridienne des ondes, ce qui augmente le nombre d'onde méridien pour un nombre d'onde zonal fixé et accélère les ondes.

Le ralentissement des ondes a une conséquence directe sur l'écart-type: un décalage des hautes fréquences vers les basses-fréquences est observé (la seule simulation qui n'a pas ce résultat, S42L, voit sa variance diminuer pour une raison qui n'est pas expliquée). De plus, l'affinement du jet mène à une diminution de la variance dans les régions polaires.

Enfin, nous avons montré qu'un changement de latitude du jet modifie certaines des caractéristiques de la vitesse de phase (taille des ondes,  $\beta$ ), mais que le résultat final est très solide par rapport à la position et la largeur du jet. L'affinement du jet entre en opposition directe avec le décalage du jet vers le nord pour la vitesse de phase.

Les liens avec l'étude du chapitre précédent sont donc forts: nous avons expliqué comment l'affinement du jet causé par l'AA ralentit les ondes, ce qui crée un décalage de la variabilité haute fréquence vers la variabilité basse fréquence. Au contraire, là où le gradient méridien de température est le plus fort, la variance diminue. Tous ces éléments se retrouvent dans



les simulations plus complexes du chapitre 3.

Pour la variance totale, l'importance de la baroclinicité a été soulignée par d'autres études (comme Zurita-Gotor and Chang (2005); Barnes et al. (2010)), en particulier pour la stabilité des jets. Ici, en moyennant sur l'ensemble des niveaux du modèle, nous avons utilisé un diagnostic barotrope et linéaire, donc les effets baroclines et/ou non linéaires n'ont pas été pris en compte dans notre diagnostic. Mais ces effets existent bel et bien dans les simulations, par exemple (Michel and Rivière, 2011b) le déferlement des ondes de Rossby qui sont pourtant impactées par les changements du jet (voir Figure 4.2). Les déferlements caractérisent un transfert d'énergie de la haute fréquence vers la basse fréquence et pourraient donc eux aussi causer un décalage vers la basse fréquence.

## Chapitre 5

# Sensibilité de la réponse des moyennes latitudes à la variabilité de l'Amplification Arctique

Dans ce chapitre, la sensibilité du mécanisme liant l'Amplification Arctique (AA) et les vagues de froid aux latitudes moyennes, décrit au chapitre 3 et approfondi au chapitre 4, est testée dans différents cas. A partir des réanalyses, les différentes formes que peut prendre l'AA au cours des ans sont détaillées, ce qui permet de sélectionner deux séries de simulations: dans l'une, différentes méthodes pour définir l'AA permettent d'isoler graduellement ses effets de ceux du reste du changement climatique. Dans l'autre, la variabilité inter-annuelle est représentée à travers des simulations dont l'AA est plus au sud, centrée sur la Sibérie, l'Alaska et le Groenland. La validité du mécanisme, ses points communs à travers les différentes simulations et les différences qui apparaissent permettent d'identifier plus nettement les effets sur les ondes de Rossby, la variabilité basse fréquence et les vagues de froid. Elles permettent aussi de repérer des limites de certaines analyses et diagnostics précédents.

### 5.1 Limites du composite

Dans l'analyse du chapitre 3, l'Amplification Arctique est définie par un composite des 6 années dont la température à 850hPa au-delà de 70°N est la plus élevée en hiver entre 1979 et 2019. Cette définition pose plusieurs problèmes. Le premier est que cette moyenne ne représente pas bien les différentes cartes d'anomalies de température qui la composent (voir Figure 5.1): l'écart-type (3.5K au maximum) est de l'ordre de la moyenne (4K pour les anomalies au maximum). L'écart-type est en effet particulièrement élevé au nord du détroit de Behring, sur le Canada et le sud de la Sibérie et particulièrement faible au centre du pic de réchauffement. Par ailleurs, les années de ce composite sont récentes dans la période qui définit la climatologie, ce qui implique que d'autres éléments du changement climatique peuvent être pris en compte dans le forçage en plus de l'AA.

### 5.1.1 Variabilité de l'AA dans les réanalyses

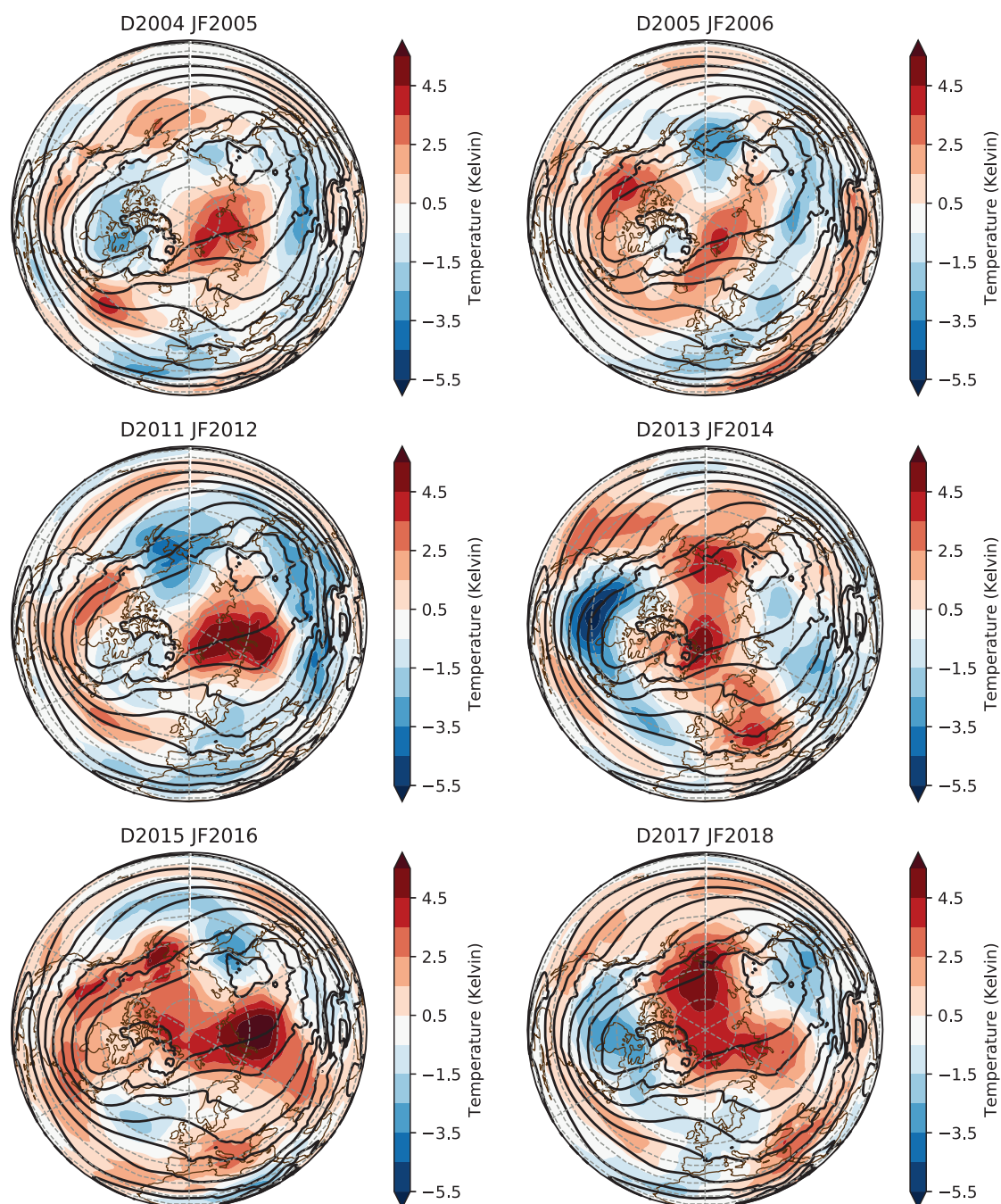


Figure 5.1: Anomalies de température à 850hPa en hiver pour les années du composite (couleurs) et climatologie de la température (contours) entre 1979 et 2019 selon les réanalyses ERA-Interim.

L'AA est définie comme une tendance de réchauffement moyen. A des échelles de temps plus courtes (saisonniers), elle est caractérisée par des anomalies plus fortes et plus localisées. Ainsi, d'une année sur l'autre, la variabilité de la position et de l'extension géographique de l'AA est grande. L'amplification est très rarement centrée sur le pôle ( $90^{\circ}\text{N}$ ) et jamais zonalement symétrique, à la différence du composite. Par conséquent,

l'effet du composite est de diminuer l'amplitude du pic (en moyennant) et de le positionner à un emplacement moyen qui n'est identique à aucun de ceux utilisés pour définir le composite. Il est plus au nord et plus zonal. Pour s'en assurer, il suffit de comparer la Figure 3.2a avec les cartes de la Figure 5.1. Si les 3 cartes de gauche montrent bien des anomalies de température élevées en direction de la Sibérie, la latitude centrale de leur AA est bien plus au sud que celle du composite. Parmi les autres, deux ont un pic sur l'Alaska. Et plusieurs hivers ne s'illustrent pas par un pic unique d'AA mais deux pics dans des régions différentes.

Enfin, ce composite favorise l'extension géographique de l'AA et les latitudes élevées. Pour les deux années les plus récentes (2015-2016 et 2017-2018), le pic de l'AA est à la limite (voire au delà de la limite) des 70°N. Le pic d'amplification polaire le plus fort dans les années récentes, celui de 2009-2010 (voir Figure 5.3d), n'est pas présent parce que, situé sur le Groënland, il a une latitude trop basse. Ainsi, l'AA se définit par un ou plusieurs pics de température, très localisés mais pouvant se situer n'importe où dans la grande région de la cellule polaire. Les réchauffements dans des régions différentes peuvent être dus à des causes différentes, mais la différence à laquelle nous nous intéressons ici concerne leurs effets. En fonction de la position du pic d'AA, ses interactions avec la circulation de moyenne latitude seront différentes:

- le réchauffement du côté de la Sibérie est relié avec un grand degré de certitude à la disparition de la glace de mer dans la mer de Barent-Kara (Mori et al., 2014b). Il pourrait conduire à des hivers plus froids sur le centre de l'Eurasie (Honda et al., 2009; Mori et al., 2014a). Son impact sur les latitudes moyennes passe en partie par l'anticyclone sibérien, qui est renforcé par la diminution de la glace de mer (Petoukhov and Semenov, 2010). C'est le cas pour les vagues de froid en extrême orient (Takaya and Nakamura, 2005a,b): la vague de froid la plus forte enregistrée en Asie apparaît pour Ma and Zhu (2019) comme une conséquence de la forte anomalie de pression à la surface de la Sibérie en janvier 2016. Notons également que l'AO est fortement corrélée à la glace de mer dans cette région (Cohen et al., 2001).
- Un réchauffement du côté de l'Alaska a les mêmes causes que celui de la Sibérie: tout le long des côtes de la mer de Kara à la mer de Beaufort (au nord de l'Alaska), la glace de mer diminue particulièrement (Jaiser et al., 2012). Cette diminution induit probablement des températures plus froides en Amérique du Nord (Kug et al., 2015; Lee et al., 2015), par un mécanisme identique: la formation d'un anticyclone ou d'un blocage de haute latitude sur la région crée en aval une advection d'air polaire. L'hiver 2017-2018 est un exemple de fort réchauffement sur cette région. D'après Overland and Wang (2016), c'est l'année où la taille de la banquise au 1er décembre dans la mer des Tchouktches était la plus faible. Le blocage sur l'Alaska a mené à un événement froid sur l'Amérique du nord en janvier. Les hivers 2011-2012 et 2013-2014, aux températures anormales sur l'Alaska, sont associés à une crête dans la région et une phase positive de l'AO (Rivière and Drouard, 2015).
- Enfin, l'hiver 2009-2010 a été marqué par un réchauffement très fort sur le Groënland et des vagues de froid en Amérique du nord et en Europe. Il correspond à une circulation fortement marquée par la phase négative de l'Oscillation Arctique (Cattiaux et al., 2010), ce qui implique des anomalies positives de pression à la surface du pôle (potentiellement dues au couplage stratosphère-troposphère (Cohen et al.,

2010)) et un jet Pacifique anormalement zonal et décalé vers l'équateur (Rivière and Drouard, 2015). Un phénomène proche a eu lieu l'hiver suivant, avec un blocage centré sur l'ouest du Groenland en décembre 2010 et début janvier 2011, menant à des températures froides dans l'est de l'Amérique du nord (Overland and Wang, 2016).

Il est donc intéressant d'étudier l'impact des autres formes que peut prendre l'AA sur les latitudes moyennes, et les vagues de froid, pour savoir dans quelle mesure le raisonnement établi dans le chapitre 3 reste valide avec des Amplifications Arctique différentes. De plus, ce raisonnement est sensible à l'extension vers le sud du gradient de température, et donc à l'extension géographique de l'AA.

Dans l'analyse du chapitre 3, l'amplification arctique entraîne une diminution du gradient méridien de température au nord des latitudes moyennes. Comme l'amplification n'est pas parfaitement zonale, puisque le centre de l'amplification est plus fort du côté de la Sibérie, ce gradient dépend aussi de la longitude. Ainsi, le ralentissement des ondes ne peut pas être le même à toutes les longitudes. Cette asymétrie zonale ne peut être capturée par les diagnostics spectraux. Par ailleurs, Schneider et al. (2015) et Tamarin-Brodsky and Kaspi (2017) soulignent que la variance et la skewness de la température sont diminuées là où le gradient méridien de température décroît, ce qui impacte à leur tour les vagues de froid. Comme la localisation des changements forts du gradient de température dépend de la position du pic de l'AA, les changements des ondes et des vagues de froid sont donc dépendants de cette position.

### 5.1.2 Changement global contre Amplification Arctique

Le composite pose un autre problème: les 6 années qu'il moyenne sont toutes récentes. Alors que la période utilisée pour définir la climatologie est 1979-2019, l'hiver le plus ancien dans le composite est 2004-2005. Ainsi, la comparaison entre composite et la climatologie peut aussi inclure des changements liés généralement au réchauffement climatique et non simplement à l'Amplification Arctique. L'exemple le plus flagrant est le décalage des jets vers le nord, particulièrement fort dans l'Atlantique (voir Figure 3.2c), qui n'est *a priori* pas un effet de l'AA (dont l'effet sur les jets serait opposé selon Liu et al. (2012)) mais du réchauffement dans la haute troposphère subtropicale (Staten and Reichler, 2013). Le décalage des jets vers le nord ou le sud avec le changement climatique est décrit comme un *tug of war* (ou "tir à la corde", Vavrus (2018); Shaw et al. (2016)): l'AA tend à le décaler vers l'équateur et le réchauffement tropical vers le pôle et ces deux effets se combattent. Plus généralement, comme le soulignent Francis et al. (2017), il est difficile de séparer la réponse de la circulation à l'AA des autres variations naturelles ou forcées. L'influence des tropiques sur les extrêmes aux latitudes moyennes est complexe: par exemple ENSO peut influencer sur l'AO (Cohen, 2016).

Isoler l'AA revient en particulier à s'intéresser à la localisation latitudinale du changement de gradient méridien de température. Dans le composite, cette décroissance est limitée au nord des jets, mais les affecte à travers le changement du gradient de vorticité. D'autres études (Hassanzadeh et al., 2014) ont obtenu des résultats différents avec une diminution

du gradient de température sur l'ensemble de l'hémisphère nord, menant à une diminution des blocages et de l'amplitude des ondes.

### 5.1.3 Deux séries de simulations

Dans ce chapitre, des simulations idéalisées, utilisant le modèle de Marshall and Molteni (1993) dans le même cadre que dans le chapitre 3, sont forcées vers des climatologies modifiées pour inclure d'autres définitions de l'Amplification Arctique, afin de tester la sensibilité du mécanisme du chapitre 3 à la forme de l'AA et de séparer les changements causés par le réchauffement polaire de ceux dus à d'autres influences. Pour cela 6 simulations vont être comparées, séparées en 2 séries: les simulations à AA quasi-zonale et les simulations à AA locale. La première série de simulations montre des AA très zonales centrées sur la même région, mais plus ou moins étendue vers le sud. La seconde montre des AA centrées sur 70°N à des longitudes différentes.

Le modèle utilisé est décrit en section 2.1 et les forçages utilisés dans ce chapitre, décrits en section 5.2, sont calculés par la méthode décrite en section 2.2. En section 5.3, les simulations les plus zonales sont utilisées pour estimer les limites du composite (chapitre 3), interpréter les différences entre les simulations pour estimer ce qui est effectivement causé par l'AA et ce qui est dû au reste du réchauffement climatique. En section 5.4, les simulations à l'AA à forte asymétrie zonale sont comparées pour étudier l'impact d'une AA qui correspond plus aux années particulières du schéma de la Figure 5.1 tout en étant très idéalisée.

## 5.2 Présentation des forçages

Les forçages donnent 6 représentations de l'AA, soit calculées avec des diagnostics classiques, soit imitant la forme prise par l'AA certaines années particulières. Les champs de  $\Psi$  donnés en entrée au processus itératif de Fromang and Rivière (2020) sont nommés "cibles", parce que l'objectif de ce processus est d'obtenir une climatologie de la simulation qui en soit proche (voir section 2.2). Ainsi  $\Psi_{cible}$  est la fonction de courant cible et  $U_{cible}$  l'opposé de son gradient méridien. Elles sont séparées en 2 séries: les simulations à AA quasi-zonale (en vert) et les simulations à AA locale (en violet):

- **reg** est une simulation fondée sur une régression
- **trend** est fondée sur une tendance multidéennale
- **hlat** est fondé sur les premiers nombres d'ondes zonaux du composite déjà présenté, limité aux latitudes polaires
- **Siberia** correspond à l'ajout d'une anomalie circulaire de  $\Psi$  sur la Sibérie.
- **Alaska** correspond à l'ajout de la même anomalie que *Siberia*, mais sur l'Alaska.
- **Greenland** correspond à l'ajout de la même anomalie, mais sur le Groenland.

Comme pour le composite, les différences par rapport à la climatologie 1979-2017 sont multipliées par 2 (*trend*), 4 (*reg*) ou 3 (les autres) pour rendre plus visibles les effets de l'AA, et parce que cela donne une anomalie de température à l'amplitude similaire aux projections de CIMP5 pour l'Arctique. De plus, ces simulations sont régulièrement comparées au contrôle (nommé *ctrl*) et au composite (*comp*), faisant référence aux simulations du chapitre 3.

