HAL
open science

Variabilité de l'Atlantique Nord dans un modèle couplé idéalisé : L'Oscillation Multidécennale Atlantique

Quentin Jamet

To cite this version:

Quentin Jamet. Variabilité de l'Atlantique Nord dans un modèle couplé idéalisé : L'Oscillation Multidécennale Atlantique. Océanographie. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2015. Français. NNT : 2015BRES0071 . tel-01941078

HAL Id: tel-01941078

https://theses.hal.science/tel-01941078v1

Submitted on 30 Nov 2018

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

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

université de bretagne occidentale

THÈSE / UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

sous le sceau de l'Université européenne de Bretagne

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

Mention : Océanographie Physique

École Doctorale des Sciences de la Mer

présentée par

Quentin Jamet

Préparée au : **Laboratoire de Physique des Océans** (LPO)

UMR6523 – CNRS – Ifremer – IRD - UBO

Variabilité de l'Atlantique Nord dans un modèle couplé idéalisé : l'Oscillation Multidécennale Atlantique

Thèse soutenue le 27 novembre 2015

devant le jury composé de :

M. Nick HALL
Professeur, Université Paul Sabatier, LEGOS
Rapporteur

Jérôme SIRVEN
Maître de conférence, Université Pierre et Marie Curie, LOCEAN
Rapporteur

David FERREIRA
Professeur, University of Reading, SMPS
Examinateur

Guillaume GASTINEAU
Maître de conférence, Université Pierre et Marie Curie, LOCEAN
Examinateur

Patrice KLEIN
Directeur de recherche, CNRS, LPO
Président du jury

Thierry HUCK
Chargé de recherche, CNRS, LPO
Examinateur

Alain COLIN DE VERDIÈRE
Professeur, Université de Bretagne Occidentale, LPO
Invité

Olivier ARZEL
Maître de conférence, Université de Bretagne Occidentale, LPO
Invité

Résumé

Aux échelles multidécennales, le mode de variabilité principal de l'Atlantique Nord est connu sous le nom de AMO (*Atlantic Multidecadal Oscillation*). Il est révélé par les observations océaniques, mais les causes qui lui donnent naissance restent mal comprises. Certaines études décrivent l'AMO comme un mode océanique forcé par l'atmosphère, d'autres études décrivent l'AMO comme un mode intrinsèque à l'océan. Ce désaccord majeur est fortement lié aux approches utilisées par ces différentes études, i.e. analyses statistiques de données issues de modèles climatiques ou d'observations *vs.* expériences de sensibilité à l'aide de simulations idéalisées.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons aux mécanismes de variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord dans une série de simulations. Trois configurations couplées du MITgcm sont intégrées, avec une résolution horizontale de 4°, 2° et 1° (pour l'océan et l'atmosphère). La géométrie de l'océan est idéalisée. Le fond est plat, et l'Atlantique est représenté par un petit bassin, délimité par deux barrières méridiennes, orthogonales l'une à l'autre. Ces trois configurations reproduisent toutes une variabilité de la MOC (*Meridional Overturning Circulation*) dans l'Atlantique entre 30-40 ans, associée à la propagation d'ondes de Rossby de grande échelle à travers le petit bassin. Cette variabilité persiste dans des expériences d'océan seul. Dans nos simulations, la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord est donc générée pas des processus internes à l'océan.

Augmenter la résolution horizontale renforce par ailleurs le couplage océan-atmosphère, avec une NAO (*North Atlantic Oscillation*) qui devient significativement corrélée à la MOC deux ans plus tard à 1°. Ces corrélations sont mises en évidence dans la plupart des modèles climatiques, ainsi que dans les observations. Certaines études en déduisent alors que la variabilité océanique est forcée par l'atmosphère Cependant, les expériences de sensibilité au couplage air-mer réalisées dans cette étude démontrent que de telles corrélations n'induisent pas de causalité. Elles illustrent la nécessité d'interpréter les résultats d'analyses statistiques avec précaution, lorsqu'il s'agit d'identifier l'origine de la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord.

L'origine interne de la variabilité océanique par instabilité barocline de grande échelle est ensuite approfondie à l'aide de deux méthodes : une approche diagnostique (bilan de variance) et une approche prognostique (analyse locale de stabilité linéaire). L'approche diagnostique permet de caractériser la variabilité qui se développe dans le modèle non-linéaire. L' approche prognostique consiste à calculer les modes propres de la circulation océanique moyenne, dans l'hypothèse quasi-géostrophique. Nous montrons que la prise en compte de la viscosité turbulente dans l'analyse locale permet une meilleure cohérence avec les solutions du modèle non-linéaire. Nous interprétons finallement les ondes de Rossby, qui se propagent à travers le petit bassin, comme émanant d'une instabilité barocline de bord est.

Abstract

At multidecadal time-scales, the principal mode of variability in the North Atlantic is referred to as the AMO (*Atlantic Multidecadal Oscillation*). It is revealed by oceanic observations, but its origin remains unclear. Some studies describe the AMO as an oceanic mode forced by the atmosphere, while other studies describe the AMO as an intrinsic oceanic mode. This significant disagreement mainly results from the methods that are used by these different studies, i.e statistical analysis of observations and climate models data *vs.* idealized simulations and sensitivity experiments.

In this PhD thesis, we focus on mechanisms that drive the low frequency North Atlantic variability in a range of simulations. Three coupled configurations of the MITgcm are integrated, with horizontal resolution of 4°, 2° and 1° (in both the ocean and the atmosphere). The idealized oceanic geometry is a flat bottom, with two meridional boundaries that delimit a small basin, comparable to the Atlantic. All these three configurations reproduce a 30-40 year variability of the Atlantic MOC (*Meridional Overturning Circulation*), associated with large scale Rossby waves that travel across the small basin. This variability remains in ocean-only experiments. The North Atlantic oceanic variability in these simulations is then intrinsically driven.

Furthermore, increasing the horizontal resolution strengthen the ocean-atmosphere coupling, with a NAO (*North Atlantic Oscillation*) that becomes significantly correlated to the MOC two years latter at 1°. Such correlations are usually found in most climate models and observations. Some studies then infer that the oceanic variability is forced by the atmosphere. Nevertheless, our sensitivity experiments to ocean-atmosphere coupling highlight that correlations do not necessarily imply causality. These experiments provide a relatively simple and illustrating example. They show that significant lag correlations can be misleading for the identification of driving processes in the context of North Atlantic low frequency variability.

The intrinsic oceanic variability is investigated in terms of large scale baroclinic instabilities with two methods: a diagnostic approach (variance budget) and a prognostic approach (local stability analysis). The diagnostic approach aims to characterize the oceanic variability that develop in the non-linear model. The prognostic approach aims to identified the normal modes of the oceanic mean state, in the quasi-geostrophic framework. Taking into account the turbulent viscosity in the stability analysis increases the consistency with the non-linear model solutions. We finally interpret the origin of large scale Rossby waves that travel across the small basin, as a baroclinic instability of the eastern boundary.

Remerciements

Avant tout, je souhaite remercier plusieurs personnes. Je remercie tout naturellement mes encadrants : Olivier, pour ses remarques toujours pertinentes, Alain, pour son accueil et sa bienveillance tout au long de mon parcours universitaire à Brest et Thierry pour sa bonne humeur, son enthousiasme et sa confiance permanente. Merci à eux trois de m'avoir transmis une partie de leurs connaissances.

Je remercie les membres du jury de m'avoir écouté, questionné, et d'avoir pris le temps de critiquer mon travail de thèse. Merci à Nick Hall et Jérôme Sirven d'avoir accepté les rôles de rapporteurs. Merci à Guillaume Gastineau et David Ferreira d'avoir accepté les rôles d'examinateurs, et pour leur aide précieuse avec le MITgcm (merci David !) et l'analyse des simulations couplées (merci Guillaume !). Patrice Klein pour avoir présidé le jury.

Je remercie ensuite tous les collègues du laboratoire, avec qui j'ai partagé des cafés, déjeuners, soirées et pleins de moments décontractés. En particulier, un grand merci à mes deux collègues de bureau Fabien D. et Patrice. Je remercie aussi Bernard pour l'introduction à la recherche qu'il m'a proposé avant ma thèse, Gilberte pour tous les services rendus, Marion K., Patricia, Nicolas G., Clément (alias Vinc'), Daniele, Antoine, Gildas, Tristan, Bruno et Alain (alias le Prez') pour leurs mails blagueurs.

Un grand merci à tous les copains de Brest. Carine et Fabien L., le noyau dur depuis mon arrivée à Brest en 2010, pour leur soutien et les précieux conseils de Dr. Fab. Merci à Steven, Marion S., Flo, Alice, Alex, Mika, Maëlla, Séverine, Mathias, Nico R., Jérémy et Claire pour avoir animé la vie brestoise pendant ces trois ans. Et sans oublier les non brestois, Maryline et sa petite Timéa, avec qui j'ai partagé mes débuts en tant que papa, Gigi, Caro, Mik, Cloé et Julien qui m'accompagnent depuis que la voile fait partie de ma vie.

Pour finir, je remercie ma famille. Patrick et Chantal pour leur soutien et la relecture

attentive de ma thèse, Léo pour tous les bons moments que l'on a partagé entre frangins, Nina pour son rôle de grande soeur et pour son illustration de la problématique discutée dans cette thèse, mes grands-parents, oncles et tantes d'avoir assisté à ma soutenance. Et le meilleur pour la fin, Maëlle pour m'avoir offert la joie d'être papa, et Camille, pour avoir partagé cette expérience (et bien d'autres !) à mes côtés, et qui a assuré sur les derniers mois de thèse en s'occupant *à plein temps* de notre fille.

Figure 1 – Illustration de la problématique discutée dans ce qui suit (merci Nina !).

Table des matières

1 Introduction **1**

1.1 L'Oscillation Multidécennale Atlantique 2

1.1.1 Un peu d'histoire 2

1.1.2 Mais qu'en est-il du climat passé ? 4

1.1.3 Structure spatiale de l'AMO 4

1.1.4 Lien entre l'AMO et la circulation méridienne de retournement (AMOC) 6

1.2 La dynamique atmosphérique et la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord 9

1.3 L'instabilité barocline de grande échelle génératrice de variabilité basse fréquence ? 15

1.4 Cheminement et angle d'attaque de l'étude 18

2 Un modèle couplé à géométrie idéalisée **21**

2.1 Description de la configuration *Double Drake* 22

2.1.1 L'atmosphère 23

2.1.2 L'océan 24

2.1.3 3 configurations à résolution horizontale croissante 25

2.2 État moyen de l'atmosphère 26

2.3 État moyen de l'océan 30

2.4 Synthèse 35

3 Variabilité océanique multidécennale dans le petit bassin **37**

3.1 Variabilité de la MOC 38

3.2 Reconstruction par géostrophie 40
3.3 Anomalies de température associées à la variabilité de la MOC 46
3.3.1 Anatomie des anomalies de température 46
3.3.2 Propagation à travers le bassin 50
3.4 Quelle relation avec les ondes de Rossby de grande échelle ? 50
3.5 Signature de surface 55
3.6 Synthèse 57

4 Forçage atmosphérique VS dynamique océanique 59

4.1 Variabilité basse fréquence de l'atmosphère 60
4.2 Origine de la variance des températures océaniques 64
4.2.1 Formalisme 64
4.2.2 Dynamique interne à l'océan : le terme $-\overline{\mathbf{u}'T'}.\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$ 65
4.2.3 Flux de chaleur air-mer : terme $-\overline{T'Q'}$ 67
4.3 Des configurations d'océan seul 71
4.3.1 Configurations océan forcé 71
4.3.2 Effet du rappel en température 74
4.4 Synthèse 77

5 Expliquer l'origine océanique de la variabilité 79

5.1 L'approche diagnostique des bilans de variance 80
5.2 Application de l'*analyse locale de stabilité linéaire* au modèle Double Drake 84
5.3 Effet de différents termes 87
5.3.1 Les vitesses méridiennes 87
5.3.2 La viscosité turbulente 89
5.4 Synthèse 93

6 Conclusion et perspectives **95**

6.1 Synthèse 95

6.2 Discussion 100

6.3 Perspectives 105

6.3.1 Variabilité basse fréquence dans l'atmosphère 105

6.3.2 L'Analyse locale de stabilité linéaire 109

A L'équation de vorticité potentielle dans le formalisme Quasi-Géostrophique **113**

B L'analyse locale de stabilité linéaire Quasi-Géostrophique **119**

C [article] *Oceanic control of multidecadal variability in an idealized coupled GCM* **127**

Bibliographie **145**

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 L'Oscillation Multidécennale Atlantique 2

1.1.1 Un peu d'histoire 2

1.1.2 Mais qu'en est-il du climat passé ? 4

1.1.3 Structure spatiale de l'AMO 4

1.1.4 Lien entre l'AMO et la circulation méridienne de retournement (AMOC) 6

1.2 La dynamique atmosphérique et la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord 9

1.3 L'instabilité barocline de grande échelle génératrice de variabilité basse fréquence ? 15

1.4 Cheminement et angle d'attaque de l'étude 18

La fin du XX^{ieme} siècle a été marquée par la prise de conscience d'un possible réchauffement du climat en réponse à une activité humaine trop émettrice de gaz à effet de serre. Depuis, les réponses sont encore floues, mais laissent présager d'un lien de cause à effet entre la température de l'air et l'émission de ces gaz par l'homme. Déterminer l'ampleur de ce réchauffement n'est cependant pas évident, en partie à cause de la variabilité naturelle du climat. De la même manière qu'il fait plus froid la nuit que le jour, l'hiver que l'été, le climat se réchauffe et se refroidit naturellement sur des périodes allant de 30 à 70 ans. Ces variations sont souvent mal comprises, car les séries temporelles des observations sont trop courtes (100-150 ans). Il devient ainsi difficile de démêler le signal naturel du signal anthropogénique dans les observations. Comprendre les variations naturelles du climat est donc nécessaire pour obtenir une estimation aussi fiable que possible de l'effet de l'activité humaine sur le climat, et améliorer la prédiction du climat de demain.

Au cours de cette thèse, nous nous intéressons tout particulièrement à la variabilité de l'Atlantique Nord aux échelles de temps multidécennales (>10 ans). Ces échelles de

temps correspondent à des processus dont la période d'oscillation est comprise entre la dizaine et la centaine d'années. Le mode principal de la variabilité océanique à ces échelles de temps est connu sous le nom de l'*Oscillation Multidécennale Atlantique* (AMO pour *Atlantic Multidecadal Oscillation*). L'historique et la définition de ce phénomène sont développés dans la première partie de cette introduction (Sect. 1.1). L'origine et le mécanisme donnant naissance à cette variabilité ne sont pas encore complètement compris. Un grand nombre de processus ont été proposés, mais aucun ne semble faire consensus. Ici, nous portons notre attention sur un mécanisme qui relie la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord, à la propagation d'est en ouest d'anomalies de température/densité de grande échelle. Les deux problématiques qui seront plus amplement détaillées par la suite sont :

1. Quel rôle joue l'atmosphère dans la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord ?
2. Quels processus océaniques permettent le développement de ces anomalies de température/densité de grande échelle ?

Ces deux problématiques sont introduites en section 1.2 et 1.3, respectivement. La stratégie mise en place pour les explorer est exposée dans une dernière partie (Sect. 1.4).

1.1 L'Oscillation Multidécennale Atlantique

1.1.1 Un peu d'histoire

Dans l'Atlantique Nord, la présence d'une variabilité aux échelles de temps multidécennales (>10 ans) a été mise en évidence pour la première fois par Yochanan Kushnir en 1991, dans une étude qu'il n'a pas publiée. En filtrant la variabilité haute fréquence des températures de surface (SST, *Sea Surface Temperature*), il dévoile une variabilité aux échelles multidécennales (Fig. 1.1). Les SST étaient plus chaudes que la moyenne de 1945 à 1965, et plus froides de 1965 à 1990. Ces travaux ont été publiés l'année d'après par Gordon et al [1992], et Kushnir publiera finalement ses travaux deux ans plus tard [Kushnir, 1994]. Des études plus récentes confirment ce cycle de réchauffement/refroidissement des SST de l'Atlantique Nord aux périodes obtenues par Kushnir en 1991. Ce sont finalement Schlesinger et Ramankutty [1994] qui donneront une consistance à cette variabilité, et lui attribueront une période d'environ 65-70 ans. Il faut attendre l'an 2000 pour que Kerr [2000] lui donne le nom de AMO pour *Atlantic Multidecadal Oscillation*. Il est alors

possible de construire un indice révèlant la variabilité de l'AMO, et la définition habituellement utilisée est une moyenne spatiale des SST dans l'Atlantique Nord (0°-60°N), filtrée sur 10 ans, et dont une tendance linéaire est retranchée [Enfield et al, 2001, Sutton et Hodson, 2005]. Cet indice est assez peu sensible à la région utilisée pour moyenner les SST, comme ont pu le montrer Gulev et al [2013] en construisant plusieurs indices depuis différentes bandes de latitude comprises entre 0°-60°N. Il est en revanche plus sensible à la tendance qui est retranchée aux données initiales de SST [Ting et al, 2009]. En prenant en compte une tendance plus réaliste, comme la moyennes globale des SST ou la moyenne globale des température de l'air en surface, les phases positives/négatives sont identiques, mais l'amplitude des oscillations est moindre.

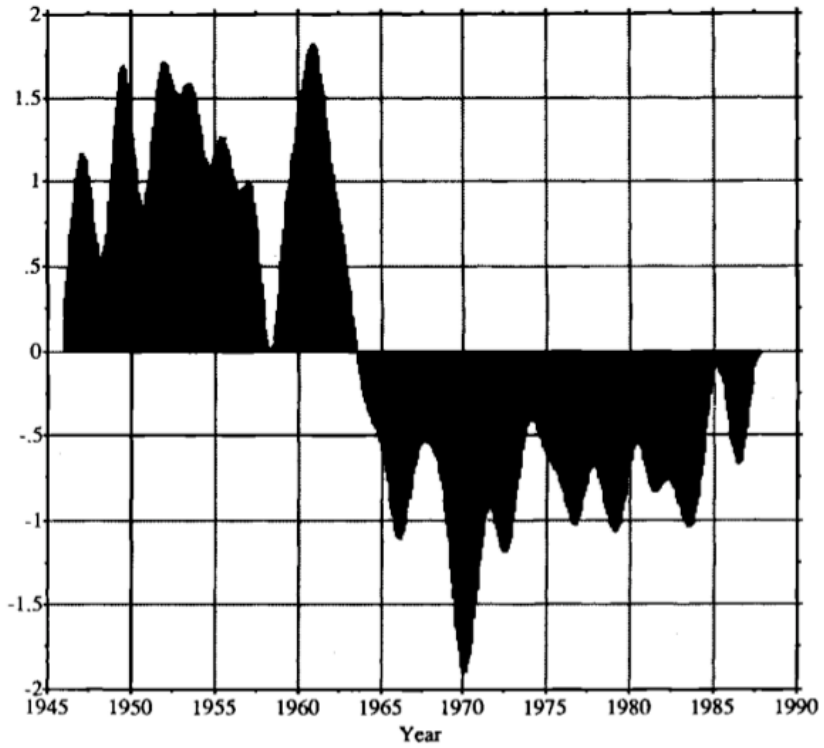

Figure 1.1 – Série temporelle de la première Composante Principale (PC, *Principal Component*) des SST (*Sea Surface Temperature*) [K] dans l'Atlantique Nord. Les SST, issues de la base de données *Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set* (COADS), sont moyennées zonalement entre 25°-70°N dans l'Atlantique, et la partie haute fréquence du signal est filtrée. La figure est reproduite depuis Gordon et al [1992].

1.1.2 Mais qu'en est-il du climat passé ?

Les observations instrumentales des SST sont relativement courtes (seulement 100-150 ans) comparées aux échelles de temps de l'AMO. Elles permettent de capturer seulement quelques périodes d'oscillation. Il est donc difficile de conclure sur le caractère répétitif du phénomène. Des études ont alors cherché à reconstruire l'indice AMO sur une période plus longue à l'aide de *proxy*. Deser et Blackmon [1993] ont en effet montré la présence d'un cycle de variabilité aux échelles multidécennales dans plusieurs champs climatiques des régions bordant le nord de l'Atlantique. Ils ont interprété ces variations comme une réponse aux SST de l'Atlantique Nord. Parmi ces champs climatiques, on peut mentionner l'intensité des précipitations au Sahel [Folland et al, 1986] et au États-Unis [Enfield et al, 2001], le nombre de cyclones extra-tropicaux [Goldenberg et al, 2001], ainsi que les conditions météorologiques en Europe et aux États-Unis [Dickson et Namias, 1976, van Loon et Rogers, 1978, Sutton et Hodson, 2005]. Grâce à ses conséquences sur le climat des régions alentours, l'AMO a pu être reconstruite par Gray et al [2004] à l'aide des cernes d'arbres provenant d'Amérique du Nord, d'Europe, de Scandinavie, d'Afrique du Nord et du Moyen-Orient. Ces régions sont connues pour avoir un climat qui répond aux variations des SST de l'Atlantique Nord [Folland et al, 1986, Enfield et al, 2001]. Ils ont ainsi reconstruit un indice de type AMO sur la période 1567-1990 (Fig. 1.2). Les variations décennales de leur indice sont corrélées à $r = 0.81$ aux variations décennales des SST de l'Atlantique Nord sur la période 1856-1990. Plus récemment, Knudsen et al [2011] ont reconstruit l'indice AMO sur les 8000 dernières années à l'aide de plusieurs proxy (comprenant des carottes de glace au Groenland, des plantes lacustres dans la péninsule du Yucatán au Mexique, et des observations marines dans le bassin de Cariaco, au nord du Venezuela). Ils montrent ainsi l'existence d'un cycle d'environ 55-70 ans dans les séries temporelles des différents proxies. Ces études confirment ainsi la persistance d'une variabilité basse fréquence des SST dans l'Atlantique Nord, sur une période de temps qui permet de conclure sur le caractère oscillatoire de l'AMO.

1.1.3 Structure spatiale de l'AMO

Le panneau en haut à droite de la figure 1.3 illustre la structure horizontale des anomalies de SST qui constituent la variabilité de l'AMO. Cette structure est obtenue en régressant les SST des données HadISST [Rayner et al, 2003] sur l'indice AMO, construit comme la moyenne des SST dans l'Atlantique Nord [0°-70°N] (Fig. 1.3, panneau du bas).

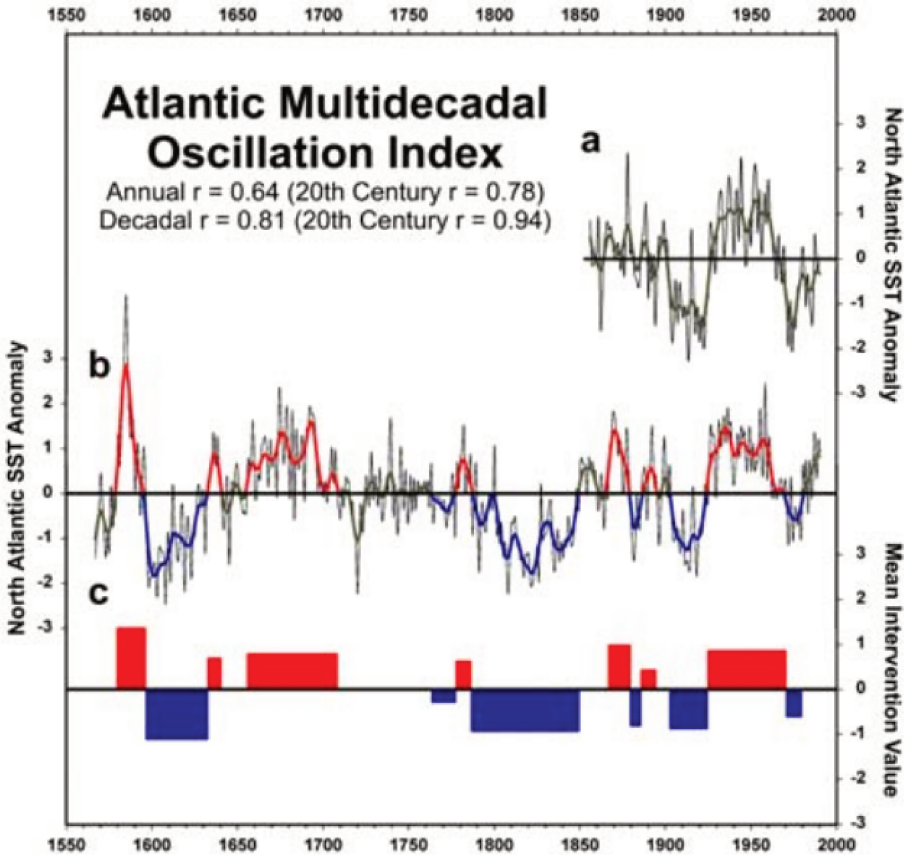

Figure 1.2 – L'indice AMO reconstruit depuis des cernes d'arbres. (a) Observations des SST de l'Atlantique Nord pour la période 1856-1990 [Kaplan et al, 1998]. (b) Reconstruction de l'indice AMO faite depuis les cernes d'arbres, pour la période 1567-1990. (c) Les Régimes d'AMO positifs (négatifs) sont en rouge (bleu), avec leur amplitude et leur durée. La significativité des phases positives et négatives est calculée à l'aide de l'analyse de Box et Tiao [1975]. Les corrélations entre indice reconstruit et SST de l'Atlantique nord sont affichées en haut à gauche. Figure reproduite depuis Gray et al [2004].

Ces SST ont préalablement été filtrées avec une moyenne glissante de 10 ans, et une tendance linéaire a été retranchée au signal[1]. La variabilité de l'AMO est dominée par des anomalies de température dans le coin nord-ouest de l'Atlantique Nord, avec des anomalies d'environ 0.2 K [résultats identiques à Sutton et Hodson, 2005]. Ces anomalies s'intensifient fortement à l'ouest de Terre-Neuve, avec des anomalies dépassant les 0.5 K. Les anomalies de SST capturées par l'indice AMO constituent une part importante de la variabilité multidécennale des SST de l'Atlantique Nord, expliquant plus de 80% de leur écart-type (Fig. 1.3, panneau en haut à gauche). La région où se développe le maximum d'anomalies de SST est une région névralgique de la circulation grande échelle de l'Atlantique Nord. Elle est la zone de convergence entre les eaux chaudes provenant de l'équateur, transportées vers le nord par le *Gulf Stream*, et les eaux froides formées aux hautes latitudes, transportées vers le sud par les courants formant le gyre subpolaire. Cette région correspond à l'*inter-gyre*, où le gyre subtropical et le gyre subpolaire se rencontrent. Cela indique que la circulation océanique joue probablement un rôle très important dans la génération de ces anomalies de SST.

1.1.4 Lien entre l'AMO et la circulation méridienne de retournement (AMOC)

Depuis les prémices de la détection de l'AMO, la circulation thermohaline (THC, *ThermoHaline Circulation*) est considérée comme un élément clé pour expliquer, comprendre et prédire cette variabilité [Gordon et al, 1992]. Dans l'Atlantique Nord, les eaux de surface, alourdies par les flux de chaleur et d'eau douce intenses des hautes latitudes, plongent en profondeur, formant les eaux profondes Nord-Atlantiques (NADW, pour *North Atlantic Deep Water*). En se formant, ces eaux initient une circulation de retournement dans le plan méridien, où les eaux chaudes de surface sont transportées vers le nord, et les eaux froides en profondeur sont transportées vers le sud pour équilibrer la circulation. Dans les deux hémisphères de l'océan Atlantique, cette circulation méridienne est responsable d'un flux de chaleur vers le nord [Roemmich et Wunsch, 1985]. Pour définir cette circulation méridienne, les océanographes ont souvent recours à la Circulation Méridienne de Retournement (MOC, pour *Meridional Overturning Circulation*,

1. Une tendance linaire est habituellement retranchée au signal afin de capturer l'indice AMO [Enfield et al, 2001, Sutton et Hodson, 2005, Knight et al, 2005], bien que ce procédé ne permette pas de séparer rigoureusement les modes forcés de la variabilité naturelle [Ting et al, 2009], comme discuté précédemment.

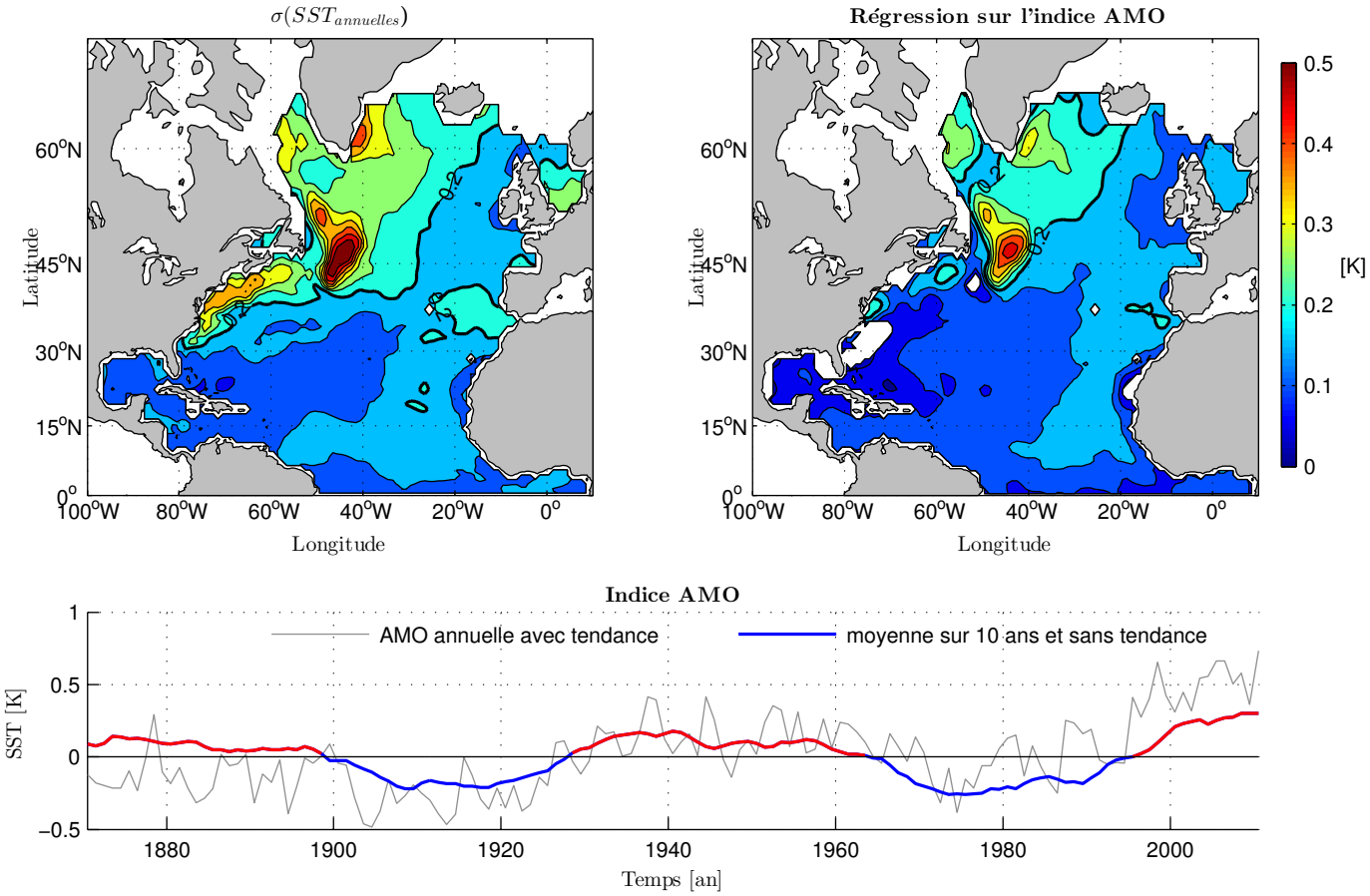

Figure 1.3 – Anomalies de SST [K] dans l'Atlantique Nord. (En *haut* à *gauche*) Écart-type des SST et (en *haut* à *droite*) anomalies de SST régressées sur l'indice AMO. Les contours sont tous les 0.05K. (En *bas*) Indice AMO, construit comme la moyenne des SST dans l'Atlantique Nord [0°-70°N], en moyenne annuelle (gris) et filtré sur 10 ans (bleu). Les périodes d'anomalies de SST positives sont en rouge. Les SST sont fournies par le HadISST pour la période 1871-2011, où une tendance linéaire a été enlevée. Les SST sont filtrées sur 10 ans à l'aide d'une moyenne glissante. La palette de couleur est la même pour les deux figures du haut. On notera la bonne correspondance entre cet indice et l'indice calculé par Kushnir en 1991 (Fig. 1.1).

ou AMOC pour *Atlantic* MOC). Cette dernière est une construction mathématique, définissant une fonction courant ψ comme le transport méridien entre le bord ouest x_w et le bord est x_e, et du fond $-H$ à une profondeur donnée z. Elle s'exprime comme :

$$\psi(y,z,t) = \int_{x_w}^{x_e} dx \int_{-H}^{z} v(x,y,z',t)\ dz' \tag{1.1}$$

La figure 1.4 illustre cette circulation méridienne dans l'océan Atlantique (AMOC), pour l'année 2013, issue des réanalyses ORAS4 du Centre Européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme (ECMWF). Elle est maximum à environ 1000 m et positive sur les 3000 premiers mètres. Les flèches indiquent le transport des masses d'eau chaude vers le nord, et des masses d'eau froide vers le sud en profondeur. La cellule négative sous 3000 m reflète la pénétration des eaux denses de l'Antarctique dans le bassin Atlantique. Dans la suite de ce manuscrit, nous ne ferons plus mention de la *THC*, mais seulement de l'*AMOC*.

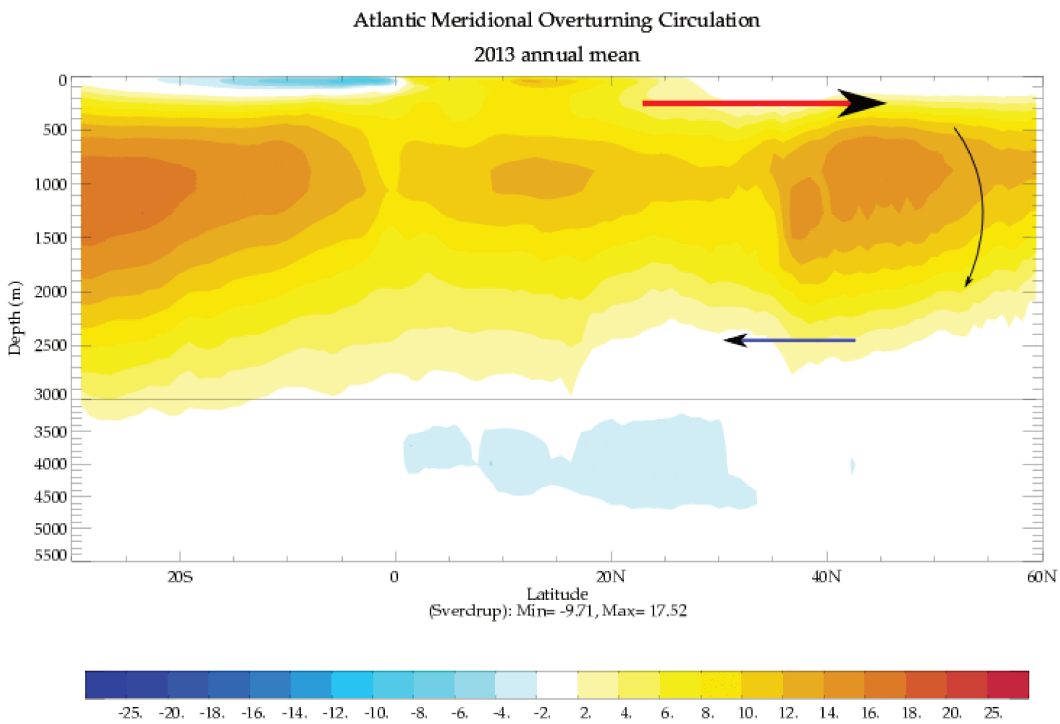

Figure 1.4 – Circulation méridienne de retournement (MOC) [Sv, 1 Sv = 10^6 m^{3}s^{-1}] dans l'Atlantique obtenue avec les réanalyses ORAS4 pour l'année 2013. Les flèches représentent la circulation océanique associée à la MOC, et leur couleur illustre la température des eaux qu'elle transporte. Source : site web du ECMWF (*European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*).

Knight et al [2005] ont été les premiers à mettre en évidence l'importance de cette circulation méridienne pour la variabilité de l'AMO. Les anomalies de SST dans le nord de l'Atlantique, reproduites par une simulation numérique réaliste couplée océan-atmosphère, présentaient de grandes similitudes avec celles obtenues à l'aide du jeu de données HadISST. Cette simulation leur a permis de relier les anomalies de SST à la variabilité de l'AMOC à 30°N . En simulant la même atmosphère, mais en ne retenant que les 50 premiers mètres de leur modèle océanique, les anomalies de SST n'étaient plus simulées. Ils conclurent sur le rôle essentiel de la dynamique interne de l'océan dans la variabilité de surface. Récemment, Marini et Frankignoul [2014] ont cherché à caractériser ce lien entre les variations de l'AMO et les variations basse fréquence de l'AMOC dans trois simulations historiques et 5 simulations de contrôle, issues de plusieurs modèles climatiques. Dans chaque simulation, une phase positive (négative) de l'AMO est précédée de quelques années par une intensification (affaiblissement) de l'AMOC, mais le temps de réponse dépend de la simulation. Gastineau et Frankignoul [2012] ont par ailleurs montré que régresser les SSTs sur un indice de l'AMOC dans des modèles réalistes fait ressortir des structures très différentes en fonction du modèle considéré. Bien que le lien entre la variabilité de l'AMO et les variations de l'AMOC reste mal compris, ce lien semble robuste et fait consensus dans la communauté océanographique. C'est pourquoi, la plupart des études numériques portant sur la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord, cherchent en fait à comprendre la variabilité de l'AMOC à ces échelles de temps.

1.2 La dynamique atmosphérique et la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord

De part sa définition, l'AMO est une variabilité océanique. Mais rien ne dit que l'océan est l'initiateur de cette variabilité. Cette dernière pourrait très bien être contrainte par l'atmosphère. En effet, les SST sont à l'interface entre les deux fluides, ce qui complique fortement la détermination de l'origine océanique ou atmosphérique de leur dynamique. Bjerknes [1964] a émis l'hypothèse que l'origine des anomalies de SST dans l'Atlantique Nord dépendait de l'échelle de temps considérée. Ces anomalies résulteraient de la dynamique atmosphérique aux échelles de temps interannuelles à décennales (court terme), et de la dynamique océanique aux échelles de temps multidécennales (long terme). Gulev et al [2013] ont rationalisé cette hypothèse en analysant le signe de la corrélation entre les SST et les flux turbulents de chaleur dans l'Atlantique Nord. Ils ont construit un indice

AMO comme la moyenne spatiale des anomalies de SST mensuelles dans l'Atlantique, entre 35°-50°N [2]. Les flux turbulents de chaleur, fournis par des bateaux de commerce volontaires, ont ensuite été corrélés à cet indice. Pour séparer les processus à long et court terme, les SST et les flux de chaleur ont été filtrés à l'aide d'une moyenne glissante de 11 ans (représentant le long terme), et le résidu de ce filtrage représente les processus à court terme. Ainsi, la variabilité des flux de chaleur est positivement corrélée à la variabilité des SST à long terme, et elle est négativement corrélée à court terme (Fig. 1.5). L'AMO étant une variabilité des SST à long terme, nous avons donc de bonnes raisons de penser qu'elle résulte d'une dynamique océanique, mais cela ne fait pas consensus [Liu, 2012]. Pour comprendre l'origine de la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord, un nombre important de modèles numériques ont été mis en place, certains idéalisés, d'autre réalistes. Certaines de ces études décrivent le processus reproduit par ces modèles comme un mode couplé océan-atmosphère, d'autres comme un mode océanique qui répondrait aux forçages atmosphériques, et les dernières comme un mode purement océanique, où l'atmosphère serait passive. Nous détaillons les résultats de ces différentes études dans ce qui suit.

Mode couplé océan-atmosphère Delworth et al [1993] ont montré l'existence d'une variabilité de l'AMOC d'environ 50 ans dans le modèle couplé océan-atmosphère à géométrie réaliste du GFDL (*Geophysical Fluid Dynamics Laboratory*). Ils ont relié les variations de l'AMOC à des anomalies de densité aux hautes latitudes, dans les régions de formation des eaux de fond. Aux fluctuations de l'AMOC sont associées des anomalies de SST à l'ouest de Terre-Neuve. Ces anomalies ressemblent fortement à celles décrites dans les observations [Gordon et al, 1992, et Fig. 1.3]. Comme évoqué précédemment, ce lien entre anomalies de SST et variations de l'AMOC reste flou, mais a été explicitement démontré [Knight et al, 2005]. Le modèle utilisé par Delworth et al [1993] étant un modèle couplé, il présentait les capacités nécessaires pour reproduire les interactions océan-atmosphère pouvant jouer un rôle fondamental dans la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord. Cependant, leurs analyses ne leur permettaient pas de conclure, ils laissèrent donc la question en suspend. Quelques années plus tard, Weaver et Valcke [1998] ont interprété le mode de variabilité reproduit par ce modèle comme un mode couplé. Pour eux, la réponse atmosphérique aux anomalies de SST jouait un rôle primordial dans l'existence de

2. Cette définition de l'indice AMO n'est pas celle couramment utilisée, mais cet indice est hautement corrélé (>80%) à la définition habituelle (voir tableau 1 du matériel supplémentaire de Gulev et al [2013] pour plus de détails).

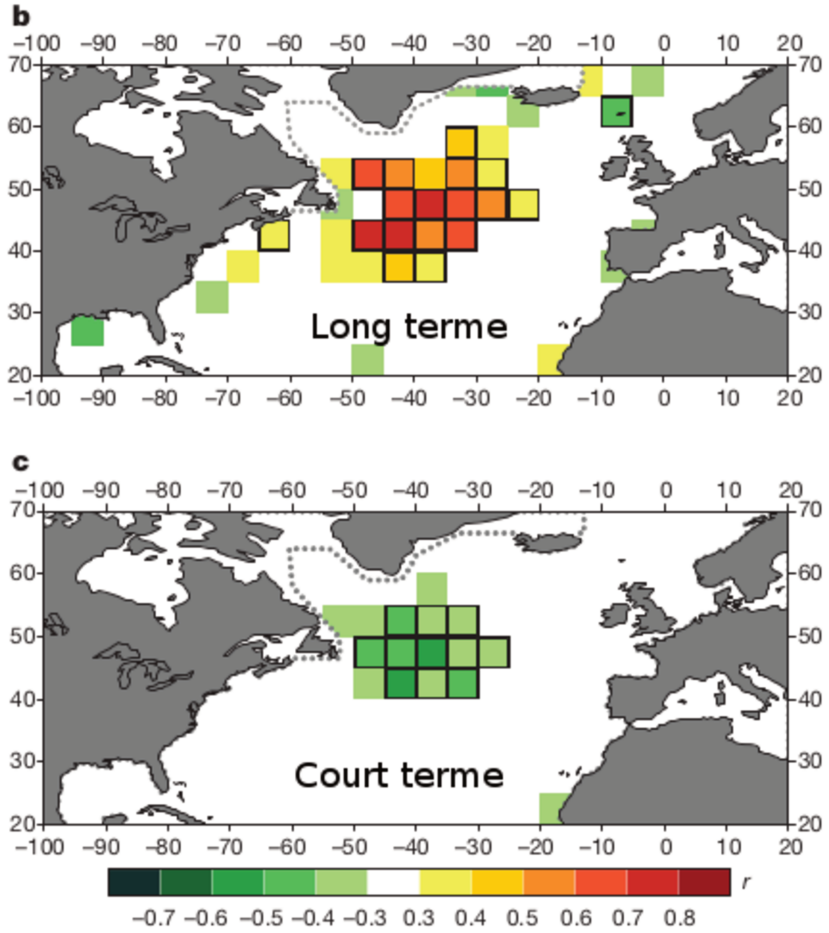

Figure 1.5 – Corrélation de l'indice AMO de Gulev et al [2013] et des flux turbulents de chaleur dans l'Atlantique Nord pour la composante long terme (en *haut*) et court terme (en *bas*) du signal. Les boîtes noires indiquent les corrélations significatives à 95%. L'indice AMO est construit depuis les données HadISST1 [Rayner et al, 2003]. Figure reproduite depuis Gulev et al [2013].

la variabilité. En utilisant le modèle du *Max-Plank-Institute*, Timmermann et al [1998] sont arrivés à une conclusion similaire. Ils ont décrit la variabilité du climat dans l'Atlantique Nord comme une interaction entre la variabilité basse fréquence océanique et la variabilité basse fréquence atmosphérique. Via les anomalies de SST qu'elle génère, une AMOC anormalement forte engendre un renforcement de la circulation atmosphérique de grande échelle. Cette circulation atmosphérique anormale affaiblit la convection aux hautes latitudes, affaiblissant l'AMOC. Un temps de réponse de plusieurs années entre ces processus, permet l'existence d'un mode de variabilité aux échelles multidécennales. Ainsi, océan et atmosphère travaillent ensemble pour générer la variabilité climatique multidécennale de l'Atlantique Nord.

Mode forcé par l'atmosphère Notre compréhension du comportement de la circulation océanique de l'Atlantique Nord a principalement bénéficié des études numériques mettant en jeu un océan forcé en surface par des flux de chaleur, d'eau douce et de quantité de mouvement. L'idée que la NAO (*North Atlantic Oscillation*), le mode de variabilité dominant de la dynamique atmosphérique de l'Atlantique Nord [Hurrell, 1995], soit le principal élément pour la variabilité océanique de cette région a été explorée par plusieurs études. Cependant, les processus mis en jeu, ainsi que leurs échelles de temps, dépendent de la nature du forçage appliqué, ainsi que de la configuration utilisée. Certaines études décrivent la variabilité de la circulation océanique de l'Atlantique Nord comme une réponse au forçage basse fréquence de la NAO. Delworth et Greatbatch [2000] ont par exemple montré que la variabilité de l'AMOC observée par Delworth et al [1993] dans le modèle couplé du GFDL est forcée par la variabilité basse fréquence (>20 ans) des flux de chaleur. Ce mécanisme de variabilité a été mis en évidence dans le climat réel à l'aide d'observations [Eden et Jung, 2001] et d'un modèle océanique forcé par des flux issus de réanalyses [Eden et Willebrand, 2001]. D'autres études argumentent qu'une variabilité basse fréquence de l'atmosphère n'est pas nécessaire. L'océan se chargera de transférer l'énergie transmise par l'atmosphère aux hautes fréquences, vers les basses fréquences [Frankignoul et Hasselmann, 1977]. Ils décrivent ainsi un mode océanique excité par la variabilité stochastique de l'atmosphère [Deshayes et Frankignoul, 2005; 2008, Gastineau et Frankignoul, 2012].

Les études citées ci-dessus font le plus souvent état d'une corrélation entre la variabilité de la NAO et la variabilité de l'AMOC, lorsque la NAO précède l'AMOC de quelques années. C'est une raison forte qui les poussent à conclure sur le rôle domi-

nant de la variabilité atmosphérique pour expliquer la variabilité basse fréquence de la circulation de l'Atlantique Nord. Dans une étude récente, Hodson et Sutton [2012] ont montré qu'augmenter la résolution horizontale du modèle climatique HadGEM1.2 de 1° à $\frac{1}{3}^\circ$ intensifie ces interactions entre la NAO et l'AMOC. À 1°, la variabilité atmosphérique est faiblement corrélée à la variabilité de l'AMOC. À $\frac{1}{3}^\circ$, une phase positive de la NAO est significativement corrélée aux oscillations de l'AMOC, lorsque la NAO précède l'AMOC d'environ 2 ans. L'atmosphère deviendrait donc plus active pour la variabilité basse fréquence océanique dans la configuration à $\frac{1}{3}^\circ$ du modèle HadGEM1.2.

Il est cependant difficile de déterminer l'origine de cette variabilité basse fréquence de la NAO observée dans les simulations réalistes ainsi que dans les observations. Est-elle interne à l'atmosphère, ou bien forcée par la dynamique océanique ?

Mode océanique Des modèles océaniques idéalisés à fond plat ont par ailleurs montré leur capacité à générer une oscillation de la MOC[3], lorsqu'ils étaient forcés en surface par des flux de chaleur constants [Colin de Verdière et Huck, 1999, Te Raa et Dijkstra, 2002]. Ces simulations idéalisées n'ont nul besoin d'une variabilité atmosphérique, générant de façon interne la variabilité de la MOC aux échelles multidécennales. Le mécanisme proposé par ces études relie les variations de la MOC à la propagation d'est en ouest d'anomalies de température/densité de grande échelle (Fig. 1.6). Ces anomalies ont été décrites comme des ondes de Rossby, et leur développement est décrit comme une instabilité barocline de grande échelle. L'échelle de temps à laquelle la MOC oscille est définie par le temps que mettent ces ondes à traverser le bassin. La représentation idéalisée des interactions océan-atmosphère utilisée dans ces modèles (flux constants), a conduit à des études similaires, où le réalisme de l'atmosphère est augmenté. Il a ainsi été montré que ce mode persiste, lorsque les flux constants sont remplacés successivement par, un modèle atmosphérique en équilibre énergétique [Huck et al, 2001, Fanning et Weaver, 1998], un modèle atmosphérique *statistique-dynamique* en moyenne zonale [Arzel et al, 2007], et enfin un modèle d'atmosphère dynamique tri-dimensionnel [Buckley et al, 2012]. Dans la configuration à fond plat de cette dernière étude, la variabilité stochastique de l'atmosphère amortit la variabilité océanique, mais ne modifie pas sa nature.

3. Nous abandonnons ici le « A » de *AMOC* car ce sont des configurations idéalisées, le terme *Atlantique* étant un peu fort pour nommer ces bassins idéalisés.

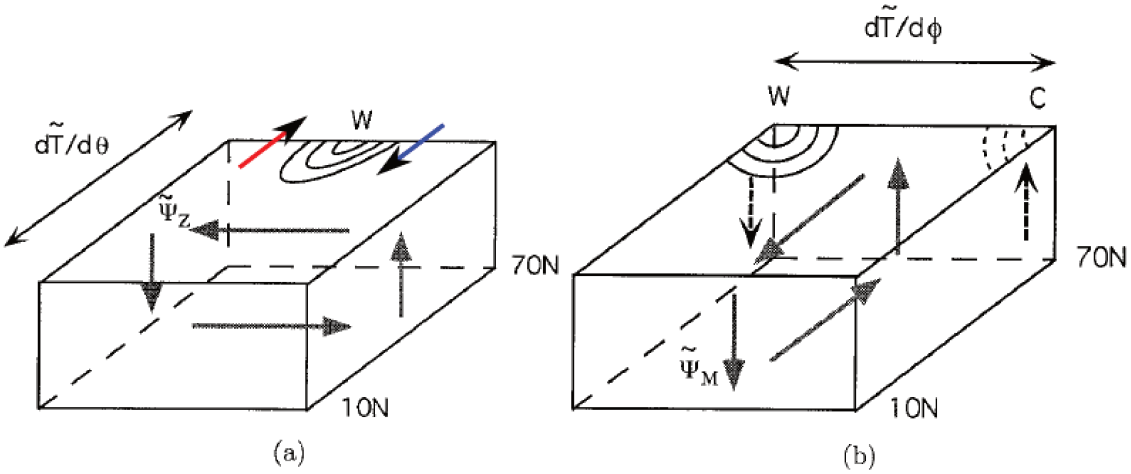

Figure 1.6 – Illustration du mécanisme de variabilité observé dans les modèles idéalisés à fond plat. (À *gauche*) La MOC est dans son état d'équilibre, et le nord du bassin est caractérisé par un anomalie chaude (W). La circulation géostrophique liée à cette anomalie advecte des températures chaudes vers le nord à l'ouest de l'anomalie, et des températures froides vers le sud à l'est (flèche rouge et bleue, respectivement), générant une autoadvection de l'anomalie vers l'ouest. (À *droite*) Un quart de phase plus tard, l'anomalie chaude se trouve sur le bord ouest, et une anomalie de signe opposé (C) se trouve sur le bord est. Ce gradient Est-Ouest de température ($d\tilde{T}/d\phi$) module, par géostrophie, l'intensité de la circulation méridienne, induisant une anomalie négative de MOC. Figure reproduite depuis Te Raa et Dijkstra [2002].

1.3 L'instabilité barocline de grande échelle génératrice de variabilité basse fréquence ?

La deuxième problématique détaillée dans cette thèse porte sur le mécanisme des modes purement océaniques qui viennent d'être décrits (dernier paragraphe de la section 1.2). Comme évoqué précédemment, les études qui décrivent ces modes font toutes l'approximation d'un océan à fond plat. Or, en présence d'une topographie idéalisée [Winton, 1997, Buckley et al, 2012] ou réaliste [Arzel et al, 2012, Sévellec et Fedorov, 2013], l'amplitude du mode décroît rapidement. Les variations de la profondeur amortissent ce mode, et une source d'énergie externe devient nécessaire pour qu'il perdure. Ce mode de variabilité reste cependant un bon candidat pour expliquer la variabilité basse fréquence océanique de l'Atlantique Nord. En utilisant les données de température océanique dans l'Atlantique Nord fournies par le *Joint Environment Data Analysis Center* (JEDA), Frankcombe et al [2008] ont montré la présence d'anomalies de sub-surface de grande échelle. Ces anomalies présentent un déphasage sur la verticale, sont reliées à un gradient est-ouest de température, et se propagent d'est en ouest à travers l'Atlantique. Comme nous allons le voir, leur comportement et leur structure présentent de fortes ressemblances avec les anomalies de température observées dans les modèles numériques. Frankcombe et al [2008] ont donc interprété ces anomalies comme étant la signature des modes océaniques observés dans les modèles. Cependant, le formalisme de ces modes est encore mal compris, même en présence d'un fond plat. En particulier, les processus qui permettent à ces anomalies de grande échelle de se développer, restent obscurs.

Comme évoqué ci-dessus, Colin de Verdière et Huck [1999] ont identifié des anomalies de température de grande échelle se propageant d'est en ouest comme des ondes de Rossby (Fig. 1.6). Afin de diagnostiquer l'origine de ces anomalies, ils ont réalisé un bilan de variance de la température. Ils ont ainsi identifié le coin nord-ouest du bassin comme région de croissance pour les anomalies de température. Ils ont interprété le terme dominant de ce bilan de variance ($-\overline{v'T'}\partial_y\overline{T}$) comme un transfert d'énergie potentielle de l'état moyen vers l'énergie (potentielle et cinétique) des perturbations. Des perturbations de l'état moyen se développent pour réduire le gradient moyen de température. De plus, la structure verticale des anomalies de température dans la région de croissance, dans le coin nord-ouest du bassin, est caractérisée par un déphasage d'environ un quart de phase sur la verticale. Les anomalies de surface sont en « avance » sur les anomalies plus en profondeur (Fig. 1.7). Comme cela a été écrit par Colin de Verdière et Huck [1999],

« *This reminds one of the classical threedimensional organization of baroclinically unstable perturbations of a zonal mean flow found under quasi-geostrophy* ». Ces deux diagnostics (transfert d'énergie et structure verticale) leur ont permis de conclure que le mécanisme à l'origine des anomalies de température, et donc de la variabilité multidécennale de la MOC dans leur modèle, a de forte raison d'être une instabilité barocline de grande échelle.

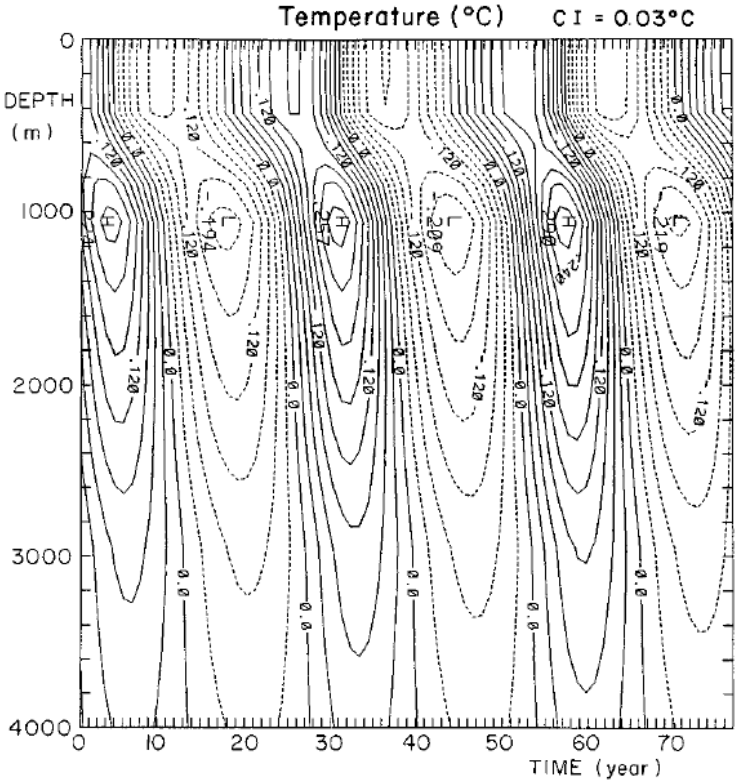

Figure 1.7 – Diagramme z-t des anomalies de température [K] dans la région de croissance (le coin Nord-Ouest) illustrant le déphasage d'un quart de phase sur la verticale. Figure reproduite depuis Colin de Verdière et Huck [1999].

Dans une simulation réaliste, conduite avec le modèle tangent linéaire d'OPA (*Océan PArallélisé*) et sa version adjointe, Sévellec et Fedorov [2013] ont montré l'existence d'un mode propre faiblement amorti de l'état moyen de la circulation méridienne AMOC. En linéarisant les équations de leur modèle aux *Équation Primitives* (EP), ils ont montré que ce mode résulte d'une dynamique purement linéaire. Ce mode a une période d'environ 24 ans, et est relié à la propagation d'anomalies de température de grande échelle d'est en ouest dans la bande de latitude 30°-60°N. Étant le mode le moins amorti, il a de grande chance d'être celui qui s'exprimera le plus facilement lorsqu'il sera excité. La structure

horizontale de ces anomalies (Fig. 1.8) fait ressortir une anomalie négative dans le nord de l'Atlantique, lorsque l'AMOC est dans son état de repos (panneau de gauche), et un dipôle est/ouest un quart de phase plus tard, générant, par géostrophie, une anomalie positive de l'AMOC (panneau de droite). Ils interprètent la propagation des anomalies comme des ondes de Rossby de grande échelle, rendant le mécanisme très similaire à celui de Colin de Verdière et Huck [1999] et Te Raa et Dijkstra [2002] (Fig. 1.6).

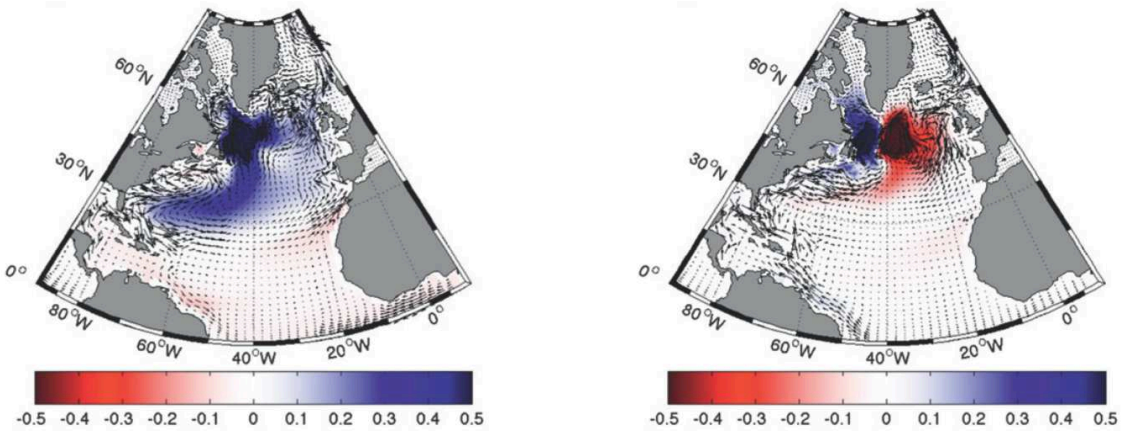

Figure 1.8 – Anomalies de température [K] moyennées de la surface à 240 m de profondeur, associées au mode le moins amorti de l'AMOC dans l'expérience de Sévellec et Fedorov [2013]. (À *gauche*) Phase A, le nord de l'Atlantique est dominé par des anomalies négatives d'environ 0.5K, et les anomalies de l'AMOC sont nulles. (À *droite*) Phase B, un dipôle est-ouest de température induit, par géostrophie, une anomalie positive de l'AMOC. Figure reproduite depuis Sévellec et Fedorov [2013], et a mettre en relation avec la figure de Te Raa et Dijkstra [2002] reproduite en figure 1.6.

Les travaux de Sévellec et Fedorov [2013] montrent qu'un mode propre de la circulation océanique moyenne est susceptible d'être excité dans le nord de l'Atlantique. Cependant, l'approche globale qu'ils utilisent - linéariser les EP d'un modèle réaliste - reste trop complexe pour comprendre comment ce mode se développe. Il devient nécessaire de revenir à des analyses plus simples [Sévellec et Huck, 2015], ce qu'ont entrepris Hochet et al [In Press]. Cette étude repart des travaux réalisés par Green [1960] sur l'instabilité barocline. Ce dernier montra que l'océan peut être instable vis-à-vis de l'instabilité barocline à des échelles beaucoup plus grandes que l'instabilité de méso-échelle mise en avant par Charney [1947]. La méthode utilisée par ces études, couramment dénommée l'*analyse locale de stabilité*, constitue le formalisme majeur de l'instabilité barocline. Ainsi, en appliquant l'analyse locale à chaque point de l'océan mondial, Hochet et al [In Press] ont montré que les zones les plus favorables pour le développement d'anomalies de grande échelle étaient situées aux basses latitudes. Au-delà des latitudes tropicales en revanche, l'analyse locale

ne fait pas état d'une situation d'instabilité barocline de grande échelle. Ce dernier résultat questionne sur la nature des anomalies de grande échelle observées dans les modèles et les observations, et mentionnées plus haut. Sont-elles générées par instabilité barocline, comme interprété par beaucoup d'études ? Et si oui, quels ingrédients ne sont pas pris en compte dans l'analyse locale, qui permettraient de réconcilier cette analyse avec les approches diagnostics (bilan de variance) ?

1.4 Cheminement et angle d'attaque de l'étude

Pour explorer les deux problématiques exposées ci-dessus, nous sommes repartis des travaux de Buckley et al [2012]. Ils ont montré que la configuration *Double Drake* [Ferreira et al, 2010], à 4° de résolution horizontale et à fond plat, reproduisait des variations de la MOC aux échelles multidécennales. Cette configuration a été retenue pour trois raisons :

1. Elle fait interagir un océan et une atmosphère tri-dimensionnelles dynamiques, lui conférant de bonnes capacités pour simuler les interactions océan-atmosphère.
2. Le mécanisme de variabilité de la MOC reproduit par cette configuration fait intervenir la propagation d'anomalies de température de grande échelle, décrites comme des ondes de Rossby baroclines [Buckley et al, 2012].
3. Sa relative simplicité nous permet de réaliser des expériences de sensibilité sur la variabilité qu'elle reproduit.

Cette configuration est présentée dans le Chapitre 2, et la variabilité océanique qu'elle reproduit est décrite dans le Chapitre 3.

Cette configuration s'insère dans une hiérarchie de modèles idéalisés à fond plat. Comme évoqué plus haut (Parag. « *Mode océanique* », Sect. 1.2), ces modèles présentent la capacité de générer un mode de variabilité de la MOC résultant d'une dynamique interne à l'océan. Il a été montré que ce mécanisme est robuste vis-à-vis de l'augmentation du réalisme de l'atmosphère. Cependant, la faible résolution horizontale de la configuration utilisée par Buckley et al [2012] (4°) ne permet probablement pas de représenter correctement les interactions océan-atmosphère. En effet, comme discuté plus haut (« *Mode forcé par l'atmosphère* »), la résolution horizontale des modèles numériques couplés est un facteur important pour simuler les interactions océan-atmosphère aux échelles de temps multidécennales. Dans le Chapitre 4, nous cherchons donc à savoir si augmenter la résolution horizontale de l'atmosphère et de l'océan de 4° à 1° dans la configuration Double Drake modifie la variabilité décrite par Buckley et al [2012] à 4°. Nous allons voir qu'il

est possible de simuler une variabilité atmosphérique (NAO) en avance de phase sur la variabilité océanique (AMOC), comme vue dans d'autres études, mais que cela ne présage en rien d'un rôle moteur de l'atmosphère dans la variabilité basse fréquence océanique. Ces interactions air-mer ont cependant un effet non-négligeable sur l'expression de la variabilité océanique.

Nous nous intéressons ensuite aux processus qui gouvernent la variabilité basse fréquence océanique dans la configuration Double Drake. Comme décrit par Buckley et al [2012] pour la configuration à 4°, la MOC répond passivement à la propagation d'anomalies de grande échelle qui se propagent d'est en ouest à travers le bassin idéalisé « Atlantique ». Ces anomalies sont très similaires à celles observées dans d'autre modèles, et semblent être de bons candidats pour expliquer la variabilité basse fréquence de l'océan Atlantique Nord. Dans le Chapitre 5, nous nous proposons d'analyser les mécanismes qui permettent à ces anomalies de grande échelle de se développer. Pour cela, nous utilisons deux approches différentes. Dans un premier temps, nous diagnostiquons les régions où se développent ces anomalies de grande échelle à l'aide du terme $-\overline{\mathbf{u}'T'}.\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$, interprété par Colin de Verdière et Huck [1999] comme un diagnostic de l'instabilité barocline. Ensuite, nous pronostiquons les régions instables vis-à-vis de l'instabilité barocline de grande échelle dans notre modèle. Pour cela, nous appliquons l'analyse locale de l'instabilité barocline à l'état moyen de la configuration Double Drake. Alors que le formalisme de ces deux approches présente un lien fort, nous montrons que les résultats sont différents. Nous essayerons alors de comprendre quels ingrédients sont nécessaires pour réconcilier ces deux approches.

Pour finir, nous résumons et discutons les principaux résultats de cette thèse dans le Chapitre 6. Certaines problématiques soulevées par ces résultats sont exposés comme des potentielles perspectives de recherche. La discussion de nos résultats se focalisera sur l'originalité des deux nouvelles configurations Double Drake aux résolutions horizontales de 2° et 1°, par rapport à la configuration à 4° utilisée précédemment par Buckley et al [2012]. Premièrement, augmenter la résolution horizontale permet de simuler une variabilité océanique plus réaliste, avec des anomalies de SST qui sont plus en accord avec la variabilité observée dans l'Atlantique Nord. Deuxièmement, à 1°, les SLP sont significativement corrélées aux variations de la MOC, lorsque les SLP sont en avance de deux ans. De telles corrélations étant observées dans la plupart des modèles climatiques, certaines études décrivent la variabilité océanique comme un mode forcé par l'atmosphère. Dans la configuration Double Drake à 1°, nous montrons cependant que la variabilité est générée

par des processus internes à l'océan. Pour identifier les processus générateurs de variabilité dans un modèle couplé, l'utilisation de corrélations déphasées peut donc induire en erreur. Cette configuration idéalisée à fond plat fournit un exemple illustratif.

Chapitre 2

Un modèle couplé à géométrie idéalisée

Sommaire

2.1 Description de la configuration *Double Drake* 22

2.1.1 L'atmosphère 23

2.1.2 L'océan 24

2.1.3 3 configurations à résolution horizontale croissante 25

2.2 État moyen de l'atmosphère 26

2.3 État moyen de l'océan 30

2.4 Synthèse 35

Ce chapitre présente le modèle numérique utilisé au court dans cette thèse. Les travaux de Buckley et al [2012] sur la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord ont constitué le point de départ de cette thèse. Dans leur étude, ils montrent que la configuration idéalisée *Double Drake* de Ferreira et al [2010] reproduit une variabilité basse fréquence de la circulation méridienne (MOC) très similaire à celle observée dans de nombreux modèles idéalisés à fond plat. Ils analysent par ailleurs la sensibilité de cette variabilité à l'introduction d'une bathymétrie idéalisée. En première approche, seule la configuration à fond plat, dont la résolution horizontale est d'environ 4° à l'équateur, est utilisée. Pour étudier l'influence des interactions océan-atmosphère sur la variabilité reproduite par cette configuration, la résolution horizontale est augmentée à 2° puis 1°.

Dans la première partie de ce chapitre (Sect. 2.1), les paramètres numériques généraux de cette configuration sont présentés, ainsi que les modifications apportées lors de l'augmentation de la résolution horizontale. Dans un deuxième temps, l'état moyen de l'atmosphère (Sect. 2.2) et de l'océan (Sect. 2.3), simulé par la configuration Double Drake, sont présentés.

Dans ce manuscrit, le terme « *configuration* » fera référence aux paramètres numériques d'un modèle (résolution, pas de temps, schéma temporel, couplage) et le terme

« *expérience* » à ses paramètres physiques (bathymétrie, type de forçage (constant, climatologique), coefficients appliqués aux paramétrisations). Le curseur permettant de dissocier une « *configuration* » d'une « *expérience* » est pris comme étant la compilation. Le terme « *modèle* » pour sa part sera utilisé pour désigner un modèle dans son ensemble (modèle du MIT, de l'IPSL, du GFDL).

2.1 Description de la configuration *Double Drake*

La configuration « *Double Drake* » est une configuration idéalisée du *Massachusetts Institute of Technology general circulation model (MITgcm)* [Marshall et al, 1997] [1]. C'est une configuration couplée océan-atmosphère-glace de mer, qui fait interagir une atmosphère tri-dimensionnelle dynamique compressible avec un océan tri-dimensionnel incompressible à géométrie idéalisée. L'atmosphère utilise l'équation d'état des gaz parfaits et une coordonnée verticale pression p^*, et l'océan utilise l'équation d'état de Jackett et McDougall [1995] et une coordonnée verticale de hauteur z^*. Grâce à l'isomorphisme des équations gouvernant l'océan et l'atmosphère, ces deux modèles sont générés depuis le même noyau hydrodynamique [Marshall et al, 2004]. Tous deux sont implémentés sur une grille Arakawa-C, discrétisée horizontalement sous forme d'une sphère-cubique [Adcroft et al, 2004]. Cette grille est construite comme un cube, dont chaque face est déformée de sorte à obtenir une sphère. Combiné aux schémas numériques utilisés dans le MITgcm, ce type de grille permet de s'affranchir de toutes singularités numériques. Ainsi, les équations sont résolues avec la même fidélité que l'on se trouve aux pôles ou à l'équateur. On notera cependant que la résolution horizontale portée par cette grille ne suivant pas la variation du paramètre de coriolis f avec la latitude ($f = 2\Omega sin(\theta)$, où $\Omega = 7,29.10^{-5}\ rad.s^{-1}$ est la rotation de la Terre et θ la latitude), la résolution effective (en km) du modèle est la même à l'équateur et aux pôles. Ainsi, une configuration à une résolution de $\Delta x = \frac{1}{12}^{\circ} \sim O(10\ km)$ résoudra la dynamique océanique de méso-échelle aux basses latitudes, où $R_d(\theta) \sim 10 * \Delta x$ (où $R_d(\theta)$ est le premier rayon de déformation de Rossby à la latitude θ) mais ne la résoudra pas aux hautes latitudes, où $R_d(\theta) \sim \Delta x$.

1. Le code du MITgcm est un projet open source collaboratif. Plus d'information sur le site `http://mitgcm.org/`.

2.1.1 L'atmosphère

Le modèle atmosphérique de la configuration Double Drake est le modèle SPEEDY v23 [Simplified Parameterization, Primitive Equation Dynamics, Molteni, 2003], adapté au MITgcm. C'est un modèle spectral aux Équations Primitives [Held et Suarez, 1994], à complexité intermédiaire, où des processus clés de la dynamique atmosphérique (convection, condensation grande échelle, nuages, radiations ondes courtes et ondes longues, flux de surfaces et diffusion verticale) sont paramétrés. La discrétisation verticale est faite sur 5 niveaux. Le niveau supérieur représente grossièrement la stratosphère, et les 4 niveaux inférieurs représentent la troposphère. Le niveau inférieur de la troposphère représente la couche limite planétaire (PBL pour *Planetary Boundary Layer*). Les différentes paramétrisations sont implémentées comme des modules indépendants du modèle dynamique (excepté les flux de chaleur). Depuis les variables du modèle dynamique au temps $t-1$ (vitesses u et v, température T, humidité Q, géopotentiel Φ et pression de surface p_s), les différentes paramétrisations calculent des flux au temps t (quantité de mouvement, énergie et humidité). Ces flux sont ensuite implémentés dans le modèle dynamique sous forme de tendance, puis le modèle est intégré au temps $t+1$. Nous donnons ici un aperçu de la physique représentée par ce modèle [2].

Au sommet de l'atmosphère, l'insolation solaire est calculée chaque jour (il n'y a pas de cycle journalier) via une formule astronomique. Le cycle saisonnier est pris en compte en modulant l'épaisseur optique de l'atmosphère (c'est-à-dire, son degré de transparence), ainsi qu'en exprimant l'absorption des ondes courtes dans la stratosphère en fonction de la saison. Pour chaque couche de la troposphère, la transmissivité du rayonnement solaire dépend de l'épaisseur de la couche, de l'humidité, ainsi que de la couverture nuageuse (albédo de 0.4) - dans ce modèle, les nuages sont des paramètres diagnostics. La réflectance des ondes courtes au sol dépend de la surface sur laquelle elle se réfléchit, avec un albédo de 0.095 pour l'océan, 0.25 pour les continents, et un albédo variable pour la glace de mer. En fonction de la température au centre des couches et aux interfaces, chaque couche de la troposphère émet des ondes longues vers le haut et vers le bas comme un corps noir. De manière identique aux ondes courtes, la transmissivité de ces ondes longues dépend de l'épaisseur des couches, de l'humidité, ainsi que de la couverture nuageuse. En surface, les flux sont définis à l'aide de formules *bulk*, avec des coefficients d'échanges différents

2. Pour une description plus complète, le lecteur se référencera à [Molteni, 2003], et à l'appendice A, accessible à l'adresse suivante : `http://users.ictp.it/~kucharsk/speedy_description/molteni2002_appendixA.pdf`.

au-dessus des continents, de l'océan et de la glace de mer. Puisque la PBL est représentée à l'aide d'une seule couche, différentes variables atmosphériques sont extrapolées à la surface, afin de réduire l'erreur sur l'estimation de ces coefficients d'échanges. La diffusion verticale dépend elle de la stabilité statique de l'atmosphère, avec une diffusion lente en conditions stables, et une convection peu profonde en conditions instables.

2.1.2 L'océan

Le modèle océanique est une configuration de type aqua-planète, d'une profondeur constante de 3000 m, comportant deux bassins, séparés par deux barrières méridiennes orthogonales l'une à l'autre (Fig. 2.1). Épaisses d'environ 400 km, ces deux barrières dynamiques s'étendent du pôle nord à 34°S. L'océan est ainsi composé de trois bassins distincts : un petit bassin, un grand bassin et un bassin circumpolaire au sud de 34°S. De part leurs propriétés hydrodynamiques respectives, ces 3 bassins ressemblent au bassin Atlantique, au bassin Indo-Pacifique et au bassin Antarctique [Ferreira et al, 2010]. En particulier, la convection profonde est localisée dans le nord du petit bassin, dans lequel se développe une cellule méridienne de retournement. Les 3000 m de l'océan sont discrétisés avec 15 niveaux verticaux, dont l'épaisseur augmente de 30 m à la surface à 400 m au fond. L'effet des tourbillons géostrophiques - non-résolus - est paramétré comme un processus advectif [Gent et McWilliams, 1990], et une diffusion isopycnale de traceurs [Redi, 1982]. Ces deux processus ont un coefficient de transfert de 1200 m^2s^{-1} [Ollitrault et Colin de Verdière, 2002]. La diffusion verticale de traceur est constante et égale à 3x10^{-5} m^2s^{-1}, excepté dans les régions où le critère d'instabilité statique n'est pas satisfait, où elle atteint 10 m^2s^{-1}. Cela permet une paramétrisation des processus convectifs non résolus [Klinger et al, 1996]. La densité de l'eau de mer est calculée à l'aide d'une équation d'état non-linéaire [Jackett et McDougall, 1995], fonction de la salinité S, de la pression $p_0 = -g\rho_0 z$ et de la température potentielle θ. La fréquence de couplage avec le modèle atmosphèrique est identique au pas de temps du modèle océanique.

Le modèle de glace de mer est un modèle thermodynamique à 2.5 couches, inspiré de Winton [2000]. Il est composé d'une demie couche de neige au-dessus de deux couches de glace de mer d'épaisseur égale. La glace de mer se développe lorsque la température de la couche de surface de l'océan est inférieure à une température critique $T_f = \mu S$, fonction de la salinité. Ce modèle utilise seulement cinq variables prognostiques, à savoir la fraction de glace de mer, son épaisseur et celle de la couche de neige, et la température des deux couches de glace de mer.

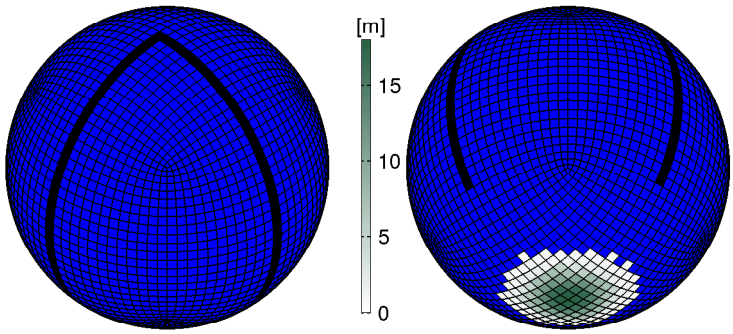

Figure 2.1 – Géométrie idéalisée du modèle « *Double Drake* » [Ferreira et al, 2010] dans la configuration cs24. Les deux barrières méridiennes sont en trais épais noir. L'épaisseur de la glace de mer au pôle sud est représentée en vert. La grille horizontale de la *Sphère-cubique* est représentée.

2.1.3 3 configurations à résolution horizontale croissante

La configuration de Ferreira et al [2010] a une résolution d'environ 3.8° à l'équateur, chaque face de la sphère-cubique étant divisée en 24x24 points de grille. La résolution horizontale de la grille a été doublée puis quadruplée, la portant à environ 1.9° et 0.9°. Ces deux nouvelles configurations ont été mise en place lors d'un séjour de 2 mois au département EAPS (*Earth, Atmospheric and Planetary Sciences*) du MIT, où Jean-Michel Campin à largement contribué au bon déroulement de ce développement numérique. Par la suite, ces trois configurations seront nommées cs24, cs48 et cs96, « cs » faisant référence à la grille sphère-cubique (*Cubed-Sphere* en anglais), 24, 48 et 96, au nombre de points de grille par face, c'est-à-dire 24x24, 48x48 et 96x96. Nous ferons référence à leur résolution respective en les approximant à 4°, 2° et 1°. Ces 3 configurations ont été intégrées pendant 600 ans. Nous rappelons que les deux modèles (océan et atmosphère) utilisent la même grille horizontale, facilitant leur couplage - aucune interpolation/extrapolation spatiale n'est nécessaire. La résolution horizontale est donc la même dans l'océan et dans l'atmosphère. Pour satisfaire les critères de stabilité numérique, le pas de temps des modèles océanique et atmosphérique dans les deux nouvelles configurations ont été réduits. La viscosité turbulente horizontale du modèle océanique a aussi été réduite, alors que tous les autres paramètres sont identiques dans les 3 configurations. Leur paramètres numériques principaux sont résumés dans le tableau 2.1.

nom config.	Δx [deg]	Δt Ocn [s]	Δt Atm [s]	Ocn GM [m^2 s^{-1}]	A_h^{ocn} [m^2 s^{-1}]	ν_z^{ocn} [m^2 s^{-1}]	Integration [an]
cs24	$\sim 3.8°$	3600	1200	1200	3.10^5	3.10^{-5}	600
cs48	$\sim 1.9°$	2400	400	1200	1.10^5	3.10^{-5}	600
cs96	$\sim 0.9°$	2400	200	1200	4.10^4	3.10^{-5}	600

Table 2.1 – Paramètres numériques principaux des trois configurations cs24, cs48 et cs96. De gauche à droite : nom de référence de la configuration ; résolution horizontale [°] ; pas de temps des modèles océanique et atmosphérique [s] ; coefficient de transfert pour la paramétrisation des tourbillons géostrophiques non-résolus [m^2 s^{-1}] ; viscosité turbulente horizontale pour le modèle océanique [m^2 s^{-1}] ; diffusion verticale de référence pour les traceurs océaniques [m^2 s^{-1}] ; durée totale d'intégration [an].

2.2 État moyen de l'atmosphère

Dans cette thèse, nous utilisons la température potentielle Θ. Elle représente la température qu'aurait une particule après une transformation adiabatique la ramenant à une pression de référence P_0 (habituellement $P_0 = 1000\ hPa$). Pour une particule d'air, elle s'exprime ainsi :

$$\Theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{R}{C_p}}$$

avec T, la température in-situ, P, la pression initiale de la particule, R, la constante des gaz parfaits et C_p, la chaleur massique à pression constante. Par souci de simplification, nous ferons référence à la température potentielle par la lettre « T ».

En moyenne zonale, la température potentielle de l'atmosphère du modèle Double Drake varie peu entre 15°S et 15°N, et présente de forts gradients méridiens aux moyennes latitudes (Fig. 2.2). Les isothermes sont relativement plus basses dans cs48 et cs96 que dans cs24, et les gradients méridiens de température sont légèrement moins intenses. Les forts gradients des moyennes latitudes sont des zones très instables barocliniquement, propice à des vents d'altitude très intenses, et au développement de dépressions atmosphériques. En suivant les équations du vent thermique, on montre que le cisaillement vertical des vitesses - la baroclinicité - est proportionnel au gradient horizontal de température. Un fort gradient méridien de température $\partial_y T$ entraîne un fort cisaillement vertical des vitesses zonales $\partial_z u$, tel que

$$f \partial_z u = -g \partial_y T$$

avec f le facteur de Coriolis, et g l'accélération due à la gravité. Entre 1000 mb et 250 mb, les gradients méridiens de températures sont négatifs ($\partial_y T < 0$), de sorte que les

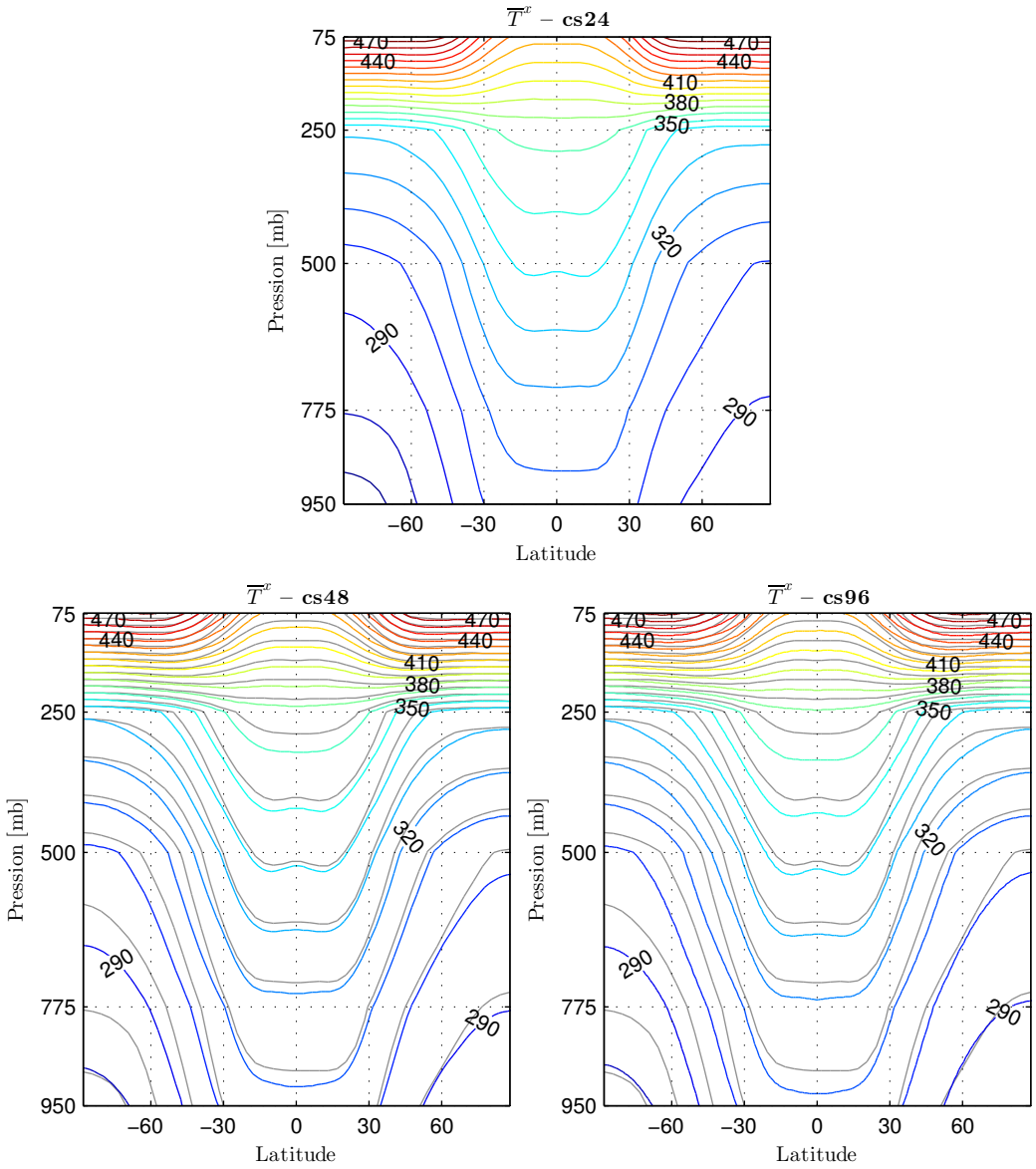

Figure 2.2 – Température potentielle [K] dans l'atmosphère moyennée zonalement sur toute la sphère-cubique pour cs24 (*haut*), cs48 (en *bas*, à *gauche*) et cs96 (en *bas*, à *droite*). Les contours sont tous les 10 K. Pour cs48 et cs96, la température potentielle de la configuration cs24 est représentée en gris.

vents zonaux u augmentent avec l'altitude (Fig. 2.3). Ils sont maximums aux alentours de 250 mb, puis décroisent avec l'altitude puisque $\partial_y T$ devient positif. On parle de *jets subtropicaux*.

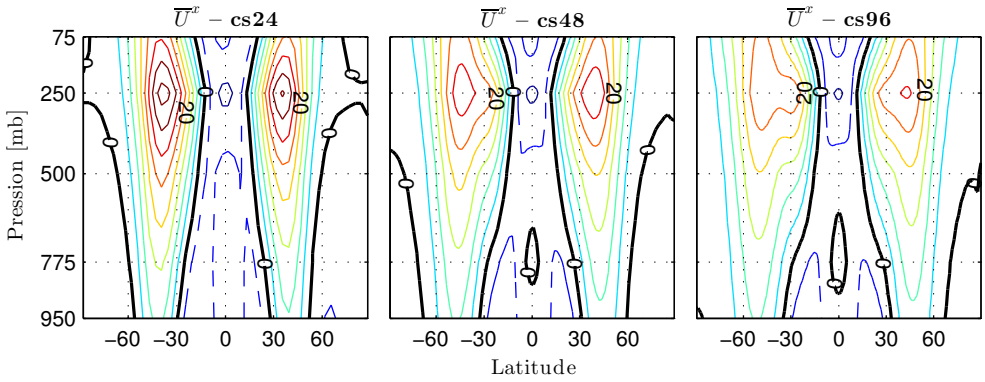

Figure 2.3 – Moyenne zonale des vents zonaux moyens [m.s^{-1}] pour les trois configurations (contours tous les 5 m.s^{-1}).

Augmenter la résolution de 4° à 1° a deux conséquences principales pour l'atmosphère : les jets subtropicaux se décalent vers les pôles, et leur amplitude décroît. La première conséquence est couramment observée dans les modèles atmosphériques [Pope et Stratton, 2002, Arakelian et Codron, 2012]. Par ailleurs, Arakelian et Codron [2012] ont montré que cette sensibilité à la résolution horizontale était principalement portée par la résolution zonale. Ce décalage des jets subtropicaux vers les pôles réduit les biais entre les observations et les modèles, améliorant ainsi le réalisme de ces derniers. Il est intéressant de noter que notre modèle, aussi idéalisé soit-il, reproduit ce comportement, révélant ses capacités à simuler certains aspects de la dynamique du climat global. En accord avec les résultats de Harnik et Chang [2004], les jets subtropicaux moins intenses à plus haute résolution sont aussi plus larges, s'étendant sur une bande de latitude plus importante dans cs96 que dans cs24. Ils ont montré que l'élargissement des jets, est un critère nécessaire pour expliquer une circulation transitoire atmosphérique plus active lorsque les jets sont moins intenses.

Ici, la circulation transitoire atmosphérique est diagnostiquée sous forme d'un *storm track*, défini comme l'écart-type des pressions de surface (SLP pour *Sea Level Pressure*), filtrées entre 2 et 8 jours [Blackmon et al, 1977, Trenberth, 1991]. Il permet de diagnostiquer la variabilité haute fréquence de l'atmosphère aux moyennes latitudes. Cette variabilité est largement dominée par les perturbations de grande échelle qui se développent par instabilité barocline en réponse au fort cisaillement vertical du vent (Fig. 2.3). Diagnosti-

qué sous cette forme, le storm track du modèle Double Drake est plus intense à plus haute résolution, résultat en accord avec ceux obtenus par Pope et Stratton [2002]. Nous verrons dans la suite que l'intensification du storm strack s'accompagne d'une augmentation de la variabilité aux plus basses fréquences (Sect. 4.1).

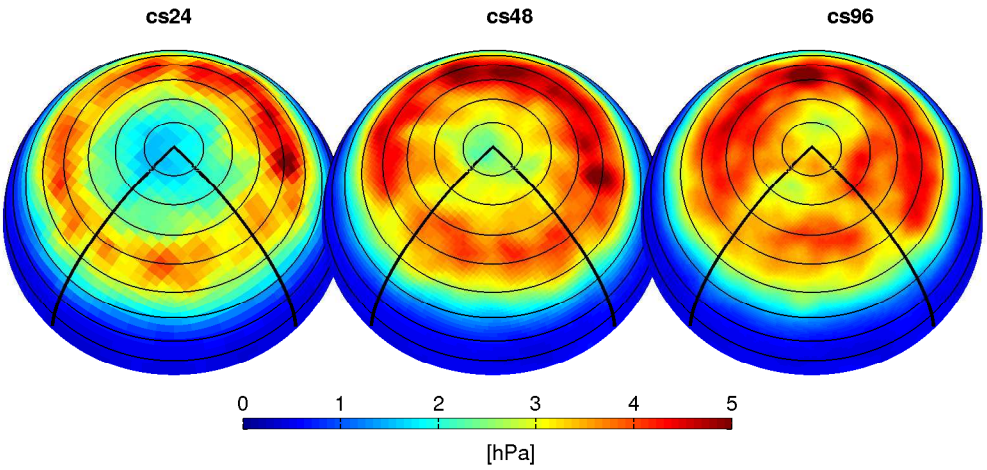

Figure 2.4 – *Storm track* [hPa] dans l'hémisphère nord, calculé comme l'écart-type des pressions de surface (SLP) filtrées entre 2 et 8 jours, pour les trois configurations. Cercles d'isolatitude tous les 10°.

La circulation transitoire joue un rôle majeur dans le transport de chaleur atmosphérique (AHT pour *Atmospheric Heat Transport*, Fig. 2.5). Aux moyennes latitudes, la circulation transitoire réalise la quasi-totalité de l'AHT, atteignant 4.5 PW (5-6 PW) à 45°N (45°S), la dissymétrie Nord/Sud étant probablement due à une circulation transitoire plus intense dans l'hémisphère sud [Ferreira et al, 2010]. La circulation moyenne, pour sa part, ne réalise qu'environ $\frac{1}{3}$ de l'AHT dans les tropiques, où sa contribution est la plus importante. L'AHT reproduite par le modèle Double Drake aux trois résolutions est similaire aux observations [Trenberth et al, 2001].

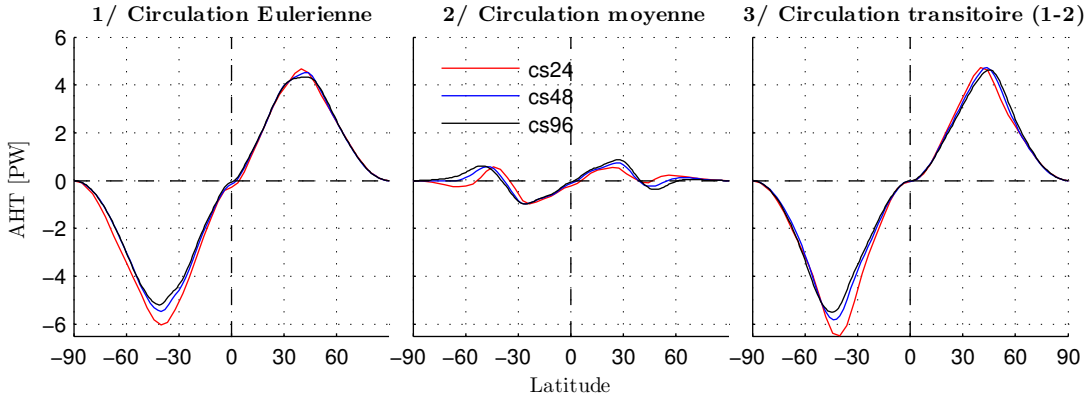

Figure 2.5 – Transport de chaleur atmosphérique (AHT [PW]) pour les trois simulations. La circulation eulerienne totale ($\overline{vT}^{t,x}$, *gauche*) est décomposée en une circulation en moyenne temporelle ($\overline{\overline{v}^t\overline{T}^t}^x$, *centre*) et une circulation transitoire calculée comme le résidu ($\overline{v^*T^*}^x$, *droite*).

2.3 État moyen de l'océan

À grande échelle, la circulation moyenne atmosphérique force une circulation moyenne océanique en *gyre barotrope*. Au premier ordre, cette circulation est décrite comme un *équilibre de Sverdrup*, équilibre entre la tension exercée par le vent à la surface de l'océan - la tension de vent $\boldsymbol{\tau}$ - et les variations méridiennes du paramètre de Coriolis $\beta = \partial_y f$:

$$\beta v_{bt} = \frac{1}{\rho_0} \boldsymbol{\nabla} \wedge \boldsymbol{\tau} \tag{2.1}$$

avec $v_{bt} = \frac{1}{H}\int_{H_0}^{\eta} v dz$ les vitesses méridiennes barotropes. Le champ de vitesse barotrope étant non-divergent, c'est-à-dire $\boldsymbol{\nabla}.\mathbf{u_{bt}} = \mathbf{0}$, on peut définir une fonction courant barotrope ψ_{bt} tel que $u_{bt} = -\partial_y \psi_{bt}$ et $v_{bt} = \partial_x \psi_{bt}$. Une fois intégrée zonalement, l'équation (2.1) devient

$$\psi_{bt}(x) = \frac{1}{\beta\rho_0}\int_{x_e}^{x} \boldsymbol{\nabla} \wedge \boldsymbol{\tau} dx' + \overline{\psi}^z(x_e) \tag{2.2}$$

avec $\psi_{bt}(x_e)$ la valeur de ψ_{bt} sur la frontière est - $\psi_{bt}(x_e)$ est habituellement prise égale à zéro. Cet équilibre est une approximation du modèle de Stommel-Munk, lorsque la friction, l'effet du fond et des bords sont négligés. (paragraphe 14.1 du livre de Vallis [2006] pour plus de détails). Il donne une bonne indication de la circulation grande échelle océanique forcée par le vent : un gyre barotrope se développera entre deux extremums de la tension de vent.

Dans le petit bassin du modèle Double Drake, la dynamique atmosphérique de surface

est caractérisée par des vents d'est aux basses et aux hautes latitudes, et des vents d'ouest aux moyennes latitudes (Fig. 2.6, panneau du *bas*), générant dans l'océan un gyre tropical cyclonique peu intense (∼10 Sv ; 1 Sv = 10^6 m^3s^{-1}), un gyre subtropical anticyclonique et un gyre subpolaire cyclonique plus intenses (∼30 Sv et ∼25 Sv, respectivement). Comme évoqué dans le paragraphe 2.2, augmenter la résolution induit un déplacement des jets subtropicaux vers les pôles, modifiant ainsi la circulation moyenne océanique. La position de l'intergyre séparant le gyre subpolaire du gyre subtropical se décale de 39°N dans cs24 à 47°N dans cs96, le faible gyre polaire anticyclonique observé dans cs24 au nord de 60°N n'est pas reproduit à plus haute résolution, dû aux faibles vents d'est des hautes latitudes, et le gyre subpolaire s'étend jusqu'au nord dans cs96.

Au sud de 34°S, la circulation barotrope est très intense (non présentée), ce qui est dû à l'absence de continent et de topographie pour la freiner. Elle atteint environ 400 Sv dans cs24, et plus de 1000 Sv à plus haute résolution. Cette circulation intense représente une barrière dynamique pour la circulation méridienne océanique entre le bassin circumpolaire et les 2 autres bassins.

La figure 2.7 présente les températures océaniques dans le petit bassin, prises en moyenne zonale, pour les trois configurations. Les SST sont de l'ordre de 32°C à l'équateur, se refroidissent graduellement vers le pôle pour atteindre environ 12°C au nord de 60°N. Sous 1500 m, les températures, relativement constantes, sont de l'ordre de 10-12°C. Ces eaux de fonds sont formées dans le nord du petit bassin par convection, où les propriétés thermodynamiques des eaux de surface leur sont communiquées par une diffusion verticale intense ($\nu_z = 10\ m^2s^{-1}$), lorsque la colonne d'eau devient instable. La géométrie idéalisée du modèle Double Drake ne permet pas la formation de glace de mer au pôle nord, rendant les eaux de cette région trop chaudes et expliquant les températures élevées des eaux de fond.

La faible extension zonale du petit bassin par rapport au grand bassin permet à l'atmosphère de réaliser un transport net d'eau douce du petit bassin vers le grand bassin [Ferreira et al, 2010]. L'eau douce, principalement évaporée le long de la frontière ouest des bassins, est transportée d'ouest en est par l'atmosphère. De part l'asymétrie zonale des deux bassins, le transport d'eau douce du petit vers le grand bassin est plus important que le transport du grand vers le petit bassin. Cette asymétrie permet donc, par un déséquilibre de précipitations, une salinification des eaux de surface du petit bassin, les conditionnant pour une convection profonde. Cette dernière, conditionnée par le sel, prend place dans le nord du petit bassin, au nord de 60°N (Fig. 2.8, panneaux du *haut*). Dans

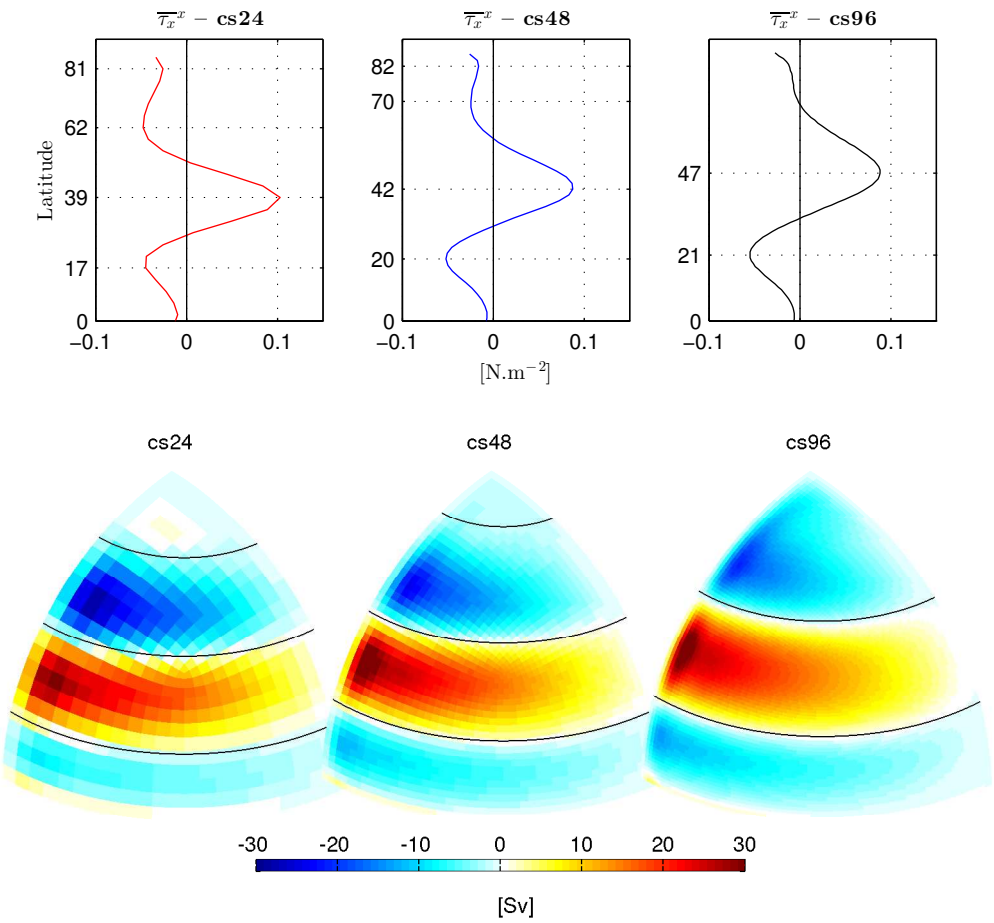

Figure 2.6 – En (*haut*) Moyenne zonale dans le petit bassin de la tension de vent zonal ($\overline{\tau_x}^x$, [N.m^{-2}]). Les latitudes, auxquelles son rotationnel s'annule, sont indiquées en ordonnées. (En *bas*) Circulation barotrope [Sv ; 1 Sv = 10^6 m^{3}s^{-1}] de l'hémisphère nord dans le petit bassin pour les 3 configurations. Les trais fins noirs représentent les latitudes auxquelles le rotationnel du vent s'annule.

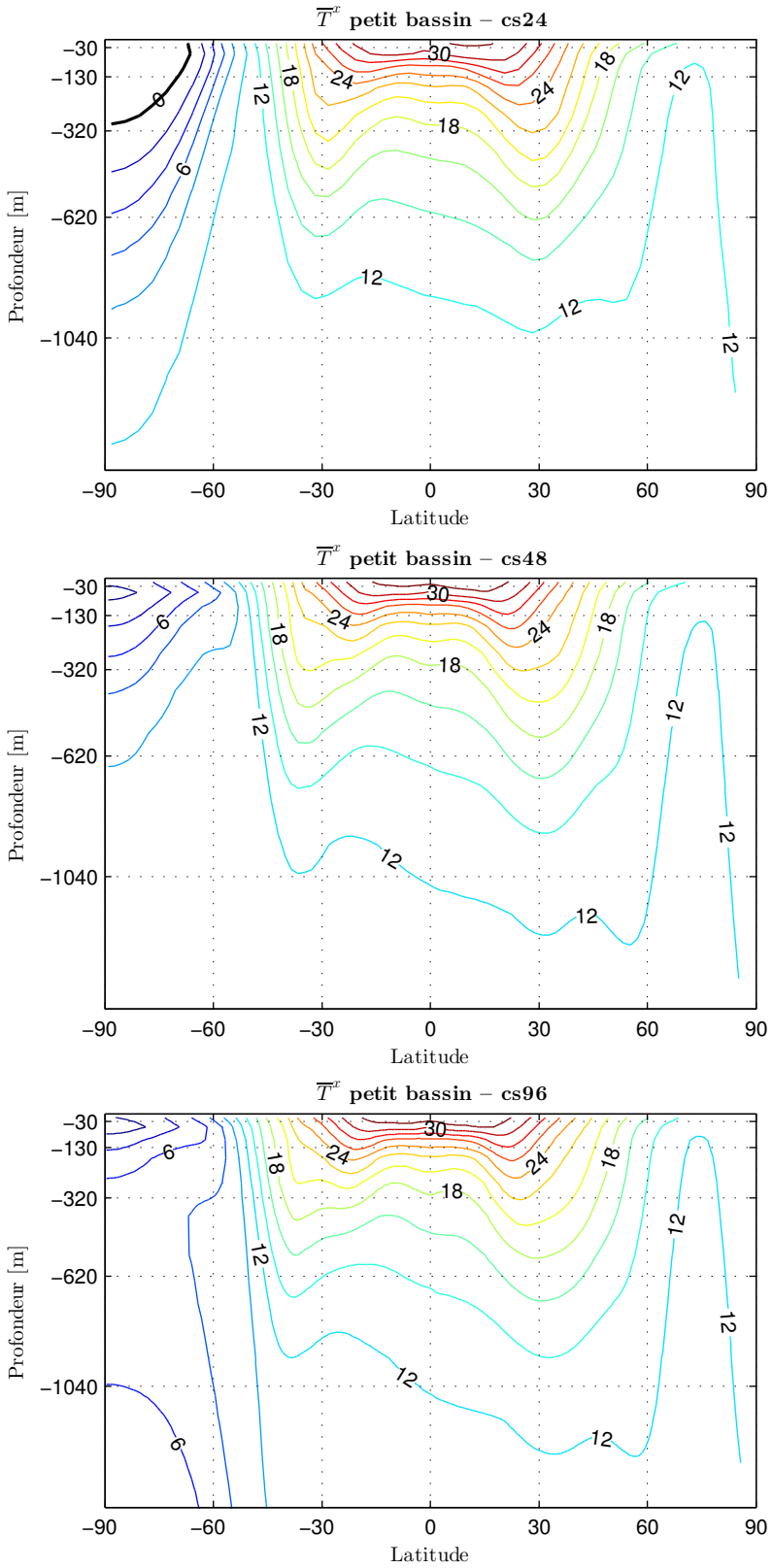

Figure 2.7 – Température [K] en moyenne zonale dans les 1500 premiers mètres du petit bassin pour les trois configurations. Les contour sont tous les 2 K.

les trois configurations, la convection est plus fréquente en subsurface, entre 100 et 600 m, mais son maximum diminue lorsque la résolution augmente. En revanche, les événements de convection qui atteignent plus de 1000 m ont une occurrence plus élevée dans cs96. Les événements d'ajustement convectifs sont donc moins fréquents, lorsque la résolution augmente, mais ils mélangent les traceurs océaniques plus en profondeur.

Associée à la convection profonde, une cellule méridienne de retournement (MOC pour *Meridional Overturning Circulation*) se développe dans le petit bassin (Fig. 2.8, panneaux du *bas*). Elle s'étend de 34°S à 90°N, avec un maximum à 30°N, aux alentours de 1000 m de profondeur. Elle est plus intense à plus haute résolution, avec un maximum de 35 Sv dans cs96 contre 25 Sv dans cs24. Ce renforcement de la MOC répond à un accroissement des flux air-mer au nord de 40°N, où l'évaporation le long du bord ouest est intensifiée dans cs96, générant des eaux de surface plus salées. En accord avec des événements convectifs plus profonds, la plus forte évaporation observée dans cs96 induit un renforcement de la MOC moyenne.

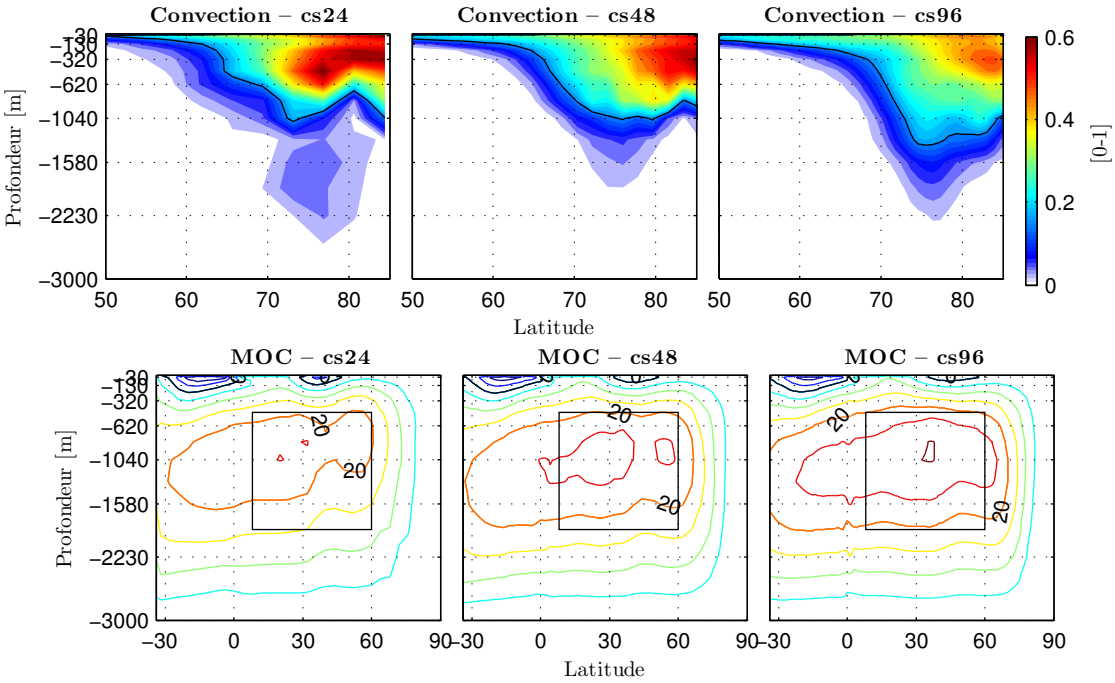

Figure 2.8 – (En *haut*) Indice d'ajustement convectif [0-1] en moyenne zonale dans le petit bassin. Cet indice représente la fraction du temps où l'ajustement convectif est actif. Le contour noir représente les régions où la convection est active 2 mois par an (contour $\frac{1}{6}$). (En *bas*) Cellule méridienne de retournement (*MOC*) [Sv] dans le petit bassin (contours tous les 5 Sv). Le rectangle noir entre [8°-60°N ; 460-1890 m] permet de définir un indice de MOC (cf Sect. 3.1).

La circulation océanique moyenne du petit bassin transporte les eaux chaudes de surface vers le nord et les eaux froides en profondeur vers le sud, induisant un transport de chaleur océanique (OHT pour *Oceanic Heat Transport*) positif (Fig. 2.9). Cet OHT, légèrement plus intense dans cs96 (1.4 PW) que dans cs24 (1.2 PW), atteint son maximum à 20°N. Il se décompose en une contribution réalisée par la circulation en moyenne zonale - la MOC (Fig. 2.9, panneau du *centre*) - et une contribution de la circulation en gyre - calculée comme le résidu (Fig. 2.9, panneau de *droite*). Au sud de 45°N, l'OHT est principalement réalisé par la MOC. La contribution des gyres barotropes est faible à ces latitudes et très similaire dans les trois configurations. La faible augmentation de OHT à ces latitudes peut donc être attribuée à une réponse directe à l'intensification de la MOC, liée à l'augmentation de la résolution horizontale. Au nord de 45°N en revanche, l'OHT est principalement piloté par la circulation barotrope. La contribution de cette circulation est presque 2 fois supérieure dans cs96 que dans cs24, mais cette différence est entièrement compensée par la contribution de la MOC, puisqu'à ces latitudes, l'OHT total est identique dans les 3 configurations.

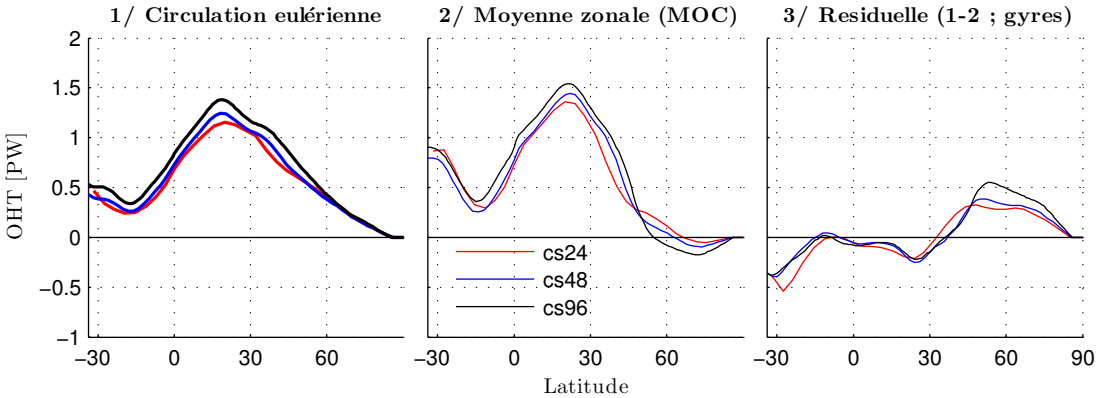

Figure 2.9 – Transport de chaleur océanique (OHT [PW]) dans le petit bassin pour les trois configurations. La circulation eulérienne totale ($\overline{vT}^x$, à *gauche*) est décomposée en une contribution de la circulation en moyenne zonale - la MOC ($\overline{v}^x\overline{T}^x$, au *centre*) et une contribution de la circulation en gyres - calculée comme le résidu ($\overline{v^*T^*}^x$, à *droite*).

2.4 Synthèse

En conclusion, l'état moyen reproduit par les trois configurations Double Drake cs24, cs48 et cs96, aux résolutions respectives d'environ 4°, 2° et 1°, présente de grandes similitudes. On retiendra cependant trois processus sensibles à l'augmentation de la résolution :

la variabilité haute fréquence de l'atmosphère -le storm track - et la circulation méridienne de retournement du petit bassin - la MOC - sont intensifiées ; la position des intergyres, en réponse au forçage atmosphérique, se décale vers le nord.

Nous noterons une différence majeure entre les configurations cs48/cs96 et la configuration de référence cs24 : seule cette dernière permet à la glace de mer de se former au sud. Les raisons de cette incohérence restent floues, mais ses conséquences sont peu importantes, et impactent principalement la dynamique atmosphérique dans l'hémisphère sud. Les températures de surface sont beaucoup plus chaudes dans cs48/cs96, avec des différences de l'ordre de 10 K. Les gradients méridiens de température devenant plus faibles, le jet subtropical de l'hémisphère sud s'affaiblit et devient moins intense que celui de l'hémisphère nord. Cependant, l'absence de glace de mer dans cs48 et cs96 semble avoir relativement peu de conséquences pour la circulation moyenne et la variabilité océanique du petit bassin. Cela peut s'expliquer en partie par une circulation barotrope de l'océan dans le bassin circumpolaire très intense. Cette circulation intense entrave très fortement l'export des propriétés des masses d'eau de ce bassin vers les autres bassins.

Chapitre 3

Variabilité océanique multidécennale dans le petit bassin

Sommaire

3.1 Variabilité de la MOC **38**

3.2 Reconstruction par géostrophie **40**

3.3 Anomalies de température associées à la variabilité de la MOC . **46**

3.3.1 Anatomie des anomalies de température 46

3.3.2 Propagation à travers le bassin 50

3.4 Quelle relation avec les ondes de Rossby de grande échelle ? . . . **50**

3.5 Signature de surface **55**

3.6 Synthèse **57**

Nous nous focalisons dans ce chapitre sur la variabilité de la circulation méridienne de retournement (MOC) du petit bassin. Dans la configuration basse résolution cs24, Buckley et al [2012] ont montré que la MOC présente une variabilité aux échelles multidécennales. Cette variabilité oscille à une fréquence d'environ 34 ans, et répond à la propagation d'est en ouest d'anomalies de densité de grande échelle. Ici, nous analysons la robustesse de cette variabilité, ainsi que de son mécanisme, à l'accroissement de la résolution horizontale de 4° à 1°. Nous diagnostiquons dans un premier temps la variabilité de la MOC dans les trois configurations mises en place (Sect. 3.1). Nous proposons ensuite une reconstruction de cette variabilité à l'aide des anomalies de température/densité sur les bords est et ouest du petit bassin (Sect. 3.2). Nous diagnostiquons les anomalies de température de grande échelle associées à la variabilité de la MOC, leur structure verticale ainsi que leur propagation (Sect. 3.3). La propagation de ces anomalies est discutée en terme d'ondes de Rossby de grande échelle (Sect. 3.4), et le lien entre les variations de la MOC et les anomalies de SST est exploré dans une dernière partie (Sect. 3.5).

3.1 Variabilité de la MOC

Pour diagnostiquer la variabilité de la MOC dans le petit bassin, nous utilisons l'indice de MOC défini par Buckley et al [2012]. Cet indice est construit de la sorte : à chaque latitude comprise entre [8°-60°N] (rectangle noir de la figure 2.8, panneaux du *bas*), la série temporelle du maximum de MOC est extraite, puis les séries temporelles sont moyennées sur la bande de latitude [8°-60°N] pour former un unique indice. Pour estimer la pertinence de cet indice dans les trois configurations, ce dernier est comparé à 8 autres séries temporelles relatives à la circulation méridienne (Tab. 3.1). Les fortes corrélations obtenues ($r \geq 0.80$) dans les trois configurations indiquent une forte cohérence de la variabilité de la MOC aux trois résolutions. On notera cependant les plus faibles corrélations pour MOC_{63N}. À cette latitude, la MOC est en avance de quelques années par rapport à l'indice de MOC original, expliquant ces faibles corrélations. Ce déphasage de la MOC en fonction de la latitude est en accord avec les résultats de Zhang [2010] obtenus avec le modèle du GFDL (*Geophysical Fluid Dynamics Laboratory*) dans sa version CM2.1. On notera par ailleurs que l'indice de MOC de Buckley et al [2012] ne prend pas en compte la variabilité de la MOC à 63°N.

	WBC	MOC_{max}	PC_1^{moc}	MOC_{21N}	MOC_{30N}	MOC_{42N}	MOC_{50N}	MOC_{63N}
cs24	$r = 0.80$	0.91	0.99	0.91	0.90	0.91	0.80	0.37
cs48	$r = 0.80$	0.98	0.99	0.98	0.97	0.97	0.95	0.76
cs96	$r = 0.80$	0.97	0.97	0.97	0.97	0.96	0.96	0.77

Table 3.1 – Corrélation entre l'indice de MOC de Buckley et al [2012] (voir texte pour plus de détails), et 8 autres séries temporelles relatives à la circulation méridienne : 1/ un indice des anomalies de vitesses méridiennes le long du bord ouest à 30°N, moyennées sur les 1000 premiers mètres (l'indice WBC, pour *Western Boundary Current index* en anglais) ; 2/ Le maximum de la MOC dans la boite [8°-60°N, 460-1890 m depth] (induisant des variations spatiales de son emplacement [Marsh et al, 2009]) ; 3/ La composante principale (PC, *Principal Component*) de la première EOF (*Empirical Orthogonal Function*) de la MOC dans le petit bassin, au nord de 34°S (expliquant plus de 60% dans la variance dans les 3 configurations) 4/ Les séries temporelles du maximum de MOC à 5 latitudes données (21°N, 30°N, 42°N, 50°N and 63°N).

Étant robuste vis-à-vis de l'augmentation de la résolution horizontale, cet indice est utilisé par la suite pour caractériser la variabilité basse fréquence océanique du petit bassin. La covariance avec cet indice de variables clés de la dynamique atmosphérique et océanique nous renseignera sur les possibles mécanismes qui animent cette variabilité. Afin de s'affranchir des effets liés à l'ajustement du modèle aux conditions initiales, seules les 400 dernières années d'intégration seront utilisées. Pour la plupart, les diagnostics utilisés dans la suite de ce manuscrit sont en moyenne annuelle, bien que l'application

d'une moyenne glissante sur 10 ans affecte peu les résultats.