### 5.2.1 Définition de la régression

Cette simulation se fonde sur la régression de T sur la moyenne de T à 850hPa pour des latitudes au-delà de 70°N. Cette variable  $\langle T \rangle = \langle T(t, p = 850hPa, \phi, \lambda) \rangle_{>70^\circ N - 90^\circ N}$  ne dépend que du temps. Le champ de température utilisé est le même que pour le composite (ERA-Interim en Décembre, Janvier, Février). Pour une variable A, la régression donne  $A_{reg}$ :

$$A_{reg} = \frac{\sum(\langle T \rangle - \overline{\langle T \rangle})A}{\sqrt{\sum(\langle T \rangle - \overline{\langle T \rangle})^2}} \quad (5.1)$$

$A_{reg}$  est le champ moyen de A sur lequel a été appliqué des coefficients de poids élevés lorsque  $\langle T \rangle$  est grand, presque nuls lorsque  $\langle T \rangle$  est proche de sa moyenne et des coefficients négatifs quand  $\langle T \rangle$  est plus petit. Ce calcul est fait pour la fonction de courant à 800hPa, 500hPa et 200hPa en utilisant des champs en moyenne mensuelle. Le résultat ajouté à la climatologie moyenne (celle du contrôle). A l'aide du processus itératif, la simulation de régression est effectuée et sa climatologie est montrée en Figures 5.4a,d.

De même que pour *comp*, la différence moyenne de température entre *reg* et celle de contrôle est la même qu'entre leurs climatologies cibles.

La régression prescrite a de nombreux points communs avec le composite prescrit. Les amplitudes des anomalies sont, par choix, à peu près les mêmes, ainsi le pic de l'Amplification est d'environ 7K dans les deux cas. Les jets sont décalés vers le nord (très légèrement pour le jet Pacifique) et renforcés.

Dans le chapitre 3, l'AA a été représentée par un composite, qui a le défaut de ne dépendre que de la circulation de certains hivers inclus dans le composite. Un décalage des jets vers le nord y est visible. Il semble davantage lié au reste du réchauffement climatique qu'à l'AA. La régression prend en compte toutes les années de la période étudiée proportionnellement à leur anomalie de température moyenne à 850hPa pour les latitudes supérieures à 70°N, ce qui correspond à la même région que celle utilisée pour définir le composite. Etant donné qu'il n'y a pas une manière univoque de définir l'AA, la régression et le composite sont deux manières différentes, toutes deux légitimes.

Ainsi, les deux climatologies prescrites ont de nombreux points communs, étant dominées par le même phénomène et réagissant de manière similaire aux latitudes moyennes. La différence principale est l'aspect plus zonal de la régression, ce qui mène à un gradient de

température plus au sud du côté du Groënland et de l’Atlantique nord. Dans cette région l’augmentation de  $U$  n’a pas lieu au nord du jet mais à sa latitude. Cette simulation a donc pour but de proposer une alternative zonale à *comp*.

### 5.2.2 Définition de la tendance multidécennale

La simulation dite de *tendance multidécennale* (*trend*) correspond davantage à une tendance liée au réchauffement climatique. La période 1979-2017 est séparée en deux périodes de 18 hivers: une période considérée comme sans Amplification Arctique, entre 1979 et 1998 et une période avec AA, entre 1999 et 2017. En fait, l’AA a commencé à apparaître pendant la première période, mais elle était beaucoup plus faible qu’au cours de la seconde période.

Pour obtenir la simulation de *tendance multidécennale*, la différence climatologique entre les deux périodes, en  $\Psi$ , est doublée et ajoutée au forçage de la simulation de contrôle. Ainsi, contrairement aux deux simulations précédentes, celle-ci ne capture pas seulement l’Amplification Arctique mais aussi les tendances de tous les changements apparus dans cette période. Cette simulation doit permettre d’estimer l’impact de l’ensemble des tendances du changement climatique sur les vagues de froid, et pas uniquement l’AA.

L’écart moyen en température entre les climatologies des simulations est défini de la même manière que pour les simulations précédentes. Ainsi, c’est le double de la différence entre la température climatologique de la période 1999-2017 et celle de la période 1979-1998.

### 5.2.3 Le composite aux hautes latitudes

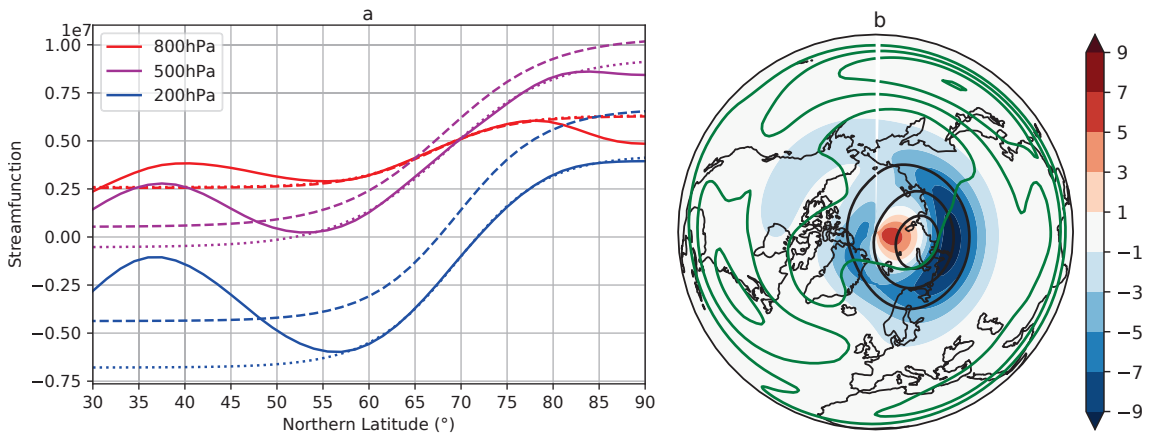


Figure 5.2: (a): moyenne zonale des écarts de  $\Psi_{cible}$  entre *comp* et *ctrl* aux 3 niveaux (trait plein), approximation du gradient polaire par une tangente hyperbolique (pointillé) et moyenne zonale de l’écart entre *hlat* et le contrôle (tireté). (b): écart de  $U_{cible}$  à 500hPa entre *hlat* et contrôle (couleurs); écart de  $\Psi_{cible}$  à 500hPa entre *hlat* et contrôle (contours noirs tous les  $5 \cdot 10^6 s^{-1}$ );  $U_{cible}$  à 500hPa dans le contrôle (contours verts tous les 10m/s à partir de 5m/s).

Un objectif de cette simulation est d’offrir un contrepoint par rapport à *trend*: autant que



possible, ne capturer que les changements liés au pôle. Pour cela, la différence entre les cibles du contrôle et du composite *comp* est décomposée par ses nombres d'ondes zonaux. Le nombre d'onde 0 correspond à la moyenne, indépendante de la latitude (Figure 5.2a, trait plein). Aux trois niveaux, sa décroissance de  $\Psi$  autour du pôle est approchée par une tangente hyperbolique, dont le centre est entre  $65^\circ\text{N}$  et  $70^\circ\text{N}$  selon le niveau (pointillés de Figure 5.2a). Le gradient méridien de  $\Psi$  étant  $U$ , de cette façon la diminution de  $U$  liée au réchauffement est conservée. Ensuite, la moyenne hémisphérique de  $\Psi$  est modifiée pour être égale à celle du composite (Figure 5.2a, tireté). Enfin, un filtre correspondant à la tangente hyperbolique définie par le nombre d'onde 0 est appliqué aux nombres d'onde 1 et 2 pour fixer leur amplitude à 0 au sud de la tangente hyperbolique. La cible résultante est montrée en Figure 5.2b. Le fait de prendre uniquement la moyenne zonale plus les deux premiers nombres d'onde est un compromis, permettant de reproduire correctement la position de l'AA du composite tout en gardant une cible aux anomalies simples, dont les variations zonales sont bien comprises.

#### 5.2.4 Amplifications Arctiques localisées

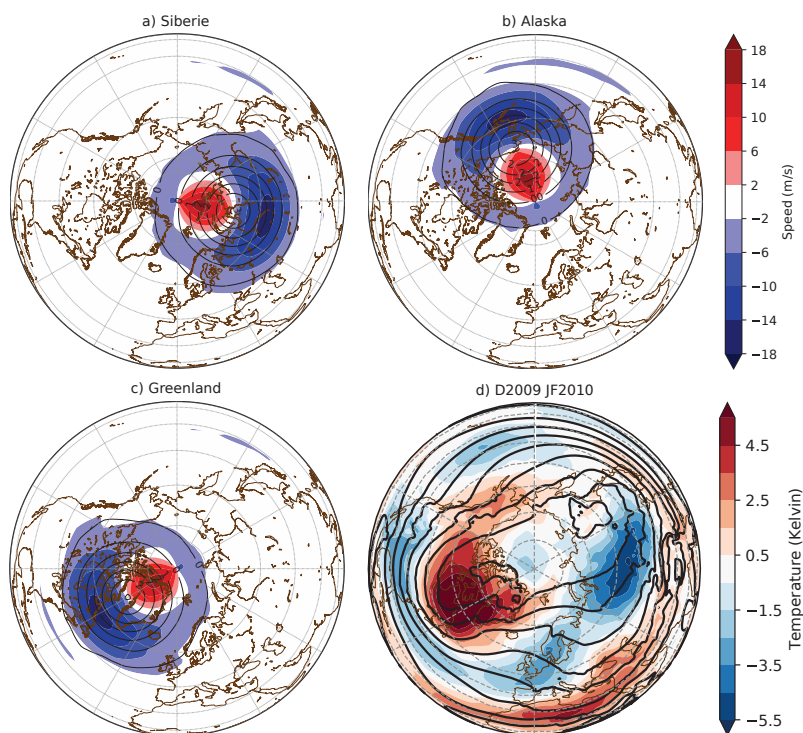


Figure 5.3: (a,b,c) : anomalie de  $U_{cible}$  (couleur) et de  $\Psi_{cible}$  (contours) à 500hPa entre, respectivement, les simulations *Siberia*, *Alaska* et *Greenland* et la simulation de contrôle (comme en Figure 5.2b). d: anomalies de T à 850hPa pendant l'hiver 2009-2010 (comme en Figure 5.1).

Les trois simulations précédentes, et *comp*, ont pour point commun une AA dont le pic est à plus de  $80^\circ\text{N}$  et assez zonal. Or, en observant les pics de température moyenne sur 3 mois pour chaque hiver participant au composite (Figure 5.1), leur centre est bien souvent à des latitudes plus basses. Mais pour une AA plus au sud, la longitude est importante et peut impacter différemment la circulation.

Ici, la cible est définie à partir d'un composite des anomalies de  $\Psi$  les hivers 2004-2005, 2011-2012 et 2015-2016 (colonne de gauche de la Figure 5.1), qui ont pour point commun un pic du côté de la Sibérie suffisamment intense pour être pris en compte dans *comp*. Pour la moyenne de ces trois hivers, le maximum d'anomalie de température qui définit l'AA est à 70°N, 85°E. A partir de cette position et de l'extension géographique du pic, on définit une anomalie circulaire sur la même région. Pour cela, on utilise une tangente hyperbolique dont la pente approxime la différence de gradient de  $\Psi$  entre cette moyenne et le contrôle est maximale au centre décrit plus haut, de manière similaire à ce qui a été fait pour *hlat* (la moyenne hémisphérique de  $\Psi$  est d'ailleurs fixée de la même manière). Ces anomalies sont donc définies par  $\Psi_a$ :

$$\Psi_a(\lambda, \varphi) = A_{fit} \left( 1 + \tanh - \frac{D_{geo}(\lambda, \varphi, \lambda_c, \varphi_c)}{\sigma_{fit}} \right) / 2 \quad (5.2)$$

où  $A_{fit}$  et  $\sigma_{fit}$  sont l'amplitude et la longueur caractéristiques de l'approximation,  $\lambda_c$  et  $\varphi_c$  définissent la position du centre de l'AA ( $\lambda$  la longitude et  $\varphi$  la latitude) et  $D_{geo}$  est la distance géodésique (distance entre deux points sur une sphère).

La simulation *Siberia* est définie à partir d'une cible qui est la somme du contrôle et de cette anomalie circulaire (montrée en Figure 5.3a). Pour obtenir *Greenland* et *Alaska* montrés en Figure 5.3b,c, la même anomalie est simplement ajoutée autour d'un autre centre: 70°N, 60°W pour *Greenland* et 70°N, 170°W pour *Alaska*. Ce dernier correspond au pic de l'hiver 2017-2018 (Figure 5.1) et *Greenland* à celui de l'hiver 2009-2010 (Figure 5.2c et d).

### 5.3 Séparer l'AA du changement climatique

Dans cette partie, le mécanisme illustré dans la simulation *comp* au chapitre 3 et dans un cadre simplifié au chapitre 4 est analysé dans d'autres simulations, qui prennent en compte différemment l'AA et les autres éléments du changement climatique tout en ayant en commun des anomalies climatologiques de l'AA très zonales. D'abord les climatologies des simulations sont présentées, puis l'effet sur les ondes et enfin sur les vagues de froid.

#### 5.3.1 Climatologies des simulations

##### Températures et vent zonal

Comme pour *comp* en Figure 3.2, la climatologie de ces simulations est étudiée par rapport au contrôle en Figure 5.4 pour la température à 650hPa et le vent zonal à 200hPa.

La Figure 5.4a montre que *reg* reproduit une Amplification presque circulaire et concentrée au pôle, avec des extensions vers les latitudes moyennes dans 2 directions: vers la côte

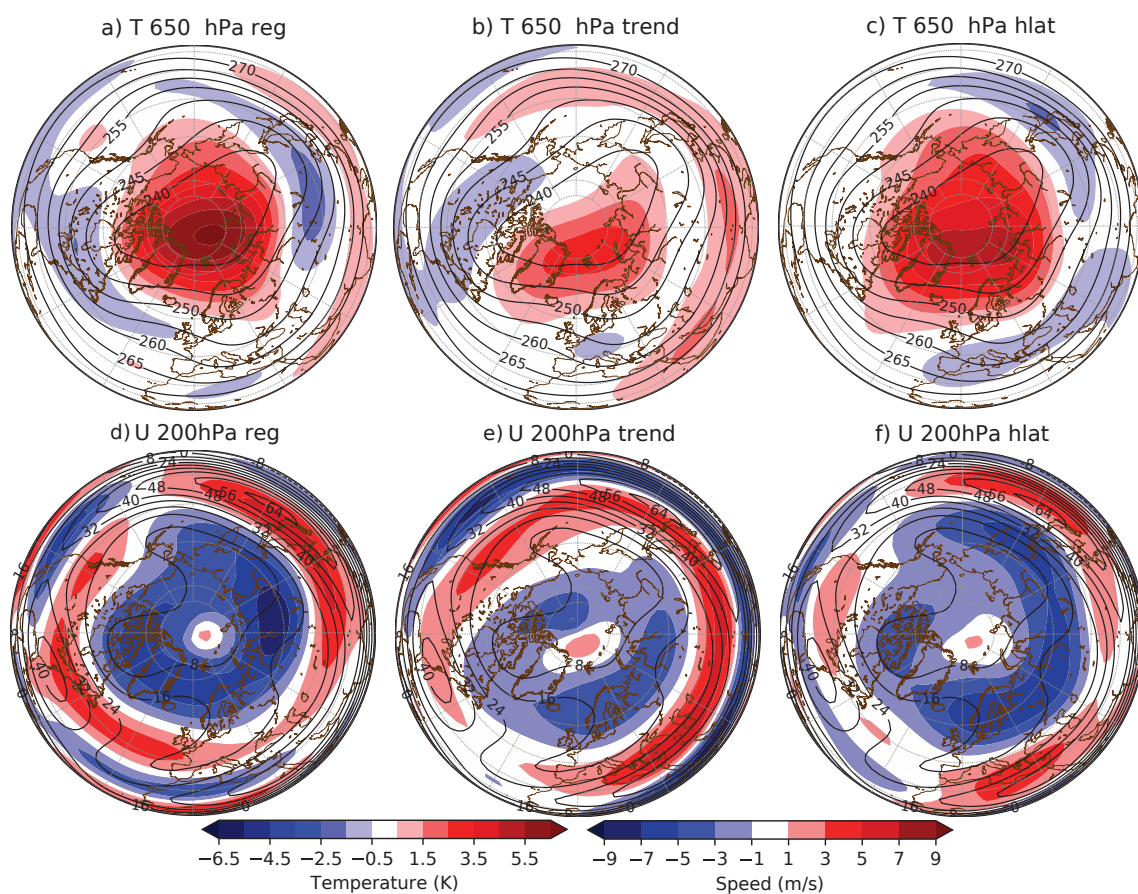


Figure 5.4: Anomalies de  $T$  à 650hPa (a,b,c) et de  $U$  à 200hPa (d,e,f) pour les simulations: (a,d) reg, (b,e) trend, (c,f) hlat.

ouest américaine et l'Oural. Entre ces deux parties d'anomalies positives, la température diminue dans deux croissants (Chine et Canada). Pour  $U$  à 200hPa (Figure 5.4d), l'AA est naturellement entourée d'une diminution du vent thermique. Cette diminution est plus faible dans les deux directions où la température décroît plus lentement en latitude. Au sud, deux régions de vent plus fort interagissent avec les jets, les renforçant et les décalant légèrement vers le nord. Encore plus au sud, des régions voient leur vent zonal diminuer. Dans cette simulation, la diminution du vent thermique est confinée aux hautes latitudes  $\phi > 55^\circ\text{N}$ .

La Figure 5.4b montre des anomalies de  $T$  à 650hPa dominées par l'AA et les tropiques pour *trend*. L'AA est particulièrement forte du Groënland à la Sibérie et n'est pas complètement zonale, étant centrée sur  $80^\circ\text{N}$ . Le seul refroidissement est au niveau du Canada, mais un autre réchauffement fort (environ 2K) s'observe aux subtropiques du côté de l'Asie. La Figure 5.4e illustre les effets de ce réchauffement sur  $U$  à 200hPa. Autour de l'AA, le vent thermique diminue  $U$ . Plus au sud,  $U$  augmente, non aux longitudes des jets mais en aval et en amont, au nord, du jet Pacifique. Le renforcement le plus fort se fait au nord des Rocheuses, entre les deux jets. Ses latitudes sont proches de celle du ralentissement européen: comme l'AA n'est pas complètement zonale, les anomalies aux latitudes moyennes non plus.

L'AA climatologique *hlat* est très zonale et plutôt étendue vers le sud. Par conséquent, la diminution de  $U$  autour de l'AA atteint les latitudes moyennes. De plus, le jet Atlantique est diminué sur son flanc sud et le jet Pacifique décalé vers le sud. Le jet subtropical est quant à lui renforcé. Ces deux augmentations de  $U$  sont cohérentes avec la diminution de la température sur leur flanc nord. En comparant la Figure 5.4f et la Figure 5.2b, les anomalies de  $U$  autour du pôle sont beaucoup plus étalées que pour le vent prescrit  $U_{cible}$ .