La figure 3.1 présente l'indice de MOC des trois configurations, ainsi que leur spectre de puissance associé. On notera tout d'abord le signal de faible amplitude dans cs96, avec une tendance positive (négative) sur la période 200-400 ans (400-600 ans). La trop courte période d'intégration (600 ans) ne nous permet pas de déterminer si ce signal est lié à une variabilité interne à l'océan, ou un simple effet d'un ajustement plus long aux conditions initiales. Aux trois résolutions, la MOC affiche une variabilité aux échelles multidécennales, avec une période dominante de 34 ans (39, 32 ans) pour cs24 (cs48, cs96, respectivement ; Fig. 3.1, panneau de *droite*). Ces échelles de temps sont en accord avec celles habituellement observées dans les modèles réalistes ainsi que dans l'océan Atlantique Nord [Frankcombe et Dijkstra, 2009, Frankcombe et al, 2010]. La variabilité est cependant plus intense dans cs48 et cs96, où l'écart-type de l'indice de MOC de ces configurations est environ deux fois supérieur à celui de cs24 (cf légende de la figure 3.1). Une différence majeure entre ces trois configurations est l'augmentation de la variabilité interannuelle dans cs96, perturbant fortement la régularité de la variabilité multidécennale de la MOC. Nous verrons dans le Chapitre 4 que cette variabilité plus haute fréquence est liée à un accroissement des interactions entre la variabilité océanique et la variabilité atmosphérique.

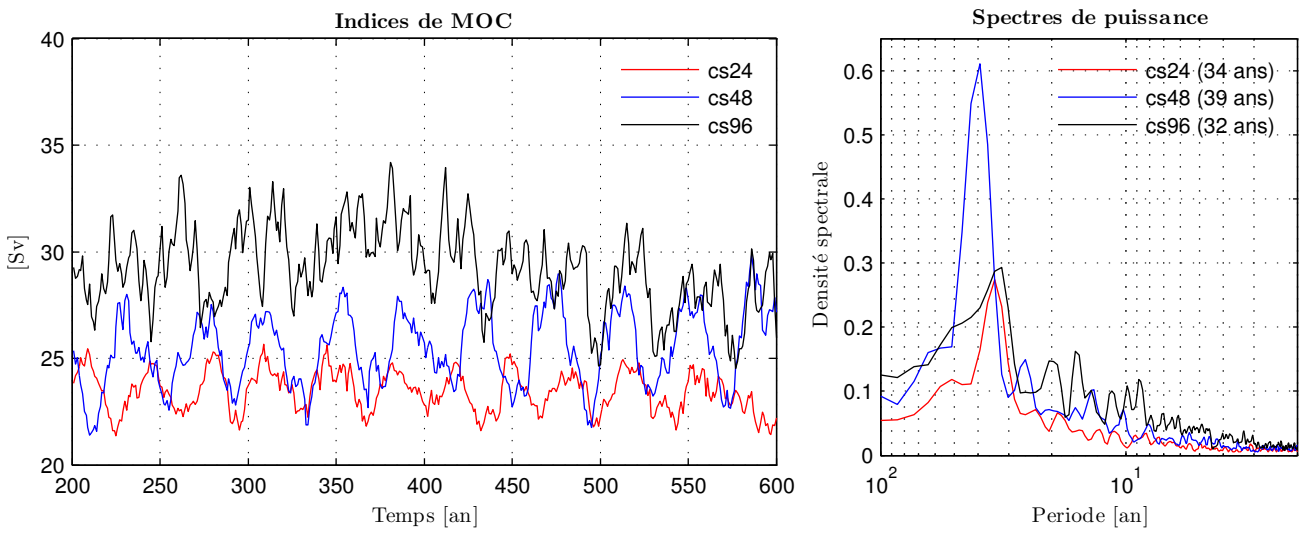

Figure 3.1 – Indice de MOC en moyenne annuelle, calculé comme la MOC moyenne dans la boîte [8°-60°N, 460-1890 m depth] (Fig. 2.8, panneaux du *bas*, voir texte pour plus de détails) pour les 3 configurations (à *gauche*) et spectre de puissance associé (à *droite*). La période dominante du signal est indiquée sur le panneau de *droite*. L'écart-type de l'indice de MOC est de $\sigma_{MOC} = 0.95\ Sv$ (1.76, 1.91) pour cs24 (cs48, cs96, respectivement).

3.2 Reconstruction par géostrophie

Hirschi et Marotzke [2007] ont montré qu'une part importante de la variabilité de la MOC pouvait être reconstruite à l'aide de la tension de vent et des anomalies de densité sur les bords du bassin. Pour cela, les vitesses méridiennes définissant la MOC sont décomposées en une circulation barotrope (v_{bt}), une circulation géostrophique de cisaillement (v_{sh}) satisfaisant l'équilibre du vent thermique, et une circulation d'Ekman forcée par le vent (v_{Ek}). Dans plusieurs modèles idéalisés, ainsi que dans un modèle réaliste au $\frac{1}{4}^\circ$, ils montrent que la variabilité saisonnière de la MOC résulte principalement des variations de la tension de vent. Aux échelles interannuelles en revanche, les variations de la MOC reflètent des variations de densité sur les bords du bassin.

Pour diagnostiquer la contribution des anomalies de densité pour la variabilité de la MOC de notre modèle, nous repartons donc de l'équilibre du vent thermique, où seules les perturbations sont prises en compte

$$f\partial_z v' = -\frac{g}{\rho_0}\partial_x \rho', \tag{3.1}$$

avec v' les anomalies de vitesse méridienne [1], $g = 9.81\ ms^{-2}$ l'accélération due à la gravité, ρ' les anomalies de densité et $\rho_0 = 998 kgm^{-3}$ leur valeur de référence. En intégrant zonalement et verticalement l'équation (3.1), avec comme condition aux limites de fond $v'(z = -H) = 0$, on obtient une relation liant les anomalies de vitesse méridienne v' à la différence des anomalies de densité entre le bord est et le bord ouest ($\rho'_e - \rho'_w$), tel que

$$\overline{v'}^x(y, z') = \int_{x_w}^{x_e} v' dx = -\frac{g}{\rho_0 f}\int_{-H}^{z'} (\rho'_e - \rho'_w) dz \tag{3.2}$$

En intégrant verticalement (3.2), on obtient une équation pour la fonction courant géostrophique ψ^*_ρ, tel que

$$\psi^*_\rho(y, z') = \int_{-H}^{z'} \left[\overline{v'}^x - \frac{1}{H}\int_{-H}^{0} \overline{v'}^x dz\right] dz, \tag{3.3}$$

où $\frac{1}{H}\int_{-H}^{0} \overline{v'}^x dz$ a été retranché de sorte à satisfaire les conditions aux limites $\psi^*_\rho(z' = 0) = \psi^*_\rho(z' = -H) = 0$. Cette fonction courant géostrophique est la définition de la MOC

1. Pour simplifier la notation, l'indice *sh* pour les anomalies de vitesse méridienne satisfaisant l'équilibre du vent thermique, est omis.

donnée en introduction (Eq. (1.1)). Elle représente donc les anomalies de la MOC qui sont liées, via la relation du vent thermique, aux anomalies de densité sur le bord est et sur le bord ouest du petit bassin. Un indice I_{Ψ^*} est calculé pour cette fonction courant de la même manière que l'indice de MOC (I_{MOC}, Sect. 3.1). Pour estimer quelle fraction de la MOC est liée aux anomalies de densité sur les bords, l'indice I_{Ψ^*} est comparé à l'indice de MOC (I_{MOC}) à l'aide de la *qualité* (S, pour *Skill*), définie comme

$$S = 1 - \frac{< (I_{MOC} - I_{\psi^*})^2 >}{< (I_{MOC})^2 >} \tag{3.4}$$

où l'opérateur $< . >$ est une moyenne temporelle [Cabanes et al, 2006]. $S \in [-\infty; 1]$, et $S \to 1$ indique que l'indice de MOC reconstruit est fortement corrélé à l'indice de MOC du modèle, et qu'ils ont la même amplitude[2]. Les reconstructions de la MOC pour les trois configurations sont présentées en figure 3.2. La qualité de l'indice $I_{\Psi^*_\rho}$, reconstruit depuis les anomalies de densité sur le bord est et sur le bord ouest, est de 0.78 (0.93, 0.94) pour cs24 (cs48, cs96, respectivement). Nous rappellons que cette reconstruction ne prend en compte ni la circulation d'Ekman forcée par le vent (v_{Ek}), ni la circulation barotrope (v_{bt}). Cette dernière étant strictement égale à zéro dans le cas de notre modèle à fond plat, seule la circulation d'Ekman est donc susceptible de contribuer aux variations de la MOC. La qualité des reconstructions dans les trois configurations indique que la variabilité de la MOC répond au cisaillement vertical géostrophique, la contribution de la circulation d'Ekman étant alors secondaire. Cette conclusion est en accord avec les résultats de Hirschi et Marotzke [2007] pour les échelles de temps supérieures à l'année. Ainsi, les anomalies de MOC peuvent être interprétées comme une modification du cisaillement vertical des vitesses méridiennes, en lien avec les anomalies de densité sur les bords du bassin via la relation du vent thermique.

Buckley et al [2012] ont montré que les anomalies de densité pilotant la variabilité de la MOC dans cs24 sont dominées par des anomalies de température, la contribution des anomalies de sel étant un ordre de grandeur inférieure. Nous cherchons donc à savoir si seules les anomalies de température sur les bords permettent d'expliquer la variabilité de la MOC. En considérant une équation d'état linéaire en température pour les

2. Les anomalies utilisées pour ces reconstructions sont prises au centre du point de grille adjacent aux frontières. Elles ne correspondent donc pas exactement aux anomalies sur le bord, engendrant une légère erreur. Cette erreur sera d'autant plus grande que la résolution sera faible, et explique partiellement la meilleure qualité des reconstructions obtenues à plus haute résolution.

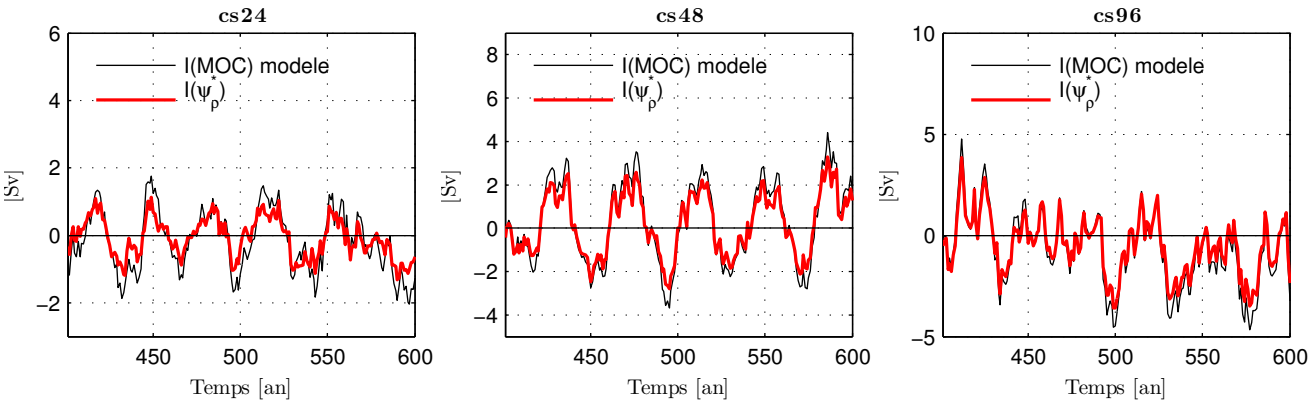

Figure 3.2 – Reconstruction de l'indice de MOC du modèle (en *noir*) par la relation du vent thermique avec le gradient est-ouest de densité (Ψ^*_ρ, en *rouge*) pour les trois configurations. La corrélation entre les deux séries temporelles est de $r = 0.92$ (0.99, 0.99) pour cs24 (cs48, cs96, respectivement), et la qualité associée de $S = 0.78$ (0.93, 0.94).

perturbations, tel que $\rho' = -\rho_0 \alpha T'$, l'équation (3.1) devient

$$f \partial_z v' = g\alpha \partial_x T' \tag{3.5}$$

où α, le coefficient d'expansion thermique, est approximé à une valeure constante égale à $\alpha = 2.10^{-4}\ K^{-1}$ [3]. De manière analogue aux calculs dérivés ci-dessus, on obtient une équation pour les anomalies de vitesse méridienne

$$\overline{v'}^x(y, z') = \int_{x_w}^{x_e} v' dx = \frac{g\alpha}{f} \int_{-H}^{z'} (T'_e - T'_w) dz, \tag{3.6}$$

donnant lieu, une fois intégrées verticalement, à une fonction courant Ψ^*_T portées par les anomalies de température. Cette fonction courant représente la part des anomalies de la MOC qui sont reliées aux anomalies de température sur les bords. La qualité de l'indice $I_{\Psi^*_T}$ est alors de 0.56 (0.82, 0.82) pour cs24 (cs48, cs96, respectivement ; Fig. 3.3). Pour la configuration cs96, l'indice de MOC du modèle présente une tendance négative (lignes pointillées noires), probablement dues à un ajustement plus long de la configuration cs96 aux conditions initiales (cf Sect. 3.1). Cette tendance n'est pas capturée par la reconstruction faite depuis les anomalies de température, alors qu'elle était capturée par la reconstruction faite depuis les anomalies de densité. Ces différences entre les deux reconstructions indiquent que la salinité et/ou les termes non-linéaires de l'équation d'état

3. Ce coefficient dépend normalement de la température.

utilisée dans le modèle [Jackett et McDougall, 1995] modifient la tendance de la MOC. Afin de ne garder uniquement la variabilité de la MOC, ces tendances sont retranchées avant les calculs de qualité et de corrélation pour la configuration cs96. Bien que la variabilité de la MOC expliquée par la reconstruction Ψ_T^* soit légèrement plus faible que la variabilité expliquée par la reconstruction Ψ_ρ^*, les indices $I_{\Psi_T^*}$, reconstruits depuis les anomalies de température, restent fortement corrélés à l'indice de MOC ($r = 0.82, 0.93, 0.93$ pour cs24, cs48 et cs96, respectivement). Nous concluons donc que la variabilité de la MOC, dans les trois configurations, est principalement portée par les anomalies de température.

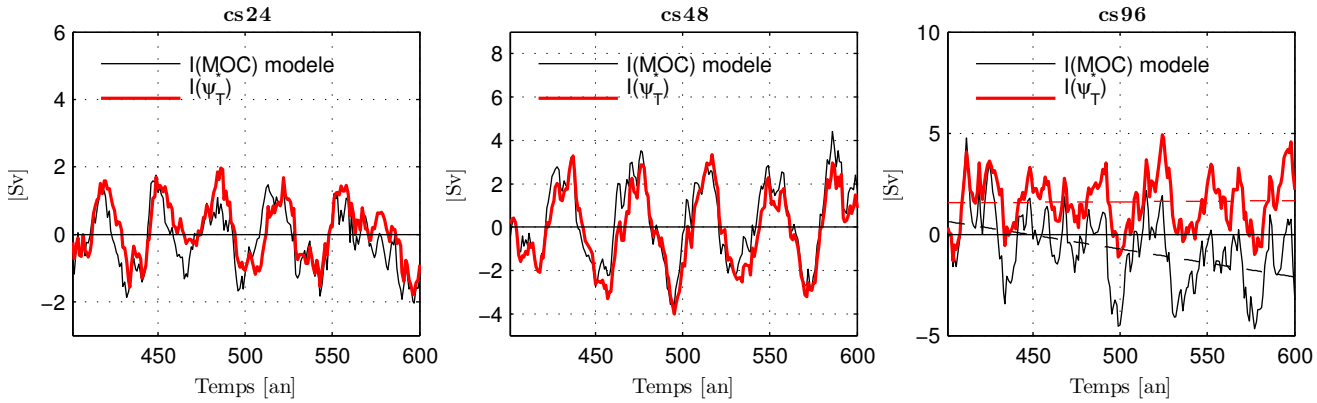

Figure 3.3 – Identique à la figure 3.2, mais avec les anomalies de températures. La corrélation entre les deux séries temporelles est de $r = 0.82$ (0.93, 0.93) pour cs24 (cs48, cs96, respectivement), et la qualité associée de $S = 0.56$ (0.82, 0.82).

Dans les modèles CCSM3 et CM2.1, Tulloch et Marshall [2012] ont montré le rôle clé du bord ouest pour la variabilité de la MOC. La contribution respective des deux bords est estimée ici en supposant que T_e' ou T_w' sont nuls dans l'équation (3.6). Les deux indices de MOC reconstruits de la sorte sont présentés en figure 3.4. Bien que l'indice $I_{\Psi_{Te}^*}$ présente une faible variabilité dans cs48 (Fig. 3.4, courbes *bleues*), il reproduit assez mal la variabilité de la MOC du modèle dans les trois configurations ($S = 0.04$, -0.29 et -0.23 pour cs24, cs48 et cs96, respectivement). La reconstruction faite depuis Ψ_{Tw}^* donne en revanche de bien meilleurs résultats (Fig. 3.4, courbes *rouges*). On notera cependant les tendances opposées des deux indices pour cs96 (lignes pointillées rouge et noir sur le panneau de *droite*). De même que pour la reconstruction faite depuis Ψ_T^*, ces tendances sont retranchées avant les calculs de qualité et de corrélation. Ainsi, La qualité de l'indice $I_{\Psi_{Tw}^*}$ est de 0.15 (0.46, 0.58) pour cs24 (cs48, cs96, respectivement). Ces qualités médiocres

reflètent le déphasage de quelques années entre l'indice $I_{\Psi^*_{T_w}}$ et l'indice de MOC. La qualité de la reconstruction, lorsque les deux séries temporelles sont ramenées en phase, devient $S = 0.39$ (0.64, 0.68) pour cs24 (cs48, cs96, respectivement). La qualité de la reconstruction est relativement faible pour cs24, mais les deux séries temporelles sont fortement corrélées ($r = 0.79$). Nous pouvons donc conclure sur la contribution majeure des anomalies de température le long du bord ouest pour la variabilité de la MOC pour les trois configurations.

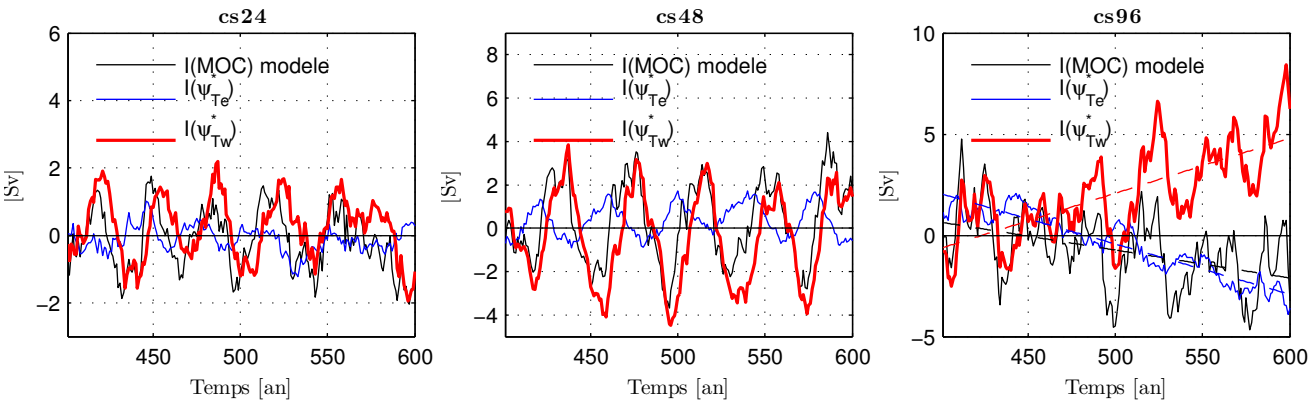

Figure 3.4 – Reconstruction de l'indice de MOC du modèle (*noir*) par la relation du vent thermique avec les anomalies de température sur le bord est ($\Psi^*_{T_e}$, *bleu*) et sur le bord ouest ($\Psi^*_{T_w}$, *rouge*) pour les trois configurations. Les corrélations respectives entre ces reconstructions et l'indice de MOC du modèle sont $r = 0.21$ (-0.22, -0.16) et $r = 0.66$ (0.82, 0.78) pour cs24 (cs48, cs96, respectivement) et les qualités associées de $S = 0.04$ (-0.29, -0.23) et $S = 0.15$ (0.46, 0.58), lorsque les séries temporelles ne sont pas en phase.

Pour suivre l'évolution des anomalies de température qui contribuent aux oscillations de la MOC, les températures le long de la frontière ouest sont régressées sur l'indice de MOC du modèle (Fig. 3.5). Nous observons des anomalies négatives de température, intensifiées en subsurface entre 40°-60°N, lorsque la MOC est maximum (panneaux de *droite*). Ces anomalies arrivent sur le bord ouest quelques années avant un maximum de MOC (panneaux de *gauche* et du *centre*), sont advectées en profondeur par le courant DWBC (*Deep Western Boundary Current*), et modulent l'intensité de la MOC plus en profondeur. Cette dynamique a été plus amplement décrite par Buckley et al [2012] pour cs24, et nous avons montré qu'elle est robuste à plus haute résolution.

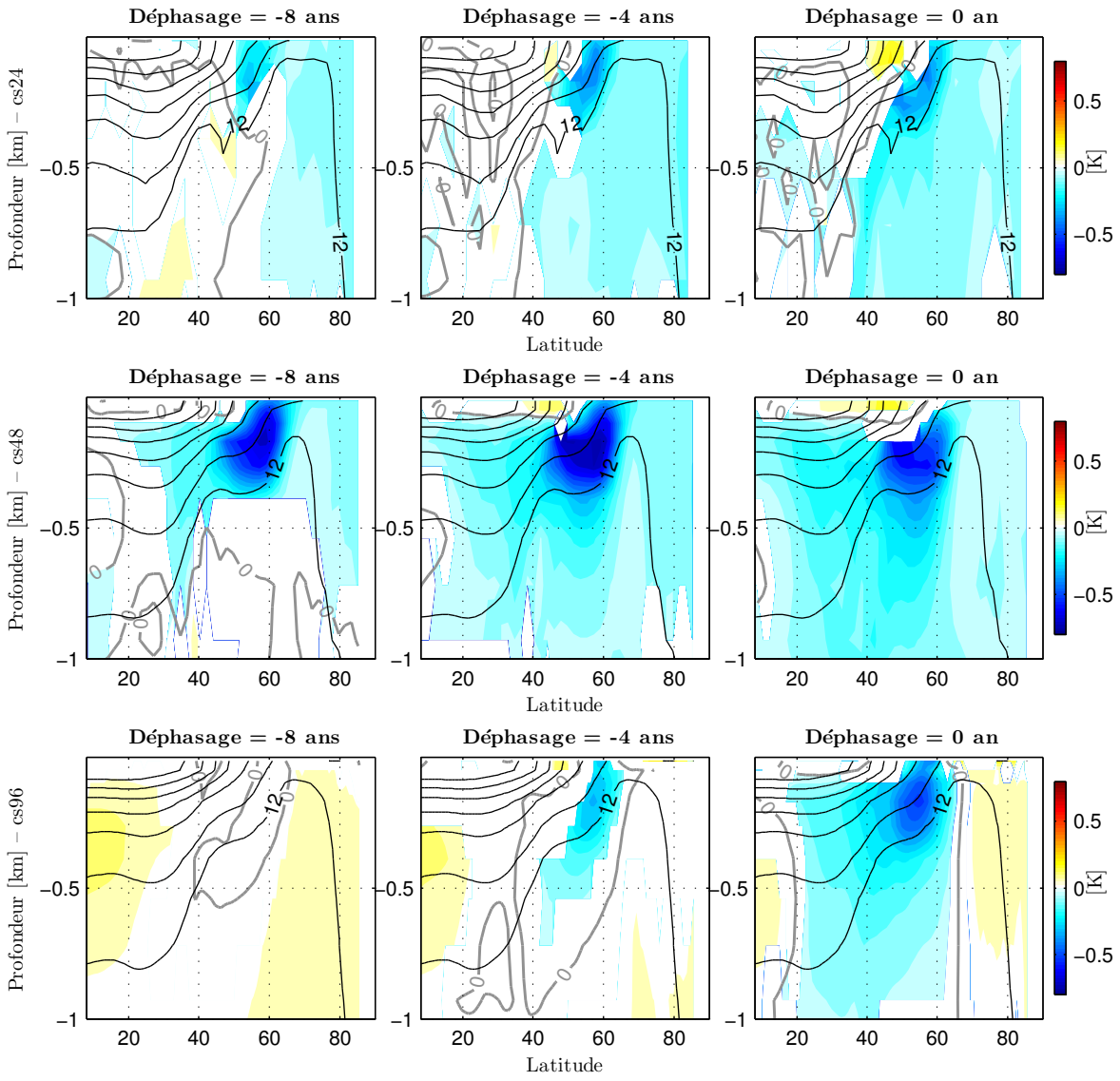

Figure 3.5 – Régression des anomalies de températures [K] le long de la frontière ouest sur l'indice de MOC pour cs24 (ligne du *haut*), cs48 (ligne du *centre*) et cs96 (ligne du *bas*). Un déphasage de 8 ans, 4 ans, et un déphasage nul (colonne de *gauche*, du *centre*, et de *droite*, respectivement), est appliqué avant le calcul de régression, avec des anomalies de température qui sont en avance sur l'indice de MOC. Seuls les 1000 premiers mètres sont représentés. Les régressions non-significatives à 95% sont en blanc (La significativité est calculée à l'aide d'une approche de Monte Carlo ; voir Annexe 1 de Jamet et al [2015] (App. C)), et le contour de covariance nulle est en contour épais gris. Les contours noirs représentent les isothermes moyens le long de la frontière ouest, avec un intervalle de 3K.

3.3 Anomalies de température associées à la variabilité de la MOC

3.3.1 Anatomie des anomalies de température

Le petit bassin est caractérisé par des anomalies de température de grande échelle, cohérentes sur toute la colonne d'eau, variant avec la MOC. Pour illustrer cela, les anomalies de température, moyennées dans les 1000 premiers mètres (indice T1000), sont régressées sur l'indice de MOC avec différents déphasages (Fig. 3.6, voir la légende pour plus de détails). Pour cs24 et cs48, une anomalie positive se développe le long du bord est quelques années avant un maximum de MOC, se propage vers l'ouest et atteint le bord ouest quelques années après un maximum de MOC. Une anomalie négative complète le cycle de variabilité. Les situations avant/après un maximum de MOC correspondent à la structure de la première EOF (*Empirical Orthogonal Function*) de l'indice T1000, et la situation en phase avec la MOC correspond à la structure de la seconde EOF (ces EOF ne sont pas présentées). Dans cs24, ces deux EOF, expliquant respectivement 50% et 25% de la variance, sont déphasées d'un quart de phase, indicatif d'une propagation d'anomalies. Pour cs48, l'EOF1 explique 60% de la variance et porte un signal aux échelles multidécennales (42 ans), alors que l'EOF2 n'explique que 8% de la variance et oscille de façon moins régulière. Le signal observé dans ces deux configurations (cs24 et cs48) est similaire à celui décrit dans plusieurs études, et discuté en introduction (Fig. 1.6 et 1.8). Cette similitude est particulièrement marquée pour la configuration cs24. Dans cs96 en revanche, la propagation d'anomalies de T1000 à travers le bassin est beaucoup moins évidente, où seules des anomalies négatives (positives) dans le gyre subpolaire sont observées 8 ans avant (après) un maximum de MOC. Il devient plus difficile de comparer ce signal à celui décrit en introduction (Fig. 1.6 et 1.8).

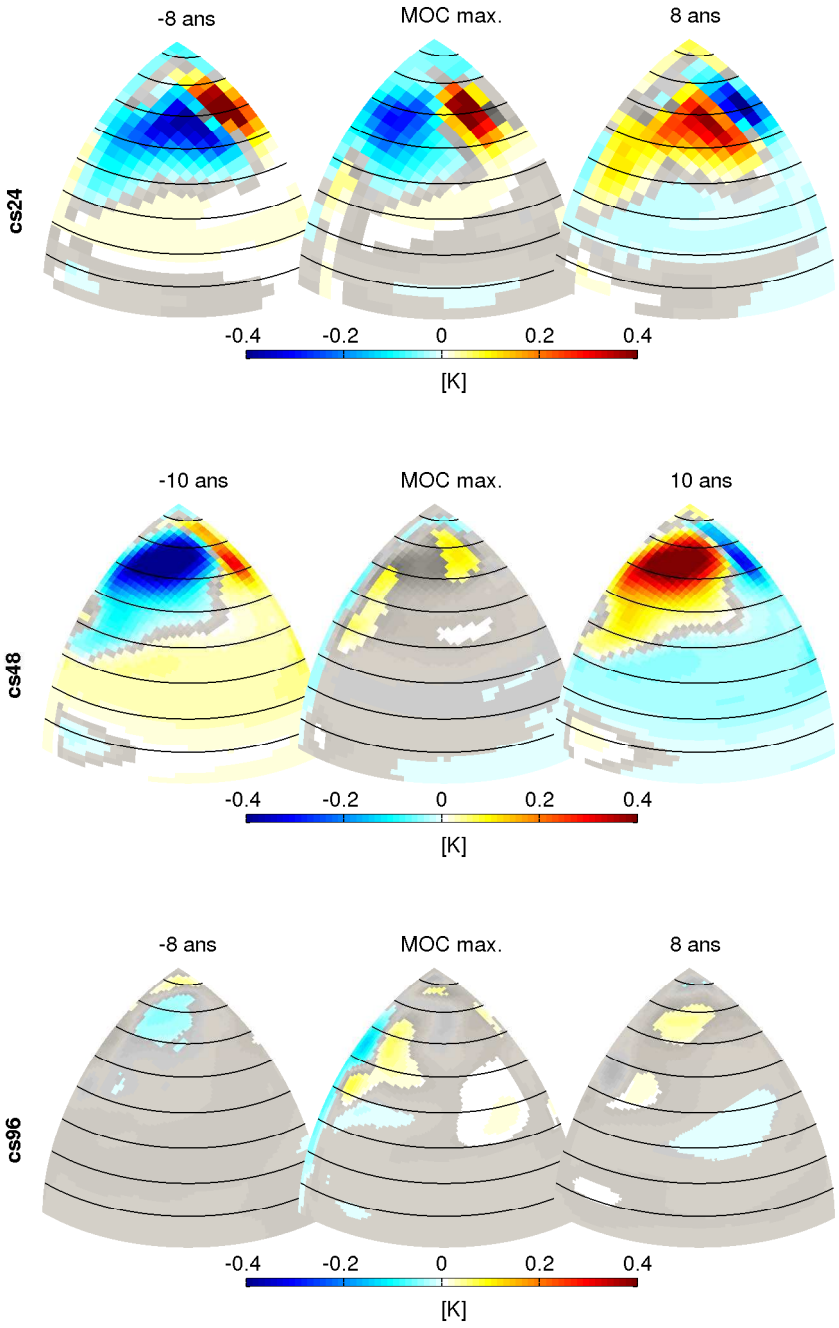

Figure 3.6 – Anomalies de température [K] moyennées dans les 1000 premiers mètres (indice T1000), régressées sur l'indice de MOC, pour la configuration cs24 (panneaux du *haut*), cs48 (panneaux du *centre*) et cs96 (panneaux de *droite*). Un déphasage nul (colonne *centrale*), et un déphasage de $-\frac{1}{4}T$ ($+\frac{1}{4}T$) est appliqué avant le calcul de régression. La période dominante T des oscillations de la MOC, est obtenue depuis l'analyse spectrale (Fig. 3.1). Les déphasages $-\frac{1}{4}T$ ($+\frac{1}{4}T$) correspondent à un instant où la MOC s'intensifie (s'affaiblit). Les régressions non-significatives à 95% sont en gris. Isolatitude tous les 10° de 10°-80°N.

La structure verticale de ces anomalies est diagnostiquée le long du bord est (Fig. 3.7). La région prise en compte se situe dans la proximité du bord est, et est centrée autour de 60°N (65°N, 70°N) pour cs24 (cs48, cs96, respectivement). Le choix de cette région apparaîtra plus clairement par la suite. Comme expliqué dans la section qui suit, ces latitudes sont les plus adéquates pour capturer efficacement les anomalies de température de grande échelle. Les anomalies, maximum à -265 m (-540, -930 m) pour cs24 (cs48, cs96, respectivement), sont déphasées d'environ un quart de phase sur la verticale, avec des anomalies en surface qui sont « en avance » par rapport à celles plus en profondeur. Cette structure ressemble fortement à celle présentée en introduction (Fig. 1.7), et a été interprétée, par beaucoup d'études, comme un diagnostique de l'instabilité barocline. En ce qui concerne la configuration cs24, Buckley et al [2012] ont montré que ces anomalies de grande échelle sont générées le long du bord est, et ils ont interprété leur développement comme une instabilité barocline de grande échelle. Nous reviendrons plus en détail sur la nature barocline de ces anomalies dans le Chapitre 5.

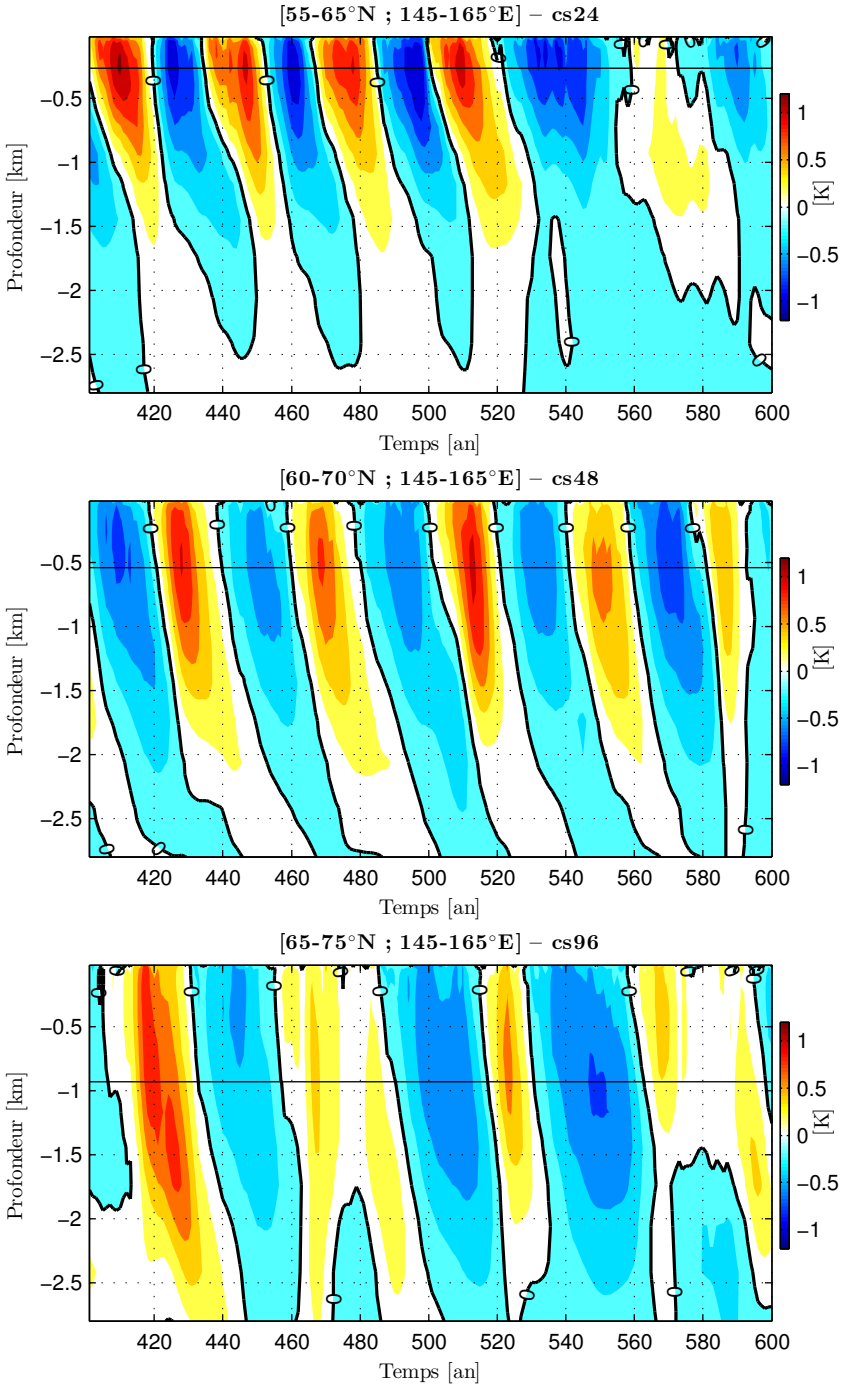

Figure 3.7 – Évolution temporelle de la structure verticale des anomalies de température [K] le long du bord est pour cs24 (en *haut*), cs48 (au *centre*) et cs96 (en *bas*). L'écart-type maximum, représenté par la ligne horizontale noire, est à -265 m pour cs24, -540 m pour cs48 et -930 m pour cs96.

3.3.2 Propagation à travers le bassin

La propagation à travers le bassin de ces anomalies de température de grande échelle est diagnostiquée à l'aide de diagrammes de Hovmöller. Ces Diagrammes sont réalisés à la profondeur où les anomalies de température sont maximum, c'est-à-dire -265, -540, -930 m, pour cs24, cs48 et cs96, respectivement. Il apparaît que la bande de latitude 55-65°N (60-70°N, 65-75°N) est la plus adéquate pour capturer la propagation de ces anomalies pour cs24 (cs48, cs96, respectivement ; Fig. 3.8) [4]. Il est intéressant de noter que ces latitudes correspondent approximativement aux latitudes, auxquelles le rotationnel du vent est nul (cf Fig. 2.6, panneaux du *haut*). Une relation similaire entre les anomalies de grande échelle et le rotationnel du vent nul a été proposée par Tulloch et Marshall [2012], mais reste à ce jour sans démonstration explicite. À ces latitudes, dans le modèle Double Drake, les diagrammes de Hovmöller font ressortir une propagation vers l'ouest d'anomalies de température, avec une vitesse de phase d'environ 0.40 $cm.s^{-1}$ dans les trois configurations. Ces anomalies se propagent plus lentement dans la partie est du bassin (0.36, .026 et 0.21 $cm.s^{-1}$ pour cs24, cs48 et cs96) que dans la partie ouest (0.83, 0.70 et 0.74 $cm.s^{-1}$; vitesses de phases estimées à l'aide des lignes blanches de la figure 3.8).

3.4 Quelle relation avec les ondes de Rossby de grande échelle ?

Nous cherchons ici à rationaliser la propagation de ces anomalies de température de grande échelle à l'aide du formalisme des onde de Rossby. Ces ondes représentent le principale processus océanique d'ajustement à des forçages de grande échelle, et leur formalisme permet d'expliquer une part importante des anomalies observées par satellites, particulièrement aux basses latitudes [Polito et Liu, 2003].

La première étape consiste à représenter l'océan comme étant au repos ($\overline{\mathbf{u}} = 0$), et regarder la vitesse de phase des ondes de Rossby qui se développeront en réponse à une perturbation de faible amplitude de l'état moyen de la stratification. Pour cela, considérons l'équation de la *vorticité potentielle* dans le formalisme *quasi-géostrophique*

4. Nous avons réalisé des diagrammes de Hovmöller sur plusieurs bandes de latitude entre 10° et 90°N. Les bandes de latitudes mentionnées ici sont les plus adéquates pour faire ressortir la propagation d'anomalies de température.

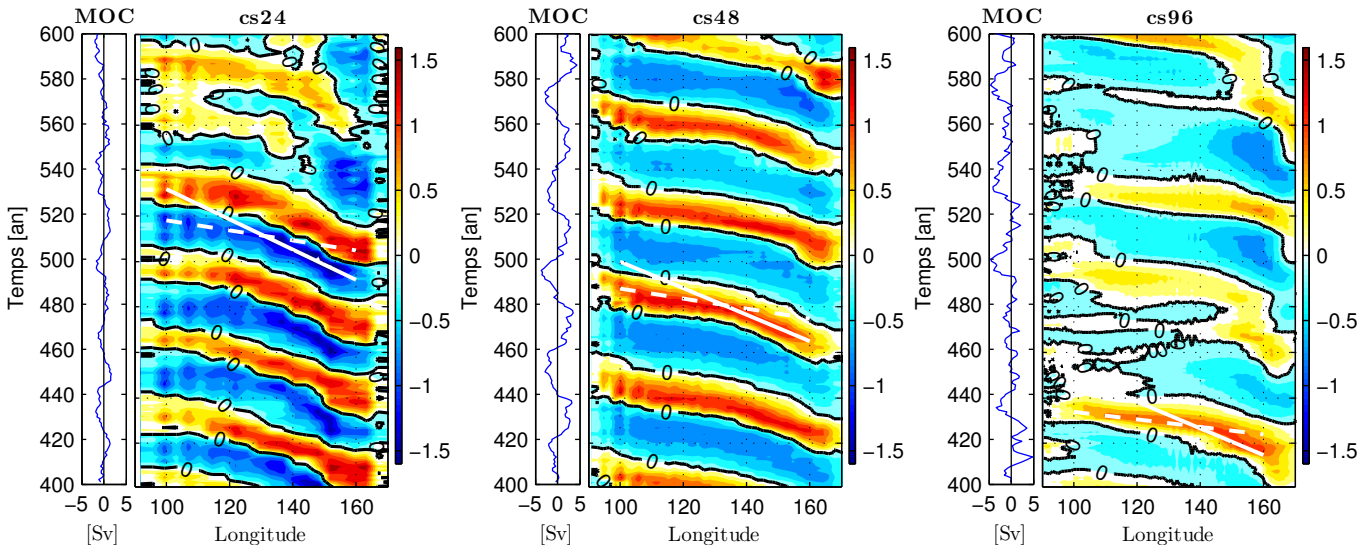

Figure 3.8 – Diagrammes de Hovmöller (x-t) des anomalies de température [K] dans le petit bassin, à -265, -540, -930 m, et dans la bande de latitude 55-65°N, 60-70°N, 65-75°N pour cs24 (à *gauche*), cs48 (au *centre*) et cs96 (à *droite*) respectivement. Sur la gauche de chaque diagramme sont représentées les anomalies de MOC [Sv]. Seules les 200 dernières années sont présentées. Les traits blancs continus (pointillés) permettent une estimation de la vitesse de phase dans la partie est (ouest) du bassin.

pour les perturbations, où forçage, dissipation et courants moyens sont négligés

$$\partial_t \left[\nabla_h^2 \psi + \partial_z \left(\frac{f_0^2}{N^2} \partial_z \psi \right) \right] + \beta \partial_x \psi = 0 \tag{3.7}$$

avec $N^2(z) = -\frac{g}{\rho_0} \partial_z \rho$ la stratification moyenne, $\beta = \partial_y f$ les variations méridiennes du paramètre de Coriolis f, f_0 sa valeur de référence, et une condition aux limites en surface et au fond $\partial_z \psi = 0$ pour $z = 0 = -H$.

En cherchant des solutions de l'équation (3.7) sous la forme d'ondes planes $\psi = F(z) e^{i(kx+ly-wt)}$ - le problème sur la verticale et sur l'horizontale sont découplés -, on obtient la relation de dispersion des ondes de Rossby

$$\omega = \frac{-\beta k}{k^2 + l^2 + \lambda_n^2} \tag{3.8}$$

où λ_n, la solution du problème aux valeurs propres de Sturn-Liouville

$$\partial_z \left(\frac{f_0^2}{N^2} \partial_z F_n(z) \right) + \lambda_n^2 F_n(z) = 0 \tag{3.9}$$

définit les '*rayons de déformation de Rossby*', $R_{d_n} = \frac{1}{\lambda_n}$. L'entier n est le nombre de niveaux verticaux utilisés pour discrétiser le profil de stratification $N(z)$, et défini le premier, deuxième, ... n-ième mode barocline[5]. $F_n(z)$, les vecteurs propres associés aux valeurs propores $lambda_n$, deéfinissent la structure verticale de ces modes.

Aux latitudes auxquelles se propagent les anomalies de température dans notre modèle, le premier (et le plus grand) rayon de déformation de Rossby est de l'ordre de $R_d \sim O(10\ km)$. Nous avons vu que ces anomalies de température forment un dipôle est-ouest, lorsque la MOC est à son maximum (Fig. 3.6). Leur longueur d'ondes est donc de l'ordre de $\frac{1}{k} \sim\ O(1000km)$ (à 60°N, le petit bassin est large d'environ 5000 km). Elles sont donc plusieurs ordres de grandeur supérieur au premier rayon de déformation de Rossby ($(k^2, l^2) \ll \frac{1}{R_d^2}$), de sorte que l'approximation des ondes longues peut être faite. Ainsi, la relation de dispersion (3.8) devient une fonction linéaire en k, réduisant l'expression de la vitesses de phase zonale $c_{r_x} = \frac{\omega}{k}$ à

$$c_{r_x} \approx -\beta R_d^2 \tag{3.10}$$

Les vitesses de phase du premier mode barocline sont représentées en bleu sur la figure 3.9. Ces vitesses sont calculées depuis la stratification moyenne $N(z)$ dans la bande de latitude utilisée pour réaliser les diagrammes de Hovmöller (Fig. 3.8), à savoir 55-65°N, 60-70°N et 65-75°N pour cs24, cs48 et cs96, respectivement. À ces latitudes, le premier rayon de déformation de Rossby étant de l'ordre de $R_d \sim O(10\ km)$, et les variations méridiennes du paramètre de coriolis $\beta \sim 10^{-11}\ s^{-1}m^{-1}$, la vitesse de phase du premier mode barocline est de l'ordre de $C_{r_x} \sim -0.1\ cm.s^{-1}$. Cette vitesse de phase prognostique est beaucoup plus faible que les vitesses de propagation estimées depuis les digrammes de Hovmöller. Ces résultats sont en accord avec des précédentes études réalisées depuis des données réelles [Chelton, 1996, Osychny et Cornillon, 2004]. Aux hautes latitudes, les vitesses de phase théoriques des ondes de Rossby sous-estiment les vitesses de propagation des anomalies de grande échelle observées à l'aide de satellites. De plus, dans notre modèle, alors que les anomalies de température accélèrent au fur et à mesure qu'elles se propagent vers l'ouest (Fig. 3.8), ce comportement n'est pas reproduit par la vitesse de phase du premier mode barocline (Fig. 3.9, courbes *bleues*). Ces anomalies de température ne peuvent donc pas être interprétées comme le premier mode barocline se propageant dans un océan au repos. Un ingrédient supplémentaire est nécessaire.

5. Le terme *mode barocline* fait référence aux modes baroclines *de la stratification*, lorsque l'océan est au repos ($\overline{\mathbf{u}} = 0$)

Aux latitudes auxquelles se propagent les anomalies de température, le courant moyen barotrope s'écoule d'est en ouest, accélérant dans la partie ouest du bassin (Fig. 2.6, panneaux du *bas*). En prenant simplement en compte l'advection du premier mode barocline par le courant moyen barotrope (effet Doppler), les vitesses de propagation obtenues ($C_{r_x}^{Dopp}$; Fig. 3.9, courbes *rouges*) reproduisent avec une meilleure fidélité les estimations réalisées à l'aide des diagrammes de Hovmöller (Fig. 3.9, traits pointillés *gris*). L'accélération à l'ouest est particulièrement bien reproduite, bien que les vitesses de propagation restent sous-estimées dans les configurations cs48 et cs96. Pour cs24 en revanche, la bonne correspondance entre $C_{r_x}^{Dopp}$ et les estimations permet d'interpréter la propagation de anomalies de température comme le premier mode barocline advecté par le courant moyen barotrope.

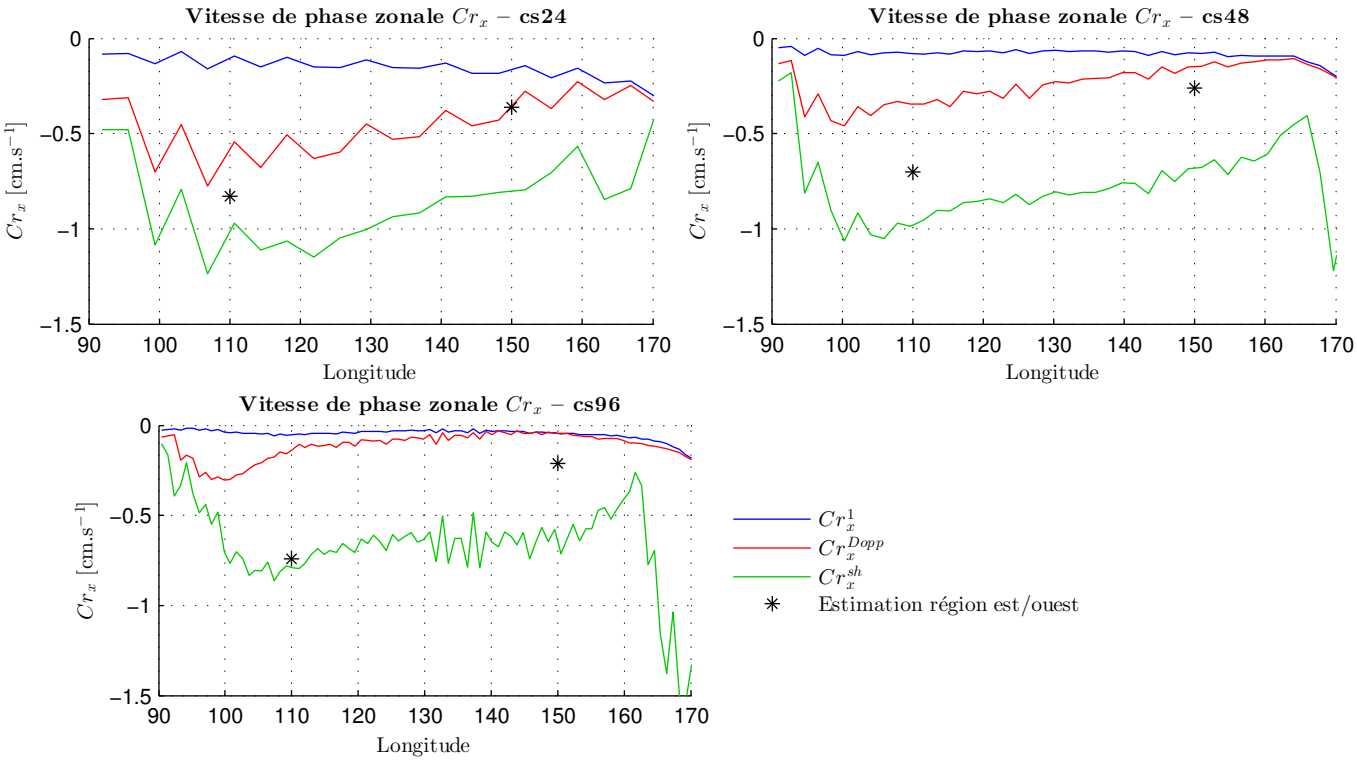

FIGURE 3.9 – Vitesses de phases zonales C_{r_x} prognostiques calculées de différentes manières pour cs24 (en *haut* à *gauche*), cs48 (en *haut* à *droite*) et cs96 (en *bas*). Les différentes vitesses de phases sont calculées pour : le premier mode barocline (sans courant moyen, Cr_x^1, *bleu*), l'advection de Cr_x^1 par le courant moyen barotrope (effet Doppler, Cr_x^{Dopp}, *rouge*), et le mode le plus rapide calculé en présence d'un courant barocline moyen (Cr_x^{sh}, *vert*). Ces vitesses de phases sont calculées à la même latitude que les diagrammes de Hovmöller, à savoir 55-65°N, 60-70°N et 65-75°N pour cs24, cs48 et cs96, respectivement. Les points noirs correspondent à l'estimation de la vitesse de propagation des anomalies de température dans la partie est et la partie ouest du bassin (Fig. 3.8, traits blancs).

Cette dernière conclusion étant valable uniquement pour cs24, nous regardons maintenant si la prise en compte du courant moyen zonal barocline ($\overline{u}_g(z)$) dans l'équation de vorticité quasi-géostrophique permet une meilleure prédiction des vitesses observées - le courant moyen méridien étant considéré comme nul ($\overline{v}_g(z) = 0$). Sous ces conditions, l'équation pour les perturbations (3.7) devient

$$(\partial_t + \overline{u}_g \partial_x) \left[\nabla_h^2 \psi + \partial_z \left(\frac{f_0^2}{N^2} \partial_z \psi \right) \right] + \left[\beta - \partial_z \left(\frac{f_0^2}{N^2} \partial_z \overline{u}_g \right) \right] \partial_x \psi = 0 \tag{3.11}$$

En cherchant des solutions pour les perturbations de la forme $\psi' = F(z) e^{i(kx - \omega t)}$, on obtient un problème aux valeurs propres généralisé

$$\omega \partial_z \left(\frac{f_0^2}{N^2} \partial_z F \right) = \beta k F - \partial_z \left(\frac{f_0^2}{N^2} \partial_z \overline{u}_g \right) k F + \overline{u}_g k \partial_z \left(\frac{f_0^2}{N^2} \partial_z F \right) \tag{3.12}$$

Pour les mêmes raisons qu'évoquées plus haut, nous avons fait l'approximation des ondes longues, ce qui implique ici que $\nabla_h^2 \psi \approx 0$. En divisant l'équation (3.12) par le nombre d'onde k, nous obtenons un problème aux valeurs propres généralisé, dont les valeurs propres sont explicitement les vitesses de phases zonales ($C_{r_x}^{sh}$) des modes propres.

Les courbes *vertes* de la figure 3.9 représentent les vitesses de phases $C_{r_x}^{sh}$ du mode le plus rapide. Bien qu'elles surestiment les vitesses de propagation observées, ces vitesses de phases reproduisent bien l'accélération de la propagation dans la partie ouest du bassin. Dans cette région, et particulièrement pour cs96, elles offrent une estimation correcte de la vitesse de propagation des anomalies de température de grande échelle.

Deux améliorations sont possibles pour parfaire cette étude. La première serait de prendre en compte les vitesses méridiennes de l'état moyen dans l'expression de la vorticité potentielle (3.12). Cela a par exemple permis de réduire la différence entre les vitesses de phases théoriques des ondes de Rossby et la vitesse de propagation d'anomalies de grande échelle observées aux hautes latitudes à l'aide de satellites [Killworth et Blundell, 2005]. Cependant, cela complexifie grandement l'interprétation des résultats, ce qui nécessite une analyse plus détaillée. La seconde amélioration consisterait à estimer plus précisément les vitesses de propagation de anomalies de température, depuis les diagrammes de Hovmöller, par exemple à l'aide d'une transformation de Radon [Radon, 1917]. Une meilleure estimation de ces vitesses de phase procurerait une base plus solide, et permettrait de conclure sur la capacité du formalisme des ondes de Rossby à expliquer la propagation de ces anomalies de température de grande échelle.

3.5 Signature de surface

Dans le chapitre suivant, nous nous intéresserons aux interactions océan-atmosphère. De part leur position stratégique à l'interface air-mer, les SST jouent un rôle clé pour ces interactions. Nous analysons donc, dans cette dernière section, la variabilité des SST qui est en relation avec les variations basse fréquence de la MOC.

Dans nos trois configurations, la variabilité des SST dans le petit bassin est dominée par des écart-types de l'ordre de 1 K au nord de 40°N (Fig. 3.10, panneaux du *haut*), avec un maximum de variabilité près du bord est pour cs24, et un maximum de variabilité le long du bord ouest du gyre subpolaire pour cs48 et cs96. Dans les trois configurations, la régression des SST sur l'indice de MOC (Fig. 3.10, panneaux du *bas*), explique plus de 50% de la variabilité des SST au nord de 40°N. Cela indique qu'une part importante des anomalies des SST sont liées aux variations de la MOC. Cependant, la structure des anomalies de SST capturée par ces régressions est très différente entre la configuration cs24 et les configurations cs48 et cs96. Dans cs24, ces anomalies de SST sont la signature de surface des anomalies de température de grande échelle décrites en section 3.3.1 (T1000). Elles se développent dans la proximité du bord est, et se propagent d'est en ouest autour de 60°N. La configuration cs48 pour sa part fait ressortir deux régions de fortes anomalies de SST : une le long du bord est, autour de 65°N, et l'autre le long du bord ouest, dans le gyre subpolaire. Dans la région est, les anomalies de SST sont la signature de surface des anomalies de température grande échelle qui se propagent d'est en ouest en subsurface, analogue aux anomalies de SST observées dans cs24. Dans la région ouest, les anomalies de SST sont stationnaires, et semblent répondre localement à un renforcement de la MOC. Au fur et à mesure que les premières se propagent vers l'ouest, elles se confondent avec les secondes, rendant le signal de surface des anomalies de grande échelle indétectable dans la partie ouest du bassin.

Dans cs48 et cs96, la variabilité des SST est dominée par des anomalies positives dans tout le gyre subpolaire, anomalies qui sont maximales quelques années après un maximum de MOC. Ces anomalies sont très similaires à celles reproduites par la plupart des modèles réalistes [Danabasoglu, 2008, Zhang, 2010, Tulloch et Marshall, 2012, Gastineau et Frankignoul, 2012], ainsi qu'aux anomalies observées dans l'océan Atlantique Nord [Knight et al, 2005]. Cette signature en SST a une structure très similaire à celle de l'AMO [Kerr, 2000, Enfield et al, 2001]. Ce réchauffement du gyre subpolaire en réponse à un renforcement de la MOC est souvent associé à un renforcement du transport de chaleur océanique (OHT) [Knight et al, 2005, Zhang, 2008]. Dans nos trois configurations,

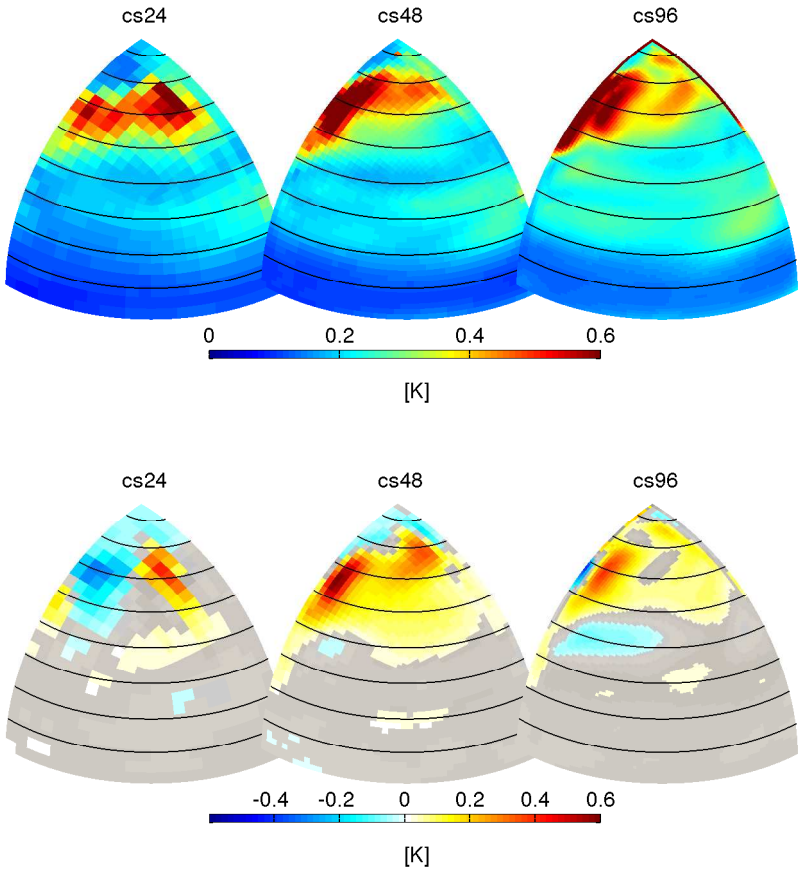

Figure 3.10 – Écart-type des SST [K] dans le petit bassin (en *haut*) et anomalies de SST régressées sur l'indice de MOC (en *bas*) pour cs24 (à *gauche*), cs48 (au *centre*) et cs96 (à *droite*). Les régressions non-significatives à 95% sont en gris. Isolatitude tous les 10° de 10°-80°N.

des anomalies d'OHT d'environ 0.03 PW (0.08, 0.05) sont associées à un écart-type de l'indice de MOC pour cs24 (cs48, cs96, respectivement). Ces anomalies d'OHT sont observées autour de 40°N, aux environs de la position de l'intergyre entre le gyre subpolaire et le gyre subtropical (cf Fig. 2.6). À cette latitude, les anomalies d'OHT régressées sur l'indice de MOC expliquent une part importante ($\geq 60\%$) de la variabilité totale du transport de chaleur. On notera qu'à ces latitudes, la contribution de la circulation barotrope devient importante pour le transport de chaleur. À l'instar de l'OHT moyen (Fig. 2.6), la contribution de la MOC domine les anomalies d'OHT dans le gyre subtropical, et la contribution de la circulation barotrope domine dans le gyre subpolaire (non présenté). Il est cependant délicat de séparer ces deux contributions pour expliquer la covariance de l'OHT avec l'indice de MOC. En effet, ces deux contributions ont de fortes proba-

bilités d'être inter-connectées, une MOC plus intense pouvant par exemple entraîner un amoindrissement du gyre subpolaire [Zhang, 2008].

Les coefficients de régression entre les anomalies d'OHT et les anomalies de MOC sont très similaires ($\sim$ 0.03 $PW.Sv^{-1}$), si bien que les anomalies d'OHT plus intenses observées à plus haute résolution résultent d'un accroissement de la variabilité de la MOC dans ces configurations (cf légende de la figure 3.1). Ainsi, dans cs48 et cs96, les anomalies positives de MOC plus intenses induisent, via une advection de chaleur vers le nord (OHT), des anomalies positives de SST dans le gyre subpolaire. Ces anomalies de SST dominent largement le signal en surface, dissimulant la signature des anomalies de température de grande échelle qui se propagent en sub-surface à travers le bassin. Dans cs24, les plus faibles variations de la MOC induisent des anomalies de SST bien moins importantes dans le gyre subpolaire, laissant toute la place aux anomalies de grande échelle de s'exprimer jusqu'en surface.

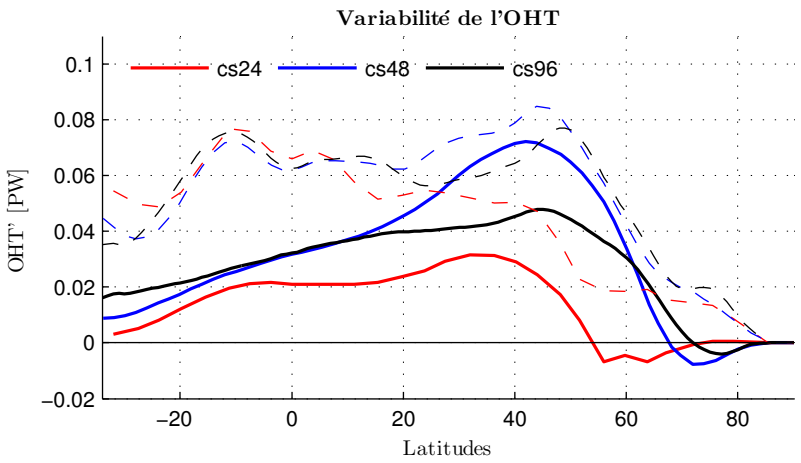

Figure 3.11 – Régression de l'OHT [PW] dans le petit bassin sur l'indice de MOC (traits *continus*) et écart-type de l'OHT (trais *pointillés*).

3.6 Synthèse

Dans les trois configurations cs24, cs48 et cs96, le modèle Double Drake à fond plat reproduit une variabilité de la MOC aux échelles multidécennales, rendant cette variabilité robuste à l'augmentation de la résolution horizontale de 4° à 1°. Nous avons montré que la variabilité de la MOC est purement géostrophique, pouvant être reconstruite avec une

grande fidélité à l'aide des anomalies de densité sur les bords du bassin. Ce gradient est-ouest de densité est principalement porté par les anomalies de température sur le bord ouest, qui proviennent de la partie est du bassin et se propagent jusqu'au bord ouest. Il semblerait que ces anomalies puissent être expliquées comme des ondes de Rossby, bien que le rôle du courant moyen pour rationaliser précisément leur vitesse de propagation reste encore assez flou. L'augmentation de la résolution horizontale engendre cependant des différences notables entre les trois configurations. En particulier, nous retiendrons que :

1. La variabilité de la MOC est moins régulière dans la configuration cs96, et est associée à des anomalies de température de grande échelle moins cohérentes et plus difficiles à diagnostiquer.
2. La covariance des anomalies de SST avec l'indice de MOC est très différente entre cs24 et cs48/cs96, avec, pour la première, la signature de surface des anomalies de grande échelle (T1000), et pour les deux autres, des anomalies de SST dans le gyre subpolaire qui se développent en réponse à un renforcement de la MOC.

Chapitre 4

Forçage atmosphérique VS dynamique océanique

Sommaire

4.1 Variabilité basse fréquence de l'atmosphère 60

4.2 Origine de la variance des températures océaniques 64

4.2.1 Formalisme 64

4.2.2 Dynamique interne à l'océan : le terme $-\overline{\mathbf{u}'T'}.\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$ 65

4.2.3 Flux de chaleur air-mer : terme $-\overline{T'Q'}$ 67

4.3 Des configurations d'océan seul 71

4.3.1 Configurations océan forcé 71

4.3.2 Effet du rappel en température 74

4.4 Synthèse 77

Le modèle Double Drake présente, aux trois résolutions, une variabilité similaire de la MOC. Elle est reliée à la propagation d'est en ouest d'anomalies de température de grande échelle. [Buckley et al, 2012] ont explicitement montré l'origine purement océanique de cette variabilité dans la configuration à basse résolution (4°, cs24). Nous avons montré que la signature en SST de la variabilité est très différente entre les configurations cs48/cs96 et la configurations cs24. Ces différentes anomalies de SST sont susceptibles de modifier les interactions air-mer, et, le cas échéant, de rendre l'atmosphère active dans l'existence de la variabilité. Dans ce chapitre, nous explorons les contributions respectives du forçage atmosphérique et de la dynamique interne à l'océan pour la variabilité de la MOC. Dans un premier temps, nous diagnostiquons la variabilité basse fréquence atmosphérique, afin d'aider la compréhension de sa contribution (Sect. 4.1). Ensuite, nous appliquons un bilan de variance des températures océaniques pour diagnostiquer la contribution respective de l'océan et de l'atmosphère pour cette variance (Sect. 4.2). Enfin, nous analysons des

simulations d'océan seul pour montrer la nature purement océanique de la variabilité de la MOC (Sect. 4.3).

4.1 Variabilité basse fréquence de l'atmosphère

La variabilité atmosphérique est traditionnellement diagnostiquée à l'aide de la SLPA (*Sea Level Pressure Anomaly*). Le mode principal de variabilité dans l'hémisphère nord, l'indice NAM (*Northern Annular Mode*), est défini comme la composante principale (PC) de la première EOF de la SLPA au nord de 20°N [Thompson et Wallace, 2001]. Il capture une part importante de la variabilité atmosphérique de l'hémisphère nord. Plus régionalement, la NAO (*North Atlantique Oscillation*), historiquement définie comme la différence de pression entre l'Islande et les Açores, a été réinterprétée par Hurrell [1995] comme la composante principale (PC) de la première EOF de la SLPA comprises entre [20-80°N ; 90W-40°E]. Ces deux indices permettent de diagnostiquer efficacement la variabilité interne de l'atmosphère à toutes les échelles de temps [Vallis et al, 2004, Cassou, 2004].

Dans notre modèle, la première EOF des SLPA de l'hémisphère nord explique environ 60% de la variabilité atmosphérique dans les trois configurations, avec une légère amplification à plus haute résolution (Fig. 4.1). La structure spatiale de cette EOF présente une forte symétrie zonale, avec des anomalies de signe opposé au nord/sud de 60°N. Puisque cette structure ressemble très fortement à celle de l'indice NAM, nous y ferons référence comme telle par la suite. Par ailleurs Thompson et Wallace [1998] ont montré que l'asymétrie entre la structure de l'indice NAM et celle de l'indice NAO résultait d'une circulation barocline secondaire induite par les contrastes terre-mer. Dans notre modèle idéalisé, ces contrastes sont fortement réduits par la faible couverture continentale, favorisant l'émergence d'un mode annulaire plus en accord avec le NAM que la NAO. Ces deux indices étant hautement corrélés [Deser, 2000], nous discuterons la variabilité atmosphérique capturée par le NAM dans notre modèle idéalisé de la même manière que la NAO est discutée dans les études utilisant des modèles réalistes. L'indice NAM est construit ici comme la série temporelle de la première PC de SLPA de l'hémisphère nord multipliée par le maximum absolu de l'EOF associée. Cet indice voit son amplitude augmenter fortement avec la résolution (légende de la figure 4.1), son écart-type étant presque doublé entre cs24 et cs96. Augmenter la résolution horizontale intensifie donc la variabilité interne de l'atmosphère depuis les échelles de temps journalières (le storm track, Fig. 2.4) aux échelles de temps interannuelles.

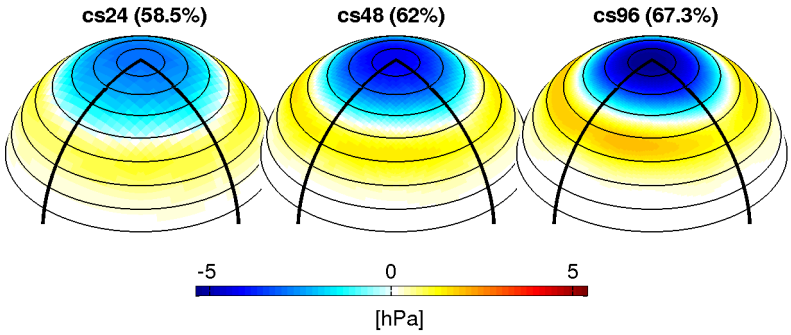

Figure 4.1 – Première EOF de la SLPA [hPa] de l'hémisphère nord. L'EOF est multipliée par l'écart-type de sa composante principale (PC) associée de manière à restituer l'amplitude du signal. Le pourcentage de variance expliquée est indiqué au-dessus de chaque panneau. L'indice NAM, défini comme le maximum absolu de l'EOF, a une amplitude de 3.01 hPa (4.33, 5.44) pour cs24 (cs48, cs96, respectivement).

Le degré de corrélation entre la variabilité atmosphérique et océanique est diagnostiqué en corrélant les SLPA à l'indice de MOC avec plusieurs déphasages. Pour les 3 configurations, les corrélations les plus significatives à 95% [1] sont obtenues, lorsque les SLPA sont en avance de 2 ans par rapport à l'indice de MOC (Fig. 4.2). Pour cs48, ces corrélations ne sont significatives que dans le nord du petit bassin, ainsi que dans les tropiques, alors que cs24 présente très peu de corrélations significatives. Dans cs96 en revanche, une fraction beaucoup plus importante des SLPA est significativement corrélée à l'indice de MOC, avec des corrélations négatives (positives) au nord (sud) de 60°N. Cette structure ressemble très fortement à celle du NAM. Ces corrélations ne nous renseignent pas sur l'intensité de la variabilité atmosphérique qui est corrélée aux oscillations de la MOC. Pour estimer la fraction de l'indice NAM qui covarie avec la MOC, les SLPA sont régressées sur l'indice de MOC (Fig. 4.3, panneau de *gauche*). Des SLPA négatives (positives) d'environ 1 hPa (0.5 hPa) sont observées au nord (sud) de 60°N. En comparant l'amplitude de ces anomalies au NAM (Fig. 4.1), nous pouvons estimer qu'environ 25% de la variabilité du NAM est corrélée aux oscillations de la MOC. En augmentant la résolution horizontale de 4° à 1°, la variabilité interne de l'atmosphère est quasiment doublée, et environ 25% de cette variabilité devient significativement corrélée avec l'indice de MOC dans cs96, lorsque les SLPA sont en avance de 2 ans. La variabilité atmosphérique est alors susceptible d'interagir avec la variabilité océanique, ce qui n'était pas le cas à plus basse résolution. Ces résultats sont en accord avec ceux de Hodson et Sutton [2012] discutés en

1. La significativité des corrélations est calculée à l'aide d'une approche de Monte Carlo ; voir Annexe 1 de Jamet et al [2015] (App. C).

introduction. Dans le modèle couplé HadGEM1.2 à $\frac{1}{3}^{\circ}$, une phase positive de la NAO est significativement corrélée aux oscillations de l'AMOC, lorsque la NAO précède l'AMOC d'environ 2 ans. Lorsque le même modèle est intégré avec une résolution horizontale de 1°, ces corrélations ne sont pas simulées. Les interactions océan-atmosphère, simulées par un modèle couplé, dépendent donc de la résolution horizontale du modèle.

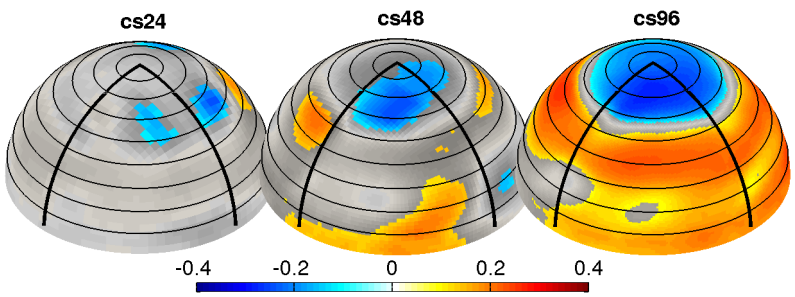

Figure 4.2 – Corrélation des SLPA en moyenne annuelle avec l'indice de MOC en moyenne annuelle, lorsque les SLPA sont en avance de phase de 2 ans par rapport à la MOC, pour les trois configurations. Les corrélations non-significatives à 95% sont en gris.

Un grand nombre de modèles climatiques simulent ces corrélations entre une phase positive de la NAO et un maximum de MOC 2 à 3 ans après. Plusieurs de ces études attribuent ainsi à l'atmosphère un rôle clé pour expliquer la variabilité de la MOC [Häkkinen, 1999, Eden et Jung, 2001, Gulev et al, 2003, Deshayes et Frankignoul, 2008, Gastineau et Frankignoul, 2012]. Elles décrivent le mode de variabilité de l'Atlantique Nord comme un mode forcé, où les anomalies de MOC répondent aux forçages atmosphériques. Une question fondamentale émerge des corrélations obtenues pour cs96 : le mode de variabilité reproduit par le modèle Double Drake passe-t-il d'un mode purement océanique à basse résolution (cs24), où la variabilité océanique est amortie par la variabilité atmosphérique [Buckley et al, 2012], à un mode forcé par la variabilité atmosphérique à haute résolution (cs96) ? Cette question constitue le centre de ce chapitre.

Comme évoquée en introduction, la nature de ce forçage atmosphérique ne fait pas consensus. Certaines études défendent que l'océan répond tout simplement à une variabilité basse fréquence de l'atmosphère [Delworth et Greatbatch, 2000, Eden et Jung, 2001, Eden et Willebrand, 2001]. D'autres études défendent que l'océan répond au forçage stochastique de l'atmosphère [Frankignoul et Hasselmann, 1977, Häkkinen, 1999, Gulev et al, 2003, Deshayes et Frankignoul, 2008, Gastineau et Frankignoul, 2012]. Pour savoir si les interactions océan-atmosphère présentes dans cs96 agissent principalement

sur les basses fréquences ou sur les hautes fréquences (forçage stochastique), les SLPA sont régressées sur les variations multidécennales et interannuelles de l'indice de MOC, lorsque les SLPA sont en avance de 2 ans. La partie basse fréquence est obtenue en filtrant l'indice de MOC à l'aide d'une moyenne glissante sur 10 ans (variabilité multidécennale), et la partie haute fréquence est calculée comme le résidu (variabilité interannuelle). Les régressions des SLPA sur l'indice de MOC basse fréquence (Fig. 4.3, panneau *central*) sont peu significatives. Dans la configuration Double Drake à 1° de résolution (cs96), l'atmosphère ne possède pas de cycle de variabilité aux échelles de temps de la variabilité basse fréquence de la MOC ($\sim O(30\ ans)$). Elle ne peut donc pas imprimer une variabilité dans l'océan à ces échelles de temps. En revanche, les résultats sont beaucoup plus significatifs lorsque les SLPA sont régressées sur la variabilité interannuelle de l'indice de MOC (Fig. 4.3, panneau de *droite*). Les interactions océan-atmosphère observées dans cs96 se font donc majoritairement aux échelles de temps interannuelles. On notera qu'à ces échelles de temps, l'indice de MOC présente une variabilité beaucoup plus importante dans cs96 que dans les deux autres configurations, ce qui pourrait potentiellement expliquer pourquoi les SLPA sont significativement corrélées aux variations interannuelles de MOC. Nous ne sommes cependant pas en mesure de conclure sur l'origine de cette variabilité interannuelle de l'indice de MOC.

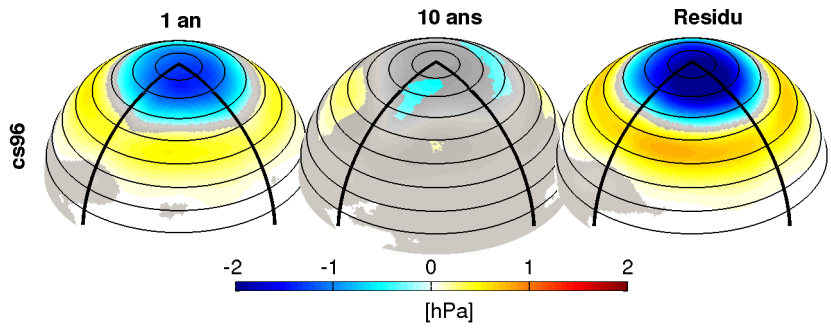

Figure 4.3 – Régression des SLPA sur l'indice de MOC pour la configuration cs96 lorsque les SLPA sont en avance de phase de 2 ans par rapport à la MOC. Les SLPA sont en moyenne annuelle, la série temporelle de MOC sur laquelle les SLPA sont régressées est en moyenne annuelle (à *gauche*), filtrées avec une moyenne glissante sur 10 ans (au *centre*) et le résidu (à *droite*). Le résidu est calculé comme la série temporelle annuelle à laquelle la série temporelle moyennée sur 10 ans est retranchée. Les régressions non-significatives à 95% sont en gris.

4.2 Origine de la variance des températures océaniques

Pour diagnostiquer le rôle respectif de la dynamique interne de l'océan et des flux air-mer dans la variabilité multidécennale océanique, nous utilisons un bilan de variance sur la température océanique [Colin de Verdière et Huck, 1999, Te Raa et Dijkstra, 2002, Arzel et al, 2006].

4.2.1 Formalisme

L'approche diagnostique du bilan de variance consiste à former une expression d'évolution de la variance des températures océaniques

$$V(T) = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}(T_i')^2 \tag{4.1}$$

où $\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}$ représente une moyenne temporelle, à l'aide de la dérivée eulérienne

$$D_tT = (\partial_t + \mathbf{u}.\boldsymbol{\nabla})T = -D - Q \tag{4.2}$$

avec $\mathbf{u}$ le champ de vitesse, D la dissipation et $Q = \frac{Q^*}{\rho_0 C_p h}$ les flux de chaleur à l'interface air-mer, pris comme positifs vers le haut. En exprimant T et $\mathbf{u}$ comme des décompositions de Reynolds [2]

$$T(x,y,z,t) = \overline{T}(x,y,z) + T'(x,y,z,t)$$
$$\mathbf{u}(x,y,z,t) = \overline{\mathbf{u}}(x,y,z) + \mathbf{u}'(x,y,z,t)$$

l'équation linéarisée pour les perturbations T', formée depuis $D_tT - \overline{D_tT}$, s'écrit

$$\partial_t T' = -\overline{\mathbf{u}}.\boldsymbol{\nabla}T' - \mathbf{u}'.\boldsymbol{\nabla}\overline{T} - D' - Q' \tag{4.3}$$

En multipliant (4.3) par T', et en prenant la moyenne temporelle de l'équation obtenue, l'équation linéarisée de la variance de la température s'écrit sous la forme

$$\frac{1}{2}\partial_t\overline{T'^2} = -\overline{\mathbf{u}}.\boldsymbol{\nabla}\frac{\overline{T'^2}}{2} - \overline{\mathbf{u}'T'}.\boldsymbol{\nabla}\overline{T} - \overline{T'D'} - \overline{T'Q'} \tag{4.4}$$

2. Voir Annexe 1 de Nikiema et Laprise [2011] pour plus de détails sur les propriétés des moyennes appliquées aux décompositions de Reynolds.

Le terme de gauche de l'équation (4.4) représente la tendance de la variance de température. Le premier terme du membre de droite représente le transport de la variance par le courant moyen. Il redistribue la variance dans le bassin, et n'est donc pas générateur de variabilité. Il en est de même pour le terme $-\overline{T'D'}$, qui amortit la variabilité par des processus diffusifs. Seul les termes $-\overline{T'Q'}$ et $-\overline{\mathbf{u}'T'}.\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$ ont la capacité de générer une variance de température. Ces diagnostics étant relativement faciles à mettre en place, ils permettent une approche intuitive pour comprendre l'origine de la variabilité observée dans un modèle numérique. Nous appliquons ici cette analyse aux sorties de notre modèle, qui sont en moyenne annuelle, et où l'opérateur de moyenne $\overline{X}$ représente une moyenne temporelle sur un certain nombre de périodes d'oscillation de l'indice de MOC.

Colin de Verdière et Huck [1999] et Te Raa et Dijkstra [2002] ont par exemple montré que le terme $-\overline{\mathbf{u}'T'}.\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$ représentait la source d'énergie des anomalies de température qui se développaient dans leurs modèles idéalisés, forcés en surface par des flux de chaleur constants. Dans une expérience idéalisée d'un océan forcé par des flux mixtes (combinaison de rappel pour les flux de chaleur et de flux constants de sel) en revanche, Arzel et al [2006] ont identifié une rétro-action positive entre la convection et les flux de chaleur, où le terme $-\overline{T'Q'}$ dominait le bilan de variance de température. Déterminer lequel de ces deux termes domine le bilan de variance renseigne donc sur l'origine océanique ou atmosphérique de la variabilité.

4.2.2 Dynamique interne à l'océan : le terme $-\overline{\mathbf{u}'T'}.\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$

Le rôle de la dynamique interne à l'océan pour la variabilité basse fréquence océanique est diagnostiqué ici en suivant les travaux de Colin de Verdière et Huck [1999]. Ils ont montré que les régions où se développaient les anomalies de température de grande échelle dans leur modèle idéalisé correspondaient à des régions où le terme $-\overline{\mathbf{u}'T'}.\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$ était positif. Lorsqu'il est positif, ce terme représente un transfert d'énergie potentiel de l'état moyen vers l'énergie (cinétique et potentielle) des perturbations. Le flux de température des perturbations $-\overline{\mathbf{u}'T'}$ est alors opposé au gradient moyen de température $\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$, et tend à réduire ce dernier. Pour les 3 configurations, ce terme est calculé en utilisant des anomalies annuelles de température et de vitesse, et la moyenne temporelle est faite sur les 400 dernières années d'intégration. Les résultats sont moyennés sur les 1000 premiers mètres. Dans le petit bassin, la moyenne spatiale du terme $-\overline{\mathbf{u}'T'}.\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$ est positive dans les trois configurations, et est intensifiée dans le gyre subpolaire. Le terme $-\overline{\mathbf{u}'T'}.\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$ est décomposé en une contribution zonale $-\overline{u'T'}\partial_x\overline{T}$ et une contribution méri-

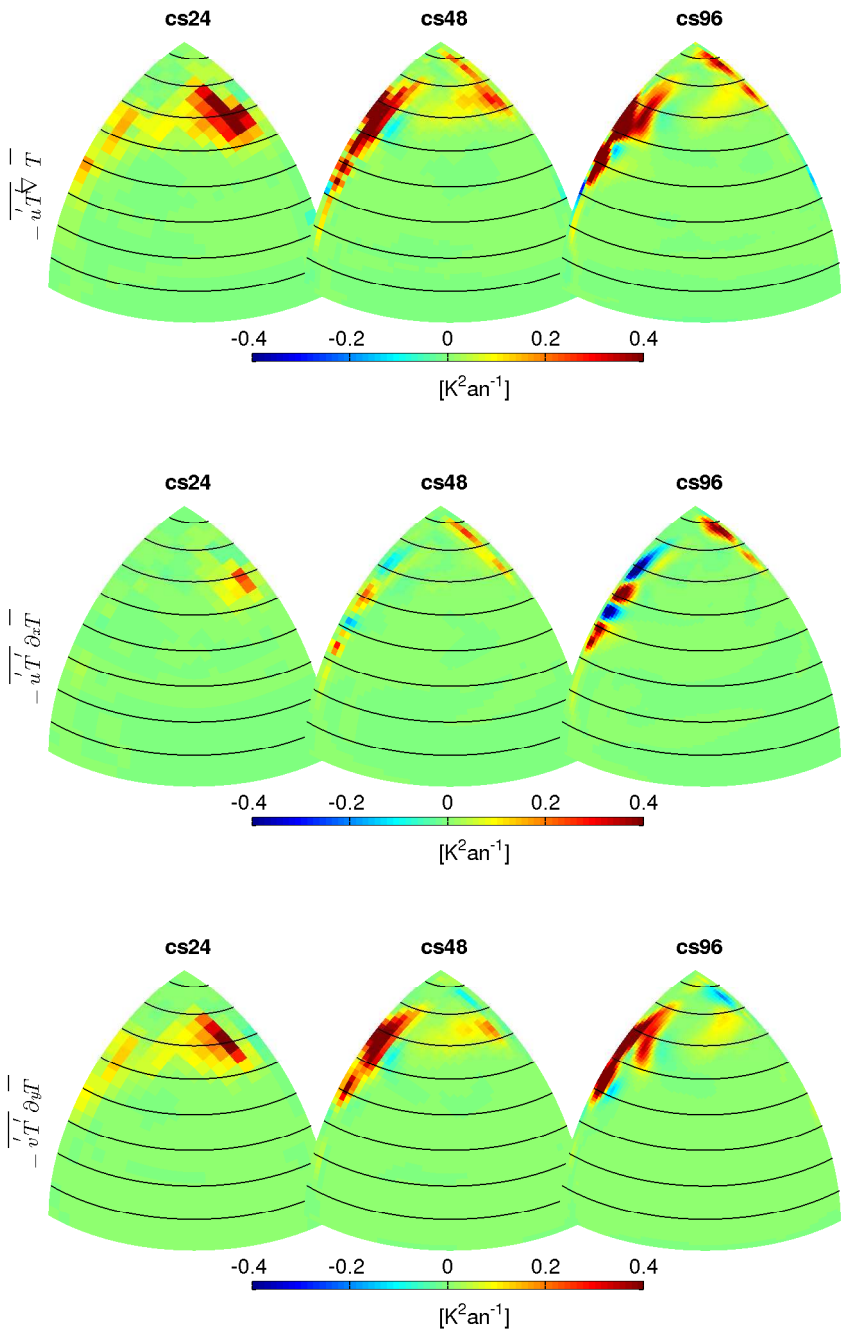

Figure 4.4 – (panneaux du *haut*) Terme source $-\overline{\mathbf{u}'T'}.\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$ $[K^2an^{-1}]$ du bilan de variance de température pour cs24 (colonne de *gauche*), cs48 (colonne du *centre*) et cs96 (colonne de *droite*). Le terme complet est décomposé en une contribution zonale $-\overline{u'T'}\partial_x\overline{T}$ (panneaux *centraux*) et une contribution méridienne $-\overline{v'T'}\partial_y\overline{T}$ (panneaux du *bas*). La contribution verticale est un ordre de grandeur plus faible.

dienne $-\overline{v'T'}\partial_y\overline{T}$ (Fig. 4.4, panneaux centraux et panneaux du bas, respectivement). La contribution verticale est un ordre de grandeur plus faible. Dans les trois simulations, le transfert d'énergie potentielle vers l'énergie des perturbations est principalement réalisé par la contrition méridienne, la contribution zonale étant légèrement amplifiée dans cs96, particulièrement le long du bord ouest.

Ces analyses en bilan de variance permettent de mettre en évidence une circulation océanique très active pour la création d'anomalies de température océanique dans le petit bassin, et particulièrement aux hautes latitudes. Dans cs24, le maximum de variance est observé le long du bord est, autour de 60°, en accord avec les résultats de Buckley et al [2012]. On notera cependant la région le long de bord ouest où un maximum secondaire est observé. Pour cs48 et cs96, le maximum de variance est observé le long du bord ouest, entre 50° et 60°N. Ces derniers résultats sont similaires à ceux obtenus par plusieurs études [Colin de Verdière et Huck, 1999, Huck et al, 1999, Te Raa et Dijkstra, 2002, Arzel et al, 2006]. La plupart de ces études interprètent la variabilité observée dans leur modèle idéalisés comme une instabilité du bord ouest. Dans la configuration cs48 et cs96, on notera que le bord est du bassin est aussi caractérisé par un maximum secondaire entre 60° et 70°N. Ce maximum secondaire est particulièrement visible dans la contribution méridienne ($-\overline{v'T'}\partial_y\overline{T}$, Fig. 4.4 panneaux du bas). Nous reviendrons plus en détails sur les processus de génération de variance dans le chapitre suivant.

4.2.3 Flux de chaleur air-mer : terme $-\overline{T'Q'}$

Le terme $-\overline{T'Q'}$ a été identifié par Arzel et al [2006] comme le terme dominant du bilan de variance de température dans une expérience d'un océan à géométrie idéalisée, forcé en surface par des flux mixtes. Par ailleurs, ces flux de chaleur jouent un rôle fondamental pour le transfert de variabilité entre l'océan et l'atmosphère aux échelles multidécennales [Timmermann et al, 1998, Delworth et Greatbatch, 2000]. Ici, les flux de chaleur sont pris comme étant positifs vers le haut, c'est-à-dire $Q' \propto (T' - T'_a)$ avec T'_a et T' la température atmosphérique et océanique à l'interface air-mer. Dans les trois configurations, la contribution de ce terme pour le bilan de variance des températures est négative, et fortement intensifiée au nord de 50°N (Fig. 4.5). Sa structure est très similaire à celle de l'écart-type des SST (Fig. 3.10, panneaux du *haut*), révélant l'amortissement des anomalies de SST par les flux de chaleur air-mer. À l'instar du terme $-\overline{\mathbf{u}'T'}.\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$, il est maximal près du bord est pour cs24, et près du bord ouest pour cs48 et cs96.

Les travaux récents de Gulev et al [2013] ont permis de rationaliser l'hypothèse faite

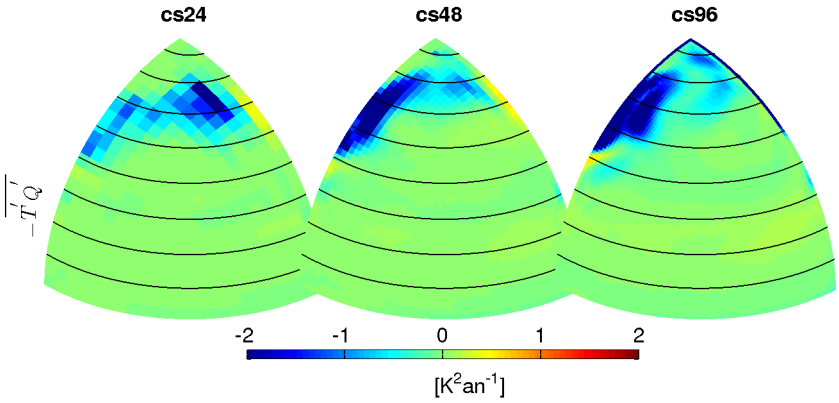

Figure 4.5 – Contribution du terme $-\overline{T'Q'}$ $[K^2an^{-1}]$ pour le bilan de variance des températures océaniques pour les trois configurations. Les flux de chaleur sont exprimés comme $Q' = \frac{Q^{*\prime}}{\rho_0 C_p h}$, avec $Q^{*\prime}$, les flux de surface en $[Wm^{-2}]$, $\rho_0 = 998\ kgm^{-3}$, la densité de référence, $C_p = 4000\ JK^{-1}kg^{-1}$, la capacité calorifique de l'eau de mer, et $h = 30\ m$, l'épaisseur de la première couche de l'océan. On notera la barre de couleur différente avec la figure 4.4.

par Bjerknes [1964] : les anomalies de SST résultent de la dynamique atmosphérique aux échelles de temps interannuelles à décénnales (court terme), et de la dynamique océanique aux échelles de temps multidécennales (long terme). Ils ont construit un indice AMO depuis les SST observées, et ont corrélé les anomalies de flux turbulent de chaleur à cet indice (Fig. 1.5 en Introduction). En appliquant des moyennes glissantes aux SST et aux flux de chaleur allant de 3 à 15 ans, ils ont montré que 11 ans était l'échelle de temps adéquate pour séparer les processus à long terme et à court terme - au-delà de 11 ans, les résultats ne sont plus améliorés. En appliquant cette moyenne glissante de 11 ans, les flux de chaleur sont positivement corrélés à l'AMO pour la partie long terme du signal, alors qu'ils sont négativement corrélés à l'AMO pour la partie court terme du signal. Nous donnons ici une interprétation de ces corrélations $T'Q'$. Considérons une anomalie positive de flux de chaleur ($Q' > 0$, $Q' \propto (T' - T'_a)$ positif vers le haut), cette anomalie peut résulter de deux processus différents : un océan plus chaud que la normale ($T' > 0$ et $T'_a = 0$), ou une atmosphère plus froide que la normale ($T'_a < 0$ et $T' = 0$). Dans le premier cas, l'excès de chaleur océanique est transféré à l'atmosphère, induisant une corrélation positive $T'Q' > 0$. Dans ce cas, les anomalies de flux de chaleur sont générées par une dynamique océanique, et l'atmosphère passive amortit les anomalies de SST. Dans le second cas, l'atmosphère, plus froide que la normale, extrait de la chaleur de l'océan, induisant des anomalies négatives de SST ($T' < 0$), et donc une corrélation négative $T'Q' < 0$. La dynamique atmosphérique imprimera sa variabilité dans l'océan et

deviendra, le cas échéant, moteur pour la variabilité océanique.

Pour comprendre plus en détail l'action des flux de chaleur air-mer pour la variabilité des SST dans notre modèle, nous réalisons des diagnostics similaires à ceux de Gulev et al [2013]. La variabilité à long terme des flux de chaleur et des SST est calculée en appliquant une moyenne glissante sur 10 ans, et la variabilité à court terme est calculée comme le résidu. À chaque point de grille, la corrélation entre les SST et les flux de chaleur est calculée pour la composante long et court terme (Fig. 4.6, panneaux du *haut* et du *bas*, respectivement). À court terme, le petit bassin est dominé par des corrélations négatives relativement faibles ($r \approx 0.3$). À ces échelles de temps, les flux air-mer résultent d'une dynamique atmosphérique, en accord avec les résultats de Gulev et al [2013], et l'hypothèse de Bjerknes [1964].

On notera cependant la présence d'une bande de corrélation positive le long de la frontière ouest du gyre subpolaire. Les flux de chaleur de cette région résulteraient donc d'une dynamique océanique, où l'atmosphère amortirait les anomalies de SST. Nous donnons ici deux interprétations possibles de ces corrélations. En premier, des études récentes ont montré qu'une part importante des flux de chaleur dans la partie nord-ouest du bassin Atlantique est expliquée via une convergence du transport océanique de chaleur (OHT) [Dong et al, 2007, Buckley et al, 2014; 2015]. Par exemple, Buckley et al [2014] ont montré que dans la région du Gulf Stream, ce processus océanique dominait la variabilité des SST aux échelles annuelles à décennales. La deuxième hypothèse pour expliquer ces corrélations positives s'appuie sur les études de Skyllingstad et al [2007] et Minobe et al [2008]. Ils ont montré que des gradients intenses de température, typiques des régions de bord ouest, déstabilisent la couche de surface atmosphérique (MABL pour *Marine Atmospheric Boundary Layer*), induisant une dynamique atmosphérique qui répond aux perturbations causées par ces gradients. Dans ces régions, l'hypothèse de Bjerknes [1964] est violée, puisque l'océan est à l'origine de la variabilité atmosphérique. In fine, ces interactions air-mer peuvent rétro-agir sur la dynamique océanique et former un mode de variabilité couplé aux échelles interannuelles. Ces possibles mécanismes offrent des perspectives intéressantes pour l'étude du rôle des processus de petite échelle (spatiale et temporelle) pour la variabilité basse fréquence dans l'Atlantique nord.

À long terme (Fig. 4.6, panneaux du *bas*), on notera tout d'abord une bande de corrélation positive dans les tropiques, indiquant que les flux air-mer sont induits par la dynamique atmosphérique. Cette bande ne présente pas un grand intérêt pour notre étude, car la variabilité des SST dans cette région n'est pas significativement corrélée à

la variabilité de la MOC (Fig. 3.10, panneaux du *bas*). Les interactions air-mer de cette région sont donc supposées être négligeables pour la variabilité basse fréquence océanique que nous étudions. Au nord de 30°N, dans les trois configurations, les corrélations de la variabilité à long terme entre SST et flux de chaleur sont majoritairement positives et relativement fortes ($r > 0.8$). Dans cette région, les flux de chaleur sont donc induits par la dynamique océanique, et l'atmosphère amortit la variabilité basse fréquence des SST. La structure de ces corrélations est très similaire à celle du terme $-\overline{T'Q'}$ de la figure 4.5. Aux échelles multidécennales, les flux de chaleur dans le nord du petit bassin amortissent donc les anomalies de SST, et ne sont pas générateur de variabilité océanique. C'est donc la dynamique océanique, diagnostiquée à l'aide du terme $-\overline{\mathbf{u}'T'}.\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$, qui permet d'expliquer la croissance d'anomalies de température de grande échelle dans le nord du petit bassin.

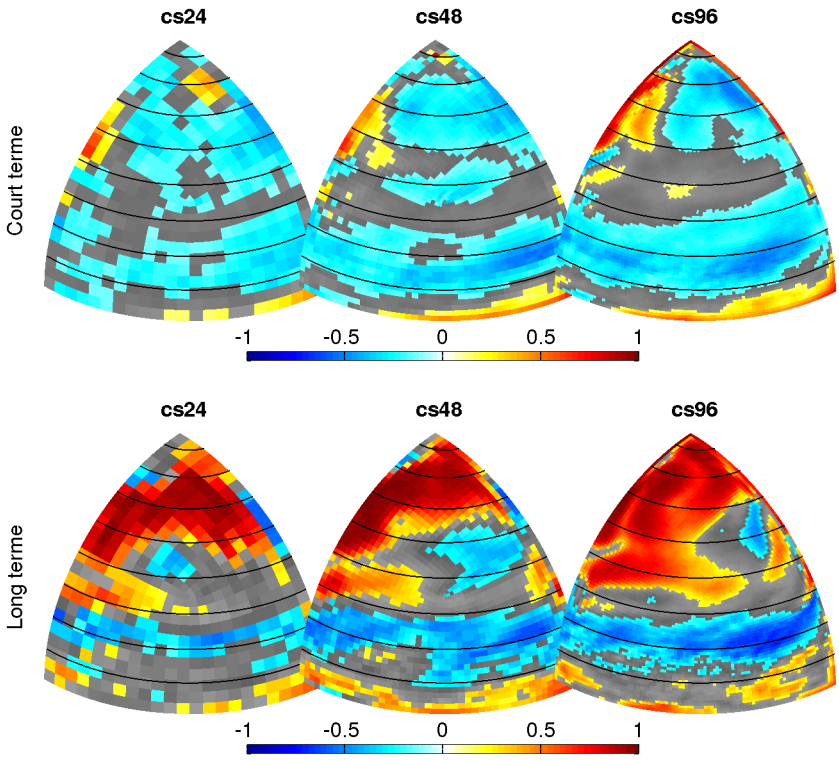

Figure 4.6 – Corrélation entre les anomalies de flux de chaleur Q' (positif vers le haut) et les anomalies de température T' pour les trois configurations. Cette corrélation est décomposée en une contribution à court terme (en *haut*), et une contribution à long terme (en *bas*). La contribution à long terme est calculée en filtrant les anomalies Q' et T' sur 10 ans à l'aide d'une moyenne glissante, et la contribution à court terme est calculée à partir des résidus. Les corrélations non-significatives à 95% sont en gris.

4.3 Des configurations d'océan seul

Les résultats de l'analyse en bilan de variance pour la température font ressortir un rôle dominant de la dynamique océanique pour expliquer le développement d'anomalies de température de grande échelle dans le petit bassin. Pour les trois configurations, le nord du petit bassin est caractérisé par des termes de croissance positifs ($-\overline{\mathbf{u}'T'}.\boldsymbol{\nabla}\overline{T} > 0$), et un amortissement des anomalies de température par les flux de chaleur ($-\overline{T'Q'} < 0$). Cependant, nous avons montré qu'une part non négligeable de la variabilité interne à l'atmosphère était corrélée aux oscillations de la MOC dans cs96 (Sect. 4.1, Fig. 4.3). Nous cherchons ici à savoir si ces interactions océan-atmosphère sont susceptibles de modifier la variabilité océanique, en expliquant par exemple la variabilité moins régulière de l'indice de MOC dans cs96 (Fig. 3.1). Pour répondre à cela, nous nous proposons ici d'analyser des configurations d'océan seul forcées en surface par différents types de flux. Ces configurations sont mises en place pour cs24 et cs96 seulement, la configuration cs48 présentant une variabilité très similaire à celle de cs24. Ces configurations renforceront par ailleurs nos conclusions sur le rôle que joue l'atmosphère dans l'existence de la variabilité de la MOC.

4.3.1 Configurations océan forcé

La première expérience mise en place est une configuration d'océan seul, forcé en surface par des flux d'eau douce et de quantité de mouvement. Le forçage en température pour sa part est une combinaison d'un flux et d'un rappel des SST vers des valeurs prescrites. Ce rappel est paramétré comme un flux de chaleur Q_r (pris positif vers le haut, pour un flux de l'océan vers l'atmosphère) tel que

$$Q_r = -\alpha(T^* - T) \tag{4.5}$$

avec $\alpha = 20\ Wm^{-2}K^{-1}$ le coefficient de rappel, T les températures dans la couche de surface - considérées ici comme les SST - et T^* leurs valeurs prescrites. Cette expérience (CLIM-FLX) est intégrée pour cs24 et cs96 sur 200 ans. Les différents flux, ainsi que les valeurs prescrites vers lesquelles les SST sont rappelées, sont issus des configurations couplées. Ils sont contruits comme des moyennes climatologiques sur 5 jours. L'expérience CLIM-FLX est identique à celle réalisée par Buckley et al [2012] pour cs24. Dans la suite, nous ferons référence aux configurations couplées par l'abréviation CPL. Dans cs24, l'in-

dice de MOC de CLIM-FLX reproduit avec fidélité les variations de la MOC observées dans CPL (Fig. 4.7, panneaux du *haut*). La faible variabilité inter-annuelle est filtrée, mais les oscillations aux plus basses fréquences persistent. Ces dernières sont d'amplitude comparable, et en phase avec celles de CPL (excepté pour les 25 dernières années d'intégration).

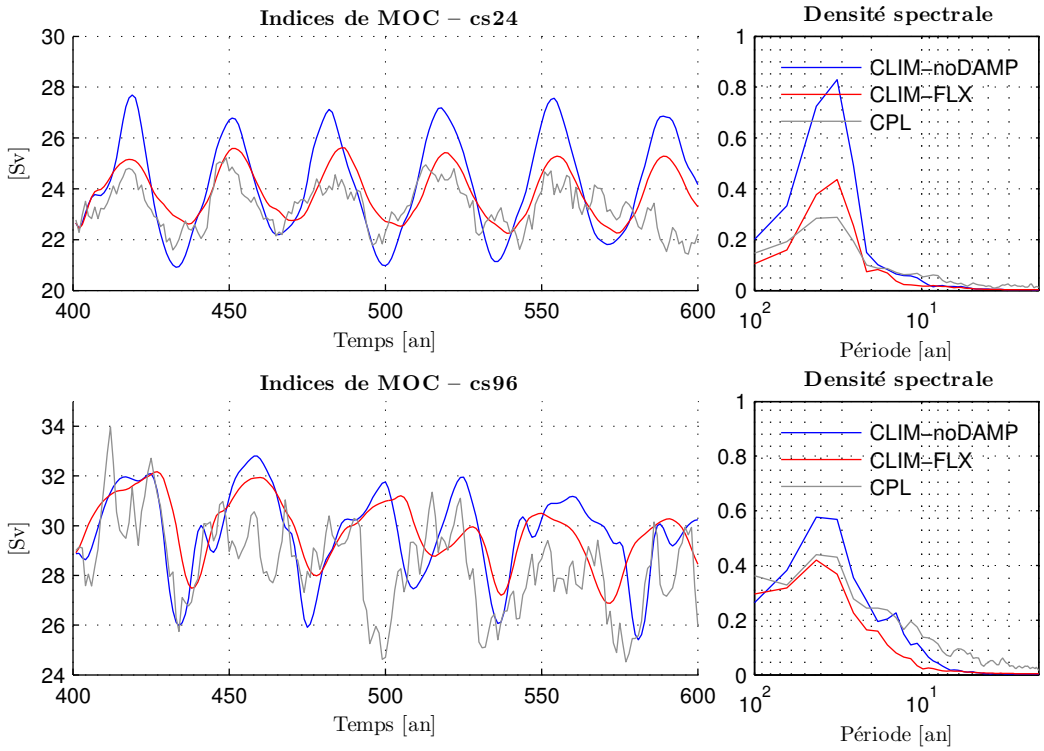

Figure 4.7 – (À *gauche*) Indices de MOC pour les 200 dernières années de l'expérience couplée (CPL, *gris*), pour l'expérience avec des flux climatologiques et un rappel des SST vers leurs valeurs climatologiques (CLIM-MIX, *rouge*) et la même expérience mais sans rappel des SST (CLIM-FLX, *bleue*) pour cs24 (en *haut*) et pour cs96 (en *bas*). (À *droite*) Spectres de puissance associés aux séries temporelles.

Dans cs96, l'expérience CLIM-FLX reproduit une variabilité de la MOC aux échelles multidécennales (Fig. 4.7, panneaux du *bas*). Ce résultat conforte ceux obtenus à l'aide des bilans de variance, et nous permet de conclure sur un mode purement océanique pour la variabilité de la MOC dans cs96. Cependant, alors que pour cs24, l'expérience CLIM-FLX reproduisait avec une grande fidélité la variabilité de la MOC de la configuration CPL, ce n'est plus le cas pour cs96. Après 50 ans d'intégration, les deux signaux ne sont plus en phase, laissant présumer une modification de la dynamique interne de l'océan. Un diagramme de Hovmöller est réalisé pour l'expérience CLIM-FLX et comparé à celui

de la configuration CPL (Fig. 4.8). Comme attendu, la propagation des anomalies de température de grande échelle est plus régulière dans l'expérience CLIM-FLX. On notera par ailleurs que, dans la configuration CLIM-FLX, les anomalies de température sont beaucoup plus régulières le long du bord ouest, région qui a été identifiée comme clé pour expliquer la variabilité de la MOC (Sect. 3.2). En comparant les configurations CPL et CLIM-FLX pour cs96, nous déduisons donc que les interactions air-mer présentes dans CPL entravent la propagation d'anomalies de température à travers le bassin, ainsi que leur signature sur le bord ouest, et perturbent la régularité des oscillations de la MOC.

De plus, pour cs96, l'expérience CLIM-FLX présente une variabilité interannuelle de la MOC bien moindre que la configuration CPL. Dans cette dernière, les interactions océan-atmosphère permettent donc à l'atmosphère d'imprimer une part de sa variabilité interannuelle dans la variabilité de la MOC. La partie haute fréquence (< 10 ans) des oscillations de la MOC résulte donc du couplage avec l'atmosphère. Cela explique le fait qu'une phase positive de NAM soit significativement corrélée à l'indice de MOC, lorsque le NAM est en avance de 2 ans par rapport à la MOC.

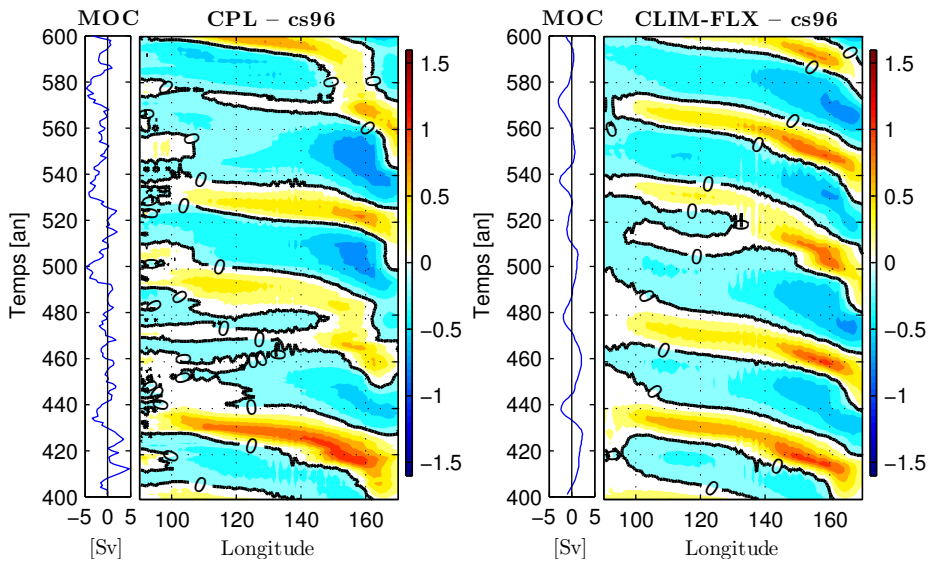

Figure 4.8 – Diagrammes de Hovmöller pour les anomalies de température [K] dans la bande de latitude [65°-75°N] à 930 m de profondeur pour la configuration CPL (à *gauche*) et l'expérience CLIM-FLX (à *droite*) pour la configuration cs96.

4.3.2 Effet du rappel en température

Rappeler les températures à la surface de l'océan vers les valeurs climatologiques issues de la configuration couplée permet une représentation idéalisée d'une atmosphère passive qui amortira toute anomalie de SST qui se développera. En effet, de par leur définition, les flux de rappel Q_r correspondant à une rétro-action négative de l'atmosphère, et leur corrélation avec les SST sera donc définit positive. Pour cs24, si ce terme de rappel n'est pas pris en compte (expérience CLIM-noDAMP), la variabilité de la MOC est environ 2 fois supérieure à celle observée dans CPL. Ces résultats sont reproduits en figure 4.7 (panneaux du *haut*), où l'expérience CLIM-noDAMP est similaire à CLIM-FLX mais sans le terme de rappel en SST. Ainsi, la principale contribution de l'atmosphère dans l'expérience CPL est d'amortir la variabilité de la MOC. L'amortissement de la MOC par les flux de surface est interprété de la sorte. Nous avons montré que les anomalies de SST qui se développaient dans le nord du petit bassin étaient la signature des anomalies de température de grande échelle. L'amortissement par les flux de chaleur des anomalies de SST est communiqué aux anomalies plus en profondeur. Puisque la MOC répond à ces anomalies de subsurface, elle sera indirectement amortie par les flux de surface. La figure 4.9 illustre ce processus. Autour de 60°N, les anomalies de SST sont environ 2 fois plus intenses dans l'expérience CLIM-noDAMP. Il en est de même pour les anomalies de température à 265 m, résultant dans des anomalies de MOC environ 2 fois plus intenses.

Nous regardons ensuite, de manière identique à cs24, la sensibilité de la variabilité interne à l'océan aux rappels en SST dans cs96. Les 2 expériences CLIM-FLX et CLIM-noDAMP sont mises en place pour cette configuration. Leurs séries temporelles respectives sont représentées en rouge et bleu sur la figure 4.7 (panneaux du *bas*). Alors que l'amortissement des oscillations de la MOC par les rappels de surface était d'environ 50% pour cs24, il n'est que d'environ 25% pour cs96 [3]. Diagnostiquer l'effet de ces rappels sur la variabilité océanique de surface et de subsurface pour cs96 permet de caractériser cette différence.

En surface, la variabilité des SST dans l'expérience CLIM-noDAMP est bien supérieure à celle de CLIM-FLX, avec des écart-types le long du bord ouest autour de 60°N d'environ 1.5 K (Fig. 4.10, panneaux du *haut*). Dans cette région, les SST sont fortement amorties par les flux de rappel présents dans CLIM-FLX, où leur écart-type ne dépasse pas 0.5 K. Cependant, les températures en subsurface sont assez peu sensibles à ces rap-

3. Le taux d'amortissement est calculé comme le rapport des écart-types des deux séries temporelles, des résultats très similaires étant obtenus en comparant le maximum de densité spectrale.

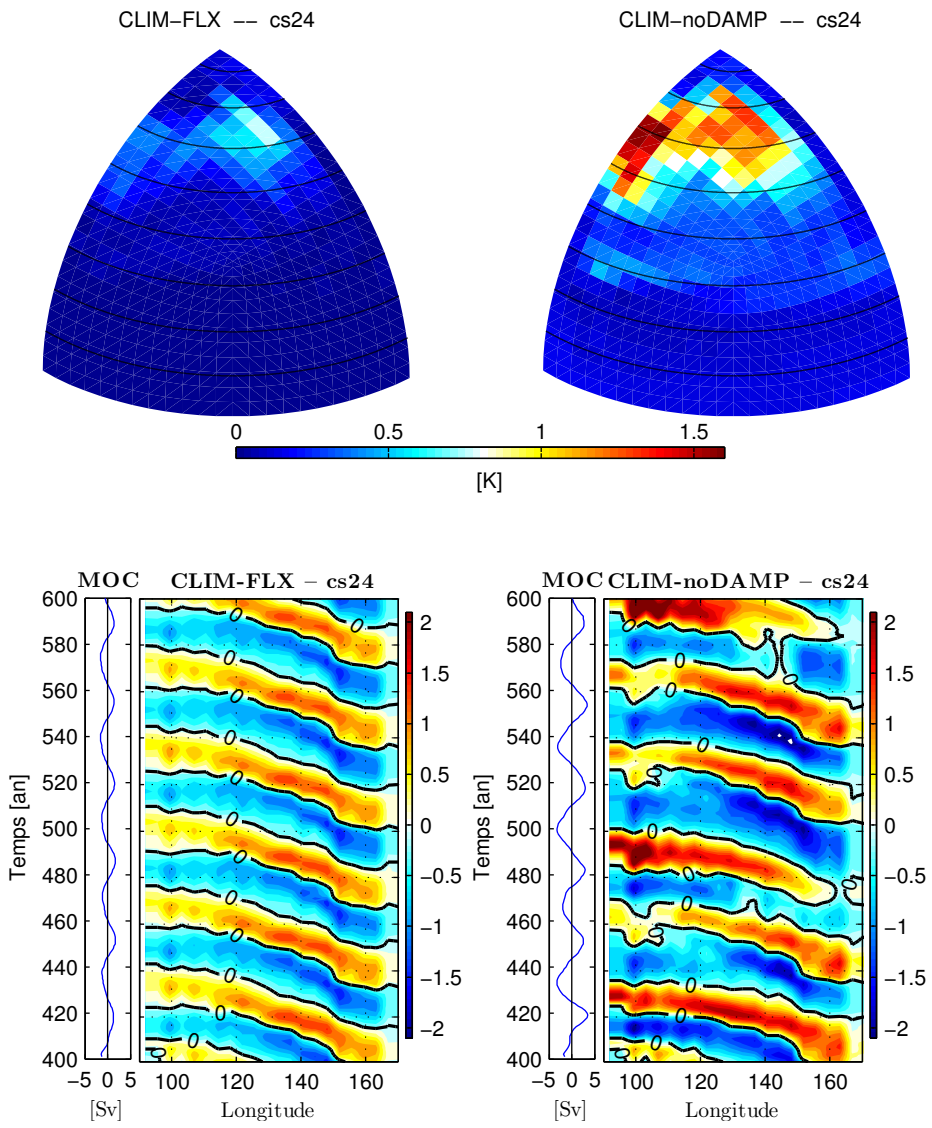

FIGURE 4.9 – (En *haut*) Écart-type des SST dans le petit bassin et (en *bas*) diagramme de Hovmöller des anomalies de température de subsurface pour l'expérience CLIM-FLX (à *gauche*) et l'expérience CLIM-noDAMP (à *droite*) de la configuration à basse résolution cs24. Les anomalies de température sont moyennées entre 55-65°N et à 265 m de profondeur. On notera les échelles de couleur (en [K]) différentes pour les SST et les diagrammes de Hovmöller.

pels, (Fig. 4.10, panneaux du *bas*), entraînant un faible amortissement des oscillations de la MOC (∼25%). Alors que dans cs24, l'amortissement des anomalies de température en surface et subsurface était similaire, il est beaucoup plus important pour les SST dans cs96. Ainsi, dans cette configuration, les flux de chaleur induits par le rappel des SST sont moins bien transmis aux couches plus profondes, isolant la variabilité interne de l'océan.

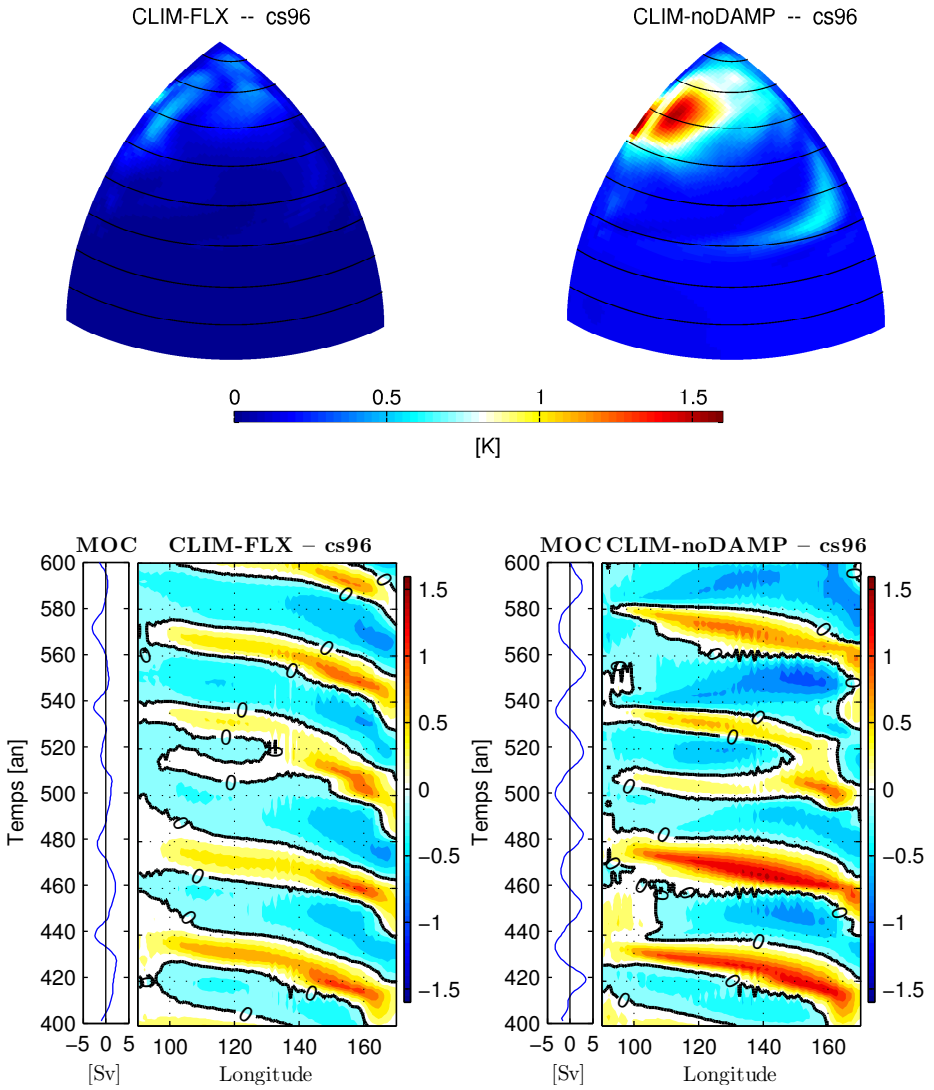

Figure 4.10 – Identique à la figure 4.9 pour la configuration cs96. Les anomalies de température sont moyennées entre 65-75°N à 540 m de profondeur.

4.4 Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons analysé le rôle respectif de l'atmosphère et de l'océan pour la génération et l'expression de la variabilité océanique. L'analyse en bilan de variance à révélée le rôle générateur de la dynamique océanique pour les anomalies de température de grande échelle, et le rôle amortisseur de l'atmosphère. Les configurations d'océan seul ont montré leur capacité à reproduire une variabilité de la MOC semblable à celle observée dans les configurations couplées, démontrant explicitement l'origine purement océanique de la variabilité de la MOC dans notre modèle. Ces deux analyses complémentaires nous permettent d'affirmer que les anomalies de température de grande échelle observées dans le petit bassin résultent d'une dynamique océanique uniquement. Les processus qui permettent leur croissance sont plus amplement discutés dans le chapitre suivant.