Ainsi, dans ces trois simulations et *comp*, l'AA est centrée sur la même région, proche du pôle, du côté de l'Europe, entre le Groenland et la Sibérie. Elle est de largeur et d'intensité différentes et l'interaction entre les anomalies de  $U$  impactent différemment les jets. La largeur de l'AA, son extension vers le sud avant de revenir à une anomalie nulle de  $T$ , est également très variable: l'AA de *hlat* apparaît comme plus étendue que celle de *reg*. Plus au sud, ces deux simulations ont des régions où la température moyenne diminue.

### Écart-type de $V$

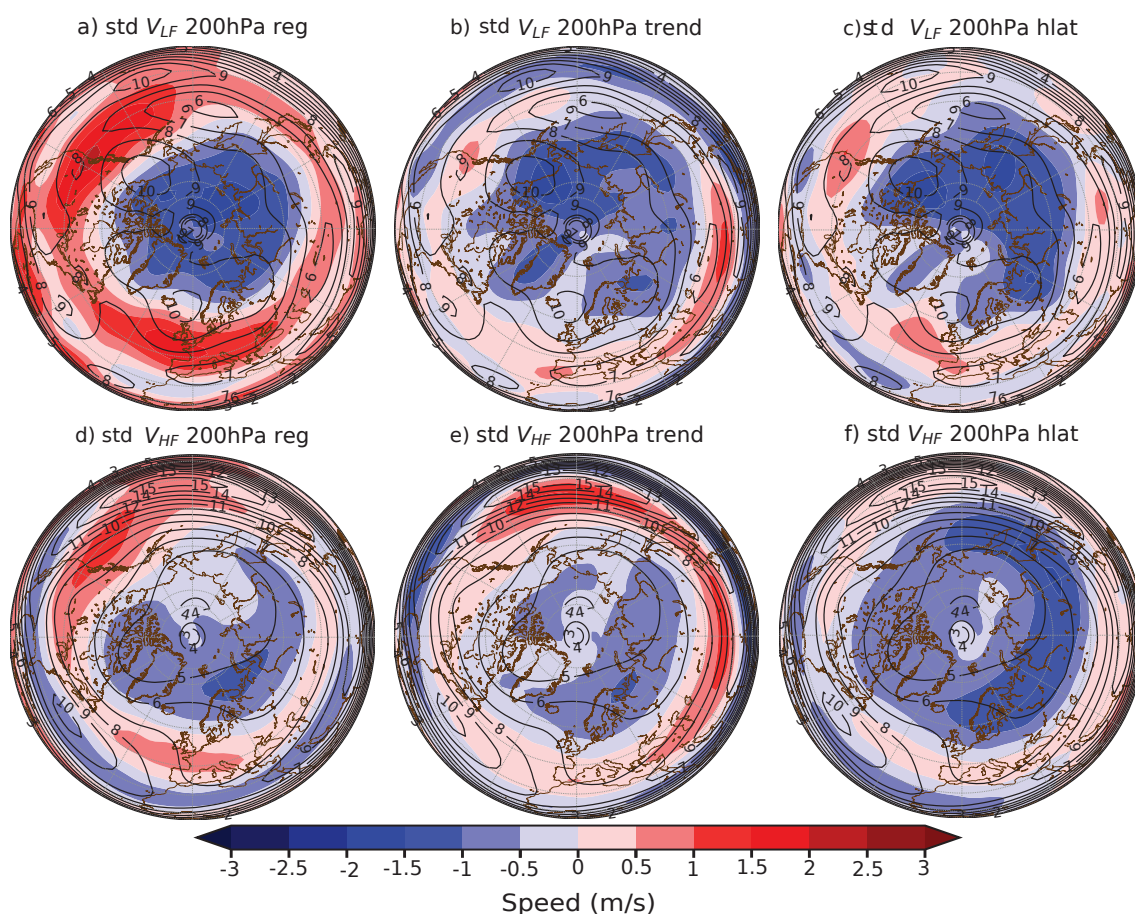


Figure 5.5: Anomalies d'écart-type de  $V$  à 200hPa (couleurs) et dans la simulation de contrôle (contours): (a,b,c) basse fréquence et (d,e,f) haute fréquence pour les simulations *reg* (a,d), *trend* (b,e) et *hlat* (c,f).

La Figure 5.5 illustre les changements d'écart-type de  $V$  pour la basse fréquence (a,b,c) et la haute fréquence (d,e,f). Dans les trois cas, la décroissance du gradient de température aux

hautes latitudes entraîne une diminution de l'écart-type (haute comme basse fréquence), alors qu'il augmente dans certaines région des latitudes moyennes.

Pour *reg*, cette augmentation est plus forte à l'Est des rails de dépression pour  $V$  basse-fréquence. La haute fréquence augmente également dans ces régions, mais plus modérément. Ce schéma se reproduit pour *hlat*. Pour *trend*, c'est l'inverse: la haute fréquence augmente plus, la basse fréquence n'augmente que dans un cercle autour de  $45^\circ\text{N}$  où  $U$  augmente. A chaque fois, les augmentations les plus fortes sont proches des régions où la variable est maximal: dans le jet Pacifique pour  $V_{HF}$ , en Alaska et Europe du nord pour  $V_{BF}$ .

Au final, les principales caractéristiques de ces 3 simulations sont communes: anomalies de températures plus élevées au pôle, entraînant une diminution de  $U$  à hautes latitudes, et des régions où  $U$  augmente aux latitudes moyennes. Elle entraîne aussi une diminution à hautes latitudes de la variance basse-fréquence, qui reste constante ou augmente aux latitudes moyennes. Les anomalies de ces 3 simulations sont plutôt zonales (comme leur forçage) et à ce stade elles sont relativement similaires.

## Remarques sur la moyenne zonale

Notons tout d'abord que l'AA est centrée dans les trois cas sur la même région mais son intensité et son extension géographique sont variables d'une simulation à l'autre. Les effets sur la diminution du vent zonal sont relativement similaires: une décroissance circulaire autour du centre de l'AA, dont la largeur varie avec l'extension géographique, comme l'illustre la Figure 5.6a. Le changement de position du gradient méridien de température, qui s'annule vers  $50^\circ\text{N}$  pour *reg* et *comp* et vers  $42^\circ\text{N}$  pour *hlat*, ne semble pas modifier profondément les vitesses de phase à cette échelle.

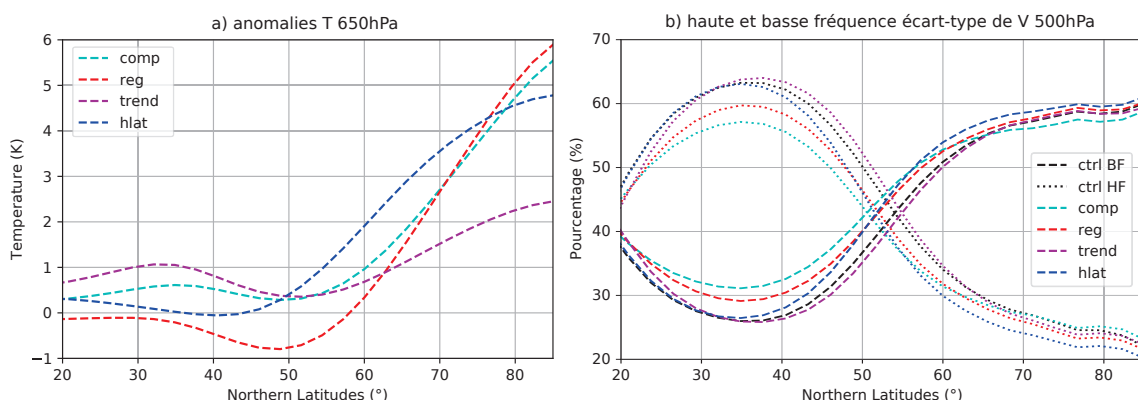


Figure 5.6: Moyenne zonale dans l'hémisphère nord pour les simulations de contrôle (noir), de composite (cyan), de la régression (rouge) de la tendance multidécennale (violet) et du composite aux hautes latitudes (bleu) pour (a) les anomalies de  $T$  à 650hPa et (b) pourcentage de haute fréquence (pointillé) et basse fréquence (tireté) dans la variance de  $V$  à 200hPa.

La seconde remarque correspond aux changements d'écart-type de  $V$  à 200hPa. Il y a des changements de haute et de basse fréquence dans toutes les simulations, et la Figure 5.5

permet difficilement de tenir une conclusion. Pour cela, la Figure 5.6b montre la variance (le carré de l'écart-type) haute  $V_{HF}$  et basse fréquence  $V_{LF}$  en proportion de la variance totale  $V_t$ . En effet la variance d'une somme est la somme des variances pour des variables indépendantes. La Figure 5.6b montre qu'aux latitudes moyennes, la haute fréquence est la plus élevée, alors que l'inverse est vrai au pôle, pour chaque simulation. La comparaison entre le contrôle et *comp* illustre qu'en dessous de  $70^\circ\text{N}$ , la haute fréquence est plus faible pour *comp* (jusqu'à 5% de moins) et que sa basse fréquence augmente d'autant. A plus hautes latitudes, la basse fréquence est aussi légèrement plus importante pour *comp*. Ce décalage de la haute fréquence vers la basse fréquence se retrouve aussi, plus faiblement, pour *reg* et sur le flanc nord pour *hlat*, dont l'évolution est identique au contrôle en dessous de  $35^\circ\text{N}$ . Il n'a cependant pas lieu pour *trend*.

Ainsi, ces simulations qui incluent un réchauffement fort au pôle sont aussi associées, dans la majorité des cas, à un décalage de la variance de la haute fréquence vers la basse fréquence. Ce décalage est très net lorsque les changements de variance totale ne sont pas pris en compte.

### 5.3.2 Diagnostics zonaux pour les ondes

Pour étudier l'impact de ces changements climatologiques sur les ondes, les deux diagnostics déjà présentés sont employés. Les spectres de Hayashi sont présentés en section 2.3.2 et ont été utilisés aux chapitres précédents, en particulier pour *comp* (Figure 3.3.1). La séparation de la vitesse de phase en différentes contributions selon l'équation barotrope de la vitesse de phase des ondes de Rossby (equations (3.4) et 3.5) a été présentée au chapitre 3 en Figure 3.3. Ces diagnostics permettaient d'estimer les changements de vitesse de phase, puis de les comprendre. Il avait été remarqué que la vitesse de phase diminuait, ce qui s'expliquait par la diminution de  $U$  au nord du jet, directement pour le nord des latitudes moyennes, et par l'entremise de l'affinement du jet que cause cette diminution au sud des latitudes moyennes.

#### diagnostics spectraux

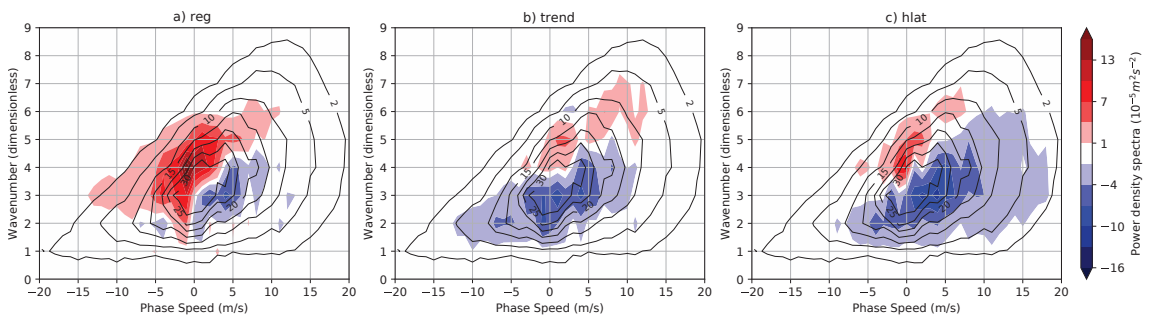


Figure 5.7: Spectres de Hayashi pour le vent méridien à 200hPa entre  $35^\circ\text{N}$  et  $65^\circ\text{N}$ : anomalies entre la simulation et le contrôle (couleurs), cas de contrôle (contours): (a) pour la simulation de régression; (b) pour la simulation de tendance multidécennale; (c) pour la simulation des hautes latitudes du composite.

Les spectres de Hayashi pour le vent méridien à 200hPa entre 35°N et 65°N pour les simulations *reg*, *trend* et *hlat* sont présentés en Figure 5.7. *Reg* montre à travers le spectre de Hayashi (Figure 5.7a) une augmentation plus modérée en énergie pour les ondes vers l'Ouest, et une diminution pour les ondes vers l'Est. Ceci s'accompagne d'un décalage vers des nombres d'ondes plus élevés (4 et 5). Il y a un gain particulièrement fort pour les ondes quasi-stationnaires de nombre d'onde 4 et 5. A l'opposé, *trend* ne montre un décalage de l'énergie vers l'ouest que pour les nombres 4 et 5. Les autres nombres d'ondes ont une vitesse de phase davantage vers l'est. En fait, dans cette simulation, le décalage n'est qu'en nombre d'onde: une partie pour les nombres d'onde adimensionnels planétaires (2-4), un gain pour les nombre d'ondes synoptiques (5-7). Enfin, les conclusions pour *hlat* sont proches de celles pour *reg*, mais la simulation est moins énergétique.

En effet, la différence d'énergie totale entre les simulations est également très visible dans cette Figure 5.7 et apparaît corrélée à l'écart-type total. L'écart-type de  $V_{LF}$  augmente davantage dans *comp* que dans *reg* ou, plus encore, que dans *hlat*. Cette augmentation n'est pas associée à des changements de baroclinicité: les anomalies de cette grandeur sont corrélées à 96% à celles du vent zonal à 200hPa. Elle est plutôt liée à la répartition énergétique vue dans les spectres de Hayashi. Si le spectre de Hayashi de *reg* montre un gain fort vers l'ouest et une perte faible vers l'est, alors que la même figure pour *hlat* semble dominée par la diminution vers l'est, c'est parce que *reg* est plus énergétique que *ctrl*, lui-même plus énergétique que *hlat*. Aussi, l'important dans ces comparaisons est le sens des changements (plus d'énergie pour des vitesses de phase vers l'ouest ou faibles, moins d'énergie pour des vitesses de phase vers l'est). En terme d'écart-type de  $V$ , les régions d'augmentation particulièrement forte, et le ratio haute fréquence - basse fréquence sont à comparer en Figure 5.6b. Comme l'indique l'analyse du chapitre 4, l'affinement du jet du à l'AA a une conséquence qui se révèle sous deux aspects: la vitesse de phase des ondes diminue, et l'écart-type se décale en fréquence de la haute vers la basse fréquence.

## Équation barotrope de la vitesse de phase

La Figure 5.8 montre le vent zonal en moyenne zonale et la vitesse de phase pour les trois simulations. Comme remarqué avec la Figure 5.4d, pour *reg*, le jet est décalé vers le nord, et l'augmentation du jet en son centre fait que la pente de  $U$  sur le flanc nord du jet est plus forte. Ainsi, la dérivée seconde de  $U$  diminue bien la vitesse de phase dans le jet à cause de son affinement sur son flanc nord. Comme le jet est en fait plus large, il est cohérent que dans son centre la diminution de  $l$  contribue à faire diminuer la vitesse de phase. Enfin, le décalage du jet vers le nord implique une contribution positive de  $U$ , semblable à celle décrite en chapitre 4. Ainsi, la vitesse de phase diminue bien aux latitudes moyennes. Pour *hlat* (Figure 5.8c,f), le résultat est le même, à une exception près: il n'y a pas de décalage du jet vers le nord,  $U$  ne contre donc pas la diminution de la vitesse de phase. Enfin, *trend* a un profil très similaire à celui de *reg*, et le résultat est similaire (il est plus faible parce que les anomalies de  $T$  et de  $U$  sont plus faibles).

Pourtant, ce résultat pour *trend* n'est pas cohérent avec la répartition énergétique des ondes, qui s'accorde davantage à une diminution de l'activité des ondes planétaires, toutes vitesses de phase comprises. L'explication vient avec la Figure 5.4e, en suivant les parallèles: à 60°N, la moitié Eurasienne de la carte a des anomalies négatives de  $U$  et l'autre

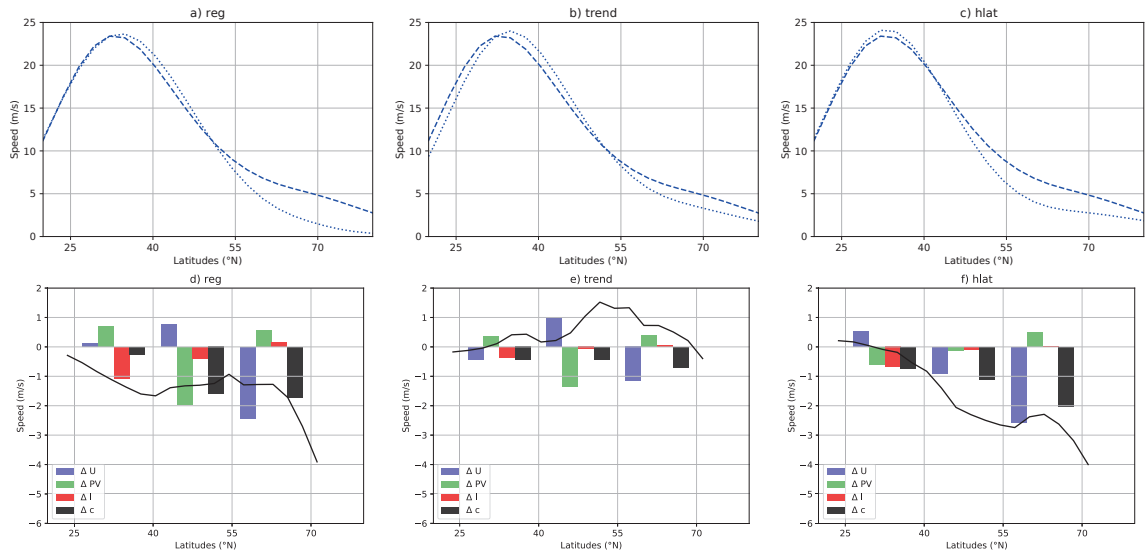


Figure 5.8: Vent zonal en moyenne zonale et entre 200hPa et 800hPa dans le contrôle (tireté) et la simulation (a) reg; (b) trend; (c) hlat (pointillé). Composantes des anomalies de vitesse de phase d’après l’équation (3.5) et anomalies de vitesse de phase calculées à partir de diagrammes de hovmuller (courbe noire) pour les simulations (d) reg; (e) trend; et (f) hlat.

moitié a des anomalies positives. Les augmentations de  $U$  ne correspondent pas à un décalage des jets vers le nord, à part pour le jet subtropical, qui n’est pas un *eddy-driven jet* et donc sans lien avec les ondes de Rossby. Ainsi, cette simulation illustre une limite du diagnostic barotrope: il s’applique à des anomalies qui sont suffisamment zonalement homogène.