L'effet des flux air-mer sur l'expression de la variabilité océanique est cependant différent entre la configuration cs24 et cs96. Dans la première, ces flux amortissent la variabilité de la MOC, modifiant ainsi uniquement son amplitude. Pour cs96 en revanche, les interactions océan-atmosphère de la configuration couplée perturbent la propagation des anomalies de température à travers le bassin. En augmentant la résolution horizontale, la variabilité atmosphérique devient significativement corrélée à l'indice de MOC, avec une phase positive du NAM observée 2 ans avant un maximum de MOC dans cs96. Cela a pour conséquence d'entraîner une forte augmentation de la variabilité interannuelle de la MOC, et semble expliquer une variabilité basse fréquence moins régulière dans cette configuration.

Chapitre 5

Expliquer l'origine océanique de la variabilité

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'approfondir notre compréhension de l'origine océanique de la variabilité basse fréquence de la MOC reproduite par le modèle idéalisé Double Drake. Nous avons vu que cette variabilité répond à la propagation d'anomalies de température de grande échelle à travers le bassin, ce qui en fait un mode très similaire à de nombreuses autres études. L'origine purement océanique a été explicitement démontrée à l'aide d'expériences d'océan seul. Nous cherchons maintenant à expliquer les processus océaniques qui permettent le développement de ces anomalies.

Comme nous l'avons discuté en introduction, il y a une certaine inconsistance entre les résultats de Hochet et al [In Press], et les études réalisées à l'aide de modèles numériques idéalisés. Ces études numériques diagnostiquent les anomalies de température de grande échelle, observées dans leur modèle et similaires aux nôtres, comme émanant d'une instabilité barocline. La nature barocline des anomalies est diagnostiquée à l'aide d'un bilan de variance des températures océaniques, ainsi que de la structure verticale des anomalies de température. Sur un autre front, Hochet et al [In Press] ont montré qu'aux hautes latitudes, l'analyse locale de stabilité, appliquée à l'océan mondial, ne fait pas état d'une situation d'instabilité barocline de grande échelle prononcée. Ce dernier résultat ne permet donc pas de confirmer l'existence d'une variabilité basse fréquence dans le nord de l'Atlantique. Nous sommes alors en présence de deux approches qui cherchent à expliquer des processus similaires, c'est-à-dire le développement d'anomalies de grande échelle par instabilité barocline, mais dont les résultats sont différents. Cependant, ces deux approchent possèdent des philosophies différentes, et sont de surcroît appliquées à des données différentes. En effet, les analyses en bilan de variance sont appliquées à des sorties de modèles numériques, alors que l'approche locale a été appliquée par Hochet et al [In Press] à des mesures in-situ. Comparer leurs résultats respectifs est donc délicat. Pour éclairer les liens qui existent entre ces deux approches, nous nous proposons dans ce chapitre de les appliquer à des jeux de données identiques. En repartant des travaux

de Hochet et al [In Press], nous allons chercher où, dans le petit bassin, l'analyse locale prédit le développement de perturbations de grande échelle par instabilité barocline. En comparant les prédictions d'instabilité aux calculs de bilan de variance, nous pourrons alors rationaliser le lien entre ces deux approches. Pour cela, nous revenons tout d'abord sur les résultats obtenus à l'aide de l'analyse en bilan de variance.

5.1 L'approche diagnostique des bilans de variance

Nous avons montré en section 4.2 que le bilan de variance de température dans le petit bassin est contrôlé par le terme $-\overline{\mathbf{u}'T'}\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$. La contribution des termes méridiens domine le signal (Fig. 5.1, panneaux du *haut*), et la contribution des termes zonaux est plus faible (Fig. 5.1, panneaux du *bas*). Ce résultat n'est pas surprenant, puisque les gradients méridiens de température de l'état moyen de l'océan sont en effet beaucoup plus intenses que les gradients zonaux. À grande échelle, l'état moyen de l'océan est en équilibre géostrophique. Les gradients méridiens de température $\partial_y\overline{T}$ sont équilibrés par des courant zonaux $\overline{u}_g$. Le développement de perturbations est donc principalement contrôlé par les vitesses zonales de l'état moyen. Dans la configuration cs24, le terme $-\overline{v'T'}\partial_y\overline{T}$ est maximum à proximité du bord est (cercle *noir*), autour de 60°N, et un maximum secondaire est observé le long du bord ouest (cercle *bleu*). Dans cs48 et cs96 c'est l'inverse. La région où ce terme est maximum se situe le long du bord ouest, et un maximum secondaire est observé dans la proximité du bord est. On notera que le long du bord est, la contribution des termes zonaux devient importante pour cs48 et cs96 (Fig. 5.1, panneaux du *bas*, cercles *mauves*). Aux hautes latitudes, les régions de bord est et de bord ouest sont donc caractérisées par une croissance de la variance des températures océaniques. Lorsque le terme $-\overline{\mathbf{u}'T'}\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$ est positif, il représente un transfert d'énergie de l'état moyen vers les perturbations [Colin de Verdière et Huck, 1999]. Ce type de transfert d'énergie est typique de l'instabilité barocline.

Le développement de perturbations par instabilité barocline fait interagir des anomalies en surface et en profondeur. Lorsque ces deux anomalies sont en quadrature de phase, la circulation associée à l'anomalie de surface (fond) amplifiera l'anomalie de fond (surface). Cette structure verticale est caractéristique des perturbations qui se développent par instabilité barocline. Nous diagnostiquons donc la structure verticale des anomalies de température dans les régions où le terme $-\overline{v'T'}\partial_y\overline{T}$ est positif. À proximité du bord est (cercle noir pour cs24, bleu pour cs48 et cs96), cette structure verticale a été diagnos-

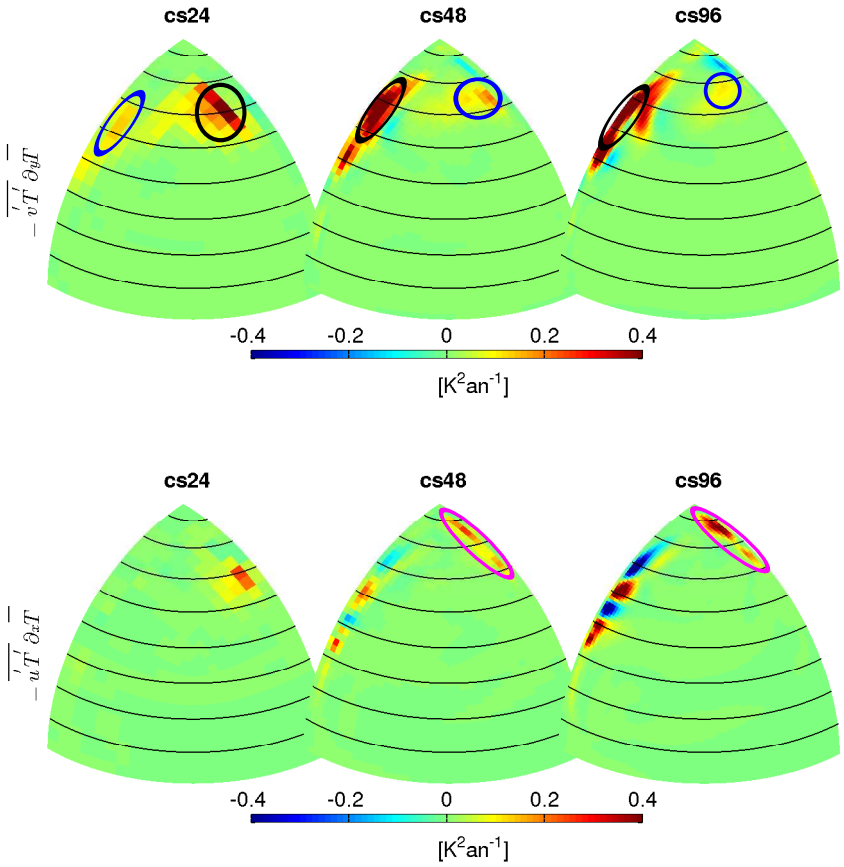

Figure 5.1 – Terme source du bilan de variance de température pour les trois configurations, décomposé en une contribution des termes méridiens (panneaux du *haut*) et une contribution des termes zonaux (panneaux du *bas*). Les cercles *noirs*, *bleus* et *mauves* représentent respectivement, le maximum principal et le maximum secondaire du bilan de variance dans la contribution des termes méridiens, et les maximums le long du bord est dans la contribution des termes zonaux.

tiquée en section 3.3.1 (Fig. 3.7). Les anomalies sont maximums autour de 265 m (540, 930 m) pour cs24 (cs48, cs96, respectivement), et présentent un déphasage d'environ un quart de phase, particulièrement observable pour cs24 et cs48.

Le long du bord ouest, les anomalies de température sont diagnostiquées dans une bande de longitude de 10°, entre 50° et 60°N (Fig. 5.2). Les anomalies sont maximums à 170 m (100, 265 m) pour cs24 (cs48, cs96, respectivement), et présentent un déphasage d'environ un quart de phase dans les configurations cs24 et cs48. Ce déphasage n'est pas observé pour cs96. Pour expliquer la présence d'un maximum du terme dominant du bilan de variance dans cette région pour cs48 et cs96, nous revenons sur des résultats

présentés plus tôt. Nous avons montré que dans ces configurations, une anomalie de MOC est caractérisée par des anomalies de SST de signe identique dans le gyre subpolaire. Ces anomalies de SST sont fortement intensifiées le long du bord ouest, entre 50° et 60°N (Sect. 3.5 et Fig. 3.10), et sont observables plus en profondeur, jusqu'à environ 200 m (non présenté). Dans cette région, la corrélation entre ces anomalies de température et les anomalies de vitesses méridiennes induites par les variations de la MOC sera donc positive ($v'T' > 0$). Ce mécanisme contribue donc positivement au terme dominant du bilan de variance ($-\overline{v'T'}\partial_y\overline{T}$), puisque le gradient de température de l'état moyen est négatif ($\partial_y\overline{T} < 0$). Cette interprétation est renforcée par la similitude entre les anomalies de SST induites par la MOC, et le terme $-\overline{v'T'}\partial_y\overline{T}$ le long du bord ouest. Ils sont tous deux beaucoup plus intenses dans cs48 et cs96 que dans cs24. Nous interprétons donc le maximum de variance le long du bord ouest comme une conséquence de la variabilité interne de l'océan, et non la cause. L'analyse en bilan de variance nous permet donc de conclure que la variabilité est générée dans la partie est du bassin. Les résultats qui suivent nous aideront à préciser l'origine des anomalies de température dans le petit bassin.

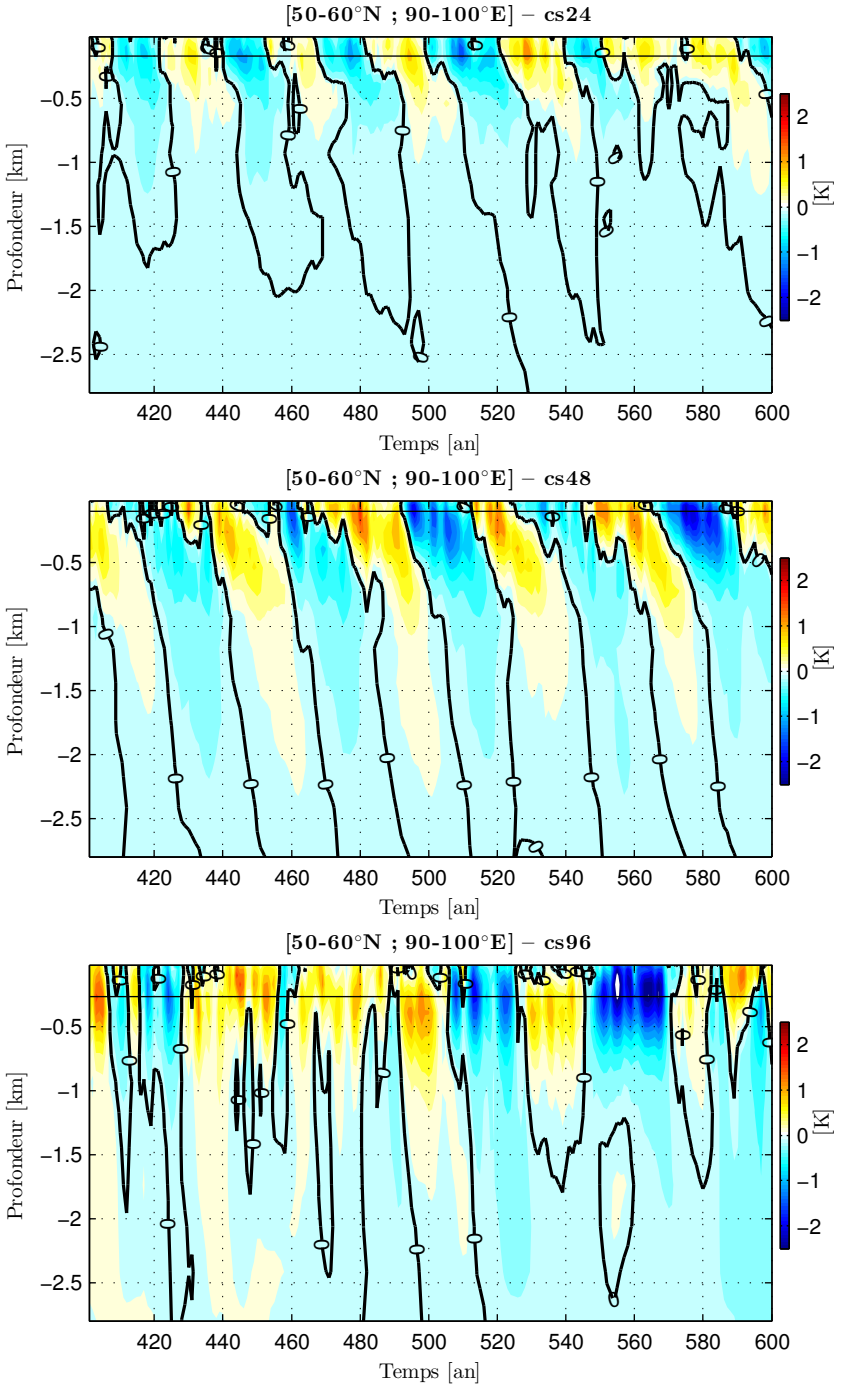

Figure 5.2 – Évolution temporelle de la structure verticale des anomalies de température [K] le long du bord ouest pour les trois configurations. Les anomalies sont moyennées dans une bande de longitude de 10°, entre 50° et 60°N. L'écart-type maximum, représenté par la ligne horizontale noire, est à -170 m pour cs24, -100 m pour cs48, et -265 m pour cs96. On notera l'échelle de couleur différente avec celle de la figure 3.7.

5.2 Application de l'*analyse locale de stabilité linéaire* au modèle Double Drake

L'*analyse locale de stabilité* est une approche prognostique qui cherche à savoir si un profil vertical de stratification, auquel est associé un profil de vitesse, remplira les conditions nécessaires pour que des perturbations se développent par instabilité barocline. Elle ne prend pas en compte les variations horizontales de l'état moyen de l'océan, et cherche simplement les solutions au problème *local*. Elle nous permet ici de prognostiquer, en chaque point du petit bassin, si l'état moyen de l'océan remplira ces conditions [1]. Dans un premier temps, nous considérons l'équation de vorticité Quasi Géostrophique (QG) linéarisée [2], sans forçage ni dissipation, où seules les vitesses zonales $\overline{u}_g$ de l'état moyen sont prises en compte. Cette première étape est conduite pour deux raisons. Premièrement, nous avons montré que le bilan de variance des températures océaniques est principalement contrôlé par les vitesses zonales de l'état moyen. Nous isolons donc leur effet dans le calcul local.

Par ailleurs, Hochet et al [In Press] ont montré le lien fort qui existait entre le formalisme de l'analyse locale d'une part, et l'utilisation du terme $-\overline{v'T'}\partial_y\overline{T}$ pour diagnostiquer le développement d'anomalies par instabilité dans des modèles numériques, d'autre part. Pour cela, ils sont revenus sur le formalisme le plus simple, qui permet de mettre en évidence la présence de perturbations, qui se développent par instabilité barocline. Il s'agit d'un modèle Quasi-Géostrophique (QG) à deux couches et demi [Liu, 1999], dont le courant moyen est supposé être purement zonal. En cherchant des solutions pour les perturbations de la forme $\psi = F(z)e^{i(kx-\omega t)}$ pour l'équation de vorticité potentielle du système où l'approximation des ondes longues est faite, il est possible de montrer que les conditions d'instabilité seront satisfaites, lorsque les vitesses zonales des deux couches $U1$ et $U2$ seront, respectivement, négatives, et bornées par une valeur maximale. Ces conditions définissent une parabole dans le plan ($U1$, $U2$) (Fig. 5.3). En exprimant l'évolution temporelle de l'énergie potentielle du système, lorsque ces conditions sont satisfaites, Hochet et al [In Press] ont montré que le flux méridien de température des perturbations est dirigé vers le nord. La projection de ce flux méridien sur le gradient méridien de température de l'état moyen ($\partial_y\overline{T} < 0$) est donc négatif.

Ce raisonnement peut être généralisé pour un océan dont le nombre de couche est

1. Les codes numériques utilisés dans cette sections sont donnés en annexe B.
2. Voir annexe A pour un détail de l'approximation quasi-géostrophique (QG), et le développement de l'équation de vorticité potentielle QG dans un cas général.

supérieur à 3. Il devient alors difficile d'exprimer des conditions sur les vitesses zonales de chaque couche, analogues aux conditions dérivées pour le modèle à 2.5 couches (Fig. 5.3), mais les mécanismes sous-jacents sont inchangés. Hochet et al [In Press] ont alors montré que l'évolution temporelle de la variance de la flottabilité dans un océan continûment stratifié s'écrit comme :

$$\frac{1}{2}\partial_t b'^2 = -\overline{v'b'}\partial_y B \tag{5.1}$$

avec b' les anomalies de flottabilité et B sa valeur moyenne. L'évolution de la variance de flottabilité est identique au terme $-\overline{v'T'}\partial_y \overline{T}$ obtenu en dérivant un bilan de variance pour la température.

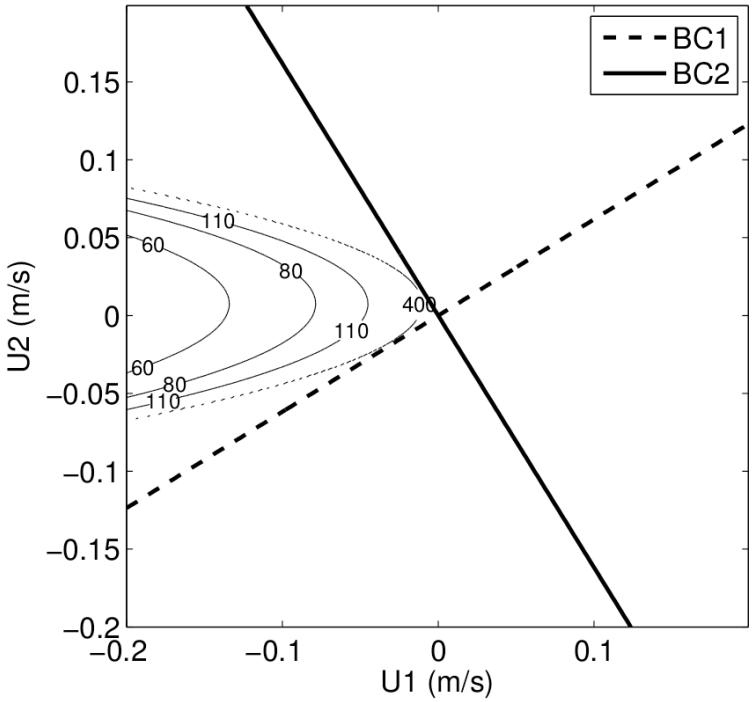

Figure 5.3 – Temps de croissance [jour] des modes de grande échelle dans un modèle quasi-géostrophique à deux couches et demi, en fonction de la vitesse zonale dans la couche 1 (U1) et dans la couche 2 (U2). Les deux lignes représentent le premier (en *pointillé*) et le second (en trait *continu*) mode barocline. Figure reproduite depuis Hochet et al [In Press].

Comme première étape, nous appliquons donc l'analyse locale avec ces hypothèses ($\overline{v}_g = 0$, sans forçage ni dissipation, approximation des ondes longues) au petit bassin du modèle Double Drake. De plus, l'échelle spatiale caractéristique des perturbations, que nous cherchons à expliquer, est plusieurs ordres de grandeur plus grande que le rayon de déformation de Rossby, ce qui justifie l'approximation des ondes longues. La vorticité

relative $\nabla_h^2\psi$ est alors négligée dans les équations. Pour un fluide continûment stratifié, l'équation de vorticité potentielle QG pour les perturbations (A.10) se réduit alors à :

$$(\partial_t + \overline{u}_g.\partial_x)\left[\partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z\psi\right)\right] + \left[\beta - \partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z\overline{u}_g\right)\right]\partial_x\psi = 0 \tag{5.2}$$

avec f_0, le paramètre de Coriolis, $\beta = \partial_y f$, $N^2 = -\frac{g}{\rho_0}\partial_z\overline{\rho}(z)$, ψ la fonction courant pour les perturbations, où le « ' » a été omis pour alléger la notation, et la condition aux limites de fond et de surface $\partial_z\psi = \partial_z\overline{u}_g = 0$ pour $z = 0 = -H$.

Puisque les vitesses méridiennes ne sont pas prises en compte, il n'y a pas de dépendance méridienne dans les équations. Nous supposons de plus que le problème sur la verticale et sur l'horizontale est découplé, et cherchons des solutions sous la forme d'ondes planes avec une structure verticale $F(z)$. En introduisant $\psi = F(z)e^{i(kx-\omega t)}$ dans l'équation (5.2), nous obtenons une relation de dispersion :

$$\omega\partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z F\right) = \beta kF - \partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z\overline{u}_g\right)kF + \overline{u}_g k\partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z F\right) \tag{5.3}$$

avec $\omega = \omega_r + i\omega_i$, la pulsation de l'onde, et la condition aux limites $\partial_z F(z) = \partial_z\overline{u}_g(z) = 0$ pour $z = 0 = -H$. Cette pulsation est une fonction linéaire en k, ce qui nous permet de chercher des solutions pour la vitesse de phase zonale $C_{r_x} = \frac{\omega}{k}$. Le problème se réduit à un problème aux valeurs propres généralisé dont les valeurs propres sont explicitement les vitesses de phase zonale des ondes. Si la partie imaginaire de cette vitesse de phase est non-nulle et positive, alors les conditions nécessaires d'instabilité barocline seront satisfaites, et des perturbations peuvent se développer.

Les solutions de l'équation (5.3) sont calculées en chaque point du petit bassin, et le taux de croissance est calculé pour un vecteur d'onde zonal $k = \frac{2\pi}{1000\ km}$ (Fig. 5.4). La première constatation est que, pour les hypothèses et approximations faites ci-dessus, toutes les régions du domaine ne sont pas instables. Une région de forte croissance est observée aux basses latitudes, ainsi que le long du bord ouest, autour de 40°N. En revanche, les moyennes et hautes latitudes sont très peu instables, particulièrement pour cs48 et cs96. Pour ces deux configurations, les quelques points de grille adjacents à la frontière est présentent des taux de croissance de 0.2 à 0.3 cycles par an, mais il est difficile de conclure sur la robustesse de ces résultats, puisque l'analyse locale ne prend pas en compte l'effet des bords. Pour cs24, le nord du petit bassin présente des taux de croissance de quelque 0.1 cycles par an, et la structure horizontale des régions de croissance est similaire à la

structure horizontale des termes $-\overline{v'T'}\partial_y\overline{T}$ du bilan de variance (Fig. 5.1, panneaux du *haut*).

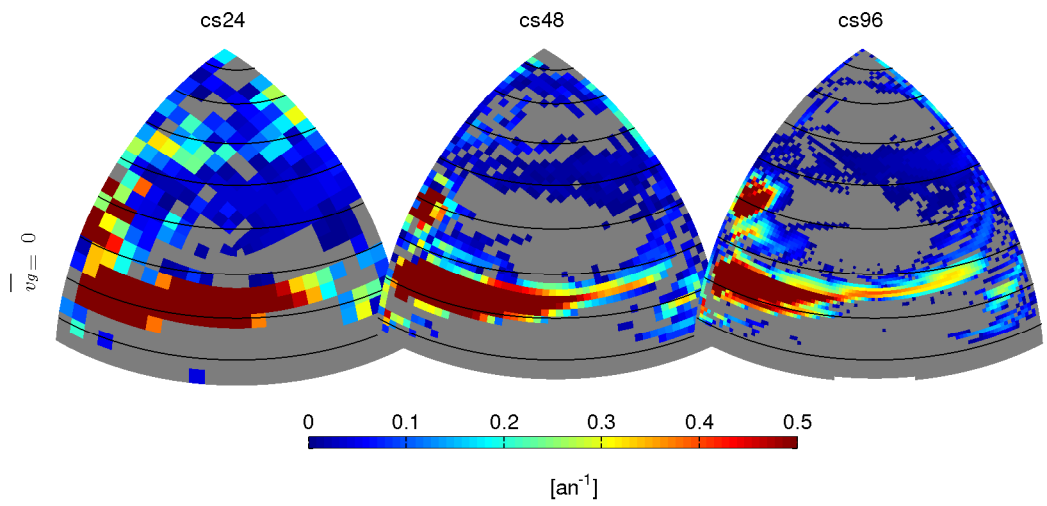

FIGURE 5.4 – Taux de croissance [an^{-1}] des modes de grande échelle dans le petit bassin du modèle Double Drake, calculé à l'aide de l'équation de vorticité QG linéarisée, pour un courant moyen zonal ($\overline{v_g} = 0$). Les calculs sont faits sans termes dissipatifs. Les régions où la croissance est nulle ($\omega_i = 0$) sont grisées. L'approximation des ondes longues a été faite, et les taux de croissance sont calculés pour $k = \frac{2\pi}{1000\ km}$.

Dans la section qui suit, l'analyse locale est enrichie en introduisant progressivement des éléments de la dynamique océanique du modèle, absents dans ce premier calcul. Nous nous intéresserons en particulier à l'effet des vitesses méridiennes, ainsi qu'à la viscosité turbulente horizontale.

5.3 Effet de différents termes

5.3.1 Les vitesses méridiennes

En premier, nous prenons en compte les vitesses méridiennes de l'état moyen dans le calcul local. Pour cela, l'équation de vorticité potentielle QG pour les perturbations est modifiée et devient :

$$(\partial_t + \overline{\mathbf{u}}_g.\boldsymbol{\nabla}_h)\left[\partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z\psi\right)\right] + \left[\beta - \partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z\overline{u}_g\right)\right]\partial_x\psi - \partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z\overline{v}_g\right)\partial_y\psi = 0 \quad (5.4)$$

où $\overline{\mathbf{u}}_g.\boldsymbol{\nabla}_h = \overline{u}_g\partial_x + \overline{v}_g\partial_y$. Puisque cette équation a une dépendance méridienne, les solutions recherchées doivent être modifiées de sorte que $\psi = F(z)e^{i(kx+ly-\omega t)}$. Le problème aux valeurs propres généralisé devient alors :

$$\omega\partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z F\right) = \beta kF - \partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z\overline{u}_g\right)kF - \partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z\overline{v}_g\right)lF + (\overline{u}_g k + \overline{v}_g l)\partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z F\right) \tag{5.5}$$

En intoduissant $\vec{k} = ||\vec{k}||(cos(\theta), sin(\theta))$ dans l'équation (5.5), on montre que ω est linéaire en $||\vec{k}||$. On note alors $c = \frac{\omega}{||\vec{k}||}$, qui ne dépend que de θ, avec $\theta \in [0, 2\pi]$. Chercher les solutions de cette équation est la méthode utilisée par Hochet et al [In Press] pour prognostiquer le développement d'anomalies de grande échelle dans l'océan mondial[3].

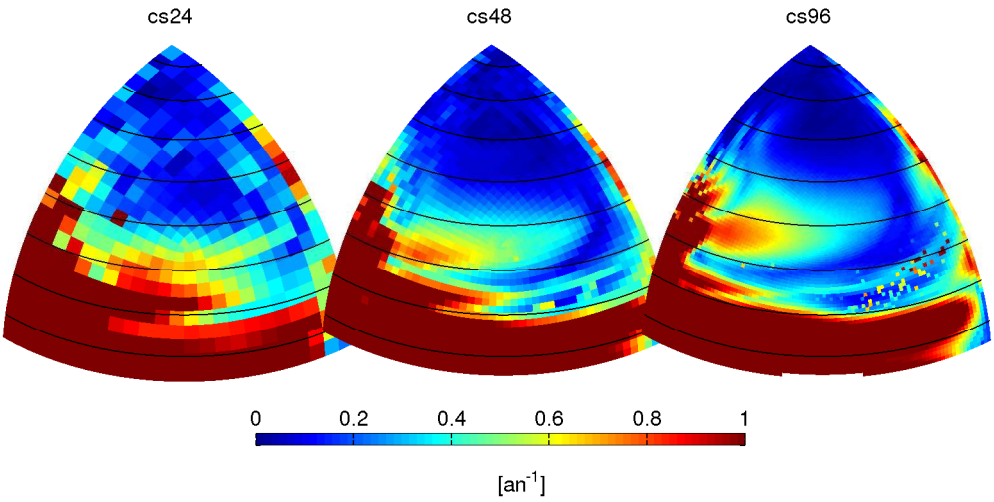

Figure 5.5 – Taux de croissance [an^{-1}] des modes de grande échelle dans le petit bassin du modèle Double Drake, calculé à l'aide de l'équation de vorticité QG linéarisée, pour un courant moyen horizontal, avec la contribution zonale et méridienne ($\overline{u}_g$, $\overline{v}_g$), sans dissipation ni frottement. L'approximation des ondes longues a été faite, et les taux de croissance sont calculés pour $k = \frac{2\pi}{1000\ km}$.

Les solutions de l'équation (5.5) sont calculées en chaque point du petit bassin pour un module de vecteur d'onde $||\vec{k}|| = \frac{2\pi}{1000}\ \frac{rad}{km}$, et pour des valeurs de $\theta \in [0, 2\pi]$. En chaque point, le taux de croissance le plus élevé est extrait, et les résultats sont présentés en

3. Dans nos calculs, les conditions aux limites de fond et de surface diffèrent de celles utilisées par Hochet et al [In Press]. Ici, nous prenons comme condition $\partial_z\psi = \partial_z\overline{u}_g = \partial_z\overline{v}_g = 0$ pour $z = 0, -H$, alors qu'ils utilisent une condition sur la densité $(\partial_t + \overline{\mathbf{u}}_g.\boldsymbol{\nabla}_h)\partial_z\psi - \partial_y\psi\partial_z\overline{v}_g - \partial_x\psi\partial_z\overline{u}_g = 0$. Les effets de la condition sont à discuter, mais nous noterons que, dû à à la discrétisation verticale, aucune de ces conditions aux limites ne permet de résoudre le problème de façon exacte.

figure 5.5. L'introduction des vitesses méridiennes permet d'effectuer le calcul de stabilité même là où l'hypothèse $\overline{u}_g \gg \overline{v}_g$ n'est plus valable. La structure globale des taux de croissance avec ou sans $\overline{v}_g$ est globalement similaire, mais leur amplitude est largement augmentée. Les vitesses méridiennes participent donc à la nature instable de l'océan. De manière analogue au calcul précédent, les taux de croissance les plus importants sont observés aux basses latitudes, alors que la croissance de perturbations aux hautes latitudes est beaucoup plus lente. En présence des courants méridiens, nous observons une forte amplification des taux de croissance le long de la frontière est du bassin. Nous discuterons plus amplement ce dernier résultat par la suite.

5.3.2 La viscosité turbulente

Pour prendre en compte les effets dissipatifs, le membre de droite des équations du mouvement et de la densité utilisées pour dériver l'équation de vorticité potentielle, doit être modifié (voir Eq. (A.11) et Eq. (A.12) de l'annexe A). Les effets dissipatifs sur la quantité de mouvement sont pris en compte par un opérateur que nous appelons $\mathbf{A}$, ceux sur la densité (ou autre traceurs), par un opérateur que nous appelons $\mathbf{K}$. De manière générale, ces deux opérateurs sont tri-dimensionnels, avec une dépendance spatiale et temporelle ($\mathbf{A}(x, y, z, t)$ et $\mathbf{K}(x, y, z, t)$). Pour simplifier le problème, nous allons approximer l'effet de ces termes. Dans le modèle Double Drake, la dissipation de traceur est paramétrée comme une combinaison d'un flux advectif [Gent et McWilliams, 1990], et d'une diffusion isopycnale [Redi, 1982], dépendante des gradients horizontaux de densité. L'opérateur $\mathbf{K}$ dans l'équation (A.12) n'est alors plus constant, mais est défini localement, à un instant donné, en fonction des gradients horizontaux de densité. La prise en compte de cet effet devient difficilement réalisable, c'est pourquoi, en première approximation, nous ne prenons pas en compte les effets dissipatifs sur la densité. En deuxième approximation, nous ne considérons que la partie horizontale de la dissipation sur la quantité de mouvement. Dans le modèle Double Drake, cette dissipation est paramétrée comme un laplacien $A_h \nabla_h^2$, avec A_h le coefficient (constant) de viscosité turbulente horizontale. Nous prendrons comme valeur de A_h celle du modèle. Ce coefficient dépend de la résolution horizontale, et est fixé à 3.10^5, 1.10^5, et 4.10^4 $\mathrm{m}^2.\mathrm{s}^{-1}$ pour cs24, cs48 et cs96, respectivement (Tab. 2.1). En négligeant la dissipation de la densité ($\mathbf{K} = 0$), et en prenant une dissipation horizontale de quantité de mouvement constante ($\mathbf{A} = A_h$), l'équation de

vorticité potentielle QG pour les perturbations devient :

$$(\partial_t+\overline{\mathbf{u}}_g.\boldsymbol{\nabla}_h)\left[\nabla_h^2\psi+\partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z\psi\right)\right]+\left[\beta-\partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z\overline{u}_g\right)\right]\partial_x\psi-\partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z\overline{v}_g\right)\partial_y\psi=A_h\nabla_h^2.\nabla_h^2\psi \tag{5.6}$$

Ici, l'approximation des ondes longues n'est plus faite, et les calculs sont réalisés dans l'espace spectral (k,l). En cherchant des solutions sous la forme d'onde planes $\psi = F(z)e^{i(kx+ly-wt)}$, nous obtenons un problème aux valeurs propres généralisé :

$$\begin{aligned}\omega\left[-(k^2+l^2)F+\partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_zF\right)\right] = {} & \beta kF-\partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z\overline{u}_g\right)kF-\partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z\overline{v}_g\right)lF \\ & +(\overline{u}_gk+\overline{v}_gl)\left[-(k^2+l^2)F+\partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_zF\right)\right]+iA_h(k^2+l^2)^2F\end{aligned} \tag{5.7}$$

Pour illustrer l'effet de la viscosité sur le calcul local, nous présentons les résultats de ce calcul réalisé pour un profil spécifique de stratification et de vitesse de l'état moyen. Le profil choisi est celui utilisé pour diagnostiquer la structure verticale des anomalies de température dans la proximité du bord est (Fig. 5.1, cercle noir pour cs24, et bleu pour cs48 et cs96). Lorsque la viscosité n'est pas prise en compte (Fig. 5.6, panneaux du *haut*), les plus forts taux de croissance sont observés pour les grands nombres d'ondes (petites échelles spatiales), non résolues par le modèle (les échelles spectrales résolues par les trois configurations sont celles qui sont incluses dans les cercles blancs). Lorsque la viscosité turbulente est prise en compte dans ce calcul, les nombres d'ondes des modes qui croissent le plus rapidement sont très largement réduites (ils ont une plus grande longueure d'onde), de sorte qu'ils sont résolus par le modèle. La prise en compte de la viscosité turbulente dans le calcul local de l'instabilité barocline agit donc comme un filtre sur les nombres d'ondes.

Nous appliquons maintenant cette analyse au petit bassin des trois configurations du modèle Double Drake. Puisque l'approximation des ondes longues n'est plus faite, nous restreignons les calculs aux modes résolus par le modèle. En chaque point, le problème aux valeurs propres généralisé Eq. (5.7) est résolu pour $(k,l) \in [-\frac{2\pi}{2\Delta x}, \frac{2\pi}{2\Delta x}]$, avec Δx, la résolution horizontale. Le plus fort taux de croissance (la partie imaginaire de ω) est extrait, et caractérise le mode qui se développera le plus rapidement.

Dans les trois configurations, la région où les perturbations se développent le plus rapidement se situe entre 30° et 50°N (Fig. 5.7). Ce maximum correspond approximativement à la séparation entre le gyre subpolaire et le gyre subtropical (Fig. 2.6). La prise

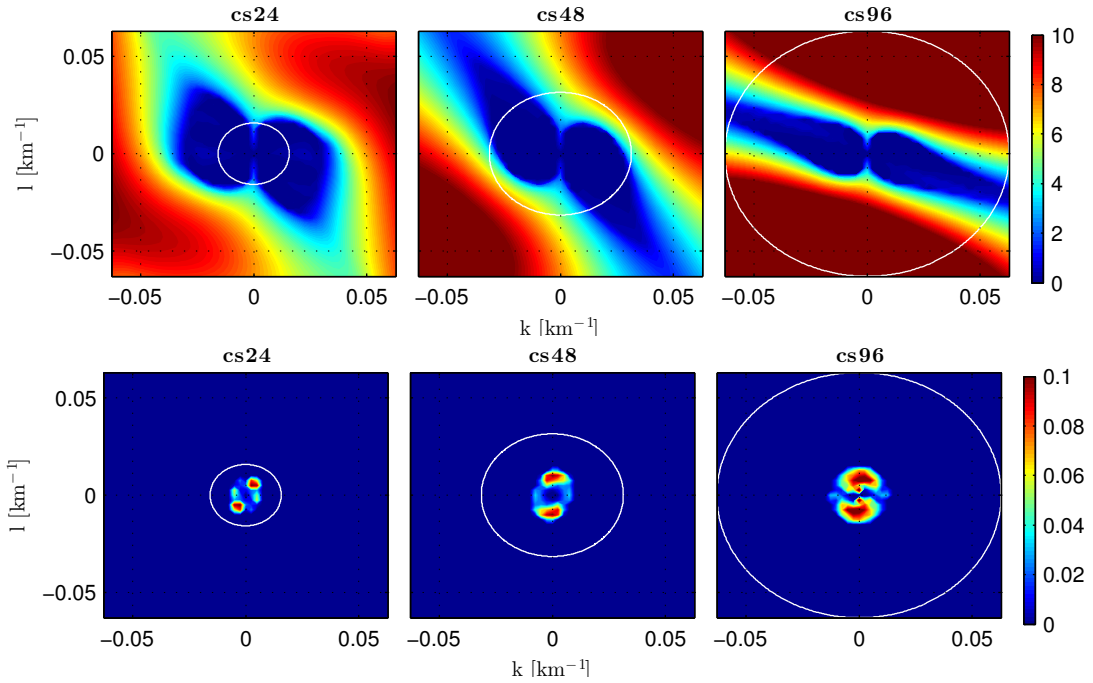

Figure 5.6 – Taux de croissance [an^{-1}] pour un profil de stratification et de vitesse de l'état moyen, à proximité du bord est, pour les trois configurations. Les calculs sont faits sans viscosité (en *haut*), c'est-à-dire que le membre de droite de l'équation (5.6) est strictement nul, et avec viscosité (en *bas*). Les cercles blancs représentent les échelle spectrales résolues par le modèle ($\frac{2\pi}{400\ km}$, $\frac{2\pi}{200\ km}$ et $\frac{2\pi}{100\ km}$, pour cs24, cs48 et cs96, respectivement). 5.4.

en compte de la viscosité turbulente réduit fortement les taux de croissance aux basses latitudes. À ces latitudes, la vorticité planétaire f devient faible, et le rayon de déformation de Rossby grand. Ainsi, pour les modes que nous recherchons ($\sim O(1000\ km)$), l'approximation des ondes longues est moins valable à ces latitudes. La vorticité relative $\nabla^2\psi$ reste négligeable devant le terme $\partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z\psi\right)$, mais son effet est plus marqué qu'aux plus hautes latitudes. Puisque les termes dissipatifs sont uniquement appliqués à la vorticité relative dans ce calcul, il n'est pas surprenant que leurs effets soient plus marqués aux basses latitudes. Cela explique en partie pourquoi Hochet et al [In Press] observent les régions les plus instables de l'océan mondial aux basses latitudes, où l'analyse locale utilisée ne prenait pas en compte les effets dissipatifs.

Dans les trois configurations, nous retrouvons de forts taux de croissance le long de la frontière est, au nord de 60°N. La raison pour laquelle ces taux de croissance n'étaient pas observés dans le cas non-visqueux vient de l'approximation des ondes longues. Ces modes ont des échelles spatiales inférieures à 1000 km, et n'étaient donc pas résolus

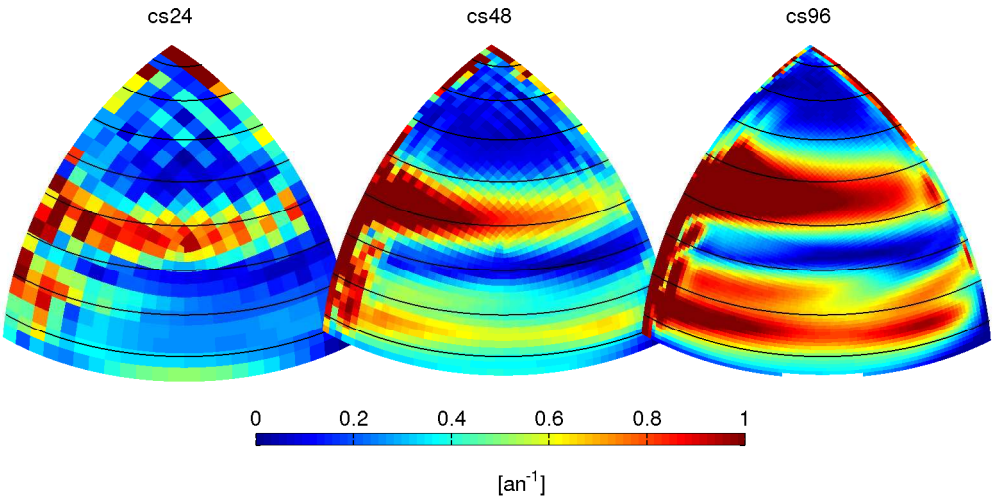

Figure 5.7 – Taux de croissance [an^{-1}] du mode qui se développe le plus rapidement, lorsque la viscosité turbulente est prise en compte dans l'équation de vorticité potentielle QG, pour les trois configurations. La viscosité est prise en compte de manière identique au modèle non-linéaire, c'est-à-dir comme un laplacien à coefficient constant. Ce coefficient dépend de la résolution horizontale, et vaut, $A_h = 3.10^5$, 1.10^5, et 4.10^4 m^{2}s^{-1} pour cs24, cs48 et cs96, respectivement (Tab. 2.1).

par le calcul pour la valeur de k choisie ($||\vec{k}|| = 1000\ km$). Il est cependant délicat de conclure sur la robustesse de ces résultats, puisque l'analyse locale ne prend pas en compte l'effet des bords - les calculs sont réalisés avec des conditions aux frontières périodiques. Cependant, pour cs48 et cs96, cette région correspond à un maximum local dans la contribution des termes zonaux du bilan de variance (Fig. 5.1, cercles *mauves*). Ce résultat indique que, dans le modèle non-linéaire où les frontières sont prises en compte, des anomalies de température se développent le long de la frontière est. La croissance de ces anomalies est induite par un flux zonal de température $\overline{u'T'}$, qui se projette sur un gradient zonal de température $\partial_x \overline{T}$. Ce gradient zonal est équilibré, via la géostrophie, par des courants méridiens. De plus, la structure verticale des anomalies de température qui se développent dans cette région ont une forte signature barocline (non-présentée). Cette région remplit donc les critères diagnostics de l'instabilité barocline. Cependant, les modes qui se développent le plus rapidement, obtenus à l'aide de l'analyse locale, ressemblent peu aux anomalies de température de grande échelle observées dans le modèle. La structure verticale des modes est fortement intensifiée en surface (Fig. 5.8), alors que les anomalies de température du modèle sont intensifiées en subsurface (entre 200 et 1000 m de profondeur en fonction de la configuration), et leur vitesse de phase (∼5-10 cm.s^{-1}) est

très supérieure aux vitesses de propagation estimées depuis les diagrammes de Hovmöller (Sect. 3.3.2). Ils ne peuvent donc pas correspondre aux anomalies de température qui se propagent à travers le bassin.

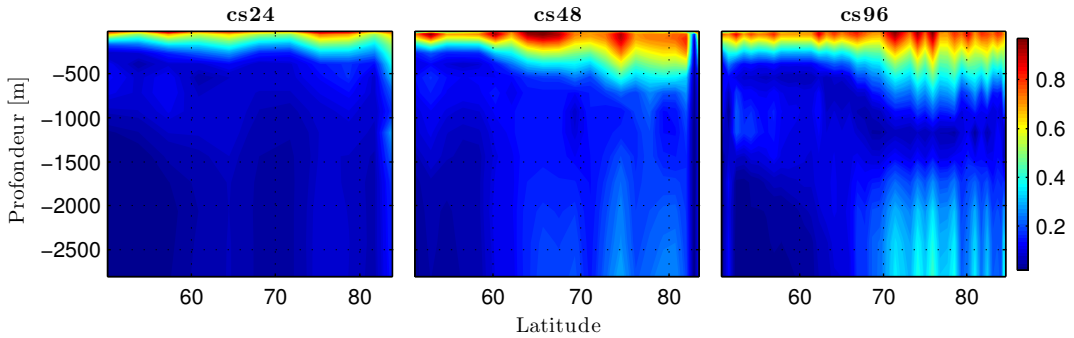

Figure 5.8 – Structure verticale des modes qui se développent le plus rapidement, le long de la frontière est, pour les trois configurations.

5.4 Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons analysé l'origine océanique des anomalies de température de grande échelle à l'aide de deux approches. La première est une approche diagnostique, réalisée à l'aide d'un bilan de variance des températures océaniques, ainsi que la structure verticale des anomalies. Cette approche permet de diagnostiquer les modes qui se développent dans le modèle non-linéaire Double Drake. Nous avons montré qu'aux hautes latitudes, deux régions présentaient une croissance des anomalies de température. La première se situe dans la partie ouest du bassin, l'autre dans la partie est. Nous avons finalement conclu qu'à l'ouest, la variance de température était une conséquence de la variabilité océanique, et non la cause. Les anomalies de température de grande échelle se forment donc dans la partie est du bassin.

La deuxième approche utilisée est l'analyse locale de l'instabilité barocline. Elle nous permet d'analyser quelle région du petit bassin présentait les taux de croissance les plus forts, et de savoir où, dans l'océan, des perturbations de l'état moyen pouvaient se développer par instabilité barocline. C'est une approche prognostique utilisant l'état moyen du modèle Double Drake. En enrichissant progressivement l'analyse, nous avons pu conclure sur les rôles respectifs des vitesses zonales et méridiennes de l'état moyen, ainsi que de la viscosité turbulente du modèle. Les vitesses méridiennes sont apparues comme un élé-

ment clé pour permettre à des anomalies de se développer dans tout le bassin. Pour les calculs non-dissipatifs, nos résultats sont cohérents avec ceux de Hochet et al [In Press], qui ont appliqué l'analyse locale de l'instabilité barocline à des données in-situ. Aux grandes échelles spatiales, les régions qui présentent les taux de croissance plus forts sont localisées aux basses latitudes. En appliquant un terme de viscosité horizontale à la vorticité relative dans les équations, nous avons montré que les taux de croissance sont fortement réduits aux basses latitudes, les taux de croissance les plus forts étant observés aux moyennes latitudes, à l'intergyre.

La cohérence des résultats obtenus avec ces deux méthodes reste assez faible. En effet, la contribution méridienne du bilan de variance - identifiée comme dominante - fait ressortir deux régions de forte croissance, une le long du bord ouest, l'autre dans la proximité du bord est (cercles bleus et noirs de la figure 5.1, panneaux du *haut*). Dans la région de bord ouest, les taux de croissance sont faibles, confirmant notre conclusion concernant cette région. À proximité du bord est (Fig. 5.1 cercles noir pour cs24 et bleu pour cs48 et cs96), seul l'état moyen de la configuration cs24 est suffisamment instable pour expliquer le développement de perturbations par instabilité barocline dans cette région. Il est donc possible que les anomalies de température de grande échelle se développent localement par instabilité barocline, dans la région où le terme dominant du bilan de variance est maximal. Pour les configurations cs48 et cs96, les taux de croissance de cette région sont trop faibles pour expliquer le développement des anomalies de température observées dans le modèle. De forts taux de croissance sont cependant observés le long de la frontière est, aux hautes latitudes, pour les trois configurations. Pour cs48 et cs96, ces taux de croissance coïncident avec le maximum local de la contribution des termes zonaux du bilan de variance. Cette contribution est portée par des courants méridiens, équilibrant les gradients zonaux de température de l'état moyen. Dans leur étude idéalisée, Hristova et al [2008] montrent qu'une instabilité du courant de bord est radie des ondes de Rossby vers l'intérieur du bassin. Une particularité de ces ondes est qu'elles peuvent avoir une longueur d'onde supérieure à la longueur d'onde des perturbations du courant lui-même. Ils ont par ailleurs montré que la nature de l'instabilité du courant de bord pouvait très bien être une instabilité barocline. La dynamique du petit bassin présente de fortes ressemblances avec ce mécanisme. Ainsi, une instabilité barocline du courant de bord est radierait des ondes de Rossby dans l'intérieur du bassin, expliquant les anomalies de température de grande échelle observées dans le petit bassin.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Les travaux présentés dans cette thèse portent sur la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord, avec comme centre d'intérêt principal l'AMO (*Atlantic Multidecadal Oscillation*). Pour comprendre les mécanismes qui permettent à cette oscillation d'exister, nous avons choisi une approche basée sur des simulations numériques idéalisées. Ces simulations n'ont pas vocation à reproduire la variabilité observée, mais nous permettent d'isoler des processus spécifiques, et de les soumettre à des expériences de sensibilité. Ces expériences de sensibilité sont essentielles pour conclure sur la robustesse des mécanismes discutés. Cependant, de telles expériences ne sont malheureusement pas réalisables avec des modèles climatiques réalistes, car ces derniers présentent une trop grande complexité numérique. Les études qui utilisent ce type de modèle proposent des mécanismes pour la variabilité océanique qui sont, le plus souvent, basés sur des analyses statistiques, comme des corrélations ou des régressions. Il est alors difficile d'avoir pleinement confiance dans les mécanismes qu'elles proposent, car aucune expérience de sensibilité n'est réalisée.

Dans ce dernier chapitre, nous synthétisons les principaux résultats présentés dans ce manuscrit. Nous discutons plus largement leur robustesse et leurs implications pour l'étude de la variabilité basse fréquence dans l'océan Atlantique Nord, en confrontant nos résultats aux observations. Quelques perspectives à ces travaux sont finalement présentées.

6.1 Synthèse

Cette étude a été conduite à l'aide de la configuration idéalisée Double Drake [Ferreira et al, 2010] du MITgcm [Marshall et al, 1997]. C'est une configuration idéalisée, couplée océan-atmosphère-glace de mer, composée d'un océan à fond plat, séparée par deux barrières méridiennes. Ces barrières forment un petit bassin, un grand bassin, et un bassin circumpolaire au sud de 34°S. Cette configuration reproduit des caractéristiques clés du climat actuel [Ferreira et al, 2010]. En particulier, elle permet de localiser la formation des eaux de fond par convection, ainsi qu'une cellule méridienne de retournement (MOC),

dans le petit bassin. Ce bassin constitue donc une représentation idéalisée de l'océan Atlantique. À 4° de résolution horizontale, la MOC du modèle oscille avec une période de 34 ans [Buckley et al, 2012]. Le mode de variabilité reproduit par cette configuration fait intervenir la propagation d'ondes de Rossby de grande échelle à travers le petit bassin. Il a tout d'abord observé par Colin de Verdière et Huck [1999] dans un modèle idéalisé à fond plat, et est un bon candidat pour expliquer la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord. Cependant, la faible résolution horizontale de cette configuration ne permet pas de convenablement représenter les interactions air-mer de grande échelle. Nous avons donc augmenté la résolution horizontale de 4° à 2° puis 1°. Ces trois configurations nous ont permis d'explorer les deux problématiques suivantes :

1. Analyser le comportement du mode de variabilité reproduit par la configuration Double Drake, lorsque les interactions océan-atmosphère sont intensifiées, en réponse à l'augmentation de la résolution horizontale.
2. Analyser l'origine de la variabilité océanique à l'aide de deux approches, dont la philosophie est radicalement différente, et comparer leurs résultats respectifs.

Dans un premier temps, nous avons montré qu'augmenter la résolution horizontale de la configuration Double Drake de 4° à 1° ne modifie pas drastiquement l'état moyen de l'océan ni de l'atmosphère. Lorsque la résolution augmente, la MOC moyenne dans le petit bassin est amplifiée, mais sa structure spatiale est inchangée : elle est maximum à 1000 m de profondeur, autour de 30°N. Concernant l'état moyen de l'atmosphère, cette configuration présente des comportements similaires à beaucoup de modèles atmosphériques, comme le déplacement des jets extratropicaux vers les pôles, lorsque la résolution augmente [Pope et Stratton, 2002, Arakelian et Codron, 2012]. À cela est associé une forte intensification de la variabilité interne de l'atmosphère, avec un indice NAM (*Northern Annular Mode*) qui est environ deux fois supérieur dans cs96 par rapport à cs24 - dans la configuration Double Drake, le NAM est le principal mode de variabilité de l'atmosphère, et explique plus de 60% de la variabilité.

Dans les trois configurations, la MOC oscille sur des échelles de temps de 30-40 ans, en accord avec les résultats de Buckley et al [2012]. Ces échelles de temps sont celles généralement observées dans les modèles réalistes ainsi que dans l'Atlantique Nord [Frankcombe et Dijkstra, 2009, Frankcombe et al, 2010]. La variabilité de la MOC est principalement géostrophique, et contrôlée par les anomalies de température le long de bord ouest. En accord avec des études précédentes [Tulloch et Marshall, 2012, McCarthy et al, 2015], la région de bord ouest est identifiée dans la configuration Double Drake comme une région

clé pour diagnostiquer les variations de la MOC aux échelles de temps supérieures à l'année - Hirschi et Marotzke [2007] ont montré que cette relation n'est valable qu'aux basses fréquences. Les anomalies de température sur le bord ouest, responsables des oscillations de la MOC, sont la signature d'anomalies de grande échelle, qui se propagent à travers le petit bassin. Elles se développent dans la partie est du bassin, et se propagent d'est en ouest autour de 60°-70°N. Les latitudes, auxquelles se propagent ces anomalies, correspondent approximativement au maximum de vents d'est, définissant l'extrémité nord du gyre subpolaire. Nous interprétons la propagation de ces anomalies comme la signature d'ondes de Rossby de grande échelle, mais l'effet des courants de l'état moyen sur la propagation de ces ondes reste mal compris. Nous retiendrons deux différences majeures des séries temporelles de l'indice de MOC :

1. L'amplitude des oscillations est presque doublée dans cs48 et cs96 comparée à cs24.
2. La configuration cs96 présente un spectre de puissance beaucoup plus riche, avec une variabilité interannuelle beaucoup plus développée que dans les deux autres configurations.

Ces différences de l'indice de MOC traduisent la présence d'une variabilité différente à l'interface air-mer dans le petit bassin. En effet, l'amplification des oscillations de la MOC avec la résolution engendre une variabilité de surface très différente entre les configurations cs48/cs96 et cs24. Dans la configuration cs24, les anomalies de SST sont la signature des ondes de Rossby qui se propagent à travers le petit bassin. Cette signature est caractérisée par un dipôle est-ouest de température, avec une anomalie froide (chaude) dans la partie ouest et une anomalie chaude (froide) dans la partie est du bassin, lorsque les anomalies de MOC sont positives (négatives). La signature de l'AMO est habituellement décrit comme des anomalies de SST qui sont générées par des anomalies d'OHT en réponse à un renforcement de l'AMOC [Knight et al, 2005, Zhang, 2008], et ces anomalies de SST semblent être stationnaires. Les anomalies de SST simulées par cs24 peuvent donc difficilement être interprétées comme une variabilité de type AMO. Dans les configurations cs48 et cs96 en revanche, les variations de la MOC étant plus amples (l'écart-type de l'indice de MOC est environ 2 fois supérieur dans cs48 et cs96), elles induisent des anomalies d'OHT plus intenses. Ainsi, dans ces deux configurations, les anomalies de SST dans le gyre subpolaire sont dominées par des anomalies positives (négatives) résultant de l'intensification (affaiblissement) de la MOC. Ces anomalies sont très similaires à celles reproduites par la plupart des modèles réalistes [Danabasoglu, 2008, Zhang, 2010, Tulloch et Marshall, 2012, Gastineau et Frankignoul, 2012], ainsi

qu'aux anomalies de SST observées dans l'océan Atlantique Nord [Knight et al, 2005]. Elles masquent alors la signature de surface des ondes de Rossby. Dans ces deux configurations, la variabilité basse fréquence dans le petit bassin est donc caractérisée par deux processus : la propagation d'ondes de Rossby en subsurface, et des anomalies de SST qui répondent aux anomalies de MOC. De part leur position stratégique à l'interface entre l'océan et l'atmosphère, les anomalies de SST qui se développent dans cs48 et cs96 sont susceptibles de modifier le rôle de l'atmosphère dans la variabilité basse fréquence océanique. De plus, dans la configuration cs96, les anomalies de SLP (*Sea Level Pressure*) sont significativement corrélées à l'indice de MOC du modèle, lorsque les SLP sont en avance de 2 ans. La structure de ces corrélations ressemble fortement au NAM simulé par le modèle. La variabilité atmosphérique, qui est corrélée aux anomalies de MOC, représente environ 25% de la variabilité du NAM. De telles corrélations entre la variabilité atmosphérique et la variabilité océanique sont souvent utilisées comme un argument pour décrire une variabilité océanique qui serait forcée par la variabilité atmosphérique.

Le rôle respectif de l'atmosphère et de l'océan dans l'existence de la variabilité de la MOC a été diagnostiqué à l'aide d'un bilan de variance des températures océaniques. Pour les trois configurations, le terme $-\overline{\mathbf{u}'T'}\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$ apparaît comme dominant la croissance des anomalies de température. Ce terme représente un processus purement océanique. Les flux de chaleur atmosphériques, en revanche, amortissent la variabilité océanique via une rétro-action négative. Ces résultats ont été confirmés par des expériences d'océan seul, où le modèle océanique est forcé par des flux en moyenne climatologique issus des simulations couplées. Lorsque seule la variabilité saisonnière des flux est présente, les oscillations de la MOC persistent. L'océan n'a donc pas besoin d'une variabilité atmosphérique pour développer une variabilité basse fréquence. Des expériences de sensibilité aux flux de surface ont par la suite été réalisées pour comprendre l'action de l'atmosphère sur la variabilité océanique. Dans cs24, l'atmosphère amortit simplement l'amplitude des oscillations de la MOC, en réduisant l'amplitude des ondes de Rossby qui traversent le petit bassin. Dans cs96, les anomalies de SST qui se développent lors d'un renforcement de la MOC isolent les ondes de Rossby des flux air-mer, expliquant le plus faible amortissement de la variabilité de la MOC par les rétro-actions de l'atmosphère. Cependant, les interactions océan-atmosphère observées dans cette configuration perturbent la variabilité de la MOC, en entravant la propagation des ondes de Rossby à travers le petit bassin. Ces interactions permettent par ailleurs à l'atmosphère d'imprimer une variabilité interannuelle dans l'océan, expliquant le spectre plus riche de l'indice de MOC de cette

configuration. Ainsi, nous avons montré qu'il est possible de simuler des corrélations entre une variabilité océanique et une variabilité atmosphérique, où l'atmosphère semble dominer (les SLP sont en avance de quelques années par rapport aux anomalies de MOC), mais la variabilité océanique est générée par des processus internes à l'océan.