Cette différence en terme de vitesse de phase pour *trend* se retrouve dans l’analyse de l’écart-type. De manière cohérente à la conclusion du chapitre 4, pour les simulations où la vitesse de phase diminue, cela correspond à une augmentation plus forte de la basse fréquence que de la haute fréquence (Figure 5.5a,d,c,f). Inversement pour *trend*, l’écart-type haute fréquence augmente plus que la basse fréquence (à part pour deux petites zones d’augmentation juste au sud des zones en fin des rails de dépression où la basse fréquence est maximale).

## Généralisation

En comptant aussi *comp*, nous avons 4 simulations à l’AA relativement proche mais dont les impacts sur les ondes sont distincts. Pour une AA relativement zonale, son impact sur la vitesse de phase aux moyennes latitudes semble solide: elle diminue à cause de l’affinement du jet sur son flanc nord, et  $U$  domine toujours au nord et le gradient de PV au sud. Mais cette variation est soumise à la compétition du décalage du jet vers le nord qui se retrouve à chaque fois que le forçage inclut des changements aux latitudes moyennes ou aux subtropiques.

Ces simulations permettent de relativiser certaines conclusions précédentes. D’abord, le



diagnostic utilisant l'équation barotrope pour la vitesse de phase n'est utilisable que pour des anomalies relativement zonales: elle ne correspond plus aux changements visibles à travers les spectres de Hayashi sinon. Cette limite étant posée, le diagnostic barotrope reste valable dans les autres simulations et apporte une validation du mécanisme proposé pour *comp*. Cependant, comme souligné au chapitre 4, le décalage des jets vers le nord visible dans *reg* a un effet inverse sur la vitesse de phase.

### 5.3.3 Impact sur les vagues de froid

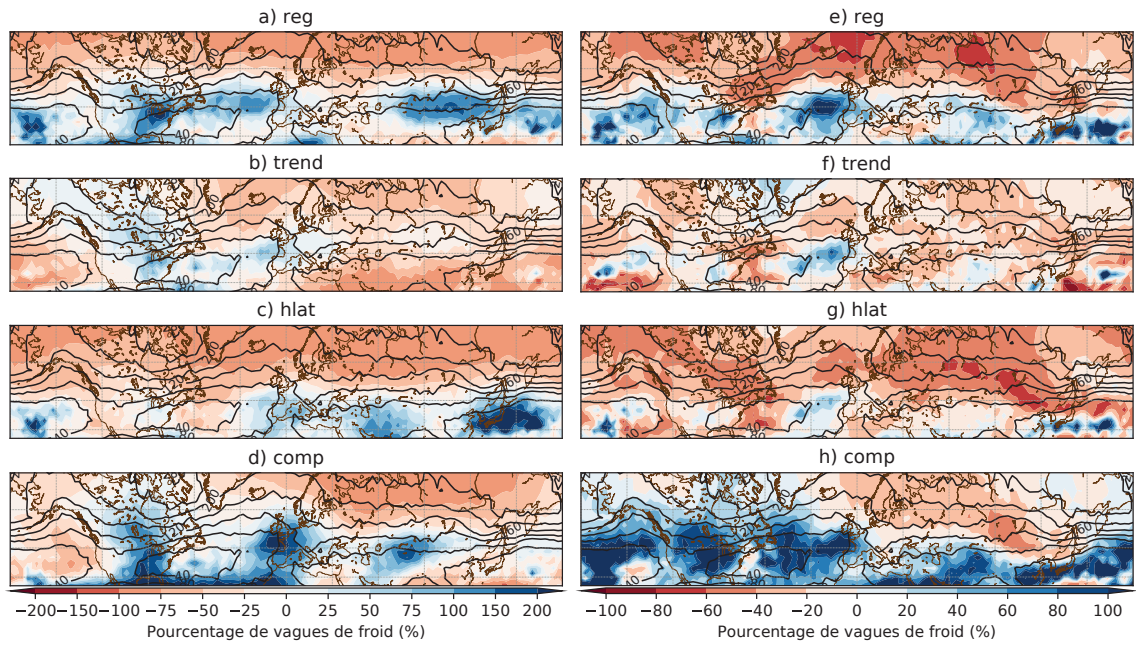


Figure 5.9: Pourcentage d'anomalies de vagues de froid aux latitudes moyennes par rapport à la simulation de contrôle (% , couleurs) et nombre de vagues de froid dans la simulation de contrôle (un contour toutes les 40 vagues de froid). (a-d) pour les vagues de froid; (e-h) pour les vagues de froid à moyenne égale. (a,e) pour la simulation de régression; (b,f) pour la simulation de tendance multidécennale; (c,g) pour la simulation du composite aux hautes latitudes. (d,h) pour le composite.

Il convient en premier lieu de rappeler les conditions définissant les vagues de froid données au chapitre 3, avec  $\delta t$  la durée (en jours),  $T_A$  la distribution temporelle de température à un point de grille pour la simulation A et  $t$  le temps:

$$\begin{cases} T_{AA}(t) & \leq 10^e \text{ percentile de } T_{ctrl} \\ \text{pour } \delta t & \geq 5 \text{ jours consécutifs} \end{cases} \quad (5.3)$$

En retirant la différence de moyenne, comme en Figure 5.9e-h:

$$\left\{ \begin{array}{l} T_{AA}(t) - \langle T_{AA} \rangle_t \leq 10^e \text{ percentile de } T_{ctrl} - \langle T_{ctrl} \rangle_t \\ \text{pour } \delta t \geq 5 \text{ jours consécutifs} \end{array} \right. \quad (5.4)$$

Les vagues de froid aux latitudes moyennes sont décrites en Figure 5.9a-d. La différence de largeur et d'amplitude de l'AA est bien visible pour les vagues de froid au nord de la zone étudiée: la partie où les vagues de froid sont annihilées par une augmentation trop forte de température s'étend davantage vers le sud dans *hlat* que dans *reg*. A nouveau, les vagues de froid sont dominées par les anomalies de température (Figure 5.9a-d), puis les anomalies d'écart-type basse-fréquence quand l'impact de la température est retiré (Figure 5.9e-h). Même sans la moyenne, les vagues de froid semblent amenées à diminuer, à part dans les régions où la variance basse fréquence augmente le plus. Une seule région est commune aux 4 simulations présentées, en amont de l'Europe en fin de rail de dépression Atlantique. Cela correspond à la région où l'écart-type augmente pour chaque simulation, au sud du maximum d'écart-type basse fréquence.

La différence énergétique entre les simulations impacte l'écart-type total, et donc les vagues de froid. En l'absence de contrôle sur ce paramètre, pour comparer l'impact direct du ralentissement, la limite des vagues de froid est fixée pour chaque point de grille de chaque simulation au 10<sup>e</sup> percentile de la température. Ainsi, le nombre de jours sous cette limite est le même dans tous les cas (3613). Dans ces conditions, lorsque les vagues de froid augmentent, c'est que le nombre de fois où une vague de froid est plus longue que 5 jours augmente. C'est donc un indicateur dépendant de la durée. Il y a moins d'épisodes froids pour moins de 5 jours consécutifs. Il permet donc d'estimer l'impact du décalage de la variance vers la basse fréquence sur les vagues de froid. Cet indicateur est tracé de la même façon que pour les vagues de froid précédentes, en Figure 5.10. Pour la simulation de contrôle, ce calcul revient au même qu'avec l'équation (5.3), puisque le 10<sup>e</sup> percentile de la simulation de contrôle est remplacé par le 10<sup>e</sup> percentile de la simulation étudiée.

$$\left\{ \begin{array}{l} T_{simu}(t) \leq 10^e \text{ percentile de } T_{simu} \\ \text{pour } \delta t \geq 5 \text{ jours consécutifs} \end{array} \right. \quad (5.5)$$

Avec ce diagnostic, les périodes plus lentes augmentent clairement dans 3 simulations : *comp*, *reg* et *hlat*, où la vitesse de phase des ondes diminue et où la basse fréquence augmente. Pour la simulation *trend* où les variations de vitesse de phase sont moins claires, c'est aussi le cas pour les extrêmes. Une région en particulier augmente particulièrement, en fin de rail de dépression Atlantique et, plus modérément, jusqu'à la Sibérie. Pour les vagues de froid, cette augmentation de la durée particulièrement forte en amont de l'Europe apparaît donc comme une constante. Sachant que la zone européenne de haut écart-type basse-fréquence est affaiblie au nord par le gradient méridien de température et qu'elle augmente au sud dans chaque simulation, on peut envisager que l'AA, en plus d'affiner les jets, décale cette région de forte basse fréquence vers le sud.

Enfin, les simulations étudiées ne prennent pas en compte les mêmes changements: il semble que la simulation *hlat* permette effectivement d'isoler certains effets de l'AA, et le résultat (affinement du jet sur son flanc nord, décalage des jets vers le sud) est cohérent avec

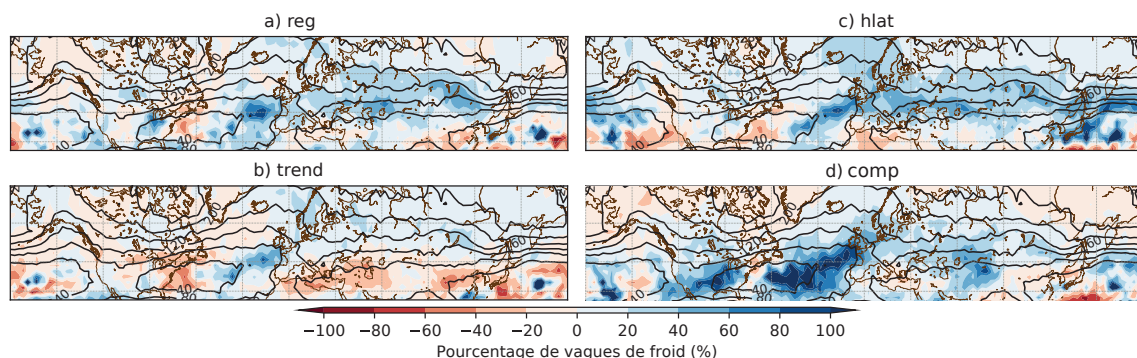


Figure 5.10: Pourcentage d’anomalies de périodes de 5 jours consécutifs sous le 10<sup>e</sup> centile de chaque simulation aux latitudes moyennes par rapport à la simulation de contrôle (% , couleurs) et nombre de ces périodes dans la simulation de contrôle (un contour toutes les 40 périodes): (a) pour la simulation de régression; (b) pour la simulation de tendance multidécennale; (c) pour la simulation du composite aux hautes latitudes. (d) pour le composite.

de précédentes études (Yang et al., 2016; Ronalds et al., 2018). Cependant, le renforcement de la basse fréquence est limité aux latitudes moyennes nord et au pôle. Inversement, la simulation *trend*, qui prend en compte l’AA mais aussi les changements de température aux tropiques, témoigne surtout d’une augmentation de la haute fréquence. Les simulations *comp* et *reg* prennent fortement en compte l’AA, mais aussi d’autres changements, de façon moins marquée que pour *trend*. Les jets sont décalés vers l’équateur par l’AA et vers le pôle par le réchauffement tropical: la somme des deux affine le jet (probablement en diminuant la variabilité de sa position méridienne), ce qui décale la variance vers la basse fréquence pour l’ensemble des latitudes moyennes.

En résumé, ces simulations prennent bien en compte à différents degrés l’AA par rapport à d’autres éléments du changement climatique, et le ratio AA / tropique est bien un facteur dominant. Dans les simulations où elle est assez forte, l’AA entraîne bien un affinement du jet impliquant un ralentissement des ondes et, de façon équivalente, une augmentation de la basse fréquence qui mène à une augmentation des vagues de froid, particulièrement en amont de l’Europe.

## 5.4 Amplification Arctique zonalement asymétrique

Comme il a été remarqué à la section précédente, les simulations utilisées jusqu’ici, bien que fondées sur des forçages différents, donnent au final une AA relativement semblable dans la climatologie du modèle: plus étendue et avec un centre très au nord (donc presque zonal). L’objectif de ces simulations est de tester l’effet d’une amplification polaire plus au sud, vers 70°N.

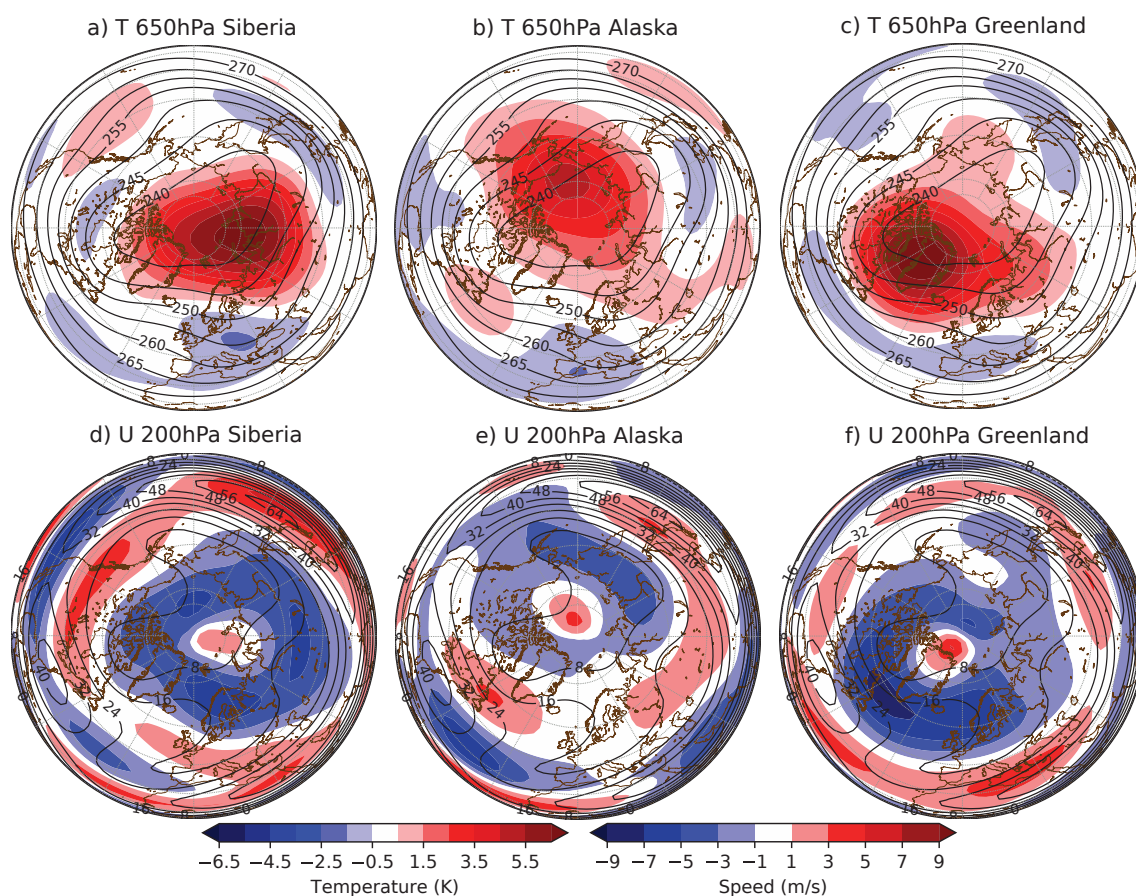


Figure 5.11: Anomalies de  $T$  à 650hPa (a,b,c) et de  $U$  à 200hPa (d,e,f) pour: (a,d) Sibérie, (b,e) Alaska, (c,f) Greenland.

#### 5.4.1 La climatologie

Dans les trois cas, les anomalies de  $T$  (Figure 5.11a,d,g) ont pour centre l'emplacement souhaité. Elles sont plus larges que voulu, moins circulaires que la cible et d'amplitudes diverses (l'AA *Alaska* est moins intense mais plus étendue), mais l'AA est centrée sur les longitudes voulues et des latitudes proches. La température moyenne sur l'hémisphère nord est identique dans ces 3 simulations (entre 262.01 et 262.06 K à 650hPa). Les anomalies de température aux latitudes moyennes sont plus faibles. Notons pour *Greenland* une diminution de la température au sud de l'AA, de l'Amérique du nord à l'Europe, qui correspond à la diminution au même endroit perçue en Figure 5.3d. Pour *Alaska*, les anomalies de température dans la région dans les réanalyses sont associées à des anomalies de température de signe opposé en Amérique du Nord (voir Figure 5.1 2013-2014 et 2017-2018 pour des anomalies positives sur l'Alaska et 2005-2006 et 2011-2012 pour des anomalies négatives). Ces anomalies se retrouvent ici, en étant assez faibles. Enfin, *Siberia* est associée à des anomalies froides en Europe et autour du Japon. Les anomalies en aval se retrouvent dans les réanalyses, mais non de celles en amont.

Les différences sont plus importantes pour le vent zonal (Figure 5.11d,e,f). Les réchauffements en *Siberia* et *Greenland* sont associés à une forte diminution du vent zonal au sud de ces régions qui décale le jet (respectivement Pacifique et Atlantique) vers le sud. Dans

l'hémisphère opposé à leur AA, ces simulations réagissent différemment: pour *Siberia*,  $U$  augmente au nord de l'Amérique du Nord et diminue au sud. Pour *Greenland*, c'est l'inverse: le vent zonal diminue du pôle jusqu'au jet Pacifique, puis augmente au sud de celui-ci. Enfin, *Alaska* semble réagir différemment: l'AA est entourée d'une diminution plus faible et moins étalée, surtout sur son flanc est, ce qui correspond à une forte diminution du vent à l'extrémité du jet Pacifique et sur l'est de la Sibérie. L'autre point principal est un décalage vers le nord du jet Atlantique.  $U$  a aussi quelques régions d'augmentation très modérée et de diminution assez faible (Europe).

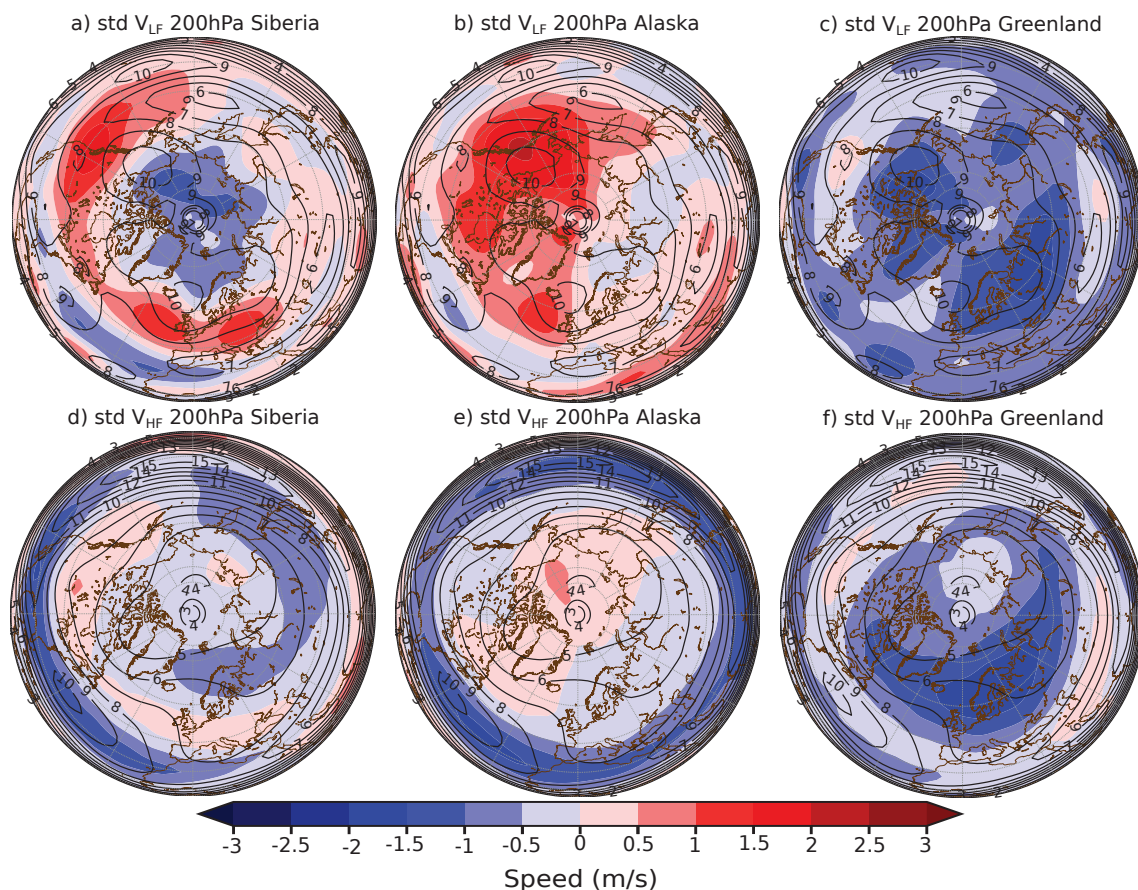


Figure 5.12: Anomalies d'écart-type de  $V$  à 200hPa (couleurs) et dans la simulation de contrôle (contours): (a,b,c) basse fréquence et (d,e,f) haute fréquence pour les simulations *Siberie* (a,d), *Alaska* (b,e) et *Greenland* (c,f).

Enfin, les écarts-type de  $V$  à 200hPa sont très distincts entre eux. Les changements les plus forts de la haute fréquence (Figure 5.12d,e,f) sont des diminutions dans les régions où  $U$  diminue aux latitudes moyennes : au sud du jet Atlantique pour *Siberia* et *Alaska*, et au nord de l'Europe pour *Greenland*. Les augmentations de la haute fréquence sont dans les régions d'augmentation de la basse fréquence, mais sont plus modérées. Pour *Siberia*, ces augmentations sont au sud des régions de forte variabilité basse fréquence, dont le nord est dominé par la diminution habituelle aux hautes latitudes. Pour *Greenland*, la basse fréquence diminue presque partout, mais plus faiblement au sud des mêmes zones. La simulation *Alaska* a la réaction la plus différente. Dans les autres simulations, l'anomalie de gradient de température décroît la variance au pôle, en particulier autour de l'AA. Dans cette simulation, c'est l'inverse: la variance augmente au coeur de l'AA et en aval.

Du coup, les maximums d'écart-type en aval des rails de dépression sont augmentés.

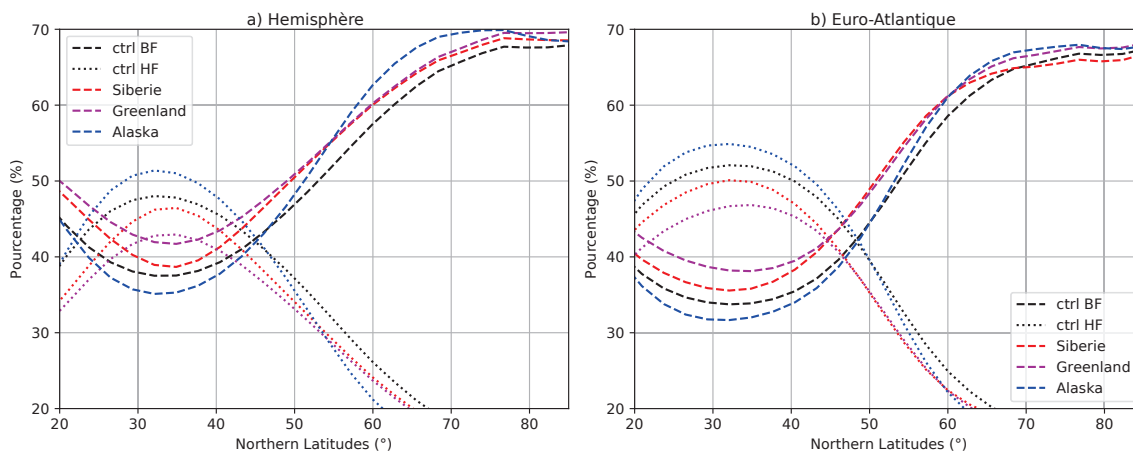


Figure 5.13: Moyenne zonale pour les simulations de contrôle (noir), *Siberia* (rouge), *Alaska* (bleu) et *Greenland* (violet) pour la proportion de variance de  $V$  à 200hPa haute fréquence (pointillé) et basse fréquence (tireté) pour (a) l'hémisphère nord et (b) l'Atlantique (entre  $90^\circ\text{W}$  et  $0^\circ\text{E}$ ).

La Figure 5.13a est identique à la Figure 5.6b à 200hPa dans les simulations de cette section plutôt que 500hPa. Comme à 500hPa, à 200hPa la haute fréquence domine aux latitudes moyennes et la basse fréquence au pôle. Les simulations *Siberia* et *Greenland* montrent toutes deux une augmentation de la basse fréquence au détriment de la haute fréquence par rapport au contrôle. La simulation *Alaska* a un résultat différent: la part de la basse fréquence diminue en dessous de  $45^\circ\text{N}$  mais augmente bien plus que les autres à hautes latitudes. Ce résultat est aussi valable en se limitant à la région de l'Atlantique, mais l'augmentation de la basse fréquence pour *Alaska* est moins forte, ce qui est cohérent avec la Figure 5.12b qui montre une augmentation beaucoup plus forte vers l'Alaska, à l'ouest de l'Atlantique. De même l'augmentation de la haute fréquence aux basses latitudes (Figure 5.13) est cohérente avec les Figures 5.12b,e. Cette augmentation quasi-zonale de la haute fréquence en dessous de  $45^\circ\text{N}$  ne se retrouve que du côté du jet Atlantique pour *Siberia* et semble associée à un décalage du jet vers le nord.

## 5.4.2 Impact sur les spectres

Pour les ondes, étant donné que les anomalies ne sont pas zonales, le diagnostic étudiant en moyenne zonale l'impact sur la vitesse de phase barotrope n'est pas utilisé. Par contre, les spectres de Hayashi donnent une compréhension de ces changements aux latitudes moyennes. Pour la simulation *Siberia*, il y a un gain d'énergie pour les ondes lentes et vers l'ouest, particulièrement pour les nombres d'onde 3 à 5, qui perdent aussi leur énergie pour les ondes vers l'est. Pour *Alaska*, le gain d'énergie est centré sur les mêmes vitesses de phase négatives mais surtout pour des nombres d'onde plus petits. Les pertes semblent concentrées pour des nombres d'onde plus grands. Enfin, *Greenland* est dominé par sa perte d'énergie, qui est particulièrement forte pour les petits nombres d'onde et légèrement vers l'est des maximums.

Encore une fois, l'énergie totale des ondes varie beaucoup d'une simulation à l'autre. Par

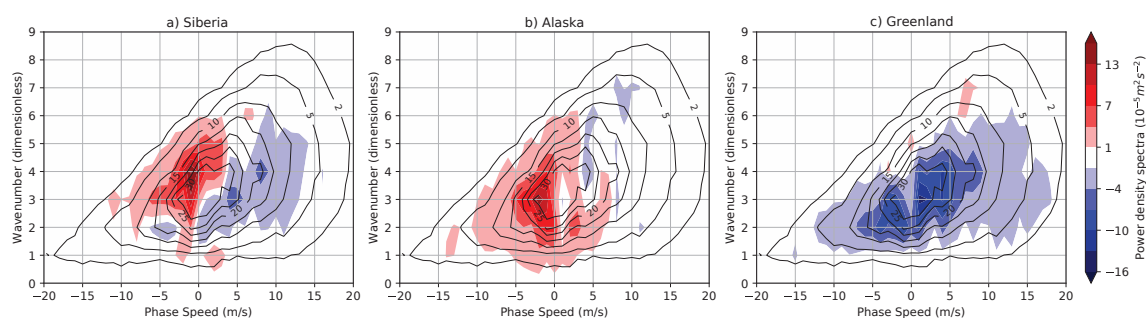


Figure 5.14: Spectres de Hayashi pour le vent méridional à 200hPa entre 35°N et 65°N: anomalies entre la simulation et le contrôle (couleurs), cas de contrôle (contours): (a) pour la simulation *Siberia*; (b) pour la simulation *Alaska*; (c) pour la simulation *Greenland*.

ailleurs, la diminution forte de *Greenland* pour les petits nombres d'onde et l'augmentation de *Alaska* pour les mêmes nombres d'onde s'expliquent par la position méridienne des changements de variance: au nord, où les petits nombres d'onde sont associés à des ondes de mêmes tailles que des nombres d'onde plus grands aux latitudes moyennes. Ainsi, le renforcement de la variance pour les hautes latitudes dans la simulation *Alaska* est cohérente avec le décalage des jets vers le nord dans cette simulation et cette indication donnée par le spectre de Hayashi. Inversement, la densité spectrale d'énergie de *Greenland* diminue fortement pour les petits nombres d'onde pendant que son jet Atlantique est décalé vers l'équateur et que sa variabilité diminue davantage pour les hautes latitudes. Enfin, le changement centré sur le nombre d'onde 4 de *Siberia* est cohérent avec les variations d'écart-type aux mêmes latitudes que *reg*.

### 5.4.3 Impact sur les vagues de froid

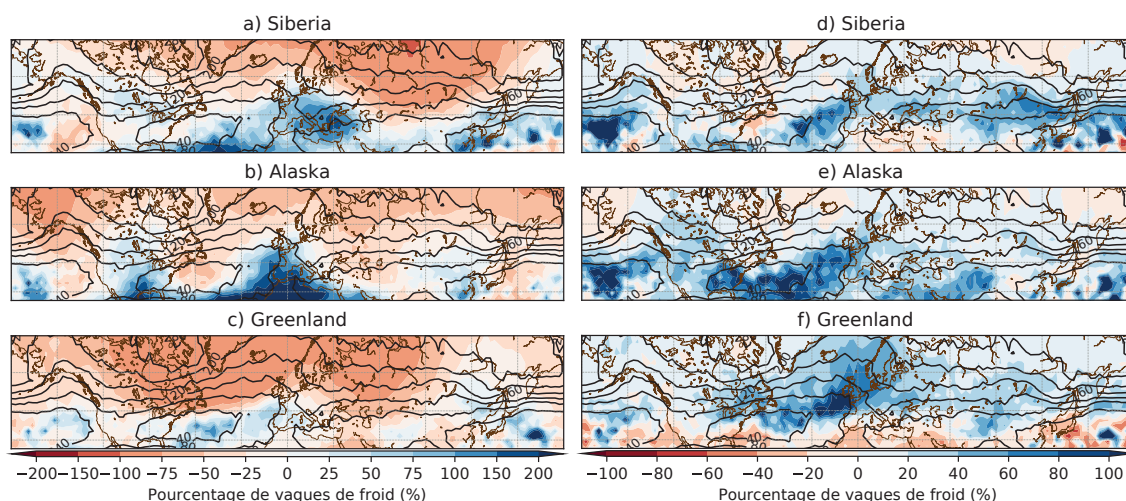


Figure 5.15: Pourcentage d'anomalies de vagues de froid aux latitudes moyennes par rapport à la simulation de contrôle (% , couleurs) et nombre de vagues de froid dans la simulation de contrôle (un contour toutes les 40 vagues de froid): (a,d) pour la simulation *Siberia*; (b,e) pour la simulation *Alaska*; (c,f) pour la simulation *Greenland*. (a,b,c): pour les vagues de froid; (d,e,f): pour les périodes de 5 jours consécutifs sous le 10<sup>e</sup> percentile.

Bien que les AA soient peu zonales, dans chacune des 3 simulations les vagues de froid sont fortement diminuées dans tout l'Arctique. Aux latitudes moyennes (Figure 5.15a,c,e), pour *Siberia*, les vagues de froid augmentent nettement dans deux régions: une fine bande au niveau du Canada, et l'Europe. Cela correspond à deux régions où l'écart-type basse fréquence augmente et où, pour l'Europe orientale, la température diminue. Dans *Greenland*, les vagues de froid diminuent partout sauf dans le rail de dépression Atlantique. Les vagues de froid augmentent légèrement en Europe et en Amérique du Nord dans *Alaska*. Encore une fois, même lorsque les anomalies de température sont aussi faibles que possible aux latitudes moyennes, les changements de vagues de froid sont dominés par la moyenne, puis l'écart-type basse-fréquence: dans les 3 simulations, les vagues de froid pour les champs de température à moyennes égales sont fortement corrélées aux cartes de l'écart-type basse-fréquence.

Les périodes de 5 jours à la température inférieure au 10<sup>e</sup> percentile sont présentées en Figure 5.15b,d,f. Elles diminuent globalement à l'échelle hémisphérique, de façon particulièrement forte dans deux régions pour chaque simulation: en aval (vers l'est) et au sud de l'AA, ce qui s'explique par le ralentissement de  $U$  immédiatement à l'ouest de ces régions (par exemple l'Europe du nord pour *Greenland*); et dans le rail de dépression Atlantique, où le nombre de vagues de froid dans le contrôle est faible (moins de une pour 10 hivers) et où cette quantité est doublée.

#### 5.4.4 Effets de la position du réchauffement

Pour ces trois simulations, à cette échelle la position de l'AA semble avoir un effet fort sur la climatologie, en particulier dans la région de l'AA, et les ondes dans l'ensemble des latitudes moyennes. Les anomalies de variance basse fréquence sont particulièrement modifiées par la position de l'AA, ce qui se retrouve dans l'énergie des ondes.

Ces simulations montrent que l'effet de ralentissement des ondes et d'augmentation de la part de la haute fréquence dans la variabilité se retrouve systématiquement lorsque l'AA est le seul changement. Cependant, pour une AA centrée sur des latitudes assez faibles, ces changements ne sont pas zonaux. L'augmentation des vagues de froid est due à une persistance plus grande et s'observe toujours du côté de l'Europe. Enfin, les cartes de  $U$  à 200hPa permettent de remarquer que les jets sont globalement affinés sur leur flanc nord par la diminution du vent zonal. Parfois ce changement de forme du jet correspond à un décalage vers l'équateur (par exemple pour le jet atlantique de *Greenland*), parfois à un décalage vers le nord et un affinement (jets Atlantique de *Siberia*). Comme le montre la Figure 5.13, pour *Alaska*, la variance basse fréquence n'augmente qu'au nord, dans la région où le vent zonal diminue, car son effet sur les jets ne conduit pas à un affinement.

Il y a cependant un certain nombre de différence avec les réanalyses, en comparant les simulations avec la climatologie des hivers qui avaient l'AA au même emplacement. Pour la simulation *Greenland*, la température moyenne diminue entre les États-Unis et l'Europe, mais les changements de vagues de froid sont très faibles, alors que l'hiver 2010 a connu des vagues de froid intenses dans ces régions. De plus, Riboldi et al. (2020) caractérisent cet hiver avec des vitesses de phase très faibles, ce qui est ici cohérent avec la part très importante de sa basse-fréquence. L'AA sur la *Siberia* aurait pu mener à davantage de



vagues de froid sur l'est de l'Asie, où elles auraient d'ailleurs été plus longues (Figure 5.15i). Cependant, elle semble surtout renforcer celles sur l'Europe. Enfin, la simulation *Alaska* représente un réchauffement dans la région de plus haute variance basse-fréquence; comme dans les réanalyses, elle correspond à une augmentation des vagues de froid sur l'Amérique du nord, en aval.

## 5.5 Conclusion

Six simulations ont été utilisées afin de tester le mécanisme identifié aux chapitres précédents. Celui-ci semble globalement validé: l'AA interagit avec les jets en les affinant, ce qui permet la diminution de la vitesse de phase des ondes pour l'ensemble des latitudes moyennes. Les ondes sont plus lentes et l'écart-type se décale de la haute vers la basse fréquence, ce qui augmente les vagues de froid et leur persistance.

Ce raisonnement semble relativement solide par rapport à la position du centre de l'AA et les latitudes où le gradient de température est réduit. Par contre, en prenant en compte d'autres éléments du changement climatique, la circulation est modifiée différemment, ce qui rend négligeable l'effet de l'AA sur les vagues de froid. C'est ce qui arrive dans la simulation *trend*, au fort réchauffement subtropical.

# Conclusion

## Résumé

La question des modifications de la circulation atmosphérique par le changement climatique est complexe, car elle doit prendre en compte toutes les dimensions changeantes qui s'influencent réciproquement. Leurs effets sur les extrêmes sont importants à étudier à cause de leurs impacts sur les personnes et sociétés. L'évolution de certains extrêmes, comme les vagues de chaleur, est déjà significative et facile à expliquer par le réchauffement moyen (Gao et al., 2015). Cependant, les autres changements de la circulation atmosphérique ont aussi leur part dans l'évolution de tous les types d'extrêmes, dont les vagues de froid. Mais l'évolution d'évènements extrêmes est complexe à étudier du fait de leur rareté.

Les effets d'un changement en particulier sur la circulation aux latitudes moyennes, principalement sur les ondes de Rossby, ont été grandement étudiés au cours des dernières années: il s'agit de l'Amplification Arctique. La possibilité qu'elle renforce les extrêmes de tout type a rapidement été développée (Cohen et al., 2014). Elle est particulièrement étudiée dans les réanalyses et les modèles CMIP, les plus complexes, mais les recherches sur cette hypothèse se sont plus concentrées sur l'existence d'un effet, à travers des corrélations, que sur les arguments théoriques en faveur ou en défaveur de cette hypothèse (Barnes and Simpson, 2017; Hoskins and Woollings, 2015).