Nous avons ensuite cherché à rationaliser l'origine des ondes de Rossby comme une instabilité barocline de grande échelle. Pour cela, nous avons utilisé deux approches différentes. La première est une approche diagnostique, utilisant un bilan de variance des températures océaniques ainsi que la structure verticale des anomalies de température. Elle permet de diagnostiquer où, dans le modèle non-linéaire, des anomalies de température se développent. Elle a été interprétée par beaucoup d'études comme un diagnostic de l'instabilité barocline. La seconde est une approche prognostique, utilisant une analyse locale de stabilité linéaire. Elle permet de prédire quel profil de l'état moyen de l'océan sera instable barocliniquement. Dans les trois configurations, le développement des anomalies de température dans le modèle non-linéaire, diagnostiqué avec un bilan de variance, est observé dans la partie est du petit bassin. Dans la configuration cs24, le développement des anomalies se fait dans la proximité du bord est, autour de 60°N. Dans cs48 et cs96, cette région est moins bien capturée, et une seconde région, le long de la frontière est, présente un maximum du terme dominant du bilan de variance. Dans cette dernière région, le développement de perturbations est principalement porté par les courants méridiens de l'état moyen. Nous interprétons le développement des anomalies de température dans ces régions comme une instabilité barocline de grande échelle, car les deux diagnostics utilisés (bilan de variance et structure verticale) traduisent des processus physiques qui sont caractéristiques de cette instabilité (transfert de l'énergie de l'état moyen vers l'énergie des perturbations, anomalies de surface et de fond en quadrature de phase). En raffinant progressivement l'analyse locale de stabilité linéaire, nous avons par ailleurs montré que les vitesses méridiennes de l'état moyen sont un élément clé pour permettre la croissance de perturbations dans la totalité du bassin. Sans elles, seules quelques régions sont instables. La viscosité turbulente pour sa part réduit fortement les taux de croissance aux basses latitudes, ce qui explique en partie les résultats obtenus par Hochet et al [In Press] pour l'océan mondial. Dans les trois configurations, la région qui présente les taux de croissance les plus élevés est localisée le long du bord ouest, entre le gyre subtropical et le gyre subpolaire. Cependant, dans le modèle non-linéaire, aucune anomalie n'est observée dans cette région. L'analyse locale de stabilité linéaire prévoit donc le développement d'anomalies dans cette région, mais les processus présents

dans le modèle non-linéaire ne permettent pas à ces modes de se développer. À l'inverse, l'analyse locale ne fait pas ressortir des taux de croissance particulièrement forts dans les régions où nous observons le développement d'anomalies de température de grande échelle dans le modèle non-linéaire. La seule région communément identifiée par ces deux approches se situe le long du bord est, au nord de 60°N, pour les configurations cs48 et cs96. De forts taux de croissance sont observés, et correspondent à un maximum du terme $-\overline{\mathbf{u}'T'}\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$. De plus, dans le modèle non-linéaire, les anomalies de température qui se développent dans cette région, présentent une forte signature barocline sur la verticale. Bien que l'analyse locale ne prenne pas en compte l'effet des bords, la concordance entre ces deux approches laisse penser que des perturbations se développent effectivement par instabilité barocline le long de la frontière est. Les caractéristiques des modes qui se développent (structure verticale, vitesses de phase, nombre d'onde) ne sont cependant pas en accord avec les caractéristiques des anomalies de température de grande échelle qui se développent dans le modèle non-linéaire. Ils ont des vitesses de phase trop élevées, et des longueurs d'ondes trop petites. Il est cependant possible d'interpréter ces modes comme une instabilité barocline du courant méridien de bord est. Cette instabilité radierait alors des ondes de Rossby de grande échelle dans l'intérieur du bassin, comme cela est proposé par Talley [1983] et Hristova et al [2008].

Finalement, nous interprétons le mécanisme de variabilité du modèle Double Drake comme émanant d'une instabilité barocline du bord est. Les perturbations du courant de bord est, qui se développent par instabilité barocline, radient des ondes de Rossby de grande échelle vers l'intérieur du bassin. En arrivant sur le bord ouest, ces ondes induisent un gradient zonal de densité, générant, via l'équilibre du vent thermique, des anomalies de MOC. En oscillant, la MOC transporte plus ou moins de chaleur vers le nord, générant ainsi des anomalies de SST dans le gyre subpolaire. Dans les configurations cs48 et cs96, les variations de la MOC étant plus intenses, ces anomalies de SST dominent la variabilité de surface, et masquent la signature des ondes de Rossby en surface.

6.2 Discussion

Nous nous attachons ici à mettre nos résultats dans le contexte général de la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord. Le premier reproche qui peut être fait à notre étude est bien sûr la simplicité de la géométrie du bassin Atlantique, et notamment l'approximation d'un fond plat. En effet, le mode de variabilité reproduit par la configuration

Double Drake est connu pour être très sensible à l'ajout d'une bathymétrie quelconque [Winton, 1997, Buckley et al, 2012]. Ce mode de variabilité est en effet simulé par beaucoup de modèles, mais, seuls ceux qui font l'approximation d'un fond plat, simulent un mode qui n'est pas amorti. Ici, nous avons interprété la génération de ce mode de variabilité comme une instabilité du courant méridien de bord est, mais il reste un doute quant à la robustesse de cette interprétation en présence d'une bathmyétrie. De plus, dans la configuration cs24, Buckley et al [2012] ont explicitement montré que l'ajout d'une bathymétrie idéalisée amortissait ce mode. Ils proposent alors que la variabilité stochastique de l'atmosphère soit la source d'énergie qui permette à ce mode de perdurer. Le doute persiste donc sur les processus qui permettent la génération de ces anomalies de grande échelle. Une autre interprétation est que la variabilité de l'atmosphère conditionne l'état moyen de l'océan, le rendant plus ou moins instable barocliniquement [Frankcombe et al, 2009]. Ces problématiques constituent une des perspectives discutées par la suite.

Cependant, la propagation d'ondes de Rossby de grande échelle à travers l'océan Atlantique Nord a été mise en évidence par Frankcombe et al [2008] dans les données de température du *Joint Environment Data Analysis Center* (JEDA), où des anomalies de température se propagent d'est en ouest avec une période d'environ 20 à 30 ans. Il semble donc que ce mode de variabilité soit un processus robuste. Dans l'océan réel, ces anomalies de grande échelle sont intensifiées en subsurface, tandis qu'en surface, une variabilité différente domine largement le signal. Cela a par exemple été montré dans une étude récente réalisée par Ortega et al [2015] avec le modèle climatique CM5A de l'IPSL. Ils montrent q'une variabilité de surface, qu'ils interprètent comme un mode couplé océan-atmosphère mettant en jeu des événements de convection intenses, coexiste avec la propagation d'ondes de Rossby de grande échelle à travers l'Atlantique. Ces deux mécanismes interagissent positivement pour former des oscillations de l'AMOC d'environ 20 ans. Cette hypothèse a aussi été proposée par Frankcombe et al [2010] en utilisant un grand nombre d'observations (proxy comme couverture de glace, HadSST2, XBT, marégraphe), ainsi que les simulations réalisées pour le rapport d'évaluation numéro 4 (AR4) de l'IPCC (*Intergovernmental Panel on Climate Change*). Ils montrent la coexistance d'une variabilité de subsurface relative à la propagation d'onde, et une variabilité de surface, qu'ils interprètent comme un mode forcé par la variabilité atmosphérique. Cette coexistance d'une variabilité de surface et d'une variabilité de subsurface ressemble fortement à ce que les configurations cs48 et cs96 simulent. Dans ces configurations, ainsi que dans le modèle utilisé par Ortega et al [2015], la variabilité de surface et de subsurface

partagent la même période dominante de variabilité (30-40 ans pour cs48/cs96, et 20 ans pour IPSL CM5A). En revanche, Frankcombe et al [2010] proposent deux modes, dont les périodes dominantes ne sont pas les mêmes. La variabilité de surface oscille à une période d'environ 50-70 ans, alors que la variabilité de subsurface oscille à une période d'environ 20-30 ans. Les périodes dominantes proposées par cette dernière étude sont en accord avec les échelles de temps dominantes obtenues depuis les observations. L'AMO oscille sur une période d'environ 65-70 ans [Schlesinger et Ramankutty, 1994, Kerr, 2000], et le temps que mettent les ondes à traverser le bassin est plutôt de l'ordre de 20 à 30 ans [Frankcombe et al, 2008]. Ces deux périodes sont les deux pics de variabilité principaux observés dans les plusieurs types de données. Frankcombe et al [2010] proposent alors de retenir le terme « AMO »pour le mode de surface à 50-70 ans, et de référencer le mode de subsurface à 20-30 ans comme « AIO »pour *Atlantic Interdecadal Oscillation*.

Ces résultats posent question, puisque les deux modes de variabilité (AMO et AIO) sont reliés aux oscillations de l'AMOC. En effet, en arrivant sur le bord ouest, nous avons montré que les anomalies de température associées aux ondes de Rossby de grande échelle modulent la MOC via la relation du vent thermique. Cette relation entre les anomalies de température et l'intensité de la MOC n'est pas un artefact de la représentation idéalisée des frontières dans la configuration Double Drake. Tulloch et Marshall [2012] ont montré une relation identique dans deux modèles réalistes (NCAR CCSM3 et GFDL CM2.1). Les anomalies de densité dans la région du *Mann Eddy*, au sud est de Terre-Neuve [Mann, 1967], permettent de reconstruire l'AMOC des modèles avec une bonne fidélité. Cette région est un point névralgique de la circulation océanique dans l'Atlantique Nord, marquant la fin du *Gulf Stream*, le début de la *Dérive Nord Atlantique*, auxquels se joint le courant de retour (froid) provenant du gyre subpolaire. La variabilité du Mann Eddy renseigne sur la trajectoire de la Dérive Nord Atlantique, ainsi que sur l'intensité de l'AMOC. La relation entre les anomalies de densité/température sur le bord ouest et l'intensité de la MOC a récemment été mise en évidence dans l'Atlantique Nord par McCarthy et al [2015] en utilisant des mesures issues des marégraphes le long de la côte est des États-Unis. Ils construisent un indice de niveau de la mer, et argumentent que cet indice permet de représenter les variations du Gulf Stream, mais aussi de la circulation méridienne de l'Atlantique Nord via la relation du vent thermique.

Les anomalies de SST qui définissent l'AMO ont été expliquées comme une réponse à une intensification de l'AMOC, qui induit, via des anomalies d'OHT, des anomalies positives de SST dans le gyre subpolaire. Ainsi, en arrivant sur le bord ouest, les anoma-

lies de température induisent des anomalies de l'AMOC. La période des oscillations de l'AMOC, et donc indirectement celle des anomalies de SST dans le gyre subpolaire, est donc fixée par la période des ondes de Rossby de grande échelle qui traversent le bassin d'est en ouest. Le mécanisme proposé par Frankcombe et al [2010], avec une période différente entre les anomalies de surface et de subsurface, ne permet pas d'appliquer cette vision simple de l'AMO, proposée par Knight et al [2005]. Cependant, ces deux modes de variabilité semblent avoir une existence dans l'océan Atlantique, comme révélée par les différentes observations discutées dans Frankcombe et al [2010]. Pour réconcilier ces deux modes de variabilité, il faut donc imaginer des mécanismes qui leur permettent de cohabiter.

Nous revenons maintenant sur les interactions océan-atmosphère, qui peuvent par exemple expliquer la variabilité de surface dans l'océan Atlantique, comme cela est décrit par Frankcombe et al [2010] et beaucoup d'autres études. Dans la configuration cs96, nous avons montré que la variabilité atmosphérique est significativement corrélée à la variabilité de la MOC, lorsque les SLP sont en avance de 2 ans. Finalement, nous avons montré que cette variabilité n'est pas nécessaire à l'existence de la variabilité océanique. Cependant, elle perturbe son expression, en entravant la propagation des ondes de Rossby à travers le petit bassin. En imprimant sa variabilité inter-annuelle dans l'indice de MOC, la variabilité atmosphérique devient significativement corrélée à l'indice de MOC dans la configuration cs96. Aux échelles multidécennales en revanche, les corrélations ne sont pas significatives. Or, plusieurs études ont montré que l'atmosphère possède une variabilité aux échelles multidécennales. Par exemple, Delworth et Greatbatch [2000] ont expliqué les oscillations de l'AMOC dans le modèle réaliste du GFDL comme un mode forcé par la variabilité basse fréquence ($>$ 20 ans) des flux de chaleur dans le nord de l'Atlantique. Une interprétation similaire a été proposée par Eden et Jung [2001] et Eden et Willebrand [2001]. La première étude a été réalisée à l'aide d'observations de plusieurs variables atmosphériques et de SST, et la deuxième étude à l'aide d'un modèle océanique, forcé en surface par des réanalyses atmosphériques. Ces deux études font état d'une variabilité basse fréquence de l'atmosphère, et la nature des données utilisées (observations et réanalyses) permet de conclure que l'atmosphère possède une variabilité aux échelles multidécennales. Cette conclusion est renforcée par les résultats récents de McCarthy et al [2015]. Depuis des mesures de hauteur de la mer le long de la cote est des États-Unis, réalisées à l'aide de marégraphes, ils reconstruisent un indice de l'AMOC par géostrophie. Les données récoltées leur permettent de reconstruire une série temporelle depuis le

début du XXième siècle jusqu'à aujourd'hui, représentant une mesure directe de l'AMCO (ce n'est pas un proxy mais une mesure de la dynamique océanique liée à l'AMOC). Ils montrent ansi que l'indice de la NAO, obtenu depuis des mesures de SLP, est fortement corrélé (0.71) à cet indice, lorsque la NAO est en avance d'1 an. Ils concluent finalement que la variabilité basse fréquence de l'océan est forcée par la variabilité basse fréquence de la NAO. Toutes ces études ont mis en avant la présence d'une variabilité basse fréquence de l'atmosphère. Bien que des interactions océan-atmosphère soient présentes dans la configuration cs96, cette configuration ne permet par de simuler une variabilité basse fréquence atmosphérique, significativement corrélée aux variations basses fréquences de la MOC. En présence d'une telle variabilité atmosphérique dans cs96, il serait peut-être possible de simuler une variabilité océanique de surface qui serait plus cohérente avec les observations discutées par Frankcombe et al [2010]. Pour cela, il est alors nécessaire de comprendre comment cette variabilité atmosphérique est générée : Est-elle interne à l'atmosphère, ou répond-elle à la variabilité basse fréquence de l'océan ?

6.3 Perspectives

6.3.1 Variabilité basse fréquence dans l'atmosphère

Comme nous l'avons déjà largement discuté, plusieurs études décrivent l'AMO comme un mode forcé par la variabilité basse fréquence de l'atmosphère. Plusieurs processus ont été proposés à l'aide de modèles numériques, et un cycle de variabilité aux échelles de temps supérieures à la décennie est observé dans les données de pression de surface (SLP) [Eden et Jung, 2001, McCarthy et al, 2015, et beaucoup d'autres]. Bien qu'un mode basse fréquence semble caractériser la variabilité de l'atmosphère, son origine reste mal comprise. On peut notamment poser la même question que celle exposée en introduction concernant l'AMO : Cette variabilité basse fréquence atmosphérique est-elle un mode interne à l'atmosphère, est-elle un mode couplé, ou bien répond-elle à la variabilité basse fréquence de l'océan ?

Pour estimer si l'atmosphère est capable de générer une variabilité interne, James et James [1989] ont réalisé une expérience d'atmosphère seule, où le cycle saisonnier représente le cycle de forçage de plus basse fréquence. En diagnostiquant des variables clés de la dynamique atmosphérique, comme la température de surface et la vorticité, ils ont montré que leur modèle atmosphérique présente un maximum de variabilité entre 10 et 40 ans. Puisque aucun forçage basse fréquence n'est pris en compte, ils conclurent que cette variabilité atmosphérique est générée par les processus non-linéaires du modèle. En réalisant une expérience similaire, Limpasuvan et Hartmann [1999] ont par ailleurs montré le rôle majeur joué par les flux de la circulation turbulente dans la variabilité de l'Oscillation Arctique [1].

Aux échelles de temps supérieures à la décennie, les échanges de chaleur entre l'océan et l'atmosphère sont supposés être induits par la variabilité océanique. Cette hypothèse, proposée par Bjerknes [1964], a été récemment mise en évidence par Gulev et al [2013] à l'aide de mesures de flux turbulents de surface et de mesures de SST. Greatbatch [2000] évoque cependant plusieurs difficultés dans la description d'une variabilité basse fréquence de l'atmosphère pilotée par les SST. En particulier, la réponse de l'atmosphère à des anomalies prescrites de SST dans l'Atlantique Nord dépend du modèle utilisé [Kushnir et Held, 1996, Lau, 1997]. Certains modèles atmosphériques simulent une réponse forte, d'autres pas de réponse du tout. Plus récemment, Gastineau et Frankignoul [2012] ont

1. L'Oscillation Arctique est le mode dominant de la variabilité atmosphérique de l'hémisphère nord, et est hautement corrélée à la NAO, le mode de variabilité principal de l'atmosphère dans l'Atlantique Nord.

montré que, dans six modèles couplés globaux, l'atmosphère répond aux anomalies de SST dans l'Atlantique Nord, mais la réponse est faible (0.5 hPa), et explique une faible part de la variabilité atmosphérique (10% de la variabilité de la NAO)[2]. La réponse atmosphérique est cependant intensifiée si un filtre passe-bas est appliqué, ce qui indique qu'elle est surtout présente aux basses fréquences, en accord avec l'hypothèse de Bjerknes [1964] et les résultats de Gulev et al [2013].

À notre connaissance, peu d'études ont cherché à comparer la variabilité atmosphérique simulée par un AGCM (*Atmospheric General Circulation Model*) forcé par des anomalies saisonnières de SST et de glace de mer d'une part, et d'autre part, le même AGCM forcé par des anomalies de SST contenant la variabilité observée aux échelles multidécennales, ou encore, le même AGCM couplé à un modèle océanique. Ces expériences renseigneraient pourtant sur la part du spectre atmosphérique qui résulte d'une dynamique interne, et celle qui est induite par le forçage océanique/les interactions océan-atmosphère. La philosophie de ces expériences est la même que les expériences d'océan seul présentées en section 4.3. Couper les interactions océan-atmosphère renseigne sur la part de la variabilité (océanique ou atmosphérique) qui résulte de ces interactions. Comme étude préliminaire pour répondre à ces questions, nous avons découplé le modèle atmosphérique utilisé dans la configuration Double Drake à 1° de résolution horizontale (cs96). Nous avons choisi la configuration cs96 pour réaliser cette expérience, car elle est la seule à simuler des interactions océan-atmosphère de grande échelle (Fig. 4.2). Le modèle atmosphérique est alors forcé par des flux de chaleur et les données de glace de mer, issus des simulations couplées. Les flux de chaleur sont composés des SST et des températures de surface au-dessus des barrières méridiennes, en moyenne climatologique tous les mois. Les données de glace de mer sont elles aussi en moyenne climatologique tous les mois. On notera que la glace de mer joue probablement un rôle secondaire, puisqu'elle n'est présente qu'au sud, et sa concentration est très faible dans cs96 (Sect. 2.4). Cette expérience d'atmosphère seule est intégrée pendant 600 ans, avec comme condition initiale une atmosphère stratifiée et uniforme horizontalement.

Dans ces deux expériences (couplée, CPL, et atmosphère seule, ATM), la variabilité des SLP de l'hémisphère nord est capturée à 60% par la première EOF, bien que la variance expliquée pour ATM soit légèrement plus faible (59% contre 67% pour CPL ; Fig. 6.1, panneaux du *haut*). La structure spatiale de cette EOF est identique dans les

2. NB : Dans l'étude de Gastineau et Frankignoul [2012], les anomalies de SST auxquelles répond l'atmosphère sont les anomalies de SST dans le gyre subpolaire induites par les modulations de l'AMOC. Elles ne comprennent donc pas la variabilité totale des SST de l'Atlantique Nord.

deux expériences, et correspond au NAM discuté en section 4.1. L'amplitude de l'indice NAM est cependant légèrement plus forte dans CPL. L'analyse spectrale du NAM est faite depuis les PCs normalisées, et son spectre de puissance est présenté en figure 6.1 (panneau du *bas*) pour CPL et ATM. Dans les deux expériences, le spectre de puissance est principalement blanc. Nous observons une variabilité légèrement plus intense pour CPL à certaines fréquences, autour 10-15 ans (cercle *mauve*) et 30-50 ans (cercle *bleu*). Ces analyses préliminaires laissent présager qu'un modèle couplé océan-atmosphère simulera une variabilité basse fréquence (>10 ans) atmosphérique plus intense qu'un modèle d'atmosphère seul forcé par des flux océaniques climatologiques. Il est cependant difficile de conclure sur la robustesse de ces résultats préliminaires, et une analyse plus approfondie est nécessaire pour estimer la significativité de ces résultats.

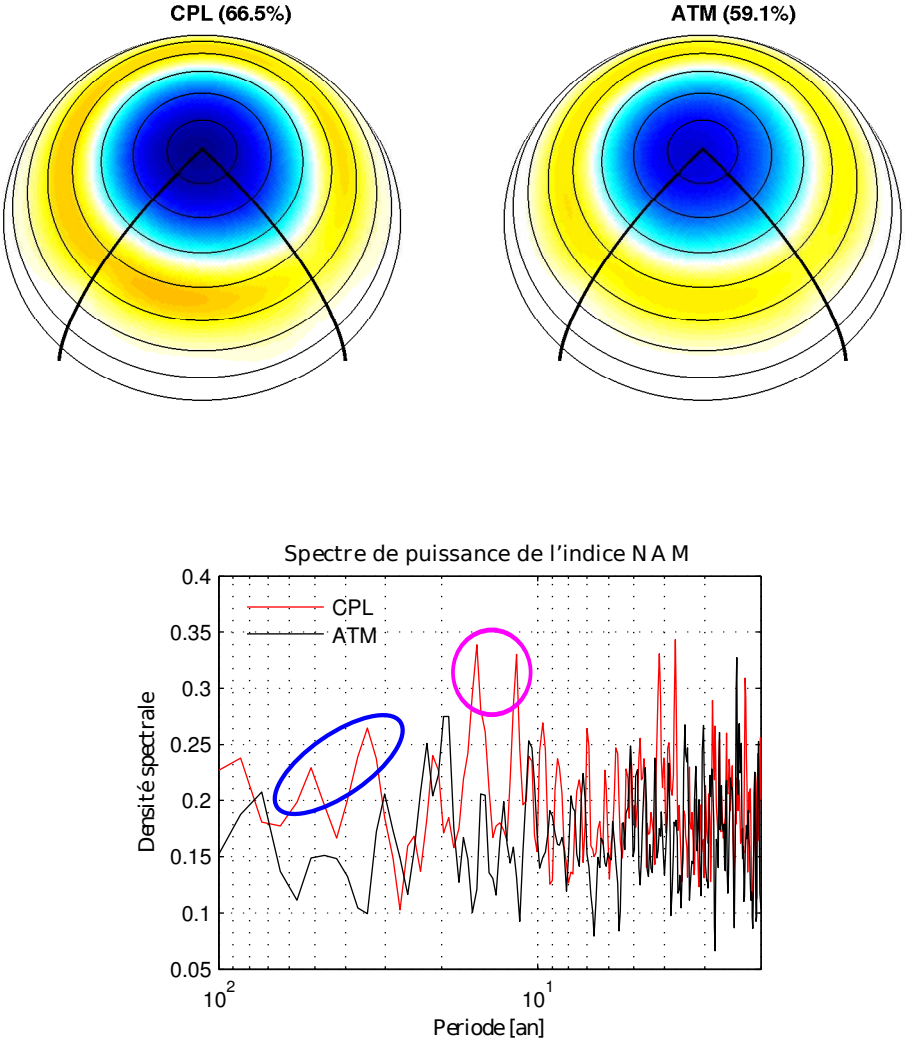

Figure 6.1 – (En *haut*) Structure spatiale de la première EOF [hPa] des SLP dans l'hémisphère nord pour l'expérience couplée (CPL, *gauche*) et l'expérience atmosphère seule (ATM, *droite*). Le pourcentage de variance expliquée est indiqué entre parenthèses. L'indice NAM, défini comme le maximum absolu de l'EOF, a une amplitude de 5.35 hPa et 4.6 hPa pour CPL et ATM, respectivement. (En *bas*) Spectre de puissance de la composante principale associée, définissant l'indice NAM, pour CPL (*noir*) et ATM (*mauve*). Les PCs sont normalisées, de sorte que l'amplitude du signal est contenu dans les EOFs. Les cercles de couleur représentent les fréquences auxquelles l'énergie de CPL est supérieure à celle de ATM.

6.3.2 L'Analyse locale de stabilité linéaire

Nous avons discuté en section 5.2 le lien qui existe entre le formalisme de l'analyse locale de stabilité linéaire, et le terme $-\overline{v'T'}\partial_y\overline{T}$. Ces calculs ont été réalisés pour les trois configurations Double Drake utilisées dans cette thèse, et nous avons montré que la concordance de leurs résultats était assez rare. L'analyse locale de stabilité prévoyait le développement de perturbations par instabilité barocline dans certaines régions, alors qu'aucune perturbation ne se développait dans le modèle non-linéaire. À l'inverse, dans les régions où des anomalies de grande échelle sont observées dans le modèle non-linéaire, les taux de croissance calculés via l'analyse locale de stabilité linéaire sont faibles. Seule une région, le long du bord est, présente une cohérence entre ces deux approches. Les divergences entre les résultats de ces deux analyses, appliquées à la configuration Double Drake, font écho aux différences entre la variabilité reproduite dans des modèles idéalisés, expliquant la variabilité de la MOC comme la propagation d'onde de Rossby, et les résultats de Hochet et al [In Press]. Il est cependant utile de bien comprendre les processus que l'analyse locale de stabilité linéaire capture, car elle fait partie des outils clés permettant d'expliquer une variabilité basse fréquence dans l'océan mondial à partir de l'état moyen de l'océan.

Pour clairement comprendre quelle part de la dynamique d'un modèle non-linéaire, l'analyse locale de stabilité linéaire peut expliquer, il est nécessaire de revenir à un modèle simple simulant des perturbations qui se développent par instabilité barocline, par exemple un modèle idéalisé à 2.5 couches. Lors d'un stage au LPO avec Thierry Huck, Florent Aguesse a réalisé des expériences numériques avec le modèle *shallow water* idéalisé à 2.5 couches de Sirven et al [In Press]. La géométrie a été légèrement simplifiée afin d'obtenir un bassin rectangulaire, et le coin nord-ouest présent dans la configuration initiale a été retiré. Une circulation océanique double gyre est forcée par un vent constant analytique, avec une amplitude maximum de 0.06 N.m^{-2}. Les autres paramètres n'ont pas été modifiés. La résolution horizontale de ce modèle est de $\frac{1}{6}^\circ$, et la dissipation est paramétrée comme une viscosité turbulente horizontale de 400 m^{2}s^{-1}. Ce modèle a été intégré sur 100 ans. Depuis un état de référence, le modèle met environ 40 ans à s'équilibrer, et affiche des oscillations régulières après 50 ans d'intégration. Les anomalies qui se développent dans ce modèle idéalisé sont présentées en figure 6.2 (deux panneaux du *haut*). L'amplitude des anomalies d'épaisseur de couche h1'et h2' est d'environ 100 m et 125 m, respectivement, avec une période d'environ 3 ans. Ces anomalies apparaissent dans le coin nord-est, et se propagent d'est en ouest jusqu'au coin nord-ouest. L'analyse

locale de stabilité linéaire a été appliquée à l'état moyen du modèle (une fois équilibré) pour rationaliser le développement de ces anomalies. Les calculs ont été réalisés pour un courant moyen purement zonal, sans dissipation, et l'approximation des ondes longues a été appliquée. Les taux de croissance obtenus via ce calcul sont présentés en figure 6.2 (panneau du *bas*). Entre 45-50°N, des taux de croissance relativement faibles (∼0.001 cycles/an) sont observés. Les taux de croissance sont légèrement plus intenses dans le coin nord-est du bassin, atteignant environ ∼0.004 cycles/an. Une seconde région, dans le coin nord-ouest, présente des taux de croissance positifs et plus élevés (∼0.01 cycles/an). De ces résultats préliminaires, nous pouvons supposer que les anomalies se développent dans le coin nord-est par instabilité barocline. En se propageant vers l'ouest, elles traversent des régions dont l'état moyen de l'océan est instable, ce qui peut fournir une source d'énergie pour soutenir leur amplitude vis-à-vis des différents processus dissipatifs. La région où les taux de croissance sont les plus forts, le long de la frontière nord, dans la partie ouest du bassin, peut elle aussi représenter une source d'énergie pour la croissance ou le maintien de ces anomalies. Pour rationaliser ces hypothèses, il serait bon de comparer les résultats de l'analyse locale de stabilité linéaire, à un bilan de variance, comme nous l'avons fait pour la configuration Double Drake. La simplicité du modèle 2.5 couches permettrait en effet une compréhension plus intuitive des mécanismes mis en jeu dans le développement et la propagation des anomalies observées dans un modèle non-linéaire, qui sont explicables par une analyse locale.

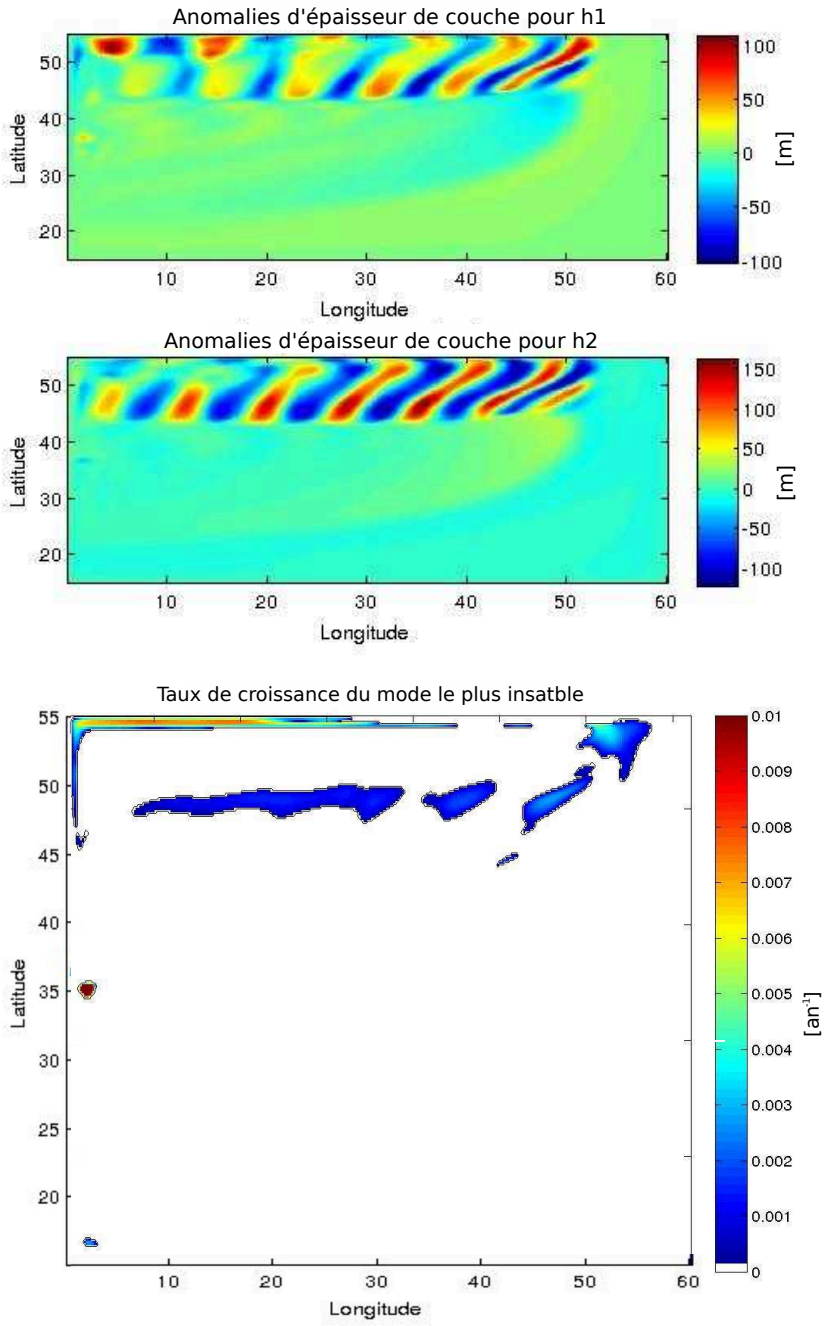

Figure 6.2 – Anomalies de l'épaisseur de la couche h1 (en *haut*) et de la couche h2 (au *centre*) à un instant donné, lorsque le modèle est équilibré. (En *bas*) Taux de croissance du mode qui se développe le plus rapidement, obtenus par une analyse locale de stabilité linéaire réalisée pour l'état moyen du modèle à 2.5 couches, avec un courant supposé purement zonal. Le modèle 2.5 couches utilisé ici est une version simplifiée du modèle de Sirven et al [In Press].

Annexe A

L'équation de vorticité potentielle dans le formalisme Quasi-Géostrophique

Cas adiabatique non-visqueux

La dynamique de l'atmosphère et l'océan peut être décrite, au premier ordre, comme un équilibre géostrophique, où les vitesses horizontales sont proportionnelles aux gradients de pression tel que :

$$f_0 u_g = -\frac{1}{\rho_0}\partial_y p \tag{A.1}$$

$$f_0 v_g = \frac{1}{\rho_0}\partial_x p \tag{A.2}$$

où $f_0 = 2\Omega sin(\theta)$ est le paramètre de Coriolis, avec Ω la vitesse de rotation de la Terre et θ la latitude. Les vitesses géostrophiques (u_g, v_g) sont non-divergentes par définition, si bien que les vitesses verticales sont nulles ($\partial_x u_g + \partial_y v_g = -\partial_z w = 0$, et la condition aux limites de fond $w(z = -H) = 0$ entraîne des vitesses verticales nulles sur toute la colonne d'eau). L'équilibre géostrophique permet de décrire la situation de grande échelle dans l'océan et l'atmosphère à un temps donné, mais ne permet pas d'en prédire son évolution. Pour introduire une dépendance temporelle dans les équations de la quantité de mouvement, il est nécessaire d'autoriser le départ de la géostrophie. Les vitesses horizontales sont alors exprimées comme une partie géostrophique (u_g, v_g) dominant l'écoulement, et une partie agéostrophique (u_a, v_a) de faible amplitude. La divergence des vitesses horizontales agéostrophiques, qui est cette fois non-nulle, introduit des vitesses verticales dans les équations, mais leur faible amplitude nous autorise à négliger une partie de leur contribution. Nous allons voir comment.

Tout d'abord, considérons les équations décrivant un fluide non visqueux qui évolue

de manière adiabatique, tel que :

$$D_t^3 u - fv = -\frac{1}{\rho}\partial_x p \tag{A.3}$$

$$D_t^3 v + fu = -\frac{1}{\rho}\partial_y p \tag{A.4}$$

avec $D_t^3 = \partial_t + u\partial_x + v\partial_y + w\partial_z$, où (u, v, w) représentent les vitesses totales, c'est à dire géostrophiques plus agéostrophiques. Depuis ces équations, il est possible de n'en former qu'une, de sorte que l'évolution du système sera décrite par une seule variable, à savoir la *vorticité relative* ξ. Pour cela, il faut différencier l'équation (A.3) par y, et l'équation (A.4) par x, puis prendre la différence ∂_x (A.4) - ∂_y (A.3). Après quelques manipulations, nous obtenons une équation pour la vorticité relative $\xi = \partial_x v - \partial_y u$ tel que :

$$D_t^3(\xi + f) = -(\xi + f)\left(\partial_x u + \partial_y v\right) - \left(\partial_x w \partial_z v - \partial_y w \partial_z u\right) + \frac{1}{\rho^2}\left(\partial_x \rho \partial_y p - \partial_y \rho \partial_x p\right) \tag{A.5}$$

avec $D_t^3 = \partial_t + u\partial_x + v\partial_y + w\partial_z$.

Ayant dérivé l'équation complète de la vorticité, nous revenons maintenant sur les différentes approximations qui sont faites dans le formalisme *Quasi-Géostrophique* (QG). Ce formalisme permet de décrire l'évolution d'un fluide géostrophique aux échelles spatiales de l'ordre du rayon de déformation de Rossby R_d, fluide qui est supposé remplir les conditions suivantes :

1. Le nombre de Rossby ($Ro = \frac{U}{fL}$) est petit, de sorte que les vitesses sont en quasi équilibre géostrophique.
2. Les variations du paramètre de Coriolis vues par les perturbations sont de faible amplitude comparées à f_0 (c'est-à-dire $\beta y \ll f_0$).
3. les échelles temporelles sont celles des termes d'advection, c'est à dire $T = \frac{L}{U}$.

L'analyse dimensionnelle [1] de l'équation (A.5) permet de négliger le dernier terme du membre de droite, ce dernier étant plusieurs ordres de grandeurs plus faible. L'hypothèse 1/ induit que les vitesses agéostrophiques sont faibles, entraînant des vitesses verticales faibles à leur tour. Nous pouvons alors négliger le second terme du membre de droite, ainsi

1. Cette analyse dimensionnelle est inspirée de la section 4.3.3 de livre de Holton et Hakim [2012], avec comme échelles caractéristiques
$U \sim 0.1$ m.s^{-1} ; $L \sim 10^5$ m ; $H \sim 10^3$ m ; $T = \frac{L}{U} \sim 10^6$ s ; $W \sim \frac{UH}{L} \sim 10^{-3}$ m.s^{-1} ;
$f_0 \sim 10^{-4}$ s^{-1} ; $\beta \sim 10^{-11}$ m^{-1}s^{-1} ;
$\rho_0 \sim 10^3$ kg.m^{-3} ; $\frac{\delta\rho}{\rho} \sim 10^{-2}$ et $\delta p \approx \rho_0 f_0 U L \sim 10^3$ Pa.

que la contribution des vitesses agéostrophiques dans le terme d'advection de la dérivée matérielle $D_t^3 \approx D_t^g = \partial_t + u_g\partial_x + v_g\partial_y$. La vorticité relative ξ est faible devant le terme de Coriolis f, si bien que f domine le premier membre de droite de l'équation (A.5). Enfin, l'hypothèse 2/ permet d'approximer $f \approx f_0$. Dans le formalisme QG, l'équation (A.5) se réduit alors à :

$$D_t^g(\xi + f) = -f_0\left(\partial_x u + \partial_y v\right) \tag{A.6}$$

Les vitesses géostrophiques étant non-divergentes, seule la contribution des vitesses agéostrophiques est non nulle dans le terme de droite de l'équation (A.6). De plus, pour un fluide incompressible, l'équation de continuité permet d'exprimer ce terme à l'aide des vitesses verticales $-f_0\left(\partial_x u_a + \partial_y v_a\right) = f_0\partial_z w_a$. Ainsi, au deuxième ordre, le terme d'advection est considéré comme étant en équilibre géostrophique, avec un champ de vitesse horizontale non-divergent, mais les vitesses verticales (de faible amplitude) sont conservées dans les équations lorsqu'elles sont multipliées par f_0. Nous ré-écrivons l'équation (A.6) sous la forme :

$$\left(\partial_t + \mathbf{u}_g.\boldsymbol{\nabla}_h\right)\xi + \beta v_g + f_0\partial_z w = 0 \tag{A.7}$$

La dérivée matérielle $D_t^g = \partial_t + \mathbf{u}_g.\boldsymbol{\nabla}_h$, ainsi que le terme $D_t^g f = \beta v_g$, ont été développés. Pour alléger l'équation, l'indice « a » des vitesses verticales n'est pas repris, mais il faut retenir que les vitesses verticales dans les équations QG résultent uniquement de la partie agéostrophique (de faible amplitude) du champ de vitesse.

Afin de réduire le nombre de variables, nous cherchons maintenant à exprimer les vitesses verticales w en fonction des termes définissant la vorticité. Pour cela, prenons l'équation de conservation de la masse pour un fluide incompressible, où l'approximation de Boussinesq est utilisée pour exprimer $\rho = \overline{\rho}(z) + \rho'(x, y, z, t)$:

$$D_t^3\rho = (\partial_t + u\partial_x + v\partial_y + w\partial_z)\rho' + w\partial_z\overline{\rho} = 0 \tag{A.8}$$

Le terme d'advection est dominé par l'advection des vitesses géostrophiques, si bien que l'advection verticale $w\partial_z$ est négligée. L'hypothèse hydrostatique nous permet d'écrire les anomalies de densité comme $\rho' = -\frac{1}{g}\partial_z p'$, et les variations verticales de la densité moyenne $\overline{\rho}$ sont exprimées à l'aide de la fréquence de Brunt-Väsälä $N^2 = -\frac{g}{\rho_0}\partial_z\overline{\rho}$. L'équation (A.8) s'écrit alors :

$$\left(\partial_t + \mathbf{u}_g.\boldsymbol{\nabla}_h\right)\left(\frac{1}{\rho_0}\partial_z p'\right) + wN^2 = 0 \tag{A.9}$$

Il est alors possible d'exprimer le terme $f_0\partial_z w$ de l'équation (A.7) depuis l'équation

(A.9). Nous obtenons alors une équation mêlant vorticité ξ et anomalies de pression p'. Avant cela, nous allons définir une fonction courant $\psi = \Psi + \psi'$ réduisant le problème à une seule inconnue, où Ψ définit l'état moyen en équilibre géostrophique, et ψ' les perturbations. La non-divergence des vitesses géostrophiques nous permet d'écrire $u_g = -\partial_y \Psi$ et $v_g = \partial_x \Psi$, et les perturbations sont exprimées comme $\psi' = \frac{p'}{\rho_0 f_0}$. En exprimant les équations (A.7) et (A.9) à l'aide de cette fonction courant ψ, et en éliminant w, nous obtenons une équation pour les perturbations

$$(\partial_t + \overline{\mathbf{u}}_g.\boldsymbol{\nabla}_h)\left[\nabla_h^2\psi' + \partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z\psi'\right)\right] + \left[\beta - \partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z\overline{u}_g\right)\right]\partial_x\psi' - \partial_z\left(\frac{f_0^2}{N^2}\partial_z\overline{v}_g\right)\partial_y\psi' = 0 \tag{A.10}$$

où $\nabla_h^2\psi' = \partial_{xx}\psi' + \partial_{yy}\psi'$ représente la vorticité relative des perturbations.

Cette équation, dénommée équation de *vorticité potentielle quasi-géostrophique*, est utilisée comme point de départ de beaucoup de raisonnements géophysiques. Dans ce manuscrit, elle sera par exemple utilisée pour rationaliser la propagation d'anomalies de température de grande échelle comme des ondes de Rossby, ainsi que dans l'analyse locale de l'instabilité barocline.

Effet des termes de dissipation

L'équation de vorticité QG que nous venons de dériver ne prend pas en compte les effets dissipatifs, comme la viscosité numérique du modèle, ou la diffusion. Ces termes peuvent être introduits dans les équations du mouvement et de la conservation de la masse. De manière générale, ces effets sont pris en compte comme deux opérateurs tri-dimensionnels $\mathbf{A}(x, y, z, t)$ et $\mathbf{K}(x, y, z, t)$, agissant respectivement sur les vitesses et sur les traceurs. Les équations de la quantité de mouvement et de densité (A.3), (A.4) et (A.8) deviennent :

$$D_t^3 u - fv = -\frac{1}{\rho}\partial_x p + \boldsymbol{\nabla}.(\mathbf{A}.\boldsymbol{\nabla}u) \tag{A.11}$$

$$D_t^3 v + fu = -\frac{1}{\rho}\partial_y p + \boldsymbol{\nabla}.(\mathbf{A}.\boldsymbol{\nabla}v) \tag{A.12}$$

$$D_t^3 \rho = \boldsymbol{\nabla}.(\mathbf{K}.\boldsymbol{\nabla}\rho) \tag{A.13}$$

avec $\boldsymbol{\nabla} = \partial_x + \partial_y + \partial_z$. Une représentation simple des effets dissipatifs communément utilisée dans les modèles numériques consiste à exprimer ces deux opérateur comme une

matrice diagonale, telle que

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} A_h & 0 & 0 \\ 0 & A_h & 0 \\ 0 & 0 & A_z \end{pmatrix} \tag{A.14}$$

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} K_h & 0 & 0 \\ 0 & K_h & 0 \\ 0 & 0 & \nu_z \end{pmatrix} \tag{A.15}$$

où le problème sur la verticale et sur l'horizontale sont découplés, avec A_h (A_z) la viscosité turbulente horizontale (verticale), et K_h (ν_z) la diffusion horizontale (verticale) de traceur. Des paramétrisations plus complexes sont aussi couramment utilisées, où les opérateurs $\mathbf{A}$ et $\mathbf{K}$ sont fonction des diagnostiques du modèle, comme les gradients de densité. Il devient alors laborieux d'exprimer une équation d'évolution de la vorticité potentielle similaire à A.10. Les approximations que nous ferons pour étudier les effets des termes dissipatifs dans l'analyse locale de l'instabilité barocline sont détaillées dans la section 5.3.2.

Annexe B

L'analyse locale de stabilité linéaire Quasi-Géostrophique

Nous donnons dans cette annexe le détail numérique de l'analyse de stabilité linéaire Quasi-Géostrophique réalisée en section 5.2. Nous présentons ici les calculs réalisés avec l'approximation des ondes longues (routine bci-modes-LW.m), et dans le cas plus général où la viscosité turbulente du modèle non-linéaire est prise en compte (routine GRsb-ViscVort-kl-extr.m). Dans le premier cas (approximation des ondes longues), le calcul est réalisé pour un vecteur d'onde fixe. Cela permet de simplifier l'interprétation des résultats, mais restreint l'analyse pour une gamme d'ondes donnée. Cependant, aux grande échelles spatiales, le problème est supposé être linéaire en $||\vec{k}||$, ce qui justifie cette approximation. Il est en revanche possible de montré qu'aux basses latitudes, cette approximation devient moins valable. En introduissant la viscosité turbulente, l'approximation des ondes longues est relaxée. Le calcul est alors réalisé pour des vecteurs d'ondes résolus par le modèle non-linéaire, c'est à dire dont la longueure d'onde est supérieur à 2*Δx, avec Δx la résolution horizontale du modèle.

```
function [modes,crx,wi,kr,theta] = bci_modes_LW(dyn,grd)
% [modes,crx,wi,kr,theta] = bci_modes_LW_tmp(dyn,grd)
%
% DESCRIPTION :
% Compute the eigenvalue problem for the baroclinic instability
% equation with the Long Wave Approximation for adiabatic motions.
%
% !!!! N2 has to be at w-pts.
% This is not analitically correct, where (f2/N2)dPSI/dz is evaluated at
% half-way between T-pts. !!!!
%
% This routine uses the boundary condition at z=0=-H:
%       dPSI/dz = dU/dz = dV/dz = 0
%
% INPUTS:
%   The incoming datas (dyn,grd) must be in a structured
%   array format
%
%       - dyn:          N2, U, V
%           Structure array with N2(z), U(z) and V(z), the stratification,
%           zonal and meridional velocity shear profils
%           -> N2 has to be at W-pts
%           -> If multiple profiles, put them in N2(nx*ny,nr), U(nx*ny,nr)
%           and V(nx*ny,nr)
%
%       - grd:          f0, drC, drF_dz, beta
%           Structure arrays grid parameters f0, drC, drF_dz, beta,
%           respectivelly the coriolis parameter, cell centre (T-pts) and
%           1/2-way between T-pts coordinate (not equivalent to W-pts if the grid is not
%           regular on the verticale), and the beta effect.
%           -> If multiple profiles, put f0, drC, drF and beta in [nx*ny
%           nr] dimension
%
% OUTPUTS:
%       - modes:
%           fastest growing mode. If the profil is stable (i.e. wi=0),
%           modes are sorted on their zonal phase velocities crx.
%           Dimension is [nr nTheta nxy]
%
%       - crx, wi:
%           real and imaginary eigenvalues. crx=r/k
%
% Authors: Thierry Huck, Quentin Jamet, Antoine Hochet (mai 2015)


%-- parameters for LW appx --
% value of |k| has no matter because w varies linearly with k and we are
% looking for w/k

kr = 2*pi*(1/1e6);
theta=0:2*pi/(600):(2*pi);
nTheta = length(theta);

%-- dimensions --
[nxy,nr] = size(dyn.N2);

%-- read incoming data --
N2 = dyn.N2;

ff = grd.f0;
drC = grd.drC;
drF = grd.drF;% d/dz-pts interface
utmp = dyn.U;
vtmp = dyn.V;
betaf = grd.beta;

% remove extra dim in the vertical
drC = squeeze(drC);
drF = squeeze(drF);
if size(drC,2) ~= size(N2,2)
    drC = drC';
end
```

```
if size(drF,2) ~= size(N2,2)
    drF = drF';
end

% h0 = sum(drF);% ATTENTION: if bottom topography, h0 needs a better definition

%-- outputs intialisation --
fprintf('2/ Compute baroclinic shear modes in LW appx \n')
%fprintf('--- Extract all modes ---\n')
%modes = zeros(nr,nr,nTheta,nxy);% [nr,mode_nb,iTheta,nxy];
%crx = zeros(nr,nTheta,nxy);
%wi = zeros(nr,nTheta,nxy);
fprintf('--- Extract only fastest (growing or propagating) modes ---\n')
modes = zeros(nr,nTheta,nxy);% [nr,nTheta,nxy];
crx = zeros(nTheta,nxy);
wi = zeros(nTheta,nxy);


for ij = 1:nxy%loop over grid points if multiple profils

    %-- stratification modes, but also used for shear modes --
    disp('---------------------------')
    fprintf('Profils %i / %i\n',ij,nxy)

    F0N2 = (ff(ij).^2 ./ N2(ij,2:nr) ) ./...
        drC(2:nr);

    V = -([0 F0N2]+[F0N2 0]) ./ drF;
    Vup = F0N2 ./ drF(1:nr-1);
    Vdown = F0N2./ drF(2:nr);

    MAT_VMODES = diag(V)+diag(Vup,1)+diag(Vdown,-1);

    %-- extract local velocities --
    uu = utmp(ij,:);
    vv = vtmp(ij,:);
    d2udz = MAT_VMODES*uu';% d_z(f0^2/N^2 d_z U)
    d2vdz = MAT_VMODES*vv';% d_z(f0^2/N^2 d_z V)

    for iTheta = 1:length(theta)

        k = kr*cos(theta(iTheta));
        l = kr*sin(theta(iTheta));
        k2l2 = 0;

        %- right hand side -
        % made of beta effect, advection and diffusion
        MAT_BETA = k*( betaf(ij)*eye(nr) - diag(d2udz) ) - l*diag(d2vdz) ;
        MAT_ADVECT = ( k*diag(uu) + l*diag(vv) )*MAT_VMODES;

        % sum up all rhs terms
        MAT_RHS = MAT_BETA + MAT_ADVECT;

        %-- solve generalized eigenvalue problem --
        [Umodes,D] = eig(MAT_RHS,MAT_VMODES);
        %   eig output: diagonal matrix D containing complex eigenvalues.
        Vi = imag(diag(D));
        Vr = real(diag(D));
        Vr = Vr ./ k;

        if max(Vi) > 1.0e-12,   % growth rates < ~30000yrs,
            [growth,indexk] = sort(Vi);% sort growth rates in ascending order,
            % then sort omega and unstable modes accordingly.
            Umodes = Umodes(:,indexk);
            speed = Vr(indexk);
            modes(:,iTheta,ij) = Umodes(:,end);
            crx(iTheta,ij) = speed(end);
            wi(iTheta,ij) = growth(end);
        else%no growth rate, sort real zonal phase velocity
            [speed,k_noGR] = sort(Vr,'descend');% default is ascending order
            Umodes = Umodes(:,k_noGR);
            %Vi = Vi(k_noGR);
```

```
            modes(:,iTheta,ij) = Umodes(:,end-1);% eigenvectors
            crx(iTheta,ij) = speed(end-1);
            wi(iTheta,ij) =0 ;
        end
    end %iTheta

end% loop over grid points
```

```
% DESCRIPTION:
% Compute the growth rate of baroclinic shear modes in QG with U(z), V(z)
% and with viscosity

clear all; close all;

locDir = '/net/menkar/local/tmp/1/jamet/Import_capa/';

saveF = 1;

cs = 'cs24';

% -----------
% Directories
% -----------
switch cs
    case 'cs24'
        load MaskC24_SB.mat
        dirGdCS = [locDir 'DDr_CS24/GridOcn/'];
        load([locDir 'DDr_CS24/data/TimeMean_rho_UUbrt_200yrs_cs24.mat'])
        load([locDir 'DDr_CS24/data/Velocities_200yr_cs24.mat'])
    case 'cs48'
        load MaskC48_SB.mat
        dirGdCS = [locDir 'DDr_CS48/GridOcn/'];
        load([locDir 'DDr_CS48/data/TimeMean_rho_UUbrt_200yrs_cs48.mat'])
        load([locDir 'DDr_CS48/data/Velocities_200yr_cs48.mat'])
    case 'cs96'
        load MaskC96_SB.mat
        locDir = '/net/fornax/local/tmp/2/jamet/';
        dirGdCS = [locDir 'DDr_CS96/GridOcn/'];
        load([locDir 'DDr_CS96/data/TimeMean_rho_UUbrt_200yrs_cs96.mat'])
        load([locDir 'DDr_CS96/data/Velocities_200yr_cs96.mat'])
end


clear uubrtM vvbrtM Wvel

global nc yC nr drC drF rA angleCS angleSN xG yG xC
load_grid(dirGdCS)

fprintf('Compute shear modes for %s\n',cs)

% ------------------------
% Define global parameters
% ------------------------
rho0 = 998.0000;  % rho0     Reference density, kg/m3.
g0 = 9.81;        % [m/s2] Gravity acceleration
N2mini = 1.0e-10; % minimum N2 value for if N2<=0
Omega = 7.292124e-05;% rotation rate of the earth [rad/s]
rEarth = 6.371e6;%[m]
spy = 86400.0*365.25; % [s/yr]

%-- define coriolis parameter --
fCori = 2*Omega.*sind(yC);%[rad/s]
% beta effect df/dy
betaf_DDr = (1/rEarth) * 2*Omega*cosd(yC);%[1/m.s]

%-- stratification N2 (dRHOdrM is computed at W-pts) --
N2_tmp = -g0/rho0 .* dRHOdrM;
N2_tmp(N2_tmp <= 0) = N2mini;
N2_1d = reshape(N2_tmp,[6*nc*nc nr]);

%-- time mean (U,V) --
%- rotate in E/W dir -
[uE,vN,msk] = rotate_uv2uvEN(Uvel,Vvel,angleCS,angleSN);
ubar = mean(uE,4);
vbar = mean(vN,4);

ubar_1d = reshape(ubar,[6*nc*nc nr]);
vbar_1d = reshape(vbar,[6*nc*nc nr]);
clear Uvel Vvel
```

```
%-- reshape some grid parameters --
rA_1d = repmat(reshape(rA,[6*nc*nc 1]),[1 nr]);


%-------------------------------------------------------------
% Restrict the analyses to the small basin, north hemisphere
%-------------------------------------------------------------

%-- small basin norther hemisphere mask --
msk = msk_SB.maskC(:,:,1);
msk(yC<5)=0;% >5S because of the equatorial singularity
ijSB = find(msk);
nSB = length(ijSB);
%- stratif -
N2_sb = N2_1d(ijSB,:);
uu_sb = ubar_1d(ijSB,:);
vv_sb = vbar_1d(ijSB,:);
%- Coriolis parameters -
ff_sb = fCori(ijSB);
beta_sb = betaf_DDr(ijSB);
yC_sb = yC(ijSB);
xC_sb = xC(ijSB);



%-------------------------------------------------------------------------
%-------------------------------------------------------------------------
%                  Compouted the bci shear mode WITH viscosity
%                       cs24 : viscAh = 3.E5 [m^2/s]
%                       cs48 : viscAh = 1.E5 [m^2/s]
%                       cs96 : viscAh = 4.E4 [m^2/s]
%                     BC : d(Psi,U,V)/dz = 0
%-------------------------------------------------------------------------
%-------------------------------------------------------------------------

%-- set data incoming data --
N2 = N2_sb;
ff = ff_sb;
betaf = beta_sb;

%-- dimensions --
[nxy,nr] = size(N2);


%-- define (k,l) space and viscosity --
if strcmp(cs,'cs24')
    nulap = 3e5;% laplacian viscosity coefficient
    klmax = 2*pi/(2*400e3);% max (min) limits of wavenumbers (>~model resolution)
elseif strcmp(cs,'cs48')
    nulap = 1e5;
    klmax = 2*pi/(2*200e3);% max (min) limits of wavenumbers (>~model resolution)
else
    nulap = 4e4;
    klmax = 2*pi/(2*100e3);% max (min) limits of wavenumbers (>~model resolution)
end
numk = 51;     % # of zonal wavenumber,  k=pi*(1:numk)*delk/xl
numl = 51;     % # of meridional wavenumber, l=pi*(0:numl)*dell/el
kk = linspace(-klmax,klmax,numk);% m-1
ll = linspace(-klmax,klmax,numl);% m-1


% remove extra dim in the vertical
drC = squeeze(drC);
drF = squeeze(drF);
if size(drC,2) ~= size(N2,2)
    drC = drC';
end
if size(drF,2) ~= size(N2,2)
    drF = drF';
end

%-- outputs intialisation for fastest growing mode --
```

```
%    modes_visc = zeros(nr,numk,numl,nxy);
%    crx_visc = zeros(numk,numl,nxy);
%    wi_visc = zeros(numk,numl,nxy);
modes_visc = zeros(nr,nxy);
crx_visc = zeros(1,nxy);
wi_visc = zeros(1,nxy);
kk_visc = zeros(1,nxy);
ll_visc = zeros(1,nxy);

for ij = 1:nxy
    disp('---------------------------')
    fprintf('Profils %i / %i\n',ij,nxy)

    %- form the vertical probleme d_z(f0^2/N^2 d_z ) -
    F0N2 = (ff(ij).^2 ./ N2(ij,2:nr) ) ./...
        drC(2:nr);

    V = -([0 F0N2]+[F0N2 0]) ./ drF;
    Vup = F0N2 ./ drF(1:nr-1);
    Vdown = F0N2./ drF(2:nr);

    MAT_VMODES = diag(V)+diag(Vup,1)+diag(Vdown,-1);

    %- form d_z(f0^2/N^2 d_z U) -
    uu = uu_sb(ij,:);
    vv = vv_sb(ij,:);
    d2udz = MAT_VMODES*uu';% d_z(f0^2/N^2 d_z U)
    d2vdz = MAT_VMODES*vv';% d_z(f0^2/N^2 d_z V)

    %-- sort growth rate in tmp files and sort them afterward --
    tmp_modes = zeros(nr,numk,numl);
    tmp_crx = zeros(numk,numl);
    tmp_wi = zeros(numk,numl);

    for il=1:numl;          % loop over meridional wavenumbers.
        l = ll(il);
        % fprintf(1,'%i \n',il);

        for ik=1:numk         % loop over zonal wavenumber...
            k = kk(ik); %   indk = (il-1)*numl+ik;
            k2l2 = -(k*k+l*l);
            k4l4 = k2l2*k2l2;%for Laplacian lateral viscosity

            %- Laplacian lateral viscocity -
            clear i;
            diffus = 1i*(nulap*k4l4);

            %- Left hand side -
            % matrix multiplying omega: -(k2+l2)+d(f02/N2.d/dz)/dz
            % also applied for advection tems
            MK2L2 = k2l2*eye(nr) + MAT_VMODES;

            %- right hand side -
            % made of beta effect, advection and diffusioni
            MAT_BETA   = k*( betaf(ij)*eye(nr) - diag(d2udz) ) - l*diag(d2vdz);
            MAT_ADVECT = ( k*diag(uu) + l*diag(vv) )*MK2L2;
            MAT_DISSIP = diffus*eye(nr);
            % sum up all rhs terms
            MAT_RHS = MAT_BETA + MAT_ADVECT + MAT_DISSIP;

            [Umodes,D] = eig(MAT_RHS,MK2L2);
            %   eig output: diagonal matrix D containing complex eigenvalues.
            tmp2_wi = imag(diag(D));
            wr = real(diag(D));
            Cr = wr/k;
            if max(tmp2_wi) > 1.0e-12,   % growth rates < ~30000yrs,
                [growth,indexk] = sort(tmp2_wi);% sort growth rates in ascending order,
                % then sort omega and unstable modes accordingly.
                Umodes = Umodes(:,indexk);
                speed = Cr(indexk);
                %- fastest growing mode -
                tmp_modes(:,ik,il) = Umodes(:,nr);
```

```
                tmp_wi(ik,il) = growth(nr);
                tmp_crx(ik,il) = speed(nr);
                clear growth Umodes speed
            end
        end % end of loop over ik
    end% end of loop over il

    %- form matrix of kk ll -
    kk_MAT = repmat(permute(kk,[2 1]),[1 numl]);
    ll_MAT = repmat(ll,[numk 1]);

    %- reshape in a vector -
    tmp_modes = reshape(tmp_modes,[nr numk*numl]);
    tmp_wi = reshape(tmp_wi,[1 numk*numl]);
    tmp_crx = reshape(tmp_crx,[1 numk*numl]);
    kk_MAT = reshape(kk_MAT,[1 numk*numl]);
    ll_MAT = reshape(ll_MAT,[1 numk*numl]);

    %-- sort in the (k,l) space to retain the fastest growing mode --
    [growth,indexk] = sort(tmp_wi);% sort growth rates in ascending order,
    % then sort omega and unstable modes accordingly.
    Umodes = tmp_modes(:,indexk);
    speed = tmp_crx(indexk);
    kkk = kk_MAT(indexk);
    lll = ll_MAT(indexk);
    %- retaine the fastest growing mode -
    modes_visc(:,ij) = Umodes(:,end);
    wi_visc(ij) = growth(end);
    crx_visc(ij) = speed(end);
    kk_visc(ij) = kkk(end);
    ll_visc(ij) = lll(end);

end% loop over ij


%-- reshape on CS grid --
MODEvisc_cs = nan(6*nc*nc,nr);
MODEvisc_cs(ijSB,:) = permute(modes_visc,[2 1]);
MODEvisc_cs = reshape(MODEvisc_cs,[6*nc nc nr]);

WIvisc_cs = nan(6*nc*nc,1);
WIvisc_cs(ijSB) = wi_visc;
WIvisc_cs = reshape(WIvisc_cs,[6*nc nc]);

CRXvisc_cs = nan(6*nc*nc,1);
CRXvisc_cs(ijSB) = crx_visc;
CRXvisc_cs = reshape(CRXvisc_cs,[6*nc nc]);

kk_cs = nan(6*nc*nc,1);
kk_cs(ijSB) = kk_visc;
kk_cs = reshape(kk_cs,[6*nc nc]);

ll_cs = nan(6*nc*nc,1);
ll_cs(ijSB) = ll_visc;
ll_cs = reshape(ll_cs,[6*nc nc]);


%-------------------------------------------------------------------------
%                       SAVE
%-------------------------------------------------------------------------

if saveF
    README = ['Growth rate, phase velocity (omega/k) and vertical structure '...
        'of the fastest growing shear mode within the small basin, '...
        'for U=U(z), V=V(z), with viscosity applied to the vorticity only '...
        '(nulap = ' num2str(nulap) ' m^2/s, the model eddy viscosity),  '...
        'and for ' cs '. The spatial space used ranges from +/- 2pi/(2deltaX)'];
    save(['/home/jamet/AMO/Matlab_rout/these/bci_extr/GRsb_Visc_UzVz_bis_' cs '.mat'],...
        'MODEvisc_cs','WIvisc_cs','CRXvisc_cs','kk_cs','ll_cs','README');
end
```

Annexe C

[article] *Oceanic control of multidecadal variability in an idealized coupled GCM*

Author's personal copy

Clim Dyn
DOI 10.1007/s00382-015-2754-3

Oceanic control of multidecadal variability in an idealized coupled GCM

Quentin Jamet[1] · Thierry Huck[1] · Olivier Arzel[1] · Jean-Michel Campin[2] · Alain Colin de Verdière[1]

Received: 13 February 2015 / Accepted: 3 July 2015
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2015

Abstract Idealized ocean models are known to develop intrinsic multidecadal oscillations of the meridional overturning circulation (MOC). Here we explore the role of ocean–atmosphere interactions on this low-frequency variability. We use a coupled ocean–atmosphere model set up in a flat-bottom aquaplanet geometry with two meridional boundaries. The model is run at three different horizontal resolutions (4°, 2° and 1°) in both the ocean and atmosphere. At all resolutions, the MOC exhibits spontaneous variability on multidecadal timescales in the range 30–40 years, associated with the propagation of large-scale baroclinic Rossby waves across the Atlantic-like basin. The unstable region of growth of these waves through the long wave limit of baroclinic instability shifts from the eastern boundary at coarse resolution to the western boundary at higher resolution. Increasing the horizontal resolution enhances both intrinsic atmospheric variability and ocean–atmosphere interactions. In particular, the simulated atmospheric annular mode becomes significantly correlated to the MOC variability at 1° resolution. An ocean-only simulation conducted for this specific case underscores the disruptive but not essential influence of air–sea interactions on the low-frequency variability. This study demonstrates that an atmospheric annular mode leading MOC changes by about 2 years (as found at 1° resolution) does not imply that the low-frequency variability originates from air–sea interactions.