Le modèle numérique idéalisé que nous avons utilisé ici (Marshall and Molteni, 1993) est l'un des plus simple incluant la dynamique des ondes de Rossby baroclines et permet donc de répondre à la question de leur changement qui est posée par Francis and Vavrus (2012). Par ailleurs, il est limité à la dynamique atmosphérique, réduisant les rétroactions et permettant d'obtenir une chaîne d'évènements identifiables. Sa simplicité rend possible l'utilisation de très longues simulations et donc de calculer des statistiques sur les extrêmes. En dépit de cette simplicité de la dynamique, ce modèle a l'avantage de prendre en compte les détails zonaux. Ainsi, l'objectif de ces recherches était d'identifier un mécanisme dynamique liant l'AA aux changements pour les vagues de froid en hiver aux latitudes moyennes. Pour cela, des simulations sans AA ont été comparées à d'autres avec AA.

Le mécanisme que nous avons identifié au chapitre 3, approfondi au chapitre 4 et testé au chapitre 5 est le suivant:

- La présence constante d'un réchauffement fort au pôle modifie le gradient méridien de température autour du pôle, à des latitudes supérieures à  $55^{\circ}\text{N}$ .
- Le vent zonal diminue autour du pôle, pour les hautes latitudes moyennes.
- Cette diminution du vent zonal modifie la forme moyenne du jet, en l'affinant sur son flanc nord.
- Ainsi, la vitesse de phase des ondes de Rossby diminue partout: au nord, par la diminution du vent zonal; au sud, par la modification du gradient de PV et l'affinement du jet
- En lien avec ce changement, la variance est décalée de la haute fréquence vers la basse fréquence.
- Ce ralentissement de la dynamique est une diminution en fréquence de la variabilité qui se répercute à travers une augmentation modérée des vagues de froid. En général cachée par l'effet de l'augmentation moyenne de température qui diminue les vagues de froid, cette augmentation peut être du même ordre de grandeur dans certaines régions. Ces régions sont celles (ou proche de celles) où la variabilité basse-fréquence est la plus élevée, en particulier vers l'Europe.

Dans ce mécanisme, les premières étapes sont bien connues et attendues (Overland et al., 2016), en premier lieu la diminution du vent zonal autour du pic de température. Cependant la diminution du gradient de température est souvent appliquée sur toutes les latitudes moyennes (Handorf et al., 2017). En même temps, la variance diminue dans la région de diminution du gradient de température (Schneider et al., 2015), donc au nord seulement des latitudes moyennes (et non sur l'ensemble des latitudes moyennes).

La linéarisation de l'équation de la vitesse de phase barotrope permet une interprétation des changements. Cette analyse est présentée en section 3.3.3 et développée en section 4.3.2. Par rapport à la vision simplifiée de Francis and Vavrus (2012), elle met en évidence l'importance de deux contributions: l'effet des changements de gradient de PV, qui est de renforcer le ralentissement de la vitesse de phase au niveau du jet; et l'effet des variations de l'échelle méridienne ( $l$ ) qui n'est pas négligeable dans le jet et tend à accélérer la phase des ondes. Le transfert d'énergie de haute vers basse fréquence se comprend ainsi.

Ainsi, pour la vitesse de phase, nous sommes en accord avec l'effet de l'AA sur les ondes de Rossby proposé par Francis and Vavrus (2012). Le ralentissement des ondes synoptiques qu'ils avaient envisagé est retrouvé et expliqué. Par contre, l'augmentation en amplitude des ondes n'a pu être étudiée ici. Ces deux éléments étaient supposés augmenter les événements extrêmes, et nous avons quantifié les changements de vagues de froid en conséquence.

Ce mécanisme fonctionne dans les cas les plus théoriques, cependant il a un certain nombre de limites qui pourraient le rendre inefficace dans des cadres plus complexes ou plus réalistes. Le premier est son interaction avec d'autres conséquences du changement climatique. La simulation du chapitre 5 qui part d'une tendance multidécennale inclus des différences de circulations aux latitudes moyennes qui ne sont pas dues à l'AA, comme des réchauffements dans le subtropiques. Cette simulation est justement celle qui ne reproduit

pas le décalage des vitesses de phase et annule les conséquences de l'AA pour les ondes et les vagues de froid. Par ailleurs, un décalage de fréquence de la variance est observé. Cependant, l'impact de ce décalage sur les vagues de froid est faible par rapport aux changements de variance totale qui ne sont pas maîtrisés. Enfin, d'une saison à l'autre, le réchauffement dans l'Arctique n'ayant pas lieu au même endroit, son impact varie aussi en localisation et donc l'effet moyen sur plusieurs saisons est peu visible et difficile à détecter.

## Perspectives

Deux directions principales peuvent être envisagées pour approfondir ce sujet. La première reviendrait à développer les recherches autour du mécanisme et le vérifier dans divers cadres de complexité variée; la seconde à s'intéresser à l'AA dans le même type de modèle à partir d'autres diagnostics.

Dans cette thèse, un mécanisme a été proposé dans un modèle relativement simple et semi-théorique, mais ce type de recherche peut être mené dans d'autres configurations. D'abord, avec le même modèle mais des configurations plus idéalisées, des simulations étudiant l'évolution de perturbations liées à un nombre d'onde particulier permettrait d'analyser les changements des modes normaux en réponse à un affinement du jet. Pour chaque nombre d'onde, l'évolution des modes instables et leur vitesse de phase peuvent être étudiés, comme dans Rivière et al. (2016). De plus, ces études restent dans la limite de validité de la formule barotrope pour la vitesse de phase.

Ensuite, en remontant dans la hiérarchie de modèles, la présence du mécanisme peut être vérifiée dans des cadres de plus en plus complexes. Ce type d'étude serait semblable à celle d'Oudar et al. (2016) qui teste la sensibilité de simulations à l'augmentation des gaz à effet de serre et à la réduction de la glace de mer pour séparer leurs effets sur la circulation aux latitudes moyennes dans un modèle couplé. Cela permettra de mieux comprendre les limites du mécanisme proposé, par exemple si une variable non prise en compte dans ce modèle cause une rétroaction négative à une étape du mécanisme, et d'en estimer l'impact éventuel. Cette piste semble prometteuse dans sa comparaison avec les simulations en section 3.3.3, en particulier pour l'analyse barotrope de la vitesse de phase (Figure 3.6).

Il peut aussi être recherché dans les projections de type CMIP et les réanalyses. Mais Riboldi et al. (2020) semblent indiquer que son impact sur les vitesses de phase n'y est pas visible, ce qui peut être lié à un autre effet du réchauffement (comme dans notre simulation *trend*, voir chapitre 5). Une autre direction consiste donc à garder le même modèle mais à analyser l'impact d'autres éléments du changement climatique en le forçant à l'aide de l'algorithme itératif. Par exemple en ajoutant une anomalie subtropicale de température dans la haute troposphère à la place de l'AA. Comme il a été proposé au chapitre 5, il est possible de séparer partiellement les effets de divers changements sur les latitudes moyennes en utilisant les mêmes méthodes. Cela permettrait d'étudier l'impact des changements tropicaux sur les latitudes moyennes, pour finalement les comparer aux effets de l'AA (simulation *hlat*) et à l'ensemble des changements (simulation *trend*) comme a pu le faire Cohen (2016) dans les réanalyses.

Par ailleurs, comme décrit en section 1.4, les chemins par lesquelles l'AA affecte la cir-

ulation des latitudes moyennes et ses extrêmes sont nombreux et divers. Ici, nous nous sommes concentrés sur la vitesse de phase. Mais, comme souligné par Francis and Vavrus (2012), l'amplitude des ondes peut aussi être modifiée. Dans nos simulations, notre manque de contrôle sur leur énergie (donc leur variance) totale empêche toute comparaison. Plus généralement, dans la littérature, divers diagnostics ont été développés pour analyser les changements des ondes. Il existe une grande variété de diagnostics étudiant la sinuosité du jet ou l'activité des ondes, qui obtiennent des résultats très différents (Francis and Vavrus, 2015; Cattiaux et al., 2016; Huang and Nakamura, 2016) avec des données de réanalyses et de modèles CMIP, et qui pourraient être comparés dans ce cadre plus simple.

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, selon Cohen et al. (2012a) et Peings and Magnusdottir (2014a), les principaux modes de variabilité basse fréquence aux latitudes moyennes, dont l'AO, sont modifiés par l'AA. L'AO est calculée à partir d'un index, qui peut être étudié dans chaque simulation par ses diverses caractéristiques: moyenne, variance, persistance d'un mode (Robert et al., 2019). Diverses questions relèvent de ces réflexions: sachant que l'hiver 2010 correspond à la valeur minimale de l'AO et à un fort réchauffement sur le Groenland (Cohen et al., 2010) et que la glace de mer en Sibérie semble liée à l'index de l'AO (Cohen et al., 2001), est-ce que la position de l'AA influe sur les valeurs extrêmes de l'AO pouvant être atteintes? Une simulation avec AA a-t-elle une AO plus négative qu'une simulation sans? Par ailleurs, l'AO semble liée à la largeur des jets (Barnes et al., 2010) et au déferlement des ondes de Rossby. Ce lien entre l'AO et notre mécanisme peut être davantage étudié avec ce modèle. De même, les principaux modes de variabilité Euro-Atlantique sont modifiés par l'AA et ce cadre permet d'analyser ces variations.

En résumé, notre contribution à ce débat propose une explication dynamique reliant l'AA aux ondes de Rossby et extrêmes de moyennes latitudes, à travers un ralentissement de la circulation, mais le champ des études possibles, dans le même cadre ou non, demeure extrêmement vaste.

# Bibliographie

- Allen, R., Hassan, T., Randles, C., and Su, H. (2019). Enhanced land–sea warming contrast elevates aerosol pollution in a warmer world. Nature Climate Change, 9.
- Allen, S., (Argentina, V., (Canada, I., (UK, D., Cardona, O., Cutter, S., Dube, O. P., Ebi, K., (USA, C., Handmer, J., (Australia, P., Lavell, A., (USA, K., Mastrandrea, M., Mcbean, G., Mechler, R., (UK, T., Nicholls, N., (Norway, K., and (USA, T. (2012). Managing the Risks of Extreme Events and Disasters to Advance Climate Change Adaptation. Special Report of Working Groups I and II of the Intergovernmental Panel on Climate Change.
- Bader, J., Mesquita, M. D. S., Hodges, K. I., Keenlyside, N., Osterhus, S., and Miles, M. (2011). A review on northern hemisphere sea-ice, storminess and the north atlantic oscillation: observations and projected changes. Atmospheric Research, 101:809–834.
- Baggett, C. and Lee, S. (2015). Arctic Warming Induced by Tropically Forced Tapping of Available Potential Energy and the Role of the Planetary-Scale Waves. Journal of the Atmospheric Sciences, 72(4):1562–1568.
- Barnes, E. A. (2013). Revisiting the evidence linking Arctic amplification to extreme weather in midlatitudes. Geophysical Research Letters, 40:4734–4739.
- Barnes, E. A., Dunn-Sigouin, E., Masato, G., and Woollings, T. (2014). Exploring recent trends in northern hemisphere blocking. Geophysical Research Letters, 41:638–644.
- Barnes, E. A. and Hartmann, D. L. (2012). Detection of rossby wave breaking and its response to shifts of the midlatitude jet with climate change. Journal of Gephysical Research, 117.
- Barnes, E. A., Hartmann, D. L., Frierson, D. M. W., and Kidston, J. (2010). Effect of latitude on the persistence of eddy-driven jets. Geophysical Research Letters, 37(11).
- Barnes, E. A. and Screen, J. A. (2015). The impact of Arctic warming on the midlatitude jet-stream: Can it? has it? will it? Wiley Interdisciplinary Reviews: Climate Change, 6:277–286.
- Barnes, E. A. and Simpson, I. R. (2017). Seasonal sensitivity of the northern hemisphere jet streams to arctic temperatures on subseasonal time scales. Journal of Climate, 30:10117–10137.
- Barriopedro, D., Fischer, E., Luterbacher, J., Trigo, R., and García-Herrera, R. (2011). The hot summer of 2010: Redrawing the temperature record map of europe. Science (New York, N.Y.), 332:220–4.

- Benedict, J., Lee, S., and Feldstein, S. (2004). Synoptic view of the north atlantic oscillation. J. Atmos. Sci., 61:121–144.
- Binder, H., Boettcher, M., Grams, C. M., Joos, H., Pfahl, S., and Wernli, H. (2017). Exceptional air mass transport and dynamical drivers of an extreme wintertime arctic warm event. Geo. Res. Lett., 44:12026–12036.
- Blackmon, M. L., Wallace, J. M., Lau, N.-C., and Mullen, S. L. (1977). An Observational Study of the Northern Hemisphere Wintertime Circulation. Journal of the Atmospheric Sciences, 34(7):1040–1053.
- Blackport, R. and Screen, J. (2020). Insignificant effect of arctic amplification on the amplitude of midlatitude atmospheric waves. Science Advances, 6:eaay2880.
- Blackport, R., Screen, J., van der Wiel, K., and Bintanja, R. (2019). Minimal influence of reduced arctic sea ice on coincident cold winters in mid-latitudes. Nature Climate Change, 9.
- Buehler, T., Raible, C. C., and Stocker, T. F. (2011). The relationship of winter season north atlantic blocking frequencies to extreme cold and dry spells in the era-40. Tellus, 63A:212–222.
- Butler, A. H., Seidel, D. J., Hardiman, S. C., Butchart, N., Birner, T., and Match, A. (2015). Defining Sudden Stratospheric Warmings. Bulletin of the American Meteorological Society, 96(11):1913–1928.
- Butler, A. H., Thompson, D. W. J., and Heikes, R. (2010). The steady-state atmospheric circulation response to climate change-like thermal forcings in a simple general circulation model. Journal of Climate, 23(13):3474–3496.
- Byrne, M. P. and O’Gorman, P. A. (2013). Land–ocean warming contrast over a wide range of climates: Convective quasi-equilibrium theory and idealized simulations. Journal of Climate, 26(12):4000–4016.
- Cai, M. (2003). Potential vorticity intrusion index and climate variability of surface temperature. Geophysical Research Letters, 30(3).
- Campos, C. and Horn, M. (2018). The Physical System of the Arctic Ocean and Subarctic Seas in a Changing Climate: Proceedings of the 2017 conference for YOUNg MARine RESEARCHers in Kiel, Germany, pages 25–40.
- Cattiaux, J., Peings, Y., Saint-Martin, D., Trou-Kechout, N., and Vavrus, S. J. (2016). Sinuosity of midlatitude atmospheric flow in a warming world. Geophysical Research Letters, 43:8259–8268.
- Cattiaux, J., Vautard, R., Cassou, C., Yiou, P., Masson-Delmotte, V., and Codron, F. (2010). Winter 2010 in europe: A cold extreme in a warming climate. Geophysical Research Letters, 37(20).
- Chang, E. K. M. (2001). GCM and Observational Diagnoses of the Seasonal and Inter-annual Variations of the Pacific Storm Track during the Cool Season. Journal of the Atmospheric Sciences, 58(13):1784–1800.

- Chang, E. K. M., Guo, Y., and Xia, X. (2012). Cmp5 multimodel ensemble projection of storm track change under global warming. Journal of Geophysical Research: Atmospheres, 117(D23).
- Chapman, W. L. and Walsh, J. E. (1993). Recent variations of sea ice and air temperature in high latitudes. Bulletin of the American Meteorological Society, 74(1):33–48.
- Cohen, J. (2016). An observational analysis: tropical relative to arctic influence on mid-latitude weather in the era of Arctic Amplification. Geo. Res. Lett., 43:5287–5294.
- Cohen, J., Foster, J., Barlow, M., Saito, K., and Jones, J. (2010). Winter 2009–2010: A case study of an extreme arctic oscillation event. Geophysical Research Letters, 37(17).
- Cohen, J., Furtado, J. C., Barlow, M., Alexeev, V. A., and Cherry, J. E. (2012a). Arctic warming, increasing snow cover and widespread boreal winter cooling. Environ. Res. Lett., 7:014007.
- Cohen, J., Furtado, J. C., Barlow, M., Alexeev, V. A., and Cherry, J. E. (2012b). Asymmetric seasonal temperature trends. Geo. Res. Lett., 39:L04705.
- Cohen, J., Saito, K., and Entekhabi, D. (2001). The role of the siberian high in northern hemisphere climate variability. Geophysical Research Letters, 28(2):299–302.
- Cohen, J., Screen, J. A., Furtado, J. C., Barlow, M., Whittleston, D., Coumou, D., Francis, J., Dethloff, K., Entekhabi, D., Overland, J., and Jones, J. (2014). Recent Arctic amplification and extreme mid-latitude weather. Nature Geosciences, 7:627–637.
- Cohen, J., Zhang, X., Francis, J., Jung, T., Kwok, R., Overland, J., Ballinger, T. J., Bhatt, U. S., Chen, H. W., Coumou, D., Feldstein, S., Gu, H., Handorf, D., Henderson, G., Ionita, M., Kretschmer, M., Laliberte, F., Lee, S., Linderholm, H. W., Maslowski, W., Peings, Y., Pfeiffer, K., Rigor, I., Semmler, T., Stroeve, J., Taylor, P. C., Vavrus, S., Vihma, T., Wang, S., Wendisch, M., Wu, Y., and Yoon, J. (2020a). Divergent consensus on arctic amplification influence on midlatitude severe winter weather. Nature Climate Change, 10.
- Cohen, J., Zhang, X., Francis, J., Jung, T., Kwok, R., Overland, J., Ballinger, T. J., Bhatt, U. S., Chen, H. W., Coumou, D., Feldstein, S., Gu, H., Handorf, D., Henderson, G., Ionita, M., Kretschmer, M., Laliberte, F., Lee, S., Linderholm, H. W., Maslowski, W., Peings, Y., Pfeiffer, K., Rigor, I., Semmler, T., Stroeve, J., Taylor, P. C., Vavrus, S., Vihma, T., Wang, S., Wendisch, M., Wu, Y., and Yoon, J. (2020b). Divergent consensus on Arctic amplification influence on midlatitude severe winter weather. Nature Climate Change, 10:20–29.
- Cohen, J., Zhang, X., Francis, J., Jung, T., Kwok, R., Overland, J., Taylor, P. C., Lee, S., Laliberte, F., Feldstein, S., Maslowski, W., Henderson, G., Stroeve, J., Coumou, D., Handorf, D., Semmler, T., Ballinger, T., Hell, M., Kretschmer, M., Vavrus, S., Wang, M., Wang, S., Wu, Y., Vihma, T., Bhatt, U., Ionita, M., Linderholm, H., Rigor, I., Routson, C., Singh, D., Wendisch, M., Smith, D., Screen, J., Yoon, J., Peings, Y., Chen, H., and Blackport, R. (2018). Arctic change and possible influence on mid-latitude climate and weather. US CLIVAR Report.
- Corti, S., Giannini, A., Tibaldi, S., and Molteni, F. (1997). Patterns of low-frequency variability in a three-level quasi-geostrophic model. Clim. Dyn., 13:883–904.