Keywords Atlantic multidecadal oscillation · Air–sea interactions · NAO · Rossby waves · Idealized configuration

✉ Quentin Jamet
quentin.jamet@univ-brest.fr

[1] Laboratoire de Physique des Océans (UMR 6523 CNRS IFREMER IRD UBO), Université de Bretagne Occidentale, UFR Sciences, 6 avenue Le Gorgeu, CS 93837, 29238 Brest Cedex 3, France

[2] Department of Earth, Atmospheric and Planetary Sciences, Massachusetts Institute of Technology, 77 Massachusetts Ave, Cambridge, MA 02139, USA

1 Introduction

The Atlantic multidecadal oscillation (AMO, Kerr 2000) is a significant mode of natural variability (Delworth et al. 2007) seen in averaged Sea Surface Temperature (SST) over the North Atlantic. The AMO has a well-established impact on climatic conditions over Europe, North America and Africa (Folland et al. 1986; Enfield et al. 2001; Sutton and Hodson 2005). Early studies describe the AMO as a mode of variability with a 50–70 years period (Enfield et al. 2001; Knight et al. 2005), but more recent studies also highlight another mode of variability with a period of about 20–30 years (Frankcombe et al. 2008; Frankcombe and Dijkstra 2009; Chylek et al. 2011).

The Meridional Overturning Circulation (MOC) in the Atlantic transports warm water northward at the surface and colder water southward at depth, resulting in a net northward heat transport. Changes in MOC heat transport are thought to modulate North Atlantic SST on multidecadal timescales, thereby the AMO (Schlesinger and Ramankutty 1994; Kushnir 1994). Delworth et al. (1993) have shown the existence of a multidecadal Atlantic MOC variability using the GFDL coupled model, and Knight et al. (2005) linked this MOC variability to the surface SST anomalies defining the AMO.

There is still no consensus on the mechanism that generates this multidecadal climate variability in the North

Published online: 14 July 2015

Author's personal copy

Atlantic, particularly regarding the role of the atmosphere (Liu 2012). Several hypotheses have been proposed which include either ocean–atmosphere coupled modes (Timmermann et al. 1998; Weaver and Valcke 1998), oceanic modes that are excited by atmospheric noise associated with synoptic weather (Griffies and Tziperman 1995; Sévellec et al. 2009; Frankcombe et al. 2009), oceanic response to variable atmospheric forcing (Delworth and Greatbatch 2000; Eden and Jung 2001; Eden and Willebrand 2001), or intrinsic oceanic modes where the energy source originates from an internal instability of the large-scale ocean circulation (Colin de Verdière and Huck 1999; Te Raa and Dijkstra 2002).

The progress in understanding the behaviour of the Atlantic ocean circulation on multidecadal timescales has largely benefited from studies based on models forced at the surface by either synthetic or observed fluxes of heat, freshwater and momentum. The idea that the North Atlantic Oscillation (NAO, Hurrell 1995) forcing is the main driver of Atlantic multidecadal variability was thus explored in a number of studies (e.g. Eden and Jung 2001; Eden and Willebrand 2001; Mecking et al. 2014). Although the processes and timescales involved in the oceanic response may depend on both the exact nature of the forcings and the model configuration, the conclusion was reached that the NAO forcing is essential to the oceanic multidecadal variability and to reproduce part of the observed North Atlantic SST signal.

By contrast, when forced by fixed surface fluxes, idealized flat bottom ocean-only models have revealed their potential to generate multidecadal MOC oscillations (Colin de Verdière and Huck 1999; Te Raa and Dijkstra 2002). This intrinsic variability is associated with westward propagating Rossby waves, sustained through large-scale baroclinic instability. This mechanism has been shown to be robust to the coupling to a variety of idealized atmospheric models, like energy balance models (Fanning and Weaver 1998; Huck et al. 2001) or zonally-averaged statistical-dynamical atmosphere (Arzel et al. 2007). This variability was also identified in realistic geometry ocean models, forced by fixed surface fluxes (Sévellec and Fedorov 2013), or coupled to an atmospheric energy balance model (Arzel et al. 2012), but with a damped character due to a variety of processes. Introducing a 3D dynamical atmosphere, Buckley et al. (2012) recently explored the multidecadal variability arising in two coupled model configurations with simplified flat bottom and bowl oceanic geometry. They highlighted the key role of unstable westward propagating Rossby waves in sustaining the oceanic variability. In flat bottom configuration, stochastic atmospheric variability was shown to be unnecessary to the existence of the variability. When the flat bottom approximation is relaxed, and idealized (Winton 1997) or realistic (Sévellec and Fedorov 2013) bottom topography added to the ocean model, the intrinsic oceanic variability may require an extra source of energy to be maintained. The atmosphere is a potential candidate to energize the oceanic variability, as shown in many studies (e.g. Delworth and Greatbatch 2000; Frankcombe and Dijkstra 2009; Buckley et al. 2012).

Our study builds upon the work of Buckley et al. (2012). The objective is to find out whether the intrinsic oceanic nature of the variability simulated by their flat bottom coupled model is modified when the horizontal resolution increases simultaneously in both the ocean and the atmosphere from 4° to 1°. Increasing the horizontal resolution has the potential to increase the intrinsic atmospheric variability and the atmospheric response to changes in ocean circulation (Hodson and Sutton 2012), through an improved representation of transient eddy fluxes (see the review by Kushnir et al. 2002). Both processes can contribute to increase the role of the atmosphere in the low-frequency climate variability. Such resolutions remain beyond the scale required to resolve oceanic eddies, but mesoscale turbulence is though to have a minor impact on the existence of multidecadal oceanic variability (Penduff et al. 2011; Huck et al. 2015). The aim of this study is rather to shed light on the mechanisms of multidecadal variability in a North Atlantic-like ocean at low resolution. The Double Drake configuration of the MIT General Circulation Model (Ferreira et al. 2010; Marshall et al. 1997) used by Buckley et al. (2012) is the starting point of our study. The focus is placed upon the influence of the atmospheric dynamics on the low frequency oceanic variability. Because the latter is affected by the presence of variable topography (Winton 1997; Buckley et al. 2012), this study is carried out using only a flat bottom ocean configuration as a first step.

This paper is organized as follows. The coupled model is described in Sect. 2, as well as the ocean and atmosphere climatological mean states of the three configurations with horizontal resolution of 4°, 2° and 1°. In Sect. 3, we show that the MOC is dominated by a 30–40 years variability in all three set-ups, related to the propagation of large-scale Rossby waves. Density (dominated by temperature) anomalies propagate from east to west across the subpolar gyre, interacting with the MOC along the western boundary. At 1° resolution, the signal is less regular with more energy at high frequency. In Sect. 4, the respective role of internal ocean dynamics and air–sea interactions in explaining the low-frequency oceanic variability is disentangled through the use of a linearized temperature variance equation, and an ocean-only experiment. In Sect. 5, we finally summarize and discuss our results.

Author's personal copy

Table 1 Main characteristics of oceanic and atmospheric components of the Double Drake configuration at three different resolutions

Model set-up	Δx (°)	Δt		Ocn GM ($m^2\ s^{-1}$)	ν_{ocn} ($m^2\ s^{-1}$)	Integration (years)	σ_{MOC} (Sv)	σ_{NAM} (hPa)
		Ocn (s)	Atm (s)					
cs24	~3.8	3600	1200	1200	3×10^5	600	0.95	2.98
cs48	~1.9	2400	400	1200	1×10^5	600	1.76	4.13
cs96	~0.9	2400	200	1200	4×10^4	600	1.91	5.39

From left to right: name of the set-up, horizontal resolution (in °), oceanic and atmospheric time step (s), transfer coefficient for eddy-induced advection and diffusion processes ($m^2\ s^{-1}$), horizontal viscosity ($m^2\ s^{-1}$), time integration (years), and standard deviation σ of yearly MOC and NAM indices. The latter is computed with the absolute maximum of the spatial EOF1 pattern obtained with a projection onto the standardized PC1. The first EOF/PC is computed on the yearly SLPA over the north hemisphere only

2 Description of the model and mean states

2.1 Numerical characteristics

We use the ocean–atmosphere–sea ice coupled MITgcm—Massachusetts Institute of Technology general circulation model (Marshall et al. 1997)—in the Double Drake configuration (Ferreira et al. 2010). The flat-bottom 3 km depth ocean has 15 vertical levels, with thickness increasing from 30 m at the surface to 400 m at the bottom, and two meridional barriers extended from the north pole to 34°S represented as physical walls of about 400 km width for the ocean. These continental barriers divide the ocean in a small, a large and an unblocked southern circumpolar basin, each of them aiming at crudely representing the Atlantic, the Indo-Pacific and the Southern ocean basin, respectively. The small basin is the site of a deep convection and deep overturning cell, referred to as the MOC in the following. The impacts of unresolved eddies are parametrized as an advective process (Gent and McWilliams 1990) and an isopycnal diffusion (Redi 1982) with a transfer coefficient of 1200 $m^2\ s^{-1}$ for both processes, in the range of observed values (Ollitrault and Colin de Verdière 2002). Enhanced vertical mixing of 10 $m^2\ s^{-1}$ for temperature and salinity applies whenever static instability occurs. The background vertical diffusivity is uniform and set to $3 \times 10^{-5}\ m^2\ s^{-1}$. These mixing coefficients are identical to those used by Ferreira et al. (2010).

The atmospheric physics is based on the Simplified Parametrization, Primitive Equation Dynamics (SPEEDY, Molteni 2003). It is a spectral model composed of five vertical levels. The parametrisations incorporated within the model are large-scale condensation, convection, diagnostic clouds, short-wave and long-wave radiation, surface fluxes and vertical diffusion.

Both oceanic and atmospheric models are integrated forward on the same cubed-sphere horizontal grid (Adcroft et al. 2004). This idealised coupled model is run in three configurations with increasing horizontal resolution. For the original set-up, each face of the cube has 24 × 24 grid points, leading to an horizontal resolution of about 4°. This set-up is referred to as cs24 hereafter (cs stands for Cubed-Sphere). This barely resolves the typical scale of synoptic atmospheric perturbations. The initial horizontal resolution of both ocean and atmosphere models is increased to cube faces divided in 48 × 48 and 96 × 96 horizontal grid points, resulting in horizontal resolution of about 2° and 1°, respectively (hereafter cs48 and cs96). The zonal extent of the land barriers is kept constant and roughly equal to 400 km. As the horizontal resolution of the dynamical core is increased, oceanic eddy lateral viscosity is reduced; the other physical parametrizations are unchanged. In particular vertical viscosity and turbulent diffusivities of oceanic eddies are kept constant. The main computational characteristics of the three configurations are summarized in Table 1.

All three set-ups are initialised from the equilibrated oceanic state obtained by Ferreira et al. (2010). Tracer fields (temperature T and salinity S) are interpolated to fit the new grids of cs48 and cs96. Atmospheric initial conditions for all three configurations are horizontally uniform and vertically stratified, and the model is initially free of ice. Under such initial conditions, both cs24 and cs48 quickly adjust, reaching equilibrium after less than 100 years of integration, whereas cs96 requires more than 300 years to reach equilibrium. During this 300 years adjustment, the global mean oceanic temperature in cs96 decreases by about 0.6 K, and then slowly drifts by about 0.03 K/century. In both cs24 and cs48, the trend in temperature is smaller than 0.005 K/century. All set-ups are integrated forward in time for 600 years. To analyse the longest time series and avoid adjustment period, we perform analyses on the last 400 years. Mean state of cs48 and cs96 are first compared to the well documented mean state of cs24 (Ferreira et al. 2010; Buckley et al. 2012).

Author's personal copy

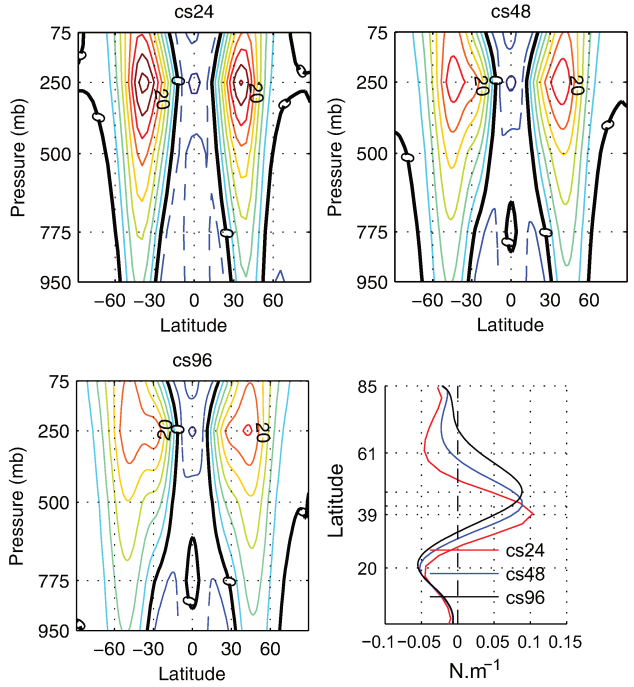

Fig. 1 Zonal mean zonal winds for cs24 (*top left*), cs48 (*top right*) and cs96 (*bottom left*). The contour interval is 5 m s^{-1}, negative values are *dashed lines*, and the zero contour is *thick black line*. (*bottom right*) Zonal surface wind stress zonally averaged over the small basin. Maximum of the eastward surface wind stress is at 39°N, 42 and 47°N for cs24, cs48 and cs96, respectively. Extrema for cs24 are labelled on the y axis

2.2 Atmospheric mean state

The zonal mean atmosphere is composed of two active baroclinic regions at mid-latitudes (Fig. 1), with westward jet streams reaching 40 m s^{-1} at 250 mb in cs24. Increasing the resolution has two main consequences for the atmosphere: eddy-driven jets shift poleward, and their amplitude weakens. The first consequence is common to many atmospheric models (Pope and Stratton 2002; Arakelian and Codron 2012). This poleward shift brings atmospheric model in better agreement with observations, revealing the necessity of a sufficiently high resolution to correctly represent a realistic climate. It is interesting to note that our idealized model reproduces a similar behaviour, highlighting its relatively high skills in simulating the mean state of the global climate. The weakening of the eddy-driven jets is associated with their widening, in agreement with Harnik and Chang (2004). As expected, the storm-tracks, computed as the standard deviation of daily Sea Level Pressure Anomaly (SLPA), strongly increase with the resolution (Pope and Stratton 2002). The more vigorous storm-tracks are associated with an increased low frequency atmospheric variability (see Sect. 4.1 for details).

For all set-ups, the poleward Atmospheric Heat Transport (AHT) is similar, peaking at about 4.5 PW (5–6 PW) at 40°N (40°S), in agreement with observations (Trenberth et al. 2001). The slight enhancement of AHT in the southern hemisphere is attributed to a more vigorous storm-track in this region (Ferreira et al. 2010), a north–south asymmetry observed at all resolutions. The mid-latitude AHT is almost entirely achieved by the eddy contribution at all resolutions, while the time mean circulation contributes only in the tropics.

2.3 Oceanic mean state

The realistic wind-stress forcing over the small basin (Fig. 1, bottom right panel) drives a barotropic circulation (Fig. 2, upper panels) composed of a weak tropical cyclonic gyre (~10 Sv, 1 Sv = 10^6 m^3 s^{-1}), a subtropical anticyclonic gyre (~30 Sv) and a subpolar cyclonic gyre (~25 Sv). Following the poleward shift of the atmospheric jets, the position of the zero wind-stress curl line is displaced northward in the Northern Hemisphere with the increasing resolution. The intergyre position is displaced northward, and the subpolar cyclonic gyre in cs96 extends up to 70°N with a weak intensification along the western boundary. Due to weaker polar easterlies in cs48 and cs96 (Fig. 1), the weak anticyclonic gyre (~2 Sv) present in cs24 north of 60°N disappears at higher resolution.

Increasing the horizontal resolution also strengthens the mean MOC maximum in the small basin from about 25 Sv in cs24 to about 30 Sv in cs96 (Fig. 2, bottom panels). Marsh et al. (2009) observed a similar MOC strengthening in the OCCAM ocean model when the resolution is refined from 1/4° to 1/12°, but they mainly attributed this difference to the effect of resolved eddies. Here, the stronger MOC in cs96 is attributed to an increase of surface density resulting from increased heat losses and freshwater export over the northern small basin. North of 45°N, the zonally averaged oceanic heat loss over the small basin is about 20 % (10 W m^{-2}) stronger in cs96 compared to cs24. In addition, Ferreira et al. (2010) show that the small basin of the Double Drake model is characterized by a deep overturning cell due to the excess of net evaporation (evaporation minus precipitation, E-P) within this basin. This E-P excess is sensitive to horizontal resolution, with a significant enhancement north of 40°N, mainly due to increased evaporation within the small basin rather than reduced precipitation. This results in a more vigorous salinification of the small basin, and an enhanced MOC.

Author's personal copy

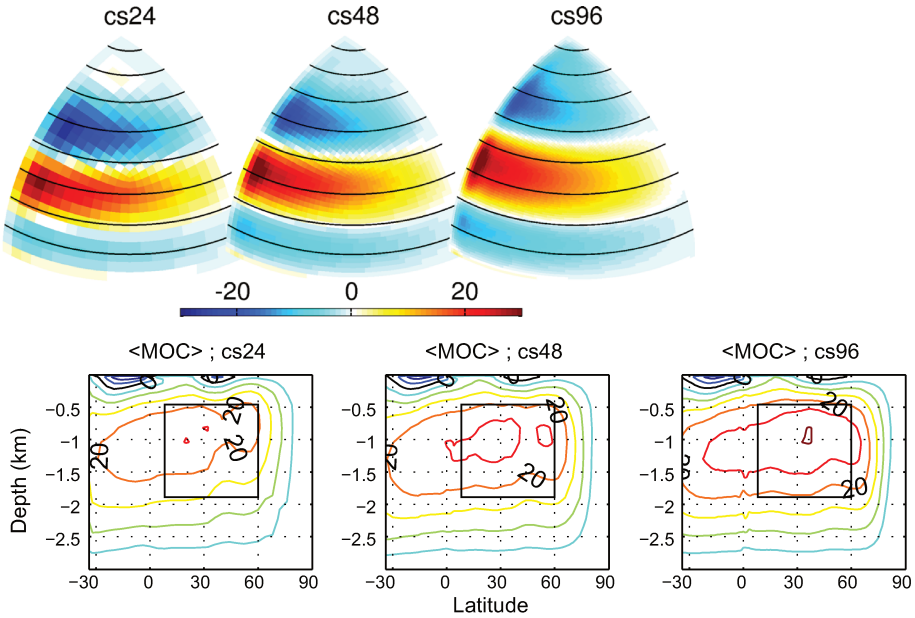

Fig. 2 (*top panels*) Barotropic streamfunction in Sv ($1\text{Sv} = 10^6\ \text{m}^3\ \text{s}^{-1}$) within the small basin flat-bottom ocean; *thin black contours* mark latitude circles every 10° from 10° to 80°N. (*bottom panels*) Meridional Overturning Circulation (MOC) in Sv within the small basin; the *black box* represents the region [8°–60°N; 460–1890 m depth] used to define the MOC index. The contour interval is 5 Sv and the zero contour is *black*. All fields are time mean over the last 400 years of integrations

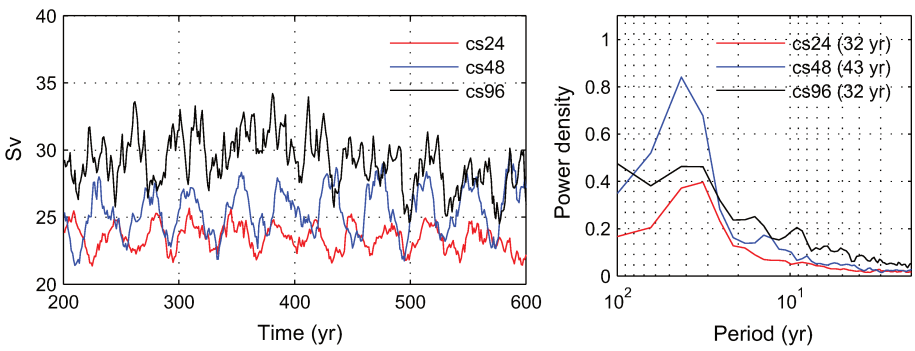

Fig. 3 Yearly MOC time series in the box [8°–60°N; 460–1890 m] (*black box* on Fig. 2, *bottom panels*; see text for details) in Sv for all three set-ups (*left*) and their respective power spectrum (*right*). The time scale of the dominant period for each time series is displayed on the *right panel*

3 Oceanic multidecadal variability

We now focus our attention on the multidecadal oceanic variability in the small basin. At coarse resolution (cs24), Buckley et al. (2012) have shown that the MOC undergoes a variability on multidecadal timescales. In their flat bottom configuration, the variability is described as an ocean-only mode damped by air–sea heat fluxes, with a red spectrum and a strong peak at a period of about 34 years. In this section, we investigate the robustness of the MOC multidecadal variability with respect to increased atmospheric and oceanic resolution, and the accompanying increase in atmospheric variability.

3.1 MOC variability

We use the MOC index defined by Buckley et al. (2012) as the average of the small basin MOC in the box [8°–60°N, 460–1890 m depth] (black box in Fig. 2, bottom panels). Specifically, the yearly time series of the maximum MOC is computed at each latitude within the box, and then averaged across the range of latitude. To assess the coherence of this index, we compare it to eight other time series related to the overturning (Table 2). Correlations between the initial index and the resulting time series are high ($r \geq 0.80$) except for the MOC at 63°N. These high correlations highlight the coherence of the MOC variability over the domain, and give confidence in the use of Buckley et al. (2012) index at all three resolutions. This yearly index is computed over the last 400 years of simulations (Fig. 3, left panel). It is used in the following as an indicator of the oceanic low-frequency variability. All analyses are performed with yearly outputs. However, results are weakly sensitive to the application of a 10-years running mean. The MOC index presents a weak amplitude signal at multi-centennial timescales in cs96, with a weak positive (negative) trend between years 200–400 (400–600). The shortness of the model integration does not allow us to conclude whether this is an intrinsic oscillation or due to the longer adjustment of this set-up.

At all resolutions, the MOC undergoes a variability on multidecadal timescales, with an increased amplitude for

Author's personal copy

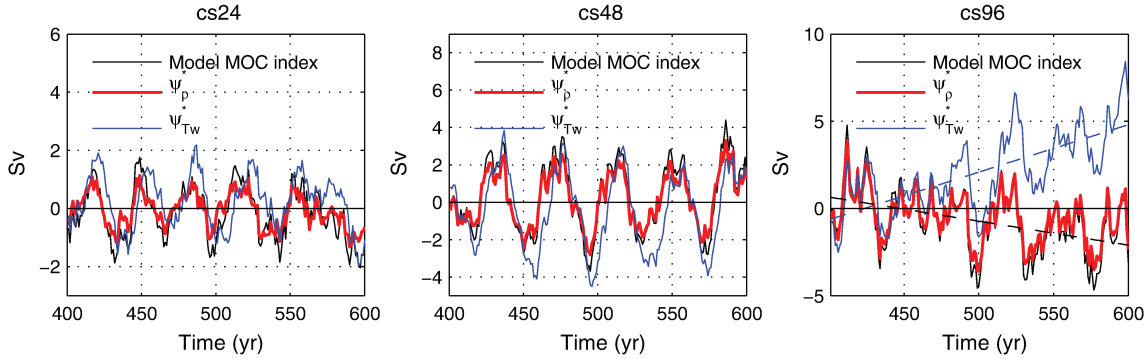

Fig. 4 Reconstruction of the MOC index (model, *black line*) using the thermal wind relationship with density anomalies along eastern and western boundaries (ψ^*_ρ, *red*) and temperature anomalies along the western boundary ($\psi^*_{T_w}$, *blue*) for cs24 (*left*), cs48 (*centre*) and cs96 (*right*). See Appendix 2 for details. For cs24 (respectively cs48, cs96), the correlation is $r = 0.92$ (0.99, 0.99) and 0.66 (0.82, 0.78) for the MOC index reconstructed from ψ^*_ρ and $\psi^*_{T_w}$, respectively. To compute the skill/correlation related to $\psi^*_{T_w}$, both the model and reconstructed MOC indices have been linearly detrended for cs96 (*black* and *blue dashed lines* on the *right panel*)

cs48 and cs96 compared to cs24, and a noisier variability for cs96. The power spectrum analysis of the yearly index reveals a dominant period of 32 years for both cs24 and cs96, and 43 years for cs48 (Fig. 3, right panel), consistent with time scales usually found in both models and observations (Frankcombe and Dijkstra 2009; Frankcombe et al. 2010). The most important difference is the less regular MOC variations for cs96. We will show in Sect. 4 that this difference mainly results from a stronger impact of atmospheric variability on the ocean circulation.

The western boundary has been shown to be a key region to monitor the MOC variability (Hirschi and Marotzke 2007; Tulloch and Marshall 2012; Buckley et al. 2012). Those studies relate the MOC variability to the east–west boundary density difference through the thermal wind relationship (see Appendix 2). Following their work, we reconstruct the variability of the MOC index by computing the zonally integrated geostrophic meridional velocity resulting from the difference between density anomalies along the eastern and the western boundary (Eq. (4) in Appendix 2). The resulting meridional velocities are vertically integrated to obtain the reconstructed MOC anomaly ψ^*_ρ (Eq. (5), Fig. 4 red curves). The MOC index computed from ψ^*_ρ is compared to the model MOC index by computing the skill S between these two time series (Eq. (8)). The skill for the reconstructed MOC index is 0.78 (0.93, 0.94) for cs24 (cs48, cs96, respectively). These good skills highlight the dominant contribution of the geostrophic shear for the MOC variations (the Ekman shear plays a minor role and the contribution of the barotropic mode is strictly zero due to flat bottom).

We can go a step further in the approximation by considering only temperature anomalies along the western boundary in Eq. (7) ($\psi^*_{T_w}$, Fig. 4, blue curves). The matching between the model and $\psi^*_{T_w}$ MOC indices is striking, revealing the key role of the western boundary temperature anomalies in explaining MOC variations. In cs96 however, both indices present a trend (black and blue dashed lines on Fig. 4, right panel), probably due to the longer adjustment of this set-up (see Sect. 2.1). To solely keep the decadal variations in computing the skill between the reconstructed MOC index and the model MOC index, these trends have been preliminary removed. By only considering temperature anomalies along the western boundary, the skill reduces to $S = 0.15$ (0.46, 0.58) for cs24 (cs48, cs96, respectively). These low skills mainly reflect the lag of few years between the model and $\psi^*_{T_w}$ MOC indices, (Fig. 4, black and blue curves respectively). However the two time series are relatively well correlated with $r = 0.66$ (0.82, 0.78) for cs24 (cs48, cs96, respectively). When the lag is removed and both time series are in phase, the correlation reaches $r = 0.79$ (0.90, 0.84).

Analysis of $\psi^*_{T_w}$ demonstrates that the MOC variability in all set-ups is mainly geostrophic, driven by temperature anomalies along the western boundary. These anomalies can be tracked along the western boundary to understand MOC variability (Fig. 5). Negative temperature anomalies on the western boundary, with a subsurface intensification between 40° and 60°N, are associated with positive MOC anomalies. They strike the western boundary few years before a MOC minimum, travel southward and downward following the mean isotherms, and lead to MOC anomalies further south (not shown).

3.2 Associated temperature anomalies

The small basin is characterized by large scale, depth coherent, temperature anomalies that covary with the MOC index. To illustrate this, yearly potential temperature anomalies averaged over the 1000 m upper ocean (referred to

Author's personal copy

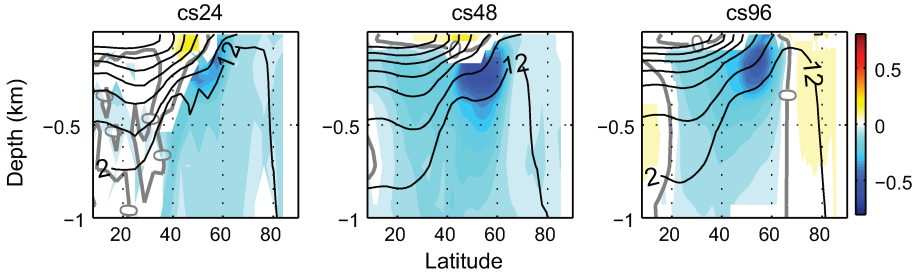

Fig. 5 Yearly temperature anomalies along the western boundary (K) in the upper 1500 m associated with one standard deviation of the yearly MOC index at lag = 0, for cs24 (*left*), cs48 (*centre*) and cs96 (*right*). Regions that are not statistically significant at 5 % level are *white shaded*, and the zero regression is *thick grey line*. *Black contours* represent the mean potential temperature along the boundary. Contour interval is 3 K

as T1000 further) associated with one standard deviation of the MOC index with different phase lags are shown on Fig. 6 (see caption for details). Prior a MOC maximum, positive T1000 anomalies appear and grow along the eastern boundary, and spread almost all over the subpolar gyre after a MOC maximum. Negative anomalies experience the same dynamics around a minimum of MOC. The horizontal signature of large-scale T1000 anomalies is harder to track in cs96, with more complex patterns (Fig. 6, bottom row panels). We still observe negative (positive) T1000 anomalies within the subpolar gyre prior (after) a MOC maximum, but the region of growth along the eastern boundary observed at coarser resolution is no longer significant.

Large-scale baroclinic instability has been proposed for sustaining these perturbations (Colin de Verdière and Huck 1999). This mechanism is principally identified through the vertical structure of temperature anomalies, and the associated meridional eddy heat fluxes (the latter will be discussed in Sect. 4.2.1). The vertical structure of temperature anomalies is computed within the region of highest standard deviation of T1000, between 60° and 70°N, near the eastern boundary (not shown). Temperature anomalies are intensified at sub-surface, with a maximum at 265 m depth for cs24 and at 540 m depth for both cs48 and cs96, highlighting their surface damping by turbulent atmospheric fluxes. They exhibit a vertical tilt, with sub-surface anomalies leading deep anomalies with a quarter phase lag, in agreement with classical theory (Colin de Verdière and Huck 1999; Sévellec and Huck 2015).

To illustrate the westward propagation across the basin, longitude-time (Hovmöller) diagrams have been computed at various latitudes. It appears that 60°N, 65°N and 70°N are the most relevant ones to capture the propagating signal for cs24, cs48 and cs96, respectively. It is interesting to note that these specific latitudes also roughly correspond to the zero-wind stress curl line associated with

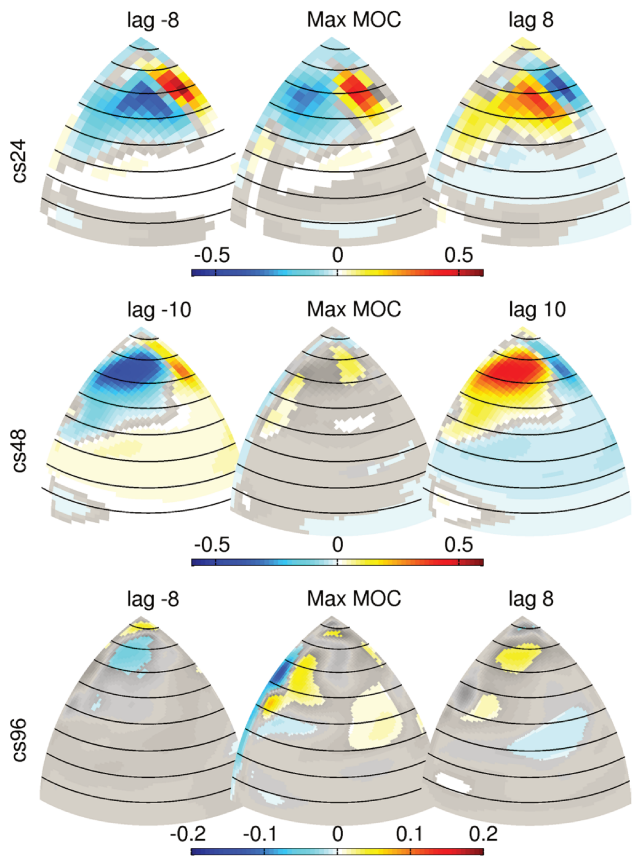

Fig. 6 Yearly oceanic potential temperature anomalies averaged over the upper 1000 m (T1000, in K) associated with one standard deviation of the yearly MOC index for cs24 (*top row panels*), cs48 (*middle row*) and cs96 (*bottom row*). *Center panels* correspond to $lag = 0$, while *left* (*right*) panels correspond to $lag = -\frac{1}{4}T$ ($lag = +\frac{1}{4}T$), with T the dominant period of the MOC variability estimated from the MOC index power spectrum (i.e., 32 years for both cs24 and cs96, 43 years for cs48). $lag = -\frac{1}{4}T$ ($lag = +\frac{1}{4}T$) corresponds to a strengthening (weakening) MOC. Regions that are not statistically significant at the 5 % level are *grey shaded* (see Appendix 1 for details). *Thin black contours* mark latitude circles every 10° from 10° to 80°N. Note the *different colour* axis for cs96

Author's personal copy

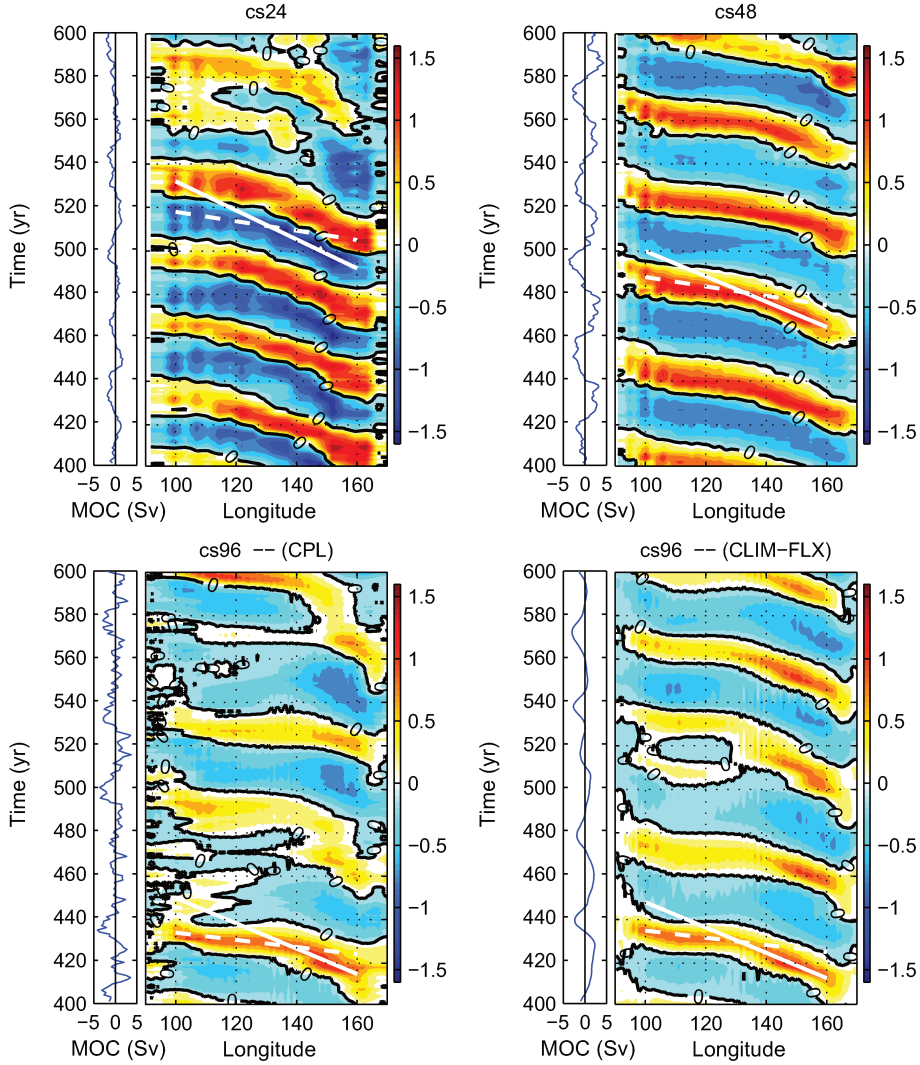

Fig. 7 Hovmöller diagrams of yearly potential temperature anomalies in the thermocline (in K) for the last 200 years of simulation for coupled runs cs24 (*top left*), cs48 (*top right*), cs96 (*bottom left*) and the forced run CLIM-FLX of cs96 (*bottom right*). The east–west cross section is computed between 55°–65°N, 60°–70°N and 65°–75°N for cs24, cs48 and for both cs96 runs respectively, and at the depth of the maximum anomalies, i.e. 265 m for cs24 and 540 m for cs48 and cs96 runs. The zero contour is *thick black line*. *Continuous* (*dashed*) *white lines* show an estimate of the westward phase velocity of temperature anomalies across the eastern (western) half of the small basin. The corresponding MOC index is shown on the *left* of each diagram

large scale wind distribution described in Sect. 2.2. Hovmöller diagrams computed at these latitudes (Fig. 7), show a westward propagation of temperature anomalies, with an estimated phase velocity of about 0.40 cm s^{-1} for all experiments. They propagate slower in the eastern half of the small basin (0.36, 0.26 and 0.21 cm s^{-1} for cs24, cs48 and cs96, respectively) than in the western half (0.83, 0.70 and 0.74 cm s^{-1}), as estimated from the slope of the white lines in Fig. 7. The phase speed of baroclinic modes computed from the mean stratification in the quasigeostrophic approximation (Huck et al. 2001, Section 2c) does not explain such a speed-up in the western region. Taking into account the advection of anomalies by the mean barotropic flow (Doppler shift) qualitatively explains the observed acceleration westward, but underestimates the phase velocity. Incorporating the vertical shear of the mean flow within the baroclinic mode computation clearly improves the results: a detailed analysis is underway and will be reported in a dedicated study.

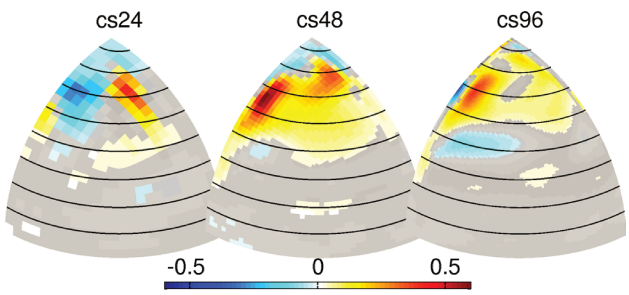

Fig. 8 Yearly Sea Surface Temperature (SST) anomalies (K) associated with one standard deviation of the yearly MOC index at lag = 0, for cs24 (*left*), cs48 (*centre*) and cs96 (*right*). Regions that are not statistically significant at the 5 % level are *grey shaded*. The *thin black contours* mark latitude circles every 10° from 10° to 80°N

We now look at SST signature associated with the MOC variability because of its critical role for ocean–atmosphere interactions. Figure 8 illustrates SST anomalies associated

Author's personal copy

Table 2 Correlation between the yearly MOC index of Buckley et al. (2012), defined as the average of the small basin MOC in the box [8°–60°N, 460–1890 m depth] (black box in Fig. 2, bottom panels), and eight other yearly time series related to the overturning: 1/ a western boundary velocity index (WBC, defined as meridional velocities anomaly along the western boundary at 30°N, averaged in the upper 1000 m), 2/ the maximum of the MOC within the box [8°–60°N, 460–1890 m depth] (allowing spatial variations of its location (Marsh et al. 2009)), 3/ the Principal Component (PC) of the first Empirical Orthogonal Function (EOF) of the MOC streamfunction within the small basin, north of 34°S (explaining more than 60 % of the variance) and 4/ the maximum of the mean MOC at five given latitudes (21°N, 30°N, 42°N, 50°N and 63°N)

	WBC	MOC_{max}	PC_1^{moc}	MOC_{21N}	MOC_{30N}	MOC_{42N}	MOC_{50N}	MOC_{63N}
cs24	$r = 0.80$	0.91	0.99	0.91	0.90	0.91	0.80	0.37
cs48	$r = 0.80$	0.98	0.99	0.98	0.97	0.97	0.95	0.76
cs96	$r = 0.80$	0.97	0.97	0.97	0.97	0.96	0.96	0.77

At 63°N, the MOC is in advance of a couple of years compared to the initial MOC index, as illustrated on Fig. 8 of Buckley et al. (2012) for cs24. This lag between MOC anomalies at various latitudes explains the lower correlation found at high latitudes. In addition, all latitudes from 8° to 60°N are integrated into the original MOC index, while the MOC variability at 63°N is not considered

with one standard deviation of the MOC index (non-significant regressions are grey shaded). In all set-ups, these SST anomalies account for more than 50 % of the total SST variability, but their global structures are very different between cs48/cs96 and cs24. For cs24, it is closely related to the propagation of large-scale temperature anomalies described in Sect. 3.2. They emanate near the eastern boundary and propagate westward around 60°N. In cs48, positive anomalies are observed in two different regions: one along the eastern boundary, north of 60°N, and one along the western boundary in the subpolar gyre. The first one is the surface signature of Rossby waves, propagating from east to west, while the second seems to be stationary. As the first one propagates toward the west, it slowly merges with the second one.

In both cs48 and cs96, SST are dominated by a widespread positive anomaly that covers the entire subpolar gyre, as observed in many other models (Danabasoglu 2008; Zhang 2010; Tulloch and Marshall 2012) and observations (Knight et al. 2005). Such a pattern is usually referred to as the AMO (Kerr 2000; Enfield et al. 2001). The warming of the subpolar gyre induced by a strengthening of the MOC is usually attributed to a more vigorous Oceanic Heat Transport (OHT) (Knight et al. 2005; Zhang 2008). In our model, OHT anomalies associated with one standard deviation of the MOC index peak at about 0.03 PW (0.08, 0.06) at the subtropical-subpolar intergyre position for cs24 (cs48, cs96, respectively). They account for more than 65 % of the OHT variability at this latitude. While these OHT anomalies are significantly larger in cs48 and cs96, the regression coefficients between OHT and the MOC index are similar for all set-ups, such that larger OHT anomalies observed in cs48 and cs96 mainly result from a stronger MOC variability. They are mainly driven by the zonally integrated circulation (the MOC) in the subtropical gyre and by the gyre circulation (computed as the residual) in the subpolar gyre, and the partition between MOC and gyre OHT anomalies is relatively similar for all set-ups. Through OHT anomalies, larger (positive) MOC anomalies in cs48 and cs96 induce positive SST anomalies within the subpolar gyre, as observed in Fig. 8. This advective process (OHT) conceals the surface signature of large scale baroclinic Rossby waves in cs48 and cs96. By contrast, the weaker OHT anomalies in cs24 induce weaker SST anomalies, allowing a much clearer surface signature of such waves. The main idea to keep in mind is that SST anomalies that covary with the MOC (Fig. 8) present a different signature between cs24 and cs48/cs96, that can result in/from different air–sea interactions. This is what we aim to analyse in the following.

4 Role of atmospheric forcing and ocean dynamics

We have shown that the MOC undergoes a similar variability in all set-ups, related to the propagation of large-scale baroclinic Rossby waves. At increasing horizontal resolution, the SST variability is different between cs24 and cs48/cs96, especially along the western boundary. This may have important implications for air–sea interactions. In this section, we aim to disentangled the respective role of internal ocean dynamics and air–sea interactions in explaining the low-frequency oceanic variability.

4.1 Atmospheric variability

To help the discussion on the role of the atmospheric forcing for the low-frequency oceanic variability, we first focus on the internal atmospheric variability. It is traditionally diagnosed with the use of the first EOF of Sea Level Pressure Anomaly (SLPA) in the North Atlantic or the northern hemisphere, and referred to as the North Atlantic Oscillation (NAO, Hurrell 1995) or the Northern Annular-Mode (NAM, Thompson and Wallace 2001). Both processes result from

Author's personal copy

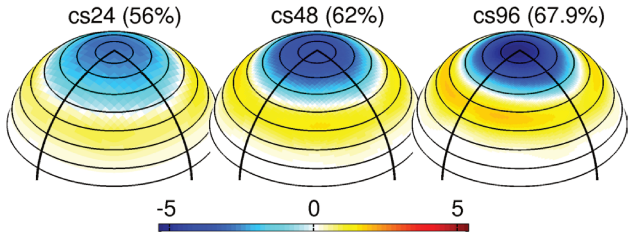

Fig. 9 First EOF of the yearly Sea Level Pressure Anomaly (SLPA, in hPa) in the northern hemisphere. The explained variance is displayed at the *top* of each plots. The EOFs are normalized by the standard deviation of their corresponding PC. The *thin black contours* mark latitude circles every 10° from 10° to 80°N, and the *thick orthogonal black lines* the boundaries of the small basin

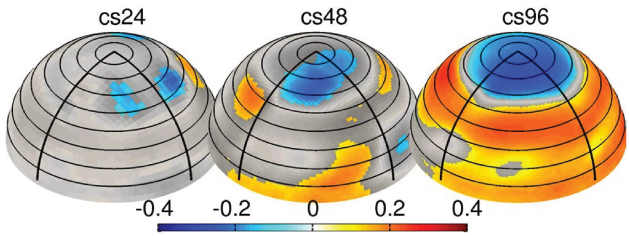

Fig. 10 Correlation between yearly Sea Level Pressure and the yearly MOC index 2 years later (i.e. when the most significant correlations are found). Regions that are not statistically significant at the 5 % level are *grey shaded*. The *thin black contours* mark latitude circles every 10° from 10° to 80°N, and the *thick orthogonal black lines* the boundaries of the small basin

internal atmospheric dynamics (Vallis et al. 2004 and references therein). The zonal asymmetry of the NAM/NAO is principally induced by land-sea contrasts (Thompson and Wallace 1998), and the absence of realistic continents in our model favours the emergence of the NAM rather than the NAO. Because both NAM and NAO indices are highly correlated (Deser 2000), the NAM is used in the following in a similar manner as realistic model studies use the NAO.

In our model, the first EOF of the yearly SLPA explains about 60 % of the variance in all set-ups, with a slight enhancement at increasing resolution (Fig. 9). Its spatial structure is zonally uniform, with anomalies of opposite sign north/south of 60°N. Because this pattern resembles the NAM, it is referred to as such hereafter. The amplitude of the atmospheric variability associated with the first EOF/PC (i.e. the NAM index) is computed with the absolute maximum of the spatial EOF1 pattern obtained with a projection onto the standardized PC1 (Table 1). We observe a strong enhancement of the intrinsic atmospheric variability with increasing horizontal resolution, with a NAM amplitude that almost doubles from cs24 to cs96. The NAM variability is increased for all time scales, revealing a white spectrum of the atmosphere variability at low frequencies.

To estimate the impact of the enhanced atmospheric variability on the oceanic low frequency oscillation, we compute the correlation between the yearly SLPA in the northern hemisphere and the yearly MOC index. Using a statistical significance test based on a Monte Carlo approach (see Appendix 1), the most significant correlations are found when the SLPA leads the MOC by 2 years in all set-ups (Fig. 10). At this lag, the correlation is significant only near the small basin northern corner and in the tropics for cs48, whereas for cs24 almost no significant correlations are obtained. This reveals the weak interaction between the oceanic and the atmospheric variability at those resolutions. By contrast, a much more important fraction of the SLPA is significantly correlated to the MOC variability in cs96, with negative (positive) correlations northward (southward) of 60°N. This pattern strongly resembles the NAM described above. By increasing the horizontal resolution up to 1°, the intrinsic atmospheric variability is enhanced and becomes significantly correlated to the MOC variability in cs96, with the NAM that leads by 2 years the MOC variability. This feature is common to many other numerical studies (Eden and Jung 2001; Deshayes and Frankignoul 2008; Gastineau and Frankignoul 2012), with a positive phase of the NAO that leads a maximum of MOC by few years. They describe the MOC variability in the North Atlantic as an oceanic response to stochastic atmospheric forcing. More recently, McCarthy et al. (2015) have shown than the observed NAO leads by 2–3 years their sea-level index, a proxy for the ocean circulation at the intergyre position. Regarding these results, we therefore ask the following question: Does the oceanic mode of variability reproduced in our idealized model switch from an intrinsic oceanic mode at coarse resolution (cs24), as shown by Buckley et al. (2012), to an oceanic mode forced by the atmosphere at higher resolution (cs96)? This issue is further investigated in the following.

4.2 Creation of temperature variance

The respective role of internal ocean dynamics and air–sea interactions in explaining the low-frequency oceanic variability is disentangled through the use of the linearized temperature variance equation (Colin de Verdière and Huck 1999; Te Raa and Dijkstra 2002; Arzel et al. 2006):

$$\overline{\partial_t \epsilon} = -\overline{\mathbf{u}}.\nabla\overline{\epsilon} - \overline{\mathbf{u}'T'}.\nabla\overline{T} + \overline{T'Q'} + \overline{T'D'} \quad (1)$$

where $\epsilon = T'^2/2$ is the temperature variance, the overbar denotes a time average over several oscillation periods and the prime the deviation from the time average (i.e. yearly anomalies), $\mathbf{u}$ and T the 3D velocity and temperature field, Q ocean–atmosphere heat fluxes (positive downward) and D the oceanic diffusion. The cubic eddy correlation terms are neglected because the perturbations observed remain

Author's personal copy

small compared to the mean state. The first term of the rhs represents the transport of temperature variance by the mean flow $\overline{\mathbf{u}}$. It simply redistributes the variance in the domain and cannot be a source of energy since it is zero globally. The second term is a source of variability if the eddy temperature fluxes $\overline{\mathbf{u}'T'}$ are oriented down the mean temperature gradient $\nabla\overline{T}$. This term has been pinpointed as the energy source for the variability under constant surface buoyancy fluxes in the experiments of Colin de Verdière and Huck (1999) and Te Raa and Dijkstra (2002). Under mixed surface boundary conditions by contrast, Arzel et al. (2006) identified a convective-surface heat flux feedback where the third term $\overline{T'Q'}$ is the driver of multidecadal variability (this term is discussed in Sect. 4.2.2). The last term ($\overline{T'D'}$) represents a sink of energy due to diffusive and convective processes. Therefore, determining which of the second or third terms (i.e. the only possible sources of energy) in the rhs of (1) dominates the balance may help to elucidate the physical mechanisms governing the variability.

4.2.1 Internal oceanic dynamics

The role of oceanic dynamics is diagnosed following the work of Colin de Verdière and Huck (1999). They show that in order for an instability to grow against mixing and atmospheric damping, oceanic eddy temperature fluxes have to be oriented down the mean temperature gradient, i.e. $-\overline{\mathbf{u}'T'}.\nabla\overline{T} > 0$ (see Eq. (1)). When positive, this term represents a transfer of mean potential energy to eddy kinetic and potential energy, which tends to relax mean temperature gradients. This term indicates the regions of growth of the perturbations. Here, this term is computed using the yearly temperature and velocities fields, and results are averaged over the upper 1000 m (Fig. 11).

For cs24, the region where the magnitude of $-\overline{\mathbf{u}'T'}.\nabla\overline{T}$ is the largest is located near the eastern boundary, around 60°N, in agreement with results of Buckley et al. (2012). For cs48 and cs96, this region shifts near the subpolar gyre western boundary, between 50° and 60°N. Averaged over the small basin, $-\overline{\mathbf{u}'T'}.\nabla\overline{T}$ is positive in all set-ups, and is mainly driven by positive meridional eddy fluxes ($\overline{v'T'}$), oriented down the mean meridional temperature gradient ($\partial_y\overline{T} < 0$). The zonal and vertical contributions play a secondary role. Hence the growth of temperature variance through large-scale baroclinic instability mostly takes place in the vicinity of the western boundary for cs48 and cs96, but mostly along the eastern boundary for cs24.

4.2.2 Air–sea heat fluxes

At multidecadal timescales, the transfer of atmospheric variability into the ocean is usually attributed to heat fluxes exchange (Timmermann et al. 1998; Delworth and Greatbatch 2000). These fluxes have also been pinpointed as a source of variability for the oceanic low frequency variability under mixed surface boundary conditions (Arzel et al. 2006). Such a transfer is diagnosed here by computing the correlation between the surface heat flux anomalies (Q') and the SST anomalies (T'), i.e. the third term of the rhs of (1). Both heat fluxes and SST anomalies are filtered with a 10 years running mean, referred to as the long-term signal hereafter. Here, Q' is positive downward for a heat flux from atmosphere to ocean: $Q' \propto (T'_a - T')$, with T'_a and T' the atmospheric and oceanic temperature at the interface, respectively. Lets consider the case of a

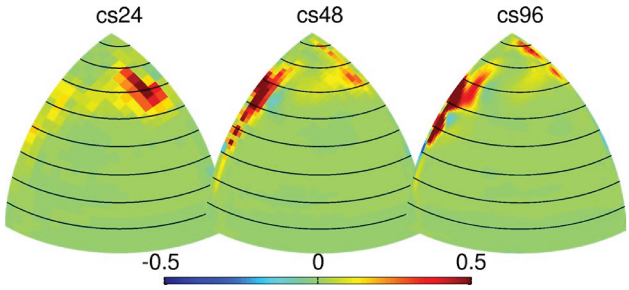

Fig. 11 Term $-\overline{\mathbf{u}'T'}\nabla\overline{T}$ related to baroclinic instability eddy fluxes in the potential temperature variance budget averaged over the upper 1000 m ocean and over several MOC oscillation periods, in K^2 year^{-1}. The *thin black contours* mark latitude circles every 10° from 10° to 80°N

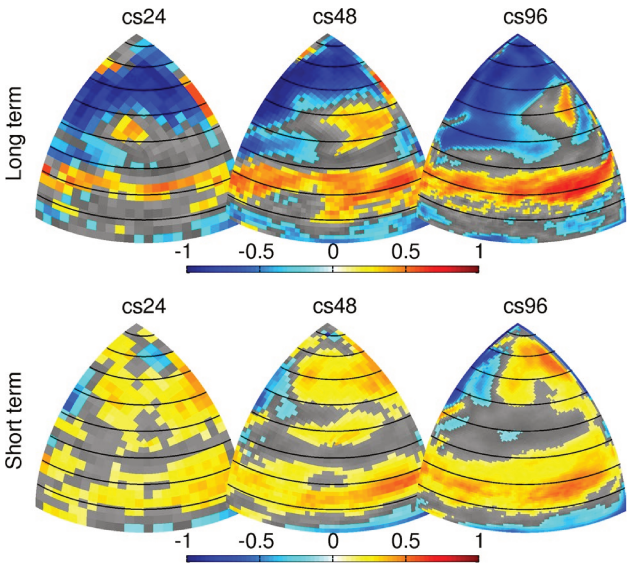

Fig. 12 Correlation between Sea Surface Temperature (SST) anomalies and the ocean–atmosphere heat fluxes (Q, positive downward for a release of heat into the ocean) for the multidecadal signal—10 years running mean—(*top*) and interannual signal—residual variability of the 10 years running mean—(*bottom*). Regions that are not statistically significant at the 5 % level are *grey shaded*. The *thin black contours* mark latitude circles every 10° from 10° to 80°N

Author's personal copy

negative heat flux anomaly ($Q' < 0$) with all other fluxes at rest. It can either mean that the ocean is warmer than normal ($T' > 0$ and $T'_a = 0$) or that the atmosphere is colder than normal ($T'_a < 0$ and $T' = 0$). In the case of $T' > 0$, the negative correlation $T'Q' < 0$ results from oceanic dynamics, and (1) shows that air–sea forcing is damping the low frequency oceanic variability. On the other hand, if $T'_a < 0$, the atmosphere will extract heat from the ocean, inducing $T' < 0$ and hence a positive correlation $T'Q' > 0$. In the framework of (1), the atmospheric variability will induce an oceanic variability through heat fluxes. The same conclusions can be reached by considering the case of positive heat fluxes anomalies. On long time cales, the small basin north of 30°N is dominated by negative correlations (Fig. 12, top row panels), indicating that the ocean–atmosphere heat fluxes are driven by the oceanic dynamics. The third term of (1) is then a sink for the oceanic low-frequency variability, and SST anomalies observed in Fig. 8 are damped by atmospheric heat fluxes. Between 10° and 30°N, we observe a band of positive correlation ($T'Q' > 0$). However, on these timescales, tropical SST (Fig. 8) are not significantly correlated to the MOC variability. Such a correlation between SST and heat fluxes long-term variability may then not have a significant impact on the intrinsic oceanic low frequency MOC variability.