- Coumou, D., Lehmann, J., and Beckmann, J. (2015). The weakening summer circulation in the northern hemisphere mid-latitudes. Science, 348(6232):324–327.
- Coumou, D., Petoukhov, V., Rahmstorf, S., Petri, S., and Schellnhuber, H. J. (2014). Quasi-resonant circulation regimes and hemispheric synchronization of extreme weather in boreal summer. Proceedings of the National Academy of Sciences, 111(34):12331–12336.
- Dai, A. and Song, M. (2020). Little influence of arctic amplification on mid-latitude climate. Nature Climate Change, 10:1–7.
- D’Andrea, F., Provenzale, A., Vautard, R., and De Noblet-Decoudré, N. (2006). Hot and cool summers: Multiple equilibria of the continental water cycle. Geophysical Research Letters, 33(24).
- D’Andrea, F. and Vautard, R. (2000). Reducing systematic errors by empirically correcting model errors. Tellus A, 52(1):21–41.
- D’Andrea, F. and Vautard, R. (2001). Extratropical low-frequency variability as a low dimensional problem, Part I: A simplified model. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 127:1357–1374.
- Davini, P., Cagnazzo, C., Gualdi, S., and Navarra, A. (2012). Bidimensional diagnostics, variability, and trends of northern hemisphere blocking. Journal of Climate, 25:6496–6509.
- Davini, P. and D’Andrea, F. (2020). From CMIP-3 to CMIP-6: Northern Hemisphere atmospheric blocking simulation in present and future climate. Journal of Climate. in press.
- Dee, D. P., Uppala, S. M., and Coauthors (2011). The ERA-Interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 137:553–597.
- Dell’Aquila, A., Lucarini, V., Ruti, P. M., and Calmanti, S. (2005). Hayashi spectra of the northern hemisphere mid-latitude atmospheric variability in the ncep–ncar and ecmwf reanalyses. Climate Dynamics, 25:639–652.
- Di Capua, G. and Coumou, D. (2016). Changes in meandering of the northern hemisphere circulation. Environmental Research Letters, 11:094028.
- Donat, M., Alexander, L., Yang, H., Durre, I., Vose, R., and Caesar, J. (2013). Global land-based datasets for monitoring climatic extremes. Bulletin of the American Meteorological Society, 94(7):997–1006.
- Drouard, M., Rivière, G., and Arbogast, P. (2013). The North Atlantic Oscillation Response to Large-Scale Atmospheric Anomalies in the Northeastern Pacific. Journal of the Atmospheric Sciences, 70:2854–2874.
- Eichelberger, S. J. and Hartmann, D. L. (2007). Zonal Jet Structure and the Leading Mode of Variability. Journal of Climate, 20(20):5149–5163.
- Feldstein, S. B. (2000). The Timescale, Power Spectra, and Climate Noise Properties of Teleconnection Patterns. Journal of Climate, 13(24):4430–4440.

- Flato, G., Marotzke, J., Abiodun, B., Braconnot, P., Chou, S., Collins, W., Cox, P., Friouech, F., Emori, S., Eyring, V., Forest, C., Gleckler, P., Guilyardi, E., Jakob, C., Kattsov, V., Reason, C., and Rummukainen, M. (2013). Evaluation of Climate Models, book section 9, page 741–866. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Fletcher, T., Warden, L., Sinninghe-Damste, J., J. Brown, K., Rybcynski, N., Gosse, J., and Ballantyne, A. (2018). The role of elevated atmospheric CO<sub>2</sub> and increased fire in Arctic amplification of temperature during the Early to mid-Pliocene. Climate of the Past Discussions, pages 1–41.
- Folland, C., Karl, T., Christy, J., Clarke, R., Gruza, G., Jouzel, J., Mann, M., Oerlemans, J., and Salinger, M.J. and Wang, S.-W. (2001). Observed Climate Variability and Change, book section 2, page 99–181. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Francis, J. and Vavrus, S. (2015). Evidence for a wavier jet stream in response to rapid arctic warming. Environmental Research Letters, 10.
- Francis, J. A., Hunter, E., Key, J. R., and Wang, X. (2005). Clues to variability in Arctic minimum sea ice extent. Geo. Res. Lett., 32:L21501.
- Francis, J. A. and Vavrus, S. J. (2012). Evidence linking Arctic amplification to extreme weather in mid-latitudes. Geophysical Research Letters, 39:L06801.
- Francis, J. A., Vavrus, S. J., and Cohen, J. (2017). Amplified arctic warming and mid-latitude weather: new perspectives on emerging connections. WIREs Climate Change, 8(5):e474.
- Franzke, C., Lee, S., and Feldstein, S. (2004). Is the north atlantic oscillation a breaking wave. J. Atmos. Sci., 61:145–160.
- Fromang, S. and Rivière, G. (2020). The effect of the Madden-Julian oscillation on the North Atlantic Oscillation using idealized numerical experiments. J. Atmos. Sci., page in revision.
- Fyfe, J. C. and Lorenz, D. J. (2005). Characterizing Midlatitude Jet Variability: Lessons from a Simple GCM. Journal of Climate, 18(16):3400–3404.
- Gao, Y., Leung, L. R., Lu, J., and Masato, G. (2015). Persistent cold air outbreaks over North America in a warming climate. Environmental Research Letters, 10:044001.
- Gerber, E. P., Orbe, C., and Polvani, L. M. (2009). Stratospheric influence on the tropospheric circulation revealed by idealized ensemble forecasts. Geophysical Research Letters, 36(24).
- Gong, T., Feldstein, S. B., and Lee, S. (2017). The Role of Downward Infrared Radiation in the Recent Arctic Warming Trend. Journal of Climate, 30:4937–4949.
- Graversen, R. G., Langen, P. L., and Mauritsen, T. (2014). Polar Amplification in CCSM4: Contributions from the Lapse Rate and Surface Albedo Feedbacks. Journal of Climate, 27(12):4433–4450.
- Graversen, R. G. and Wang, M. (2009). Polar amplification in a coupled climate model with locked albedo. Climate Dynamics, 33:629–643.

- Grotjahn, R., Black, R., Leung, R., Wehner, M. F., Barlow, M., Bosilovich, M., Gershunov, A., Jr., W. J. G., Gyakum, J. R., Katz, R. W., Lee, Y.-Y., Lim, Y.-K., and Prahbat (2016). North American extreme temperature events and related large scale meteorological patterns: a review of statistical methods, dynamics, modeling and trends. Clim. Dyn., 46:1151–1181.
- Handorf, D., Dethloff, K., Erxleben, S., Jaiser, R., and Kurgansky, M. V. (2017). Arctic-mid-latitude linkages in a nonlinear quasi-geostrophic atmospheric model. Advances in Meteorology, 2017.
- Hanlon, H. M., Hegerl, G. C., Tett, S. F. B., and Smith, D. M. (2013). Can a Decadal Forecasting System Predict Temperature Extreme Indices?\*. Journal of Climate, 26(11):3728–3744.
- Hannachi, A., Straus, D. M., Franzke, C. L. E., Corti, S., and Woollings, T. (2017). Low-frequency nonlinearity and regime behavior in the northern hemisphere extratropical atmosphere. Reviews of Geophysics, 55(1):199–234.
- Hansen, J., Ruedy, R., Sato, M., and Lo, K. (2010). Global surface temperature change. Reviews of Geophysics, 48(4).
- Harnik, N. and Chang, E. K. M. (2004). The Effects of Variations in Jet Width on the Growth of Baroclinic Waves: Implications for Midwinter Pacific Storm Track Variability. Journal of the Atmospheric Sciences, 61(1):23–40.
- Harnik, N., Garfinkel, C. I., and Lachmy, O. (2016a). The influence of jet stream regime on extreme weather events, page 79–94. Special Publications of the International Union of Geodesy and Geophysics. Cambridge University Press.
- Harnik, N., Messori, G., Caballero, R., and Feldstein, S. B. (2016b). The Circum-global North American wave pattern and its relation to North American cold events. Geophysical Research Letters, 43(20):15–23.
- Hartmann, D., Klein Tank, A., Rusticucci, M., Alexander, L., Brönnimann, S., Charabi, Y., Dentener, F., Dlugokencky, E., Easterling, D., Kaplan, A., Soden, B., Thorne, P., Wild, M., and Zhai, P. (2013). Observations: Atmosphere and Surface, book section 2, page 159–254. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Hassanzadeh, P., Kuang, Z., , and Farrell, B. F. (2014). Responses of midlatitude blocks and wave amplitude to changes in the meridional temperature gradient in an idealized dry GCM. Geophysical Research Letters, 41:5223–5232.
- Hayashi, Y. (1971). A Generalized Method of Resolving Disturbances into Progressive and Retrogressive waves by Space Fourier and Time Cross-Spectral Analyses. Journal of the Meteorological Society of Japan, 49(2):125–128.
- Hayashi, Y. (1979). A Generalized Method of Resolving Transient Disturbances into Standing and Traveling waves by Space-Time Spectral Analysis. Journal of the Atmospheric Sciences, 36:1017–1029.
- Hayashi, Y. (1981). Space-Time Spectral Analysis and its Applications to Atmospheric Waves. Journal of the Meteorological Society of Japan, 60(1):156–171.

- Held, I. M. (1983). Stationary and quasi-stationary eddies in the extratropical troposphere: theory, volume Large-scale dynamical processes in the atmosphere, R. P. Pearce and B. J. Hoskins eds, pages 127–168. Academic Press, 397 pp.
- Held, I. M. (1993). Large-scale dynamics and global warming. BAMS, 74:228–241.
- Hell, M. C., Schneider, T., and Li, C. (2020). Atmospheric Circulation Response to Short-Term Arctic Warming in an Idealized Model. Journal of the Atmospheric Sciences, 77(2):531–549.
- Holton, J. R. (2004). An introduction to dynamic meteorology. International Geophysics Series. Elsevier Academic Press,, Burlington, MA, 4 edition.
- Honda, M., Inoue, J., and Yamane, S. (2009). Influence of low Arctic sea-ice minima on anomalously cold Eurasian winters. Geo. Res. Lett., 36:L08707.
- Hoskins, B. J. and Ambrizzi, T. (1993). Rossby wave propagation on a realistic longitudinally varying flow. Journal of the Atmospheric Sciences, 50:1661–1671.
- Hoskins, B. J. and Karoly, D. J. (1981). The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing. Journal of the Atmospheric Sciences, 38:1179–1196.
- Hoskins, B. J. and Woollings, T. (2015). Persistent extratropical regimes and climate extremes. Current Climate Change Reports, 1:115–124.
- Hu, Y., Tao, L., and Liu, J. (2013). Poleward expansion of the hadley circulation in cmip5 simulations. Advances in Atmospheric Sciences, 30(3):790–795.
- Huang, C. S. Y. and Nakamura, N. (2016). Local finite-amplitude wave activity as a diagnostic of anomalous weather events. Journal of the Atmospheric Sciences, 73:211–229.
- Hurrell, J. W. (1995). Decadal trends in the North Atlantic Oscillation: regional temperatures and precipitation. Science, 269:676–679.
- Inoue, J. and Hori, M. E. (2011). Arctic cyclogenesis at the marginal ice zone: a contributory mechanism for the temperature amplification ? Geo. Res. Lett., 38:L12502.
- Jaiser, R., Dethloff, K., Handorf, D., Rinke, A., and Cohen, J. (2012). Impact of sea ice cover changes on the northern hemisphere atmospheric winter circulation. Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography, 64(1).
- Jones, J. M., Gille, S. T., Goosse, H., Abram, N. J., Canziani, P. O., Charman, D. J., Clem, K. R., Crosta, X., de Lavergne, C., Eisenman, I., England, M. H., Fogt, R. L., Frankcombe, L. M., Marshall, G. J., Masson-Delmotte, V., Morrison, A. K., Orsi, A. J., Raphael, M. N., Renwick, J. A., Schneider, D. P., Simpkins, G. R., Steig, E. J., Stenni, B., Swingedouw, D., and Vance, T. R. (2016). Assessing recent trends in high-latitude Southern Hemisphere surface climate. Nature Climate Change, 6:917–926.
- Joshi, M. M., Gregory, J. M., Webb, M. J., Sexton, D. M. H., and Johns, T. C. (2008). Mechanisms for the land/sea warming contrast exhibited by simulations of climate change. Climate Dynamics, 30(5):455–465.
- Kang, S. M. and Polvani, L. M. (2011). The interannual relationship between the latitude of the eddy-driven jet and the edge of the hadley cell. Journal of Climate, 24(2):563–568.

- Kirtman, B., Power, S., Adedoyin, J., Boer, G., Bojariu, R., Camilloni, I., Doblas-Reyes, F., Fiore, A., Kimoto, M., Meehl, G., Prather, M., Sarr, A., Schar, C., Sutton, R., van Oldenborgh, G., Vecchi, G., and Wang, H. (2013). Near-term Climate Change: Projections and Predictability, book section 11, page 953–1028. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Knoll, D. A. and Keyes, D. E. (2004). Jacobian-free newton-krylov methods: A survey of approaches and applications. J. Comput. Phys., 193(2):357–397.
- Kornhuber, K., Osprey, S., Coumou, D., Petri, S., Petoukhov, V., Rahmstorf, S., and Gray, L. (2019). Extreme weather events in early summer 2018 connected by a recurrent hemispheric wave-7 pattern. Environmental Research Letters, 14(5):054002.
- Kornhuber, K., Petoukhov, V., Petri, S., Rahmstorf, S., and Coumou, D. (2016). Evidence for wave resonance as a key mechanism for generating high-amplitude quasi-stationary waves in boreal summer. Climate Dynamics.
- Kug, J.-S., Jeong, J.-H., Jang, Y.-S., Kim, B.-M., Folland, C. K., Min, S.-K., and Son, S.-W. (2015). Two distinct influences of Arctic warming on cold winters over North America and East Asia. Nat. Geos., 8:759–762.
- Kuttippurath, J. and Nikulin, G. (2012). A comparative study of the major sudden stratospheric warmings in the arctic winters 2003/2004 and 2009/2010. Atmospheric Chemistry and Physics, 12(17):8115–8129.
- Lainé, A., Lapeyre, G., and Rivière, G. (2011). A quasigeostrophic model for moist storm tracks. Journal of the Atmospheric Sciences, 68:1306–1322.
- Lee, M.-Y., Hong, C.-C., and Hsu, H.-H. (2015). Compounding effects of warm sea surface temperature and reduced sea ice on the extreme circulation over the extratropical North Pacific and North America during the 2013-2014 boreal winter. Geo. Res. Lett., 42:1612–1618.
- Lee, S., Gong, T., Feldstein, S. B., Screen, J. A., and Simmonds, I. (2017). Revisiting the Cause of the 1989–2009 Arctic Surface Warming Using the Surface Energy Budget: Downward Infrared Radiation Dominates the Surface Fluxes. Geophysical Research Letters, 44(20):10,654–10,661.
- Lee, S., Gong, T., Johnson, N., Feldstein, S. B., and Pollard, D. (2011). On the possible link between tropical convection and the Northern hemisphere Arctic surface air temperature change between 1958 and 2001. Journal of Climate, 25:4350–4367.
- Liu, J., Curry, J. A., Wang, H., Song, M., and Horton, R. M. (2012). Impact of declining Arctic sea ice on winter snowfall. Proceedings of the National Academy of Sciences, 109(11):4074–4079.
- Lorenz, R., Jaeger, E. B., and Seneviratne, S. I. (2010). Persistence of heat waves and its link to soil moisture memory. Geophysical Research Letters, 37(9).
- Lu, J. and Cai, M. (2009). Seasonality of polar surface warming amplification in climate simulations. Geophysical Research Letters, 36(16):L16704.
- Lunkeit, F., Fraedrich, K., and Bauer, S. (1998). Storm tracks in a warmer climate: sensitivity studies with a simplified global circulation model. Climate Dynamics, 14(11):813–826.

- Ma, S. and Zhu, C. (2019). Extreme cold wave over east asia in january 2016: A possible response to the larger internal atmospheric variability induced by arctic warming. Journal of Climate, 32.
- Malardel, S. (2005). Fondamentaux de Météorologie : à l'école du temps. Cépaduès Éditions, 2 edition.
- Manabe, S. and Wetherald, R. T. (1975). The effects of doubling the co2 concentration on the climate of a general circulation model. Journal of the Atmospheric Sciences, 32(1):3–15.
- Mann, M. E., Rahmstorf, S., Kornhuber, K., Steinman, B. A., Miller, S. K., Petri, S., and Coumou, D. (2018). Projected changes in persistent extreme summer weather events: The role of quasi-resonant amplification. Science Advances, 4(10).
- Marshall, J. and Molteni, F. (1993). Toward a dynamical understanding of planetary-scale flow regimes. Journal of the Atmospheric Sciences, 50(12):1792–1818.
- Martius, O. and Rivière, G. (2016). Rossby wave breaking: climatology, interaction with low-frequency climate variability, and links to extreme weather events, page 69–78. Special Publications of the International Union of Geodesy and Geophysics. Cambridge University Press.
- Martius, O., Schwierz, C., and Davies, H. C. (2010). Tropopause-Level Waveguides. Journal of the Atmospheric Sciences, 67(3):866–879.
- Masato, G., Hoskins, B. J., and Woollings, T. (2013). Winter and Summer Northern Hemisphere Blocking in CMIP5 Models. Journal of Climate, 26:7044–7059.
- Masato, G., Hoskins, B. J., and Woollings, T. J. (2012). Wave-breaking characteristics of midlatitude blocking. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 138:1285–1296.
- Masson-Delmotte, V., Schulz, M., Abe-Ouchi, A., Beer, J., Ganopolski, A., Gonzalez Rouco, J., Jansen, E., Lambeck, K., Luterbacher, J., Naish, T., Osborn, T., Otto-Bliesner, B., Quinn, T., Ramesh, R., Rojas, M., Shao, X., and Timmermann, A. (2013). Information from Paleoclimate Archives, book section 5, page 383–464. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- Messori, G., Caballero, R., and Gaetani, M. (2016). On cold spells in North America and storminess in western Europe. Geophysical Research Letters, 43:6620–6628.
- Messori, G., Woods, C., and Caballero, R. (2018). On the drivers of wintertime temperature extremes in the high Arctic. Journal of Climate, 31:1597–1618.
- Michel, C. and Rivière, G. (2011a). The link between rossby wave breakings and weather regime transitions. Journal of Atmospheric Sciences, 68:1730–1748.
- Michel, C. and Rivière, G. (2011b). The link between rossby wave breakings and weather regime transitions. Journal of the Atmospheric Sciences, 68:1730–1748.
- Michelangeli, P.-A., Vautard, R., and Legras, B. (1995). Weather Regimes: Recurrence and Quasi Stationarity. Journal of the Atmospheric Sciences, 52(8):1237–1256.

- Molteni, F., Sutera, A., and Tronci, N. (1988). The EOFs of the Geopotential Eddies at 500 mb in Winter and Their Probability Density Distributions. Journal of Atmospheric Sciences, 45(21):3063–3080.
- Monahan, A. H. and Fyfe, J. C. (2006). On the Nature of Zonal Jet EOFs. Journal of Climate, 19(24):6409–6424.
- Moore, B. J., Keyser, D., and Bosart, L. F. (2019). Linkages between Extreme Precipitation Events in the Central and Eastern United States and Rossby Wave Breaking. Monthly Weather Review, 147(9):3327–3349.
- Mori, M., Watanabe, M., Shiogama, H., Inoue, J., and Kimoto, M. (2014a). Robust Arctic sea-ice influence on the frequent Eurasian cold winters in past decades. Nature Geoscience, 7:869–873.
- Mori, M., Watanabe, M., Shiogama, H., Inoue, J., and Kimoto, M. (2014b). Robust arctic sea-ice influence on the frequent eurasian cold winters in past decades. Nature Geoscience, 7:869–873.
- Nakamura, H. (1992). Midwinter suppression of baroclinic wave activity in the pacific. Journal of the Atmospheric Sciences, 49(17):1629–1642.
- Nakamura, T., Yamazaki, K., Iwamoto, K., Honda, M., Miyoshi, Y., Ogawa, Y., and Ukita, J. (2015). A negative phase shift of the winter AO/NAO due to the recent Arctic sea-ice reduction in late autumn. Journal of Atmospheric Research: Atmospheres, 120:3209–3227.
- Oudar, T., Sanchez-Gomez, E., Chauvin, F., Cattiaux, J., Cassou, C., and Terray, L. (2016). Respective roles of direct GHG radiative forcing and induced Arctic sea ice loss on the Northern Hemisphere atmospheric circulation. Climate Dynamics.
- Overland, J. E., Dethloff, K., Francis, J. A., Hall, R. J., Hanna, E., Kim, S.-J., Screen, J. A., Shepherd, T. G., and Vihma, T. (2016). Nonlinear response of mid-latitude weather to the changing arctic. Nature Climate Change, 6.
- Overland, J. E. and Wang, M. (2005). The Arctic climate paradox: The recent decrease of the Arctic Oscillation. Geo. Res. Lett., 32:L06701.
- Overland, J. E. and Wang, M. (2016). Arctic-midlatitude weather linkages in north america. Polar Science, 16:1–9.
- Overland, J. E., Wood, K. R., and Wang, M. (2011). Warm Arctic - cold continents: climate impacts of the newly open Arctic Sea. Polar Research, 30:15787.
- Peings, Y. and Magnusdottir, G. (2014a). Response of the wintertime Northern Hemisphere atmospheric circulation to current and projected Arctic sea ice decline: a numerical study with CAM5. Journal of Climate, 27:244–264.
- Peings, Y. and Magnusdottir, G. (2014b). Response of the wintertime Northern Hemisphere atmospheric circulation to current and projected Arctic sea ice decline: a numerical study with CAM5. Journal of Climate, 27:244–264.
- Petoukhov, V. and Semenov, V. A. (2010). A link between reduced Barents-Kara sea ice and cold winter extremes over Northern continents. Journal of Geophysical Research, 115:D21111.

- Pfahl, S. and Wernli, H. (2012). Quantifying the relevance of atmospheric blocking for co-located temperature extremes in the Northern Hemisphere on (sub-)daily time scales. Geophysical Research Letters, 39(12):L12807.
- Pfleiderer, P. and Coumou, D. (2017). Quantification of temperature persistence over the Northern Hemisphere land-area. Climate Dynamics, pages 627–637.
- Pithan, F. and Mauritsen, T. (2014). Arctic amplification dominated by temperature feedbacks in contemporary climate models. Nature Geosciences, 7:181–184.
- Polvani, L. M., Previdi, M., England, M. R., and Smith, K. L. (2020). Substantial twentieth-century Arctic warming caused by ozone-depleting substances. Nature Climate Change, 10(2):130–133.
- Pörtner, H.-O., Roberts, D., Masson-Delmotte, V., Zhai, P., Tignor, M., Poloczanska, E., Mintenbeck, K., Nicolai, M., Okem, A., Petzold, J., B., R., and Weyer, N., editors (2019). IPCC Special Report on the Ocean and Cryosphere in a Changing Climate. Cambridge University Press.
- Riboldi, J., Lott, F., D’Andrea, F., and Rivière, G. (2020). On the linkage between Rossby wave phase speed, atmospheric blocking and Arctic Amplification. Geophysical Research Letters. in press.
- Rinke, A., Maturilli, M., Graham, R. M., Matthes, H., Handorf, D., Cohen, L., Hudson, S. R., and Moore, J. C. (2017). Extreme cyclone events in the Arctic: wintertime variability and trends. Environmental Research Letters, 12:094006.
- Rivière, G. (2009). Effect of latitudinal variations in low-level baroclinicity on eddy life cycles and upper-tropospheric wave-breaking processes. Journal of the Atmospheric Sciences, 66:1569–1592.
- Rivière, G. (2011). A Dynamical Interpretation of the Poleward Shift of the Jet Streams in Global Warming Scenarios. Journal of the Atmospheric Sciences, 68(12):1253–1272.
- Rivière, G. and Drouard, M. (2015). Understanding the contrasting North Atlantic Oscillation anomalies of the winters of 2010 and 2014. Geo. Res. Lett., 42:6868–6875.
- Rivière, G. and Orlandi, I. (2007). Characteristics of the atlantic storm-track eddy activity and its relation with the north atlantic oscillation. Journal of Atmospheric Sciences, 64.
- Rivière, G., Robert, L., and Codron, F. (2016). A short-term negative eddy feedback on midlatitude jet variability due to planetary wave reflection. Journal of the Atmospheric Sciences, 73:4311–4328.
- Robert, L., Rivière, G., and Codron, F. (2019). Effect of Upper- and Lower-Level Baroclinicity on the Persistence of the Leading Mode of Midlatitude Jet Variability. Journal of the Atmospheric Sciences, 76(1):155–169.
- Ronalds, B., Barnes, E., and Hassanzadeh, P. (2018). A Barotropic Mechanism for the Response of Jet Stream Variability to Arctic Amplification and Sea Ice Loss. Journal of Climate, 31:7069–7085.



- Santer, B. D., Thorne, P. W., Haimberger, L., Taylor, K. E., Wigley, T. M. L., Lanzante, J. R., Solomon, S., Free, M., Gleckler, P. J., Jones, P. D., Karl, T. R., Klein, S. A., Mears, C., Nychka, D., Schmidt, G. A., Sherwood, S. C., and Wentz, F. J. (2018). Consistency of modeled and observed temperature trends in the tropical troposphere, pages 85–136. Palgrave Macmillan.
- Scaife, A. A. (2016). The North Atlantic and Arctic Oscillations: climate variability, extremes, and stratosphere–troposphere interaction, page 122–130. Special Publications of the International Union of Geodesy and Geophysics. Cambridge University Press.
- Schneider, T., Bischoff, T., and Płotka, H. (2015). Physics of Changes in Synoptic Mid-latitude Temperature Variability. Journal of Climate, 28(6):2312–2331.
- Screen, J. and Blackport, R. (2019a). How robust is the atmospheric response to projected arctic sea-ice loss across climate models? Geophysical Research Letters, 46.
- Screen, J. and Blackport, R. (2019b). Is sea-ice-driven eurasian cooling too weak in models? Nature Climate Change, 9:934–936.
- Screen, J., Deser, C., Smith, D., Zhang, X., Blackport, R., Kushner, P., Oudar, T., McCusker, K., and Sun, L. (2018). Consistency and discrepancy in the atmospheric response to arctic sea-ice loss across climate models. Nature Geoscience.
- Screen, J. A. (2014). Arctic amplification decreases temperature variance in northern mid- to high-latitudes. Nature Climate Change, 4:577–582.
- Screen, J. A. and Simmonds, I. (2010). The central role of diminishing sea ice in recent Arctic temperature amplification. Nature, 464:1334–1337.
- Screen, J. A. and Simmonds, I. (2013). Exploring links between Arctic amplification and mid-latitude weather. Geophysical Research Letters, 40:959–964.
- Serreze, M. C., Barrett, A. P., Stroeve, J. C., Kindig, D. N., and Holland, M. M. (2009). The Emergence of surface-based Arctic Amplification. The Cryosphere, 3:11–19.
- Serreze, M. C. and Barry, R. (2011). Processes and impacts of Arctic amplification: A research synthesis. Global and Planetary Change - GLOBAL PLANET CHANGE, 77:85–96.
- Shaw, T. A., Baldwin, M., Barnes, E. A., Caballero, R., Garfinkel, C. I., Hwang, Y.-T., Li, C., O’Gorman, P. A., Rivière, G., Simpson, I. R., and Voigt, A. (2016). Storm track processes and the opposing influences of climate change. Nature Geoscience, 9:656–664.
- Simmons, A. J. and Hoskins, B. J. (1976). Baroclinic Instability on the Sphere: Normal Modes of the Primitive and Quasi-Geostrophic Equations. Journal of the Atmospheric Sciences, 33(8):1454–1477.
- Simmons, A. J. and Hoskins, B. J. (1977). Baroclinic Instability on the Sphere: Solutions with a More Realistic Tropopause. Journal of the Atmospheric Sciences, 34(4):581–588.
- Simmons, A. J. and Hoskins, B. J. (1978). The Life Cycles of Some Nonlinear Baroclinic Waves. Journal of the Atmospheric Sciences, 35(3):414–432.
- Staten, P. and Reichler, T. (2013). On the ratio between shifts in the eddy-driven jet and the hadley cell edge. Climate Dynamics, 42:345–.

- Stefanon, M., D'Andrea, F., and Drobinski, P. (2012). Heatwave classification over Europe and the Mediterranean region. Environmental Research Letters, 7(1):014023.
- Sun, L., Perlwitz, J., and Hoerling, M. (2016). What caused the recent “Warm Arctic, Cold Continents” trend pattern in winter temperatures? Geophysical Research Letters, 43:5345–5352.
- Takaya, K. and Nakamura, H. (2005a). Geographical Dependence of Upper-Level Blocking Formation Associated with Intraseasonal Amplification of the Siberian High. Journal of the Atmospheric Sciences, 62(12):4441–4449.
- Takaya, K. and Nakamura, H. (2005b). Mechanisms of intraseasonal amplification of the cold Siberian high. Journal of the Atmospheric Sciences, 62(12):4423–4440.
- Tamarin-Brodsky, T., Hodges, K., Hoskins, B. J., and Shepherd, T. G. (2019). A Dynamical Perspective on Atmospheric Temperature Variability and its Response to Climate Change. Journal of Climate, 32(6):1707–1724.
- Tamarin-Brodsky, T. and Kaspi, Y. (2017). Enhanced poleward propagation of storms under climate change. Nature Geoscience, 10:1–6.
- Tang, Q., Zhang, X., Yang, X., and Francis, J. A. (2013). Cold winter extremes in northern continents linked to Arctic sea ice loss. Environmental Research Letters, 8.
- Tavakolifar, H., Shahghasemi, E., and Nazif, S. (2017). Evaluation of climate change impacts on extreme rainfall events characteristics using a synoptic weather typing-based daily precipitation downscaling model. Journal of Water and Climate Change, 8:jwc2017107.
- Thompson, D. W. J. and Wallace, J. M. (1998). The Arctic Oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. Geophysical Research Letters, 25(9):1297–1300.
- Tomassini, L., Gerber, E. P., Baldwin, M. P., Bunzel, F., and Giorgetta, M. (2012). The role of stratosphere-troposphere coupling in the occurrence of extreme winter cold spells over northern Europe. Journal of Advances in Modeling Earth Systems, 4(4):14.
- Vautard, R. and Legras, B. (1988). On the source of midlatitude low-frequency variability. part ii: Nonlinear equilibration of weather regimes. Journal of the Atmospheric Sciences, 45(20):2845–2867.
- Vavrus, S. J. (2018). The Influence of Arctic Amplification on mid-latitude Weather and Climate. Current Climate Change Reports, 4(3):238–249.
- Vavrus, S. J., Wang, F., Martin, J. E., Francis, J. A., Peings, Y., and Cattiaux, J. (2017). Changes in North American Atmospheric Circulation and Extreme Weather: Influence of Arctic Amplification and Northern Hemisphere Snow Cover. Journal of Climate, 30(11):4317–4333.
- Wallace, J. M. and Gutzler, D. S. (1981). Teleconnections in the Geopotential Height Field during the Northern Hemisphere Winter. Monthly Weather Review, 109(4):784–812.
- Wallace, J. M., Held, I. M., Thompson, D. W. J., Trenberth, K. E., and Walsh, J. E. (2014). Global warming and winter weather. Science, 343(6172):729–730.

- Wang, C. (2018). A review of ENSO theories. National Science Review, 5(6):813–825.
- Woods, C. and Caballero, R. (2016). The role of moist intrusions in winter Arctic warming and sea ice decline. Journal of Climate, 29:4473–4485.
- Woollings, T. (2016). Storm tracks, blocking, and climate change: a review, page 113–121. Special Publications of the International Union of Geodesy and Geophysics. Cambridge University Press.
- Woollings, T., Barnes, E., Hoskins, B., Kwon, Y.-O., Lee, R. W., Li, C., Madonna, E., McGraw, M., Parker, T., Rodrigues, R., Spensberger, C., and Williams, K. (2018a). Daily to decadal modulation of jet variability. Journal of Climate, 31(4):1297–1314.
- Woollings, T., Barriopedro, D., Methven, J., Son, S.-W., Martius, O., Harvey, B., Sillmann, J., Lupo, A. R., and Seneviratne, S. (2018b). Blocking and its response to climate change. Current Climate Change Reports, 4(3):287–300.
- Woollings, T., Harvey, B., and Masato, G. (2014). Arctic warming, atmospheric blocking and cold European winters in CMIP5 models. Environmental Research Letters, 9.
- Yang, X.-Y., Yuan, X., and Ting, M. (2016). Dynamical link between the Barents–Kara Sea Ice and the Arctic Oscillation. Journal of Climate, 29(14):5103–5122.
- Yiou, P. and Nogaj, M. (2004). Extreme climatic events and weather regimes over the North Atlantic: when and where? Geo. Res. Lett., 31:L07202.
- Yuval, J. and Kaspi, Y. (2016). Eddy Activity Sensitivity to Changes in the Vertical Structure of Baroclinicity. Journal of the Atmospheric Sciences, 73(4):1709–1726.
- Zhang, R., Sun, C., Zhu, J., Zhang, R., and Li, W. (2020). Increased european heat waves in recent decades in response to shrinking arctic sea ice and eurasian snow cover. npj Climate and Atmospheric Science, 3(7).
- Zurita-Gotor, P. and Chang, E. K. M. (2005). The Impact of Zonal Propagation and Seeding on the Eddy–Mean Flow Equilibrium of a Zonally Varying Two-Layer Model. Journal of the Atmospheric Sciences, 62(7):2261–2273.



## RÉSUMÉ

---

L'Amplification Arctique (AA) correspond au réchauffement atmosphérique plus fort dans l'Arctique qu'aux latitudes moyennes, et ses effets sur la circulation atmosphérique sont discutés. Son impact sur les ondes de Rossby et les vagues de froid en hiver aux latitudes moyennes est analysée en utilisant un modèle quasi-géostrophique sec à 3 niveaux sur la sphère, avec orographie.

D'abord l'étude est menée en comparant des simulations longues: l'une correspond à la climatologie hivernale des 30 dernières années, et pour l'autre un schéma d'AA est ajouté. Il est construit à partir d'un composite des hivers les plus chauds dans l'Arctique. Une analyse spectrale montre une diminution de la vitesse de phase des ondes pour les ondes les plus énergétiques. Elle semble liée à un affinement du jet et est accompagnée d'une augmentation modérée de la variance basse fréquence aux latitudes moyennes, ce qui peut augmenter les vagues de froid. Par endroit, cette augmentation compense le réchauffement en terme de nombre de vague de froid.

Ensuite, dans un cadre simplifié, sans asymétries zonales, l'impact de la largeur du jet sur les ondes est plus particulièrement étudié. Il apparaît que cet affinement peut être une conséquence de l'AA. Il ralentit la circulation, avec deux conséquences : un ralentissement de la vitesse de phase des ondes, à travers les changements du gradient de vorticité; et un décalage en fréquence de la variance de la haute-fréquence vers la basse fréquence.

Enfin, la variabilité du schéma de l'AA, et ses conséquences sur ce raisonnement, sont présentés. Les différentes manières de compter l'AA sont perméables aux influences du reste du changement climatique, qui peut avoir des influences contraires.

## MOTS CLÉS

---

Dynamique, atmosphère, climat

## ABSTRACT

---

The Arctic Amplification (AA) is a stronger atmospheric warming in the Arctic than in mid-latitudes, and its effects on atmospheric circulation are discussed. Its impact on Rossby waves and winter cold spells in mid-latitudes is analyzed using a 3-level dry quasi-geostrophic model on the sphere, with orography.

First the study is conducted by comparing long simulations: one corresponds to the winter climatology of the last 30 years, and for the other one a AA pattern is added. It is build from a composite of the warmest winters in the Arctic. A spectral analysis shows a decrease in Rossby wave phase speed for the most energetic waves. This appears to be related to a jet narrowing and is accompanied by a moderate increase in low frequency variance at mid-latitudes, which may increase cold spells. This increase can compensate locally the warming in terms of the number of cold spells.

Then, in a simplified framework, without zonal asymmetries, the impact of the jet width on the waves is more particularly studied. It appears that this narrowing can be a consequence of AA. It slows down the flow, with two consequences: a slowing down of the phase speed, through changes in the vorticity gradient; and a frequency shift of the variance from high frequency to low frequency.

Finally, the variability of the AA pattern, and its consequences on this mechanism, are presented. The different ways of counting AA are permeable to the influences of the rest of climate change, which may have opposite influences.

## KEYWORDS

---

Atmosphere, climate, dynamics