Using observational data, Gulev et al. (2013) have confirmed the Bjerknes (1964) assumption for the North Atlantic sector: Q' is driven by ocean dynamics on long-term (multidecadal timescales), but by the atmospheric dynamics on short-term (interannual to decadal timescales). To investigate this issue in our model, we compute now the short-term signal by taking the deviation from the long-term signal, i.e. the 10-year-smoothed temperature and heat fluxes anomalies. The 10-year smoothing window appears to be an ideal time filtering to clearly separate the oceanic and atmospheric role in the heat fluxes variability (Gulev et al. 2013). On short-term (Fig. 12, bottom row panels), the correlation is positive almost all over the small basin. At those timescales, ocean–atmosphere heat fluxes are mainly driven by the atmosphere, consistent with the stochastic forcing of the ocean in the Frankignoul and Hasselmann (1977)'s paradigm, and the results of Gulev et al. (2013). However, a negative correlation is observed along the western boundary of the subpolar gyre, and spreads over a wider region as the resolution increases. In this region, the short-term heat fluxes variability is driven by the ocean dynamics rather than the atmosphere.

It has been proposed that OHT controls air–sea heat fluxes at interannual time scales in the Western North Atlantic, mainly through geostrophic advection (Dong et al. 2007; Buckley et al. 2015). This supports the idea that SST anomalies along the western boundary of the subpolar gyre observed in cs48 and cs96 (Fig. 8) result from OHT convergence at this location. The atmosphere damps the SST anomalies, resulting in a negative correlation $T'Q' < 0$. This correlation gets stronger with increasing resolution, but not the SST variability as described at the end of Sect. 3.2. Processes that are resolution dependent may also explain this increase in a negative correlation. Recent studies (Minobe et al. 2008; Skyllingstad et al. 2007) show that sharp SST fronts typical of western boundary regions tend to destabilize the Marine Atmospheric Boundary Layer, resulting in atmospheric dynamics that are directly driven by the underlying ocean. In our model, the sharpening of SST gradients along the western boundary resulting from the increased oceanic resolution might induce a stronger atmospheric response, explaining the increased correlation $T'Q'$ at higher resolution. This atmospheric response could ultimately feedback into the ocean. However, such barely resolved processes are out of the scope of this paper.

4.3 Ocean only experiments

To further investigate the influence of air–sea interactions for the low frequency oceanic variability in cs96, we have run an ocean-only experiment. The ocean is forced at the surface by 5-day climatological fresh water and momentum fluxes. The forcing in temperature is composed of a 5-days climatological flux term, and a restoring toward the 5-day climatological SST, with a time scale of about 72 days [coupling coefficient $\alpha = 20\,Wm^{-2}K^{-1}$ (Frankignoul et al. 1998)]. All terms are extracted from the coupled model, which will be referred to as CPL hereafter. Oceanic initial conditions are the oceanic state of CPL after 400 years of integration. This ocean-only experiment (referred to as CLIM-FLX hereafter) is integrated for 200 years. A similar experiment has been conducted by Buckley et al. (2012) to show the intrinsic nature of the oceanic variability in cs24. Their ocean-only experiment reproduced in close agreement the low-frequency MOC variability of their flat bottom coupled configuration, demonstrating that the stochastic atmospheric forcing is not essential for the oceanic variability. Such a conclusion remains valid for cs96. The CLIM-FLX experiment reproduces relatively well the MOC variability of CPL, with a strong peak of variability at 43 years (Fig. 13). As revealed by time series and power spectrum, the regularity of the MOC variations is strongly increased in CLIM-FLX, with less interannual variability, but almost the same energy at multidecadal time scales. Within the subpolar gyre, the propagation of large scale baroclinic Rossby waves has a more regular signature (Fig. 7, bottom right panel), with an averaged phase velocity from eastern to western boundary of about 0.33 cm s^{-1}, just as in CPL. Consequently, air–sea interactions in CPL clearly disrupt the propagation of large scale baroclinic Rossby waves, perturbing the regularity of the MOC variability.

Author's personal copy

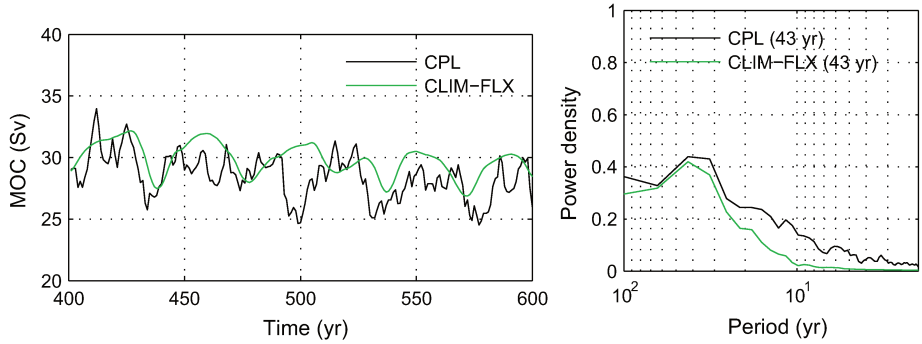

Fig. 13 Yearly MOC time series (*left*) and respective power spectra (*right*) for the coupled configuration (CPL, *black*) and the ocean-only configuration forced by climatological fluxes and SST restoring toward climatological values (CLIM-FLX, *green*) for cs96. The time scale of the dominant period of each time series is displayed on the *right panel*, the difference with Fig. 3 results from the shorter time series used for the spectrum

5 Summary and discussion

In this paper, we have investigated the role of air–sea interactions in the multidecadal variability of the Meridional Overturning Circulation (MOC). We used both fully coupled and ocean only GCM runs with an idealized flat-bottom aquaplanet geometry and two meridional boundaries. This Double Drake configuration reproduces some aspects of the present climate (Ferreira et al. 2010). Three set-ups, with horizontal resolution of about 4°, 2° and 1° (cs24, cs48 and cs96, respectively) in both the ocean and the atmosphere, are compared. Cs48 is run in a coupled configuration only, while both cs24 and cs96 are run in coupled and ocean-only configurations. By increasing the horizontal resolution in both the ocean and atmosphere models, we have increased the intrinsic atmospheric variability, which is almost doubling from cs24 to cs96. In contrast, mesoscale eddies are still not resolved in the ocean. The main results can be summarized as follow:

1. In all coupled configurations, the MOC exhibits an intrinsic oceanic mode of variability on time scales of 30–40 years. It is related to large-scale oceanic baroclinic Rossby waves that originate and propagate along the climatological mean zero-wind stress curl line, corresponding to the northern extent of the subpolar gyre.
2. Using a temperature variance budget, the origin of the multidecadal variability is identified as an internal oceanic mode sustained through the growth of large-scale baroclinic Rossby waves, while air–sea interactions have a damping influence. The growth of baroclinic Rossby waves mostly takes place in the vicinity of the western boundary for cs48 and cs96, but mostly along the eastern boundary for cs24.
3. In concert with increased intrinsic atmospheric variability, we found in cs96 a statistically significant correlation between the Northern Annular-Mode (NAM) and the MOC variability when the NAM leads by 2 years.
4. The effect of atmospheric coupling tends to perturb the propagation of oceanic large-scale baroclinic Rossby waves across the basin in cs96, destabilizing the regularity of the oceanic oscillations. In this set-up, the MOC variability is an intrinsic oceanic mode, despite significant lag correlations between the NAM and the MOC.

The robustness of the multidecadal MOC variability reproduced in all flat bottom coupled configurations presented in this study complements the ocean-only experiments forced by fixed surface fluxes (Colin de Verdière and Huck 1999), coupled to an atmospheric energy balance model (Huck et al. 2001; Fanning and Weaver 1998), or coupled to a zonally averaged atmospheric model (Arzel et al. 2007). By coupling the ocean to a dynamical atmospheric component, we have climbed a further step in the realism of ocean–atmosphere interactions, and yet the same mechanism appears to be at work.

The development in cs96 of atmospheric variability that is significantly correlated to the MOC variability highlights the importance of a sufficiently high horizontal resolution to reproduce ocean–atmosphere interactions at decadal time scales. A similar conclusion has been reached by Hodson and Sutton (2012) using the realistic HadGEM2.1 coupled model run at two different horizontal resolutions (1° and $\frac{1}{3}$°): The atmospheric pattern correlated to the low-frequency oceanic variability is much more significant at higher resolution. Such a correlation is a robust feature of many high resolution realistic models (Eden and Willebrand 2001; Deshayes and Frankignoul 2008; Gastineau and Frankignoul 2012), with a positive phase of the NAO that occurs few years prior a MOC maximum. These studies describe the MOC variability in the Atlantic as an oceanic

Author's personal copy

response to the atmospheric forcing, through a fast oceanic barotropic response to NAO-induced surface wind stress. A similar connection is drawn by Sun et al. (2015) in their delayed oscillator model to explain the NAO low-frequency variability, but involves a time delay between the NAO and the Atlantic MOC of about 15 years. Here, conducting an ocean-only simulation forced by constant fluxes for cs96 (denoted as CLIM-FLX), we prove that a significant lag correlation between SLPA and MOC does not imply that the oceanic low frequency variability is forced by the atmosphere. These results contrast with those of Delworth and Greatbatch (2000) who found in the GFDL coupled model that the 40–80 years MOC variability mainly results from ocean–atmosphere heat fluxes driven by the intrinsic atmospheric low-frequency variability. Here, we have shown that at multidecadal time scales, ocean–atmosphere heat fluxes in the northern Atlantic basin are a consequence rather than a cause of internally driven ocean variability. Air–sea interactions are not crucial for the existence of the low frequency mode, but impact its expression.

These results may be discussed in two ways. First, even if the correlation between the atmospheric and oceanic low frequency variability is strongly enhanced at increasing resolution, the atmospheric response in the Double Drake model might remain too weak to efficiently influence the ocean mode. By increasing the horizontal resolution up to 1°, we have doubled the intrinsic atmospheric variability, but this resolution remains beyond the one necessary to significantly capture, for instance, the impact of oceanic fronts onto the atmosphere, maybe around 50 km (Minobe et al. 2008). Those small scale ocean–atmosphere interactions might be of primary importance to reproduce an active atmosphere dynamics setting the oceanic low-frequency variability. However, studies that describe the multidecadal climate variability as a coupled mode or as an oceanic mode forced by atmospheric variability do not claim the necessity of such small scale processes. They usually involve large scale ocean–atmosphere interactions. For instance, Timmermann et al. (1998) described a coupled mode of variability in the 4° horizontal resolution ECHAM-3/LSG coupled model, such that large scale ocean atmosphere interactions between extratropical SST and atmospheric dynamics can be sufficient to generate a coupled mode of variability.

Secondly, the mechanisms proposed in high resolution climate model studies are rarely related to the propagation of Rossby waves. Indeed, Winton (1997) show that the ocean bathymetry may damp the intrinsic oceanic variability. In the same Double Drake model (the one used in this study), Buckley et al. (2012) have shown that the introduction of an idealized bowl bathymetry switches the type of mode of variability from an ocean-only mode damped by atmospheric fluxes (with flat-bottom), to a damped oceanic mode stochastically excited by atmospheric fluxes (with bowl bathymetry). The impact of the bottom topography on the MOC variability is principally attributed to the disruptive effect of the topography on the propagation of large-scale baroclinic Rossby waves. These results cast some doubt on the existence of these waves in realistic climate models or in the real ocean. However, using observational data, Frankcombe et al. (2008) observed the signature of large-scale SST and Sea Surface Height anomalies, propagating westward across the North Atlantic ocean. In addition, Sévellec and Fedorov (2013) show that, in a 2° global configuration of the OPA (Océan PArallélisé) model with realistic topography, the least damped mode of variability of the tangent adjoint linear model remains a potential candidate to explain the MOC multidecadal variability (Ortega et al. 2015). This mode is characterized by large-scale temperature anomalies that propagate westward across the subpolar gyre, associated with long baroclinic Rossby waves (Sévellec and Huck 2015). It will be important to see how a realistic oceanic topography might influence the oceanic mechanism found in this study.

Acknowledgments We acknowledge the help from John Marshall, David Ferreira and Martha Buckley at MIT for providing the Double Drake model used in this study as well as post-processing routines, and for assistance in understanding the MITgcm environment. We thank the MIT EAPS group for hosting Q. Jamet when setting up cs48 and cs96 configurations. We also thank Guillaume Gastineau at LOCEAN/IPSL for providing routines to compute the statistical significance test, as well as for constructive discussions. Computational resources were provided by the Pôle de Calcul Intensif pour la Mer at Ifremer, Brest, France, and through a GENCI allocation attributed to O. Arzel.

Appendix 1: Statistical significance test using Monte Carlo approach

The significance of a regression or a correlation is computed with a Monte Carlo approach. It consists in comparing the regression/correlation being tested to the regression/correlation of a randomly scrambled ensemble. Say we want to estimate the significance of the regression of a field $\lambda(x, y, t)$ onto a time series (usually the Meridional Overturning Circulation) $MOC(t)$, t being the time in years, x and y the zonal and meridional coordinates. We first compute the initial regression maps, denoted as $reg_{\text{init}}(x, y)$.

At each grid point (x_i, y_j), the time series $\lambda(x_i, y_j, t)$ is randomly permuted by blocks of 3 years to reduce the influence of serial autocorrelation. The regression $reg_{k1}(x_i, y_j)$ between the resulting time series $\lambda_{\text{permut}}(x_i, y_j, t)$ and $MOC(t)$ is performed. This analysis is repeated N times, resulting in N different randomly permuted regression $reg_k(x_i, y_j)$, $k = (k_1, k_2, \ldots, k_N)$. The estimated significance level is the percentage of randomized regression that exceeds the regression being tested:

Author's personal copy

$$signif(x_i, y_j) = \frac{\sum_{k=1}^{N} reg_k(x_i, y_j) > reg_{init}(x_i, y_j)}{N} \quad (2)$$

A smaller significance level indicates the presence of stronger evidence against the null hypothesis. In this paper, we fix the threshold of significance to 5 %. This statistical significant test is applied for all regression/correlation analyses performed.

Appendix 2: MOC anomalies reconstruction from the difference between density/temperature anomalies along the western and eastern boundaries

Hirschi and Marotzke (2007) show that the MOC variability can be reconstructed through the thermal wind relationship by considering boundary density anomalies. This reconstruction does include neither the Ekman shear mode nor the barotropic velocities. In flat bottom configuration, the latter is strictly zero, which facilitates the reconstruction in our case.

The thermal wind relationship

$$f\partial_z v = -\frac{g}{\rho_0}\partial_x \rho, \quad (3)$$

is used as the starting point, with f the Coriolis parameter, v the meridional velocity, g the earth's acceleration, ρ the density and ρ_0 its reference value. Integrating zonally and vertically the perturbation part of Eq. (3), with the condition $v'(z = -H) = 0$, leads to

$$\overline{v'(z')}^x = \int_{x_w}^{x_e} v' dx = -\frac{g}{\rho_0 f}\int_{-H}^{z'} (\rho'_e - \rho'_w) dz \quad (4)$$

We reconstruct a geostrophic MOC anomaly ψ^*_ρ as the vertical integration of $\overline{v'(z')}^x$:

$$\psi^*_\rho(z') = \int_{-H}^{z'} \left[\overline{v'}^x - \frac{1}{H}\int_{-H}^{0} \overline{v'}^x dz\right] dz, \quad (5)$$

where $\frac{1}{H}\int_{-H}^{0} \overline{v'}^x dz$ has been substracted in order to ensure that $\psi^*_\rho(z' = 0) = \psi^*_\rho(z' = -H) = 0$.

We can go a step further in the approximation by only considering the temperature contribution. The thermal wind relationship reduces to

$$f\partial_z v = g\alpha\partial_x T \quad (6)$$

with $\alpha = 2.10^{-4}\, K^{-1}$, the thermal expansion coefficient. Performing a similar integration, we obtain a reconstructed MOC anomaly ψ^*_T computed with a zonally integrated meridional velocities anomalies of the form

$$\overline{v'(z')}^x = \int_{x_w}^{x_e} v' dx = \frac{g\alpha}{f}\int_{-H}^{z'} \left(T'_e - T'_w\right) dz, \quad (7)$$

with T'_e and T'_w the temperature anomalies along the eastern and western boundaries, respectively. We can also compute the contribution from the western boundary temperature anomalies only, $\psi^*_{T_w}$.

Note that this method misses one half grid point at the eastern and western boundaries. Both temperature and density anomalies that are used to reconstruct the MOC variability are located at the centre of the cell, rather than right along boundaries. This error is dependent on the horizontal resolution, and partially explains why the reconstructions are more accurate at higher resolution.

The geostrophic MOC indices are computed in the same way as for the model. The skill for the geostrophic MOC index (I_{ψ^*}) accounting for the variance of the model MOC index (I_{MOC}) is defined as

$$S = 1 - \frac{\left\langle (I_{MOC} - I_{\psi^*})^2 \right\rangle}{\left\langle (I_{MOC})^2 \right\rangle} \quad (8)$$

with $< . >$ a time average operator. $S \in [-\infty; 1]$, and $S \to 1$ indicates that the geostrophic MOC index and the model MOC index vary in phase and are of the same magnitude. Negative values denote a low or negative correlation and/or that the amplitude of I_{ψ^*} is larger than I_{MOC}.

References

Adcroft A, Campin JM, Hill C, Marshall J (2004) Implementation of an atmosphere–ocean general circulation model on the expanded spherical cube. Mon Wea Rev 132(12):2845–2863

Arakelian A, Codron F (2012) Southern Hemisphere jet variability in the IPSL GCM at varying resolutions. J Atmos Sci 69:3788–3799

Arzel O, Huck T, Colin de Verdière A (2006) The different nature of the interdecadal variability of the thermohaline circulation under mixed and flux boundary conditions. J Phys Oceanogr 36:1703–1718

Arzel O, Colin de Verdière A, Huck T (2007) On the origin of interdecadal oscillations in a coupled ocean–atmosphere model. Tellus 59A:367–383

Arzel O, England MH, Colin de Verdière A, Huck T (2012) Abrupt millennial variability and interdecadal-interstadial oscillations in a global coupled model: sensitivity to the background climate state. Clim Dyn 39:259–275

Bjerknes J (1964) Atlantic air–sea interaction. Adv Geophys 10(1):1–82

Buckley MW, Ferreira D, Campin JM, Marshall J, Tulloch R (2012) On the relationship between decadal buoyancy anomalies and variability of the Atlantic meridional overturning circulation. J Clim 25(23):8009–8030

Buckley MW, Ponte RM, Forget G, Heimbach P (2015) Determining the origins of advective heat transport convergence variability in the North Atlantic. J Clim 28:3943–3956

Author's personal copy

Chylek P, Folland CK, Dijkstra HA, Lesins G, Dubey MK (2011) Ice-core data evidence for a prominent near 20 year time-scale of the Atlantic multidecadal oscillation. Geophys Res Lett 38(L13704)

Colin de Verdière A, Huck T (1999) Baroclinic instability: an oceanic wavemaker for interdecadal variability. J Phys Oceanogr 29(5):893–910

Danabasoglu G (2008) On multidecadal variability of the Atlantic meridional overturning circulation in the community climate system model version 3. J Clim 21(21):5524–5544

Delworth T, Manabe S, Stouffer R (1993) Interdecadal variations of the thermohaline circulation in a coupled ocean–atmosphere model. J Clim 6(11):1993–2011

Delworth TL, Greatbatch RJ (2000) Multidecadal thermohaline circulation variability driven by atmospheric surface flux forcing. J Clim 13(9):1481–1495

Delworth TL, Zhang R, Mann ME (2007) Decadal to centennial variability of the Atlantic from observations and models. Geophys Monogr 173:131–148 (ocean circulation: mechanisms and impacts)

Deser C (2000) On the teleconnectivity of the Arctic Oscillation. Geophys Res Lett 27(6):779–782

Deshayes J, Frankignoul C (2008) Simulated variability of the circulation in the North Atlantic from 1953 to 2003. J Clim 21(19):4919–4933

Dong S, Hautala SL, Kelly KA (2007) Interannual variations in upper-ocean heat content and heat transport convergence in the western North Atlantic. J Phys Oceanogr 37(11):2682–2697

Eden C, Jung T (2001) North Atlantic interdecadal variability: oceanic response to the North Atlantic Oscillation (1865–1997). J Clim 14:676–691

Eden C, Willebrand J (2001) Mechanism of interannual to decadal variability of the North Atlantic circulation. J Clim 14(10):2266–2280

Enfield DB, Mestas-Nuñez AM, Trimble PJ (2001) The Atlantic multidecadal oscillation and its relation to rainfall and river flows in the continental US. Geophys Res Lett 28(10):2077–2080

Fanning AF, Weaver AJ (1998) Thermohaline variability: the effects of horizontal resolution and diffusion. J Clim 11(4):709–715

Ferreira D, Marshall J, Campin JM (2010) Localization of deep water formation: role of atmospheric moisture transport and geometrical constraints on ocean circulation. J Clim 23(6):1456–1476

Folland C, Palmer T, Parker D (1986) Sahel rainfall and worldwide sea temperatures, 1901–85. Nature 320(6063):602–607

Frankcombe L, Dijkstra H (2009) Coherent multidecadal variability in North Atlantic sea level. Geophys Res Lett 36(L15604)

Frankcombe L, Dijkstra H, Von der Heydt A (2008) Sub-surface signatures of the Atlantic multidecadal oscillation. Geophys Res Lett 35(L19602)

Frankcombe LM, Dijkstra HA, Von der Heydt A (2009) Noise-induced multidecadal variability in the North Atlantic: excitation of normal modes. J Phys Oceanogr 39(1):220–233

Frankcombe LM, Von Der Heydt A, Dijkstra HA (2010) North Atlantic multidecadal climate variability: an investigation of dominant time scales and processes. J Clim 23(13):3626–3638

Frankignoul C, Hasselmann K (1977) Stochastic climate models, part ii application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability. Tellus 29(4):289–305

Frankignoul C, Czaja A, L'Heveder B (1998) Air–sea feedback in the North Atlantic and surface boundary conditions for ocean models. J Clim 11(9):2310–2324

Gastineau G, Frankignoul C (2012) Cold-season atmospheric response to the natural variability of the Atlantic meridional overturning circulation. Clim Dyn 39(1–2):37–57

Gent PR, McWilliams JC (1990) Isopycnal mixing in ocean circulation models. J Phys Oceanogr 20(1):150–155

Griffies SM, Tziperman E (1995) A linear thermohaline oscillator driven by stochastic atmospheric forcing. J Clim 8:2440–2453

Gulev SK, Latif M, Keenlyside N, Park W, Koltermann KP (2013) North Atlantic Ocean control on surface heat flux on multidecadal timescales. Nature 499(7459):464–467

Harnik N, Chang EK (2004) The effects of variations in jet width on the growth of baroclinic waves: implications for midwinter Pacific storm track variability. J Atmos Sci 61(1):23–40

Hirschi J, Marotzke J (2007) Reconstructing the meridional overturning circulation from boundary densities and the zonal wind stress. J Phys Oceanogr 37(3):743–763

Hodson DL, Sutton RT (2012) The impact of resolution on the adjustment and decadal variability of the Atlantic meridional overturning circulation in a coupled climate model. Clim Dyn 39(12):3057–3073

Huck T, Vallis GK, Colin de Verdière A (2001) On the robustness of the interdecadal modes of the thermohaline circulation. J Clim 14(5):940–963

Huck T, Arzel O, Sévellec F (2015) Multidecadal variability of the overturning circulation in presence of eddy turbulence. J Phys Oceanogr 45(1):157–173

Hurrell JW (1995) Decadal trends in the North Atlantic Oscillation: regional temperatures and precipitation. Science 269(5224):676–679

Kerr RA (2000) A North Atlantic climate pacemaker for the centuries. Science 288(5473):1984–1985

Knight JR, Allan RJ, Folland CK, Vellinga M, Mann ME (2005) A signature of persistent natural thermohaline circulation cycles in observed climate. Geophys Res Lett 32(L20708)

Kushnir Y (1994) Interdecadal variations in North Atlantic sea surface temperature and associated atmospheric conditions. J Clim 7(1):141–157

Kushnir Y, Robinson WA, Blad I, Hall NMJ, Peng S, Sutton R (2002) Atmospheric gcm response to extratropical sst anomalies: synthesis and evaluation. J Clim 15:2233–2256

Liu Z (2012) Dynamics of interdecadal climate variability: a historical perspective*. J Clim 25(6):1963–1995

Marsh R, de Cuevas BA, Coward AC, Jacquin J, Hirschi JJM, Aksenov Y, Nurser A, Josey SA (2009) Recent changes in the North Atlantic circulation simulated with eddy-permitting and eddy-resolving ocean models. Ocean Model 28(4):226–239

Marshall J, Adcroft A, Hill C, Perelman L, Heisey C (1997) A finite-volume, incompressible Navier Stokes model for studies of the ocean on parallel computers. J Geophys Res 102(C3):5753–5766

McCarthy GD, Haigh ID, Hirschi JJM, Grist JP, Smeed DA (2015) Ocean impact on decadal Atlantic climate variability revealed by sea-level observations. Nature 521(7553):508–510

Mecking J, Keenlyside NS, Greatbatch RJ (2014) Stochastically-forced multidecadal variability in the north atlantic: a model study. Clim Dyn 43:271–288

Minobe S, Kuwano-Yoshida A, Komori N, Xie SP, Small RJ (2008) Influence of the gulf stream on the troposphere. Nature 452(7184):206–209

Molteni F (2003) Atmospheric simulations using a GCM with simplified physical parametrizations. I: model climatology and variability in multi-decadal experiments. Clim Dyn 20(2–3):175–191

Ollitrault M, Colin de Verdière A (2002) SOFAR floats reveal midlatitude intermediate North Atlantic general circulation. Part II: an Eulerian statistical view. J Phys Oceanogr 32(7):2034–2053

Ortega P, Mignot J, Swingedouw D, Sévellec F, Guilyardi E (2015) Reconciling two alternative mechanisms behind bi-decadal AMOC variability. Prog Oceanogr (in revision)

Penduff T, Juza M, Barnier B, Zika J, Dewar WK, Treguier AM, Molines JM, Audiffren N (2011) Sea level expression of intrinsic and forced ocean variabilities at interannual time scales. J Clim 24(21):5652–5670

Pope V, Stratton R (2002) The processes governing horizontal resolution sensitivity in a climate model. Clim Dyn 19(3–4):211–236

Author's personal copy

Redi MH (1982) Oceanic isopycnal mixing by coordinate rotation. J Phys Oceanogr 12(10):1154–1158

Schlesinger ME, Ramankutty N (1994) An oscillation in the global climate system of period 65–70 years. Nature 367(6465):723–726

Sévellec F, Fedorov AV (2013) The leading, interdecadal eigenmode of the Atlantic meridional overturning circulation in a realistic ocean model. J Clim 26(7):2160–2183

Sévellec F, Huck T (2015) Theoretical Investigation of the Atlantic multidecadal oscillation. J Phys Oceanogr. doi:10.1175/JPO-D-14-0094.1

Sévellec F, Huck T, Ben Jelloul M, Vialard J (2009) Nonnormal multidecadal response of the thermohaline circulation induced by optimal surface salinity perturbations. J Phys Oceanogr 39(4):852–872

Skyllingstad ED, Vickers D, Mahrt L, Samelson R (2007) Effects of mesoscale sea-surface temperature fronts on the marine atmospheric boundary layer. Bound Layer Meteorol 123(2):219–237

Sun C, Li J, Jin FF (2015) A delayed oscillator model for the quasi-periodic multidecadal variability of the NAO. Clim Dyn 1–17. doi: 10.1007/s00382-014-2459-z

Sutton RT, Hodson DL (2005) Atlantic Ocean forcing of North American and European summer climate. Science 309(5731):115–118

Te Raa LA, Dijkstra HA (2002) Instability of the thermohaline ocean circulation on interdecadal timescales. J Phys Oceanogr 32(1):138–160

Thompson DW, Wallace JM (1998) The arctic oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. Geophys Res Lett 25(9):1297–1300

Thompson DW, Wallace JM (2001) Regional climate impacts of the Northern Hemisphere annular mode. Science 293(5527):85–89

Timmermann A, Latif M, Voss R, Grötzner A (1998) Northern hemispheric interdecadal variability: a coupled air–sea mode. J Clim 11(8):1906–1931

Trenberth K, Caron J, Stepaniak D (2001) The atmospheric energy budget and implications for surface fluxes and ocean heat transports. Clim Dyn 17(4):259–276

Tulloch R, Marshall J (2012) Exploring mechanisms of variability and predictability of Atlantic meridional overturning circulation in two coupled climate models. J Clim 25(12):4067–4080

Vallis GK, Gerber EP, Kushner PJ, Cash BA (2004) A mechanism and simple dynamical model of the North Atlantic Oscillation and annular modes. J Atmos Sci 61(3):264–280

Weaver AJ, Valcke S (1998) On the variability of the thermohaline circulation in the GFDL coupled model. J Clim 11(4):759–767

Winton M (1997) The damping effect of bottom topography on internal decadal-scale oscillations of the thermohaline circulation. J Phys Oceanogr 27(1):203–208

Zhang R (2008) Coherent surface–subsurface fingerprint of the Atlantic meridional overturning circulation. Geophys Res Lett 35(L20705)

Zhang R (2010) Latitudinal dependence of Atlantic meridional overturning circulation (AMOC) variations. Geophys Res Lett 37(L16703)

Bibliographie

Adcroft A, Campin JM, Hill C, Marshall J (2004) Implementation of an atmosphere-ocean general circulation model on the expanded spherical cube. Mon Wea Rev 132(12) :2845–2863 (Cité page 22.)

Arakelian A, Codron F (2012) Southern Hemisphere Jet Variability in the IPSL GCM at Varying Resolutions. J Atmos Sci 69 :3788–3799 (Cité pages 28 et 96.)

Arzel O, Huck T, Colin de Verdière A (2006) The Different Nature of the Interdecadal Variability of the Thermohaline Circulation under Mixed and Flux Boundary Conditions. J Phys Oceanogr 36 :1703–1718 (Cité pages 64, 65 et 67.)

Arzel O, Colin de Verdière A, Huck T (2007) On the origin of interdecadal oscillations in a coupled ocean–atmosphere model. Tellus 59A :367–383 (Cité page 13.)

Arzel O, England MH, Colin de Verdière A, Huck T (2012) Abrupt millennial variability and interdecadal-interstadial oscillations in a global coupled model : sensitivity to the background climate state. Clim Dyn 39 :259–275 (Cité page 15.)

Bjerknes J (1964) Atlantic air-sea interaction. Advances in geophysics 10(1) :1–82 (Cité pages 9, 68, 69, 105 et 106.)

Blackmon ML, Wallace JM, Lau NC, Mullen SL (1977) An observational study of the Northern Hemisphere wintertime circulation. J Atmos Sci 34(7) :1040–1053 (Cité page 28.)

Box GE, Tiao GC (1975) Intervention analysis with applications to economic and environmental problems. Journal of the American Statistical association 70(349) :70–79 (Cité page 5.)

Buckley MW, Ferreira D, Campin JM, Marshall J, Tulloch R (2012) On the relationship between decadal buoyancy anomalies and variability of the Atlantic meridional overturning circulation. J Clim 25(23) :8009–8030 (Cité pages 13, 15, 18, 19, 21, 37, 38, 41, 44, 48, 59, 62, 67, 71, 96, 101 et 155.)

Buckley MW, Ponte RM, Forget G, Heimbach P (2014) Low-frequency SST and upper-ocean heat content variability in the North Atlantic. J Clim 27(13) :4996–5018 (Cité page 69.)

Buckley MW, Ponte RM, Forget G, Heimbach P (2015) Determining the origins of advective heat transport convergence variability in the North Atlantic. J Clim (2015) (Cité page 69.)

Cabanes C, Huck T, Colin de Verdière A (2006) Contributions of wind forcing and surface heating to interannual sea level variations in the Atlantic Ocean. J Phys Oceanogr 36(9) :1739–1750 (Cité page 41.)

Cassou C (2004) Du changement climatique aux régimes de temps : l'oscillation nord-atlantique. Météorologie (45) :21–32 (Cité page 60.)

Charney JG (1947) The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. J Meteor 4(5) :136–162 (Cité page 17.)

Chelton MG Dudley B Schlax (1996) Global observations of oceanic rossby waves. Science pp 234–243 (Cité page 52.)

Colin de Verdière A, Huck T (1999) Baroclinic instability : An oceanic wavemaker for interdecadal variability. J Phys Oceanogr 29(5) :893–910 (Cité pages 13, 15, 16, 17, 19, 64, 65, 67, 80 et 96.)

Danabasoglu G (2008) On multidecadal variability of the Atlantic meridional overturning circulation in the community climate system model version 3. J Clim 21(21) :5524–5544 (Cité pages 55 et 97.)

Delworth T, Manabe S, Stouffer R (1993) Interdecadal variations of the thermohaline circulation in a coupled ocean-atmosphere model. J Clim 6(11) :1993–2011 (Cité pages 10 et 12.)

Delworth TL, Greatbatch RJ (2000) Multidecadal thermohaline circulation variability driven by atmospheric surface flux forcing. J Clim 13(9) :1481–1495 (Cité pages 12, 62, 67 et 103.)

Deser C (2000) On the teleconnectivity of the "Arctic Oscillation". Geophys Res Lett 27(6) :779–782 (Cité page 60.)

Deser C, Blackmon ML (1993) Surface climate variations over the North Atlantic Ocean during winter : 1900-1989. J Clim 6(9) :1743–1753 (Cité page 4.)

Deshayes J, Frankignoul C (2005) Spectral characteristics of the response of the meridional overturning circulation to deep-water formation. J Phys Oceanogr 35(10) :1813–1825 (Cité page 12.)

Deshayes J, Frankignoul C (2008) Simulated variability of the circulation in the North Atlantic from 1953 to 2003. J Clim 21(19) :4919–4933 (Cité pages 12 et 62.)

Dickson RR, Namias J (1976) North American influences on the circulation and climate of the North Atlantic sector. Mon Wea Rev 104(10) :1255–1265 (Cité page 4.)

Dong S, Hautala SL, Kelly KA (2007) Interannual variations in upper-ocean heat content and heat transport convergence in the western North Atlantic. J Phys Oceanogr 37(11) :2682–2697 (Cité page 69.)

Eden C, Jung T (2001) North Atlantic interdecadal variability : Oceanic response to the North Atlantic Oscillation (1865-1997). J Clim 14 :676–691 (Cité pages 12, 62, 103 et 105.)

Eden C, Willebrand J (2001) Mechanism of interannual to decadal variability of the north atlantic circulation. J Clim 14(10) :2266–2280 (Cité pages 12, 62 et 103.)

Enfield DB, Mestas-Nuñez AM, Trimble PJ (2001) The Atlantic multidecadal oscillation and its relation to rainfall and river flows in the continental US. Geophys Res Lett 28(10) :2077–2080 (Cité pages 3, 4, 6 et 55.)

Fanning AF, Weaver AJ (1998) Thermohaline variability : The effects of horizontal resolution and diffusion. J Clim 11(4) :709–715 (Cité page 13.)

Ferreira D, Marshall J, Campin JM (2010) Localization of deep water formation : Role of atmospheric moisture transport and geometrical constraints on ocean circulation. J Clim 23(6) :1456–1476 (Cité pages 18, 21, 24, 25, 29, 31 et 95.)

Folland C, Palmer T, Parker D (1986) Sahel rainfall and worldwide sea temperatures, 1901–85. Nature 320(6063) :602–607 (Cité page 4.)

Frankcombe L, Dijkstra H (2009) Coherent multidecadal variability in North Atlantic sea level. Geophys Res Lett 36(L15604) (Cité pages 39 et 96.)

Frankcombe L, Dijkstra H, Von der Heydt A (2008) Sub-surface signatures of the Atlantic Multidecadal Oscillation. Geophys Res Lett 35(L19602) (Cité pages 15, 101 et 102.)

Frankcombe LM, Dijkstra HA, Von der Heydt A (2009) Noise-induced multidecadal variability in the North Atlantic : Excitation of normal modes. J Phys Oceanogr 39(1) :220–233 (Cité page 101.)

Frankcombe LM, Von Der Heydt A, Dijkstra HA (2010) North Atlantic multidecadal climate variability : an investigation of dominant time scales and processes. J Clim 23(13) :3626–3638 (Cité pages 39, 96, 101, 102, 103 et 104.)

Frankignoul C, Hasselmann K (1977) Stochastic climate models, part ii application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability. Tellus 29(4) :289–305 (Cité pages 12 et 62.)

Gastineau G, Frankignoul C (2012) Cold-season atmospheric response to the natural variability of the Atlantic meridional overturning circulation. Clim Dyn 39(1-2) :37–57 (Cité pages 9, 12, 55, 62, 97, 105 et 106.)

Gent PR, McWilliams JC (1990) Isopycnal mixing in ocean circulation models. J Phys Oceanogr 20(1) :150–155 (Cité pages 24 et 89.)

Goldenberg SB, Landsea CW, Mestas-Nuñez AM, Gray WM (2001) The recent increase in atlantic hurricane activity : Causes and implications. Science 293(5529) :474–479 (Cité page 4.)

Gordon AL, Zebiak SE, Bryan K (1992) Climate variability and the Atlantic Ocean. Eos, Transactions American Geophysical Union 73(15) :161–165 (Cité pages 2, 3, 6 et 10.)

Gray ST, Graumlich LJ, Betancourt JL, Pederson GT (2004) A tree-ring based reconstruction of the Atlantic Multidecadal Oscillation since 1567 AD. Geophys Res Lett 31(12) (Cité pages 4, 5 et 153.)

Greatbatch RJ (2000) The North Atlantic Oscillation. Stochastic Environmental Research and Risk Assessment 14(4-5) :213–242 (Cité page 105.)

Green J (1960) A problem in baroclinic stability. Q J R Meteorolog Soc 86(368) :237–251 (Cité page 17.)

Gulev SK, Barnier B, Knochel H, Molines JM, Cottet M (2003) Water mass transformation in the North Atlantic and its impact on the meridional circulation : Insights from an ocean model forced by NCEP-NCAR reanalysis surface fluxes. J Clim 16(19) :3085–3110 (Cité page 62.)

Gulev SK, Latif M, Keenlyside N, Park W, Koltermann KP (2013) North Atlantic Ocean control on surface heat flux on multidecadal timescales. Nature 499(7459) :464–467 (Cité pages 3, 9, 10, 11, 67, 69, 105, 106 et 153.)

Häkkinen S (1999) Variability of the simulated meridional heat transport in the North Atlantic for the period 1951–1993. J Geophys Res 104(C5) :10,991–11,007 (Cité page 62.)

Harnik N, Chang EK (2004) The effects of variations in jet width on the growth of baroclinic waves : Implications for midwinter Pacific storm track variability. J Atmos Sci 61(1) :23–40 (Cité page 28.)

Held IM, Suarez MJ (1994) A proposal for the intercomparison of the dynamical cores of atmospheric general circulation models. Bull Am Met Soc 75(10) :1825–1830 (Cité page 23.)

Hirschi J, Marotzke J (2007) Reconstructing the meridional overturning circulation from boundary densities and the zonal wind stress. J Phys Oceanogr 37(3) :743–763 (Cité pages 40, 41 et 97.)

Hochet A, Huck T, Colin de Verdière A (In Press) Large scale baroclinic instability of the mean oceanic circulation : a local approach. J Phys Oceanogr –(–) :– (Cité pages 17, 79, 80, 84, 85, 88, 91, 94, 99 et 109.)

Hodson DL, Sutton RT (2012) The impact of resolution on the adjustment and decadal variability of the Atlantic meridional overturning circulation in a coupled climate model. Clim Dyn 39(12) :3057–3073 (Cité pages 13 et 61.)

Holton JR, Hakim GJ (2012) An introduction to dynamic meteorology, vol 88. Academic press (Cité page 114.)

Hristova HG, Pedlosky J, Spall MA (2008) Radiating instability of a meridional boundary current. Journal of Physical Oceanography 38(10) :2294–2307 (Cité pages 94 et 100.)

Huck T, Colin de Verdière A, Weaver AJ (1999) Interdecadal variability of the thermohaline circulation in box-ocean models forced by fixed surface fluxes. J Phys Oceanogr 29(5) :865–892 (Cité page 67.)

Huck T, Vallis GK, Colin de Verdière A (2001) On the robustness of the interdecadal modes of the thermohaline circulation. J Clim 14(5) :940–963 (Cité page 13.)

Hurrell JW (1995) Decadal trends in the North Atlantic Oscillation : regional temperatures and precipitation. Science 269(5224) :676–679 (Cité pages 12 et 60.)

Jackett DR, McDougall TJ (1995) Minimal adjustment of hydrographic profiles to achieve static stability. J Atmos Ocean Technol 12(2) :381–389 (Cité pages 22, 24 et 43.)

James I, James P (1989) Ultra-low-frequency variability in a simple atmospheric circulation model. Nature 342(6245) :53–55 (Cité page 105.)

Jamet Q, Huck T, Arzel O, Campin JM, Colin de Verdière A (2015) Oceanic control of multidecadal variability in an idealized coupled GCM. Clim Dyn (Cité pages 45 et 61.)

Kaplan A, Cane MA, Kushnir Y, Clement AC, Blumenthal MB, Rajagopalan B (1998) Analyses of global sea surface temperature 1856–1991. J Phys Oceanogr 103(C9) :18,567–18,589 (Cité page 5.)

Kerr RA (2000) A North Atlantic climate pacemaker for the centuries. Science 288(5473) :1984–1985 (Cité pages 2, 55 et 102.)

Killworth PD, Blundell JR (2005) The dispersion relation for planetary waves in the presence of mean flow and topography. Part II : Two-dimensional examples and global results. J Phys Oceanogr 35(11) :2110–2133 (Cité page 54.)

Klinger BA, Marshall J, Send U (1996) Representation of convective plumes by vertical adjustment. J Phys Oceanogr 101(C8) :18,175–18,182 (Cité page 24.)

Knight JR, Allan RJ, Folland CK, Vellinga M, Mann ME (2005) A signature of persistent natural thermohaline circulation cycles in observed climate. Geophys Res Lett 32(L20708) (Cité pages 6, 8, 10, 55, 97, 98 et 103.)

Knudsen MF, Seidenkrantz MS, Jacobsen BH, Kuijpers A (2011) Tracking the Atlantic Multidecadal Oscillation through the last 8,000 years. Nature Communications 2 :178 (Cité page 4.)

Kushnir Y (1994) Interdecadal variations in North Atlantic sea surface temperature and associated atmospheric conditions. J Clim 7(1) :141–157 (Cité page 2.)

Kushnir Y, Held IM (1996) Equilibrium atmospheric response to North Atlantic SST anomalies. J Clim 9(6) :1208–1220 (Cité page 105.)

Lau NC (1997) Interactions between global SST anomalies and the midlatitude atmospheric circulation. Bull Am Met Soc 78(1) :21–33 (Cité page 105.)

Limpasuvan V, Hartmann DL (1999) Eddies and the annular modes of climate variability. Geophys Res Lett 26(20) :3133–3136 (Cité page 105.)

Liu Z (1999) Planetary wave modes in the thermocline : Non-Doppler-shift mode, advective mode and Green mode. Q J R Meteorolog Soc 125(556) :1315–1339 (Cité page 84.)

Liu Z (2012) Dynamics of Interdecadal Climate Variability : A Historical Perspective*. J Clim 25(6) :1963–1995 (Cité page 10.)

van Loon H, Rogers JC (1978) The seesaw in winter temperatures between Greenland and northern Europe. Part I : General description. Mon Wea Rev 106(3) :296–310 (Cité page 4.)

Mann C (1967) The termination of the Gulf Stream and the beginning of the North Atlantic Current. In : Deep-Sea Res., Elsevier, vol 14, pp 337–359 (Cité page 102.)

Marini C, Frankignoul C (2014) An attempt to deconstruct the Atlantic Multidecadal Oscillation. Clim Dyn 43(3-4) :607–625 (Cité page 9.)

Marsh R, de Cuevas BA, Coward AC, Jacquin J, Hirschi JJM, Aksenov Y, Nurser A, Josey SA (2009) Recent changes in the North Atlantic circulation simulated with eddy-permitting and eddy-resolving ocean models. Ocean Model 28(4) :226–239 (Cité pages 38 et 155.)

Marshall J, Adcroft A, Hill C, Perelman L, Heisey C (1997) A finite-volume, incompressible Navier Stokes model for studies of the ocean on parallel computers. J Geophys Res 102(C3) :5753–5766 (Cité pages 22 et 95.)

Marshall J, Adcroft A, Campin JM, Hill C, White A (2004) Atmosphere-ocean modeling exploiting fluid isomorphisms. Mon Wea Rev 132(12) :2882–2894 (Cité page 22.)

McCarthy GD, Haigh ID, Hirschi JJM, Grist JP, Smeed DA (2015) Ocean impact on decadal Atlantic climate variability revealed by sea-level observations. Nature 521(7553) :508–510 (Cité pages 96, 102, 103 et 105.)

Minobe S, Kuwano-Yoshida A, Komori N, Xie SP, Small RJ (2008) Influence of the gulf stream on the troposphere. Nature 452(7184) :206–209 (Cité page 69.)

Molteni F (2003) Atmospheric simulations using a GCM with simplified physical parametrizations. I : Model climatology and variability in multi-decadal experiments. Clim Dyn 20(2-3) :175–191 (Cité page 23.)

Nikiema O, Laprise R (2011) Diagnostic budget study of the internal variability in ensemble simulations of the Canadian RCM. Clim Dyn 36(11-12) :2313–2337 (Cité page 64.)

Ollitrault M, Colin de Verdière A (2002) SOFAR floats reveal midlatitude intermediate North Atlantic general circulation. Part II : An Eulerian statistical view. J Phys Oceanogr 32(7) :2034–2053 (Cité page 24.)

Ortega P, Mignot J, Swingedouw D, Sévellec F, Guilyardi E (2015) Reconciling two alternative mechanisms behind bi-decadal AMOC variability. Prog Oceanogr (in revision) (Cité page 101.)

Osychny V, Cornillon P (2004) Properties of Rossby waves in the North Atlantic estimated from satellite data. J Phys Oceanogr 34(1) :61–76 (Cité page 52.)

Polito PS, Liu WT (2003) Global characterization of Rossby waves at several spectral bands. Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012) 108(C1) (Cité page 50.)

Pope V, Stratton R (2002) The processes governing horizontal resolution sensitivity in a climate model. Clim Dyn 19(3-4) :211–236 (Cité pages 28, 29 et 96.)

Radon J (1917) Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs Gewisser Mannigfaltigkeiten. Berichte Sächsische Akademie der Wissenschaften, Leipzig, Math-Phys 69 :262–267 (Cité page 54.)

Rayner N, Parker DE, Horton E, Folland C, Alexander L, Rowell D, Kent E, Kaplan A (2003) Global analyses of sea surface temperature, sea ice, and night marine air temperature since the late nineteenth century. J Phys Oceanogr 108(D14) (Cité pages 4 et 11.)

Redi MH (1982) Oceanic isopycnal mixing by coordinate rotation. J Phys Oceanogr 12(10) :1154–1158 (Cité pages 24 et 89.)

Roemmich D, Wunsch C (1985) Two transatlantic sections : Meridional circulation and heat flux in the subtropical North Atlantic Ocean. Deep-Sea Res 32(6) :619–664 (Cité page 6.)

Schlesinger ME, Ramankutty N (1994) An oscillation in the global climate system of period 65-70 years. Nature 367(6465) :723–726 (Cité pages 2 et 102.)

Sévellec F, Fedorov AV (2013) The leading, interdecadal eigenmode of the Atlantic meridional overturning circulation in a realistic ocean model. J Clim 26(7) :2160–2183 (Cité pages 15, 16 et 17.)

Sévellec F, Huck T (2015) Theoretical Investigation of the Atlantic Multidecadal Oscillation. J Phys Oceanogr (2015) (Cité page 17.)

Sirven J, Février S, Herbaut C (In Press) Low frequency variability of the separated western boundary current in response to a seasonal wind stress in a 2.5 layer model with outcropping. J Mar Res pp – (Cité pages 109 et 111.)

Skyllingstad ED, Vickers D, Mahrt L, Samelson R (2007) Effects of mesoscale sea-surface temperature fronts on the marine atmospheric boundary layer. Bound Layer Meteorol 123(2) :219–237 (Cité page 69.)

Sutton RT, Hodson DL (2005) Atlantic Ocean forcing of North American and European summer climate. Science 309(5731) :115–118 (Cité pages 3, 4 et 6.)

Talley LD (1983) Radiating instabilities of thin baroclinic jets. Journal of physical oceanography 13(12) :2161–2181 (Cité page 100.)

Te Raa LA, Dijkstra HA (2002) Instability of the thermohaline ocean circulation on interdecadal timescales. J Phys Oceanogr 32(1) :138–160 (Cité pages 13, 14, 17, 64, 65 et 67.)

Thompson DW, Wallace JM (1998) The arctic oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. Geophys Res Lett 25(9) :1297–1300 (Cité page 60.)

Thompson DW, Wallace JM (2001) Regional climate impacts of the Northern Hemisphere annular mode. Science 293(5527) :85–89 (Cité page 60.)

Timmermann A, Latif M, Voss R, Grötzner A (1998) Northern hemispheric interdecadal variability : a coupled air-sea mode. J Clim 11(8) :1906–1931 (Cité pages 12 et 67.)

Ting M, Kushnir Y, Seager R, Li C (2009) Forced and internal twentieth-century SST trends in the north atlantic*. J Clim 22(6) :1469–1481 (Cité pages 3 et 6.)

Trenberth K, Caron J, Stepaniak D (2001) The atmospheric energy budget and implications for surface fluxes and ocean heat transports. Clim Dyn 17(4) :259–276 (Cité page 29.)

Trenberth KE (1991) Storm tracks in the Southern Hemisphere. J Atmos Sci 48(19) :2159–2178 (Cité page 28.)

Tulloch R, Marshall J (2012) Exploring mechanisms of variability and predictability of Atlantic meridional overturning circulation in two coupled climate models. J Clim 25(12) :4067–4080 (Cité pages 43, 50, 55, 96, 97 et 102.)

Vallis GK (2006) Atmospheric and oceanic fluid dynamics : fundamentals and large-scale circulation. Cambridge University Press (Cité page 30.)

Vallis GK, Gerber EP, Kushner PJ, Cash BA (2004) A mechanism and simple dynamical model of the North Atlantic Oscillation and annular modes. J Atmos Sci 61(3) :264–280 (Cité page 60.)

Weaver AJ, Valcke S (1998) On the variability of the thermohaline circulation in the GFDL coupled model. J Clim 11(4) :759–767 (Cité page 10.)

Winton M (1997) The damping effect of bottom topography on internal decadal-scale oscillations of the thermohaline circulation. J Phys Oceanogr 27(1) :203–208 (Cité pages 15 et 101.)

Winton M (2000) A reformulated three-layer sea ice model. J Atmos Ocean Technol 17(4) :525–531 (Cité page 24.)

Zhang R (2008) Coherent surface-subsurface fingerprint of the Atlantic meridional overturning circulation. Geophys Res Lett 35(L20705) (Cité pages 55, 57 et 97.)

Zhang R (2010) Latitudinal dependence of Atlantic meridional overturning circulation (AMOC) variations. Geophys Res Lett 37(L16703) (Cité pages 38, 55 et 97.)

Table des figures

1 toto 7

1.1 Variabilité des SST dans l'Atlantique Nord - Kushnir 1991 3
1.2 Indice AMO proxy - Gray et al [2004] 5
1.3 Anomalies de SST associées à l'indice AMO 7
1.4 Circulation Méridienne de Retournement (MOC) 8
1.5 Corrélation $T'Q'$ dans l'Atlantique Nord - [Gulev et al, 2013] 11
1.6 Mécanisme des ondes de Rossby baroclines 14
1.7 Structure vertical des anomalies de température 16
1.8 Mode le moins amortie de l'Atlantique Nord 17

2.1 Bathymétrie Double Drake 25
2.2 Température en moyenne zonale - cs24 27
2.3 Jets subtropicaux 28
2.4 Strorm track dans l'hémisphère nord 29
2.5 Transport de chaleur atmosphérique (AHT) 30
2.6 Fonction de courant barotrope 32
2.7 Température et salinité dans le petit bassin 33
2.8 Convection et MOC 34
2.9 Transport de chaleur océanique (OHT) dans le petit bassin 35

3.1 Indice de MOC pour les 3 configurations 39
3.2 Reconstruction de l'indice de MOC depuis la densité 42
3.3 Reconstruction de l'indice de MOC depuis la température 43
3.4 Reconstruction de l'indice de MOC depuis la température 2 44
3.5 Anomalies de température sur le bord ouest 45
3.6 Covariance de T1000 avec la MOC 47
3.7 Structure verticale 49
3.8 Diagrammes de Hovmöller 51
3.9 Vitesses de phases 53
3.10 Signature de surface (SST) 56
3.11 Variabilité de l'OHT 57

4.1 Variabilité atmosphérique - l'indice NAM 61
4.2 Variabilité SLPA et MOC 62
4.3 Variabilité SLPA et MOC 63
4.4 Terme $-\overline{\mathbf{u}'T'}.\boldsymbol{\nabla}\overline{T}$ 66
4.5 Terme $-\overline{T'Q'}$ 68
4.6 Corrélation $T'Q'$ 70
4.7 Effet du rappel en SST 72

4.8 Hovmöller CPL et CLIM-FLX - cs96 73
4.9 Anomalies de températures - cs24 75
4.10 Anomalies de températures - cs96 76

5.1 Bilan de variance des températures océaniques 81
5.2 Structure verticale des anomalies de température le long bord ouest . . . 83
5.3 Temps de croissance modèle QG 2.5 couches 85
5.4 Taux de croissance pour un courant purement zonal 87
5.5 Taux de croissance pour un courant complet ($\overline{u}_g$, $\overline{v}_g$) 88
5.6 Effet de la viscocité turbulente sur les taux de croissance 91
5.7 Taux de croissance, lorsque la viscosité turbulente du modèle est prise en compte 92
5.8 Structure verticale des modes baroclines 93

6.1 Indice NAM expérience atmosphère seule 108
6.2 Modèle 2.5 couches 111

Liste des tableaux

2.1 Paramètres numériques principaux des trois configurations cs24, cs48 et cs96. De gauche à droite : nom de référence de la configuration ; résolution horizontale [°] ; pas de temps des modèles océanique et atmosphérique [s] ; coefficient de transfert pour la paramétrisation des tourbillons géostrophiques non-résolus [m^2 s^{-1}] ; viscosité turbulente horizontale pour le modèle océanique [m^2 s^{-1}] ; diffusion verticale de référence pour les traceurs océaniques [m^2 s^{-1}] ; durée totale d'intégration [an]. 26

3.1 Corrélation entre l'indice de MOC de Buckley et al [2012] (voir texte pour plus de détails), et 8 autres séries temporelles relatives à la circulation méridienne : 1/ un indice des anomalies de vitesses méridiennes le long du bord ouest à 30°N, moyennées sur les 1000 premiers mètres (l'indice WBC, pour *Western Boundary Current index* en anglais) ; 2/ Le maximum de la MOC dans la boite [8°-60°N, 460-1890 m depth] (induisant des variations spatiales de son emplacement [Marsh et al, 2009]) ; 3/ La composante principale (PC, *Principal Component*) de la première EOF (*Empirical Orthogonal Function*) de la MOC dans le petit bassin, au nord de 34°S (expliquant plus de 60% dans la variance dans les 3 configurations) 4/ Les séries temporelles du maximum de MOC à 5 latitudes données (21°N, 30°N, 42°N, 50°N and 63°N). 38

Quentin Jamet

Résumé de thèse

Variabilité de l'Atlantique Nord dans un modèle couplé idéalisé : L'Oscillation Multidécennale Atlantique

Aux échelles multidécennales, le mode de variabilité principal de l'Atlantique Nord est connu sous le nom de AMO (*Atlantic Multidecadal Oscillation*). Il est révélé par les observations océaniques, mais les causes qui lui donnent naissance restent mal comprises. Certaines études décrivent l'AMO comme un mode océanique forcé par l'atmosphère, d'autres études décrivent l'AMO comme un mode intrinsèque à l'océan. Ce désaccord majeur est fortement lié aux approches utilisées par ces différentes études, i.e. analyses statistiques de données issues de modèles climatiques ou d'observations *vs.* expériences de sensibilité à l'aide de simulations idéalisées.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons aux mécanismes de variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord dans une série de simulations. Trois configurations couplées du MITgcm sont intégrées, avec une résolution horizontale de 4°, 2° et 1° (pour l'océan et l'atmosphère). La géométrie de l'océan est idéalisée. Le fond est plat, et l'Atlantique est représenté par un petit bassin, délimité par deux barrières méridiennes, orthogonales l'une à l'autre. Ces trois configurations reproduisent toutes une variabilité de la MOC (*Meridional Overturning Circulation*) dans l'Atlantique entre 30-40 ans, associée à la propagation d'ondes de Rossby de grande échelle à travers le petit bassin. Cette variabilité persiste dans des expériences d'océan seul. Dans nos simulations, la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord est donc générée pas des processus internes à l'océan.

Augmenter la résolution horizontale renforce par ailleurs le couplage océan-atmosphère, avec une NAO (*North Atlantic Oscillation*) qui devient significativement corrélée à la MOC deux ans plus tard à 1°. Ces corrélations sont mises en évidence dans la plupart des modèles climatiques, ainsi que dans les observations. Certaines études en déduisent alors que la variabilité océanique est forcée par l'atmosphère Cependant, les expériences de sensibilité au couplage air-mer réalisées dans cette étude démontrent que de telles corrélations n'induisent pas de causalité. Elles illustrent la nécessité d'interpréter les résultats d'analyses statistiques avec précaution, lorsqu'il s'agit d'identifier l'origine de la variabilité basse fréquence de l'Atlantique Nord.

L'origine interne de la variabilité océanique par instabilité barocline de grande échelle est ensuite approfondie à l'aide de deux méthodes : une approche diagnostique (bilan de variance) et une approche prognostique (analyse locale de stabilité linéaire). L'approche diagnostique permet de caractériser la variabilité qui se développe dans le modèle non-linéaire. L' approche prognostique consiste à calculer les modes propres de la circulation océanique moyenne, dans l'hypothèse quasi-géostrophique. Nous montrons que la prise en compte de la viscosité turbulente dans l'analyse locale permet une meilleure cohérence avec les solutions du modèle non-linéaire. Nous interprétons finallement les ondes de Rossby, qui se propagent à travers le petit bassin, comme émanant d'une instabilité barocline de bord est.

Abstract

North Atlantic Variability in an idealized coupled model: the Atlantic Multidecadal Oscillation

At multidecadal time-scales, the principal mode of variability in the North Atlantic is referred to as the AMO (*Atlantic Multidecadal Oscillation*). It is revealed by oceanic observations, but its origin remains unclear. Some studies describe the AMO as an oceanic mode forced by the atmosphere, while other studies describe the AMO as an intrinsic oceanic mode. This significant disagreement mainly results from the methods that are used by these different studies, i.e statistical analysis of observations and climate models data *vs.* idealized simulations and sensitivity experiments.

In this PhD thesis, we focus on mechanisms that drive the low frequency North Atlantic variability in a range of simulations. Three coupled configurations of the MITgcm are integrated, with horizontal resolution of 4°, 2° and 1° (in both the ocean and the atmosphere). The idealized oceanic geometry is a flat bottom, with two meridional boundaries that delimit a small basin, comparable to the Atlantic. All these three configurations reproduce a 30-40 year variability of the Atlantic MOC (*Meridional Overturning Circulation*), associated with large scale Rossby waves that travel across the small basin. This variability remains in ocean-only experiments. The North Atlantic oceanic variability in these simulations is then intrinsically driven.

Furthermore, increasing the horizontal resolution strengthen the ocean-atmosphere coupling, with a NAO (*North Atlantic Oscillation*) that becomes significantly correlated to the MOC two years latter at 1°. Such correlations are usually found in most climate models and observations. Some studies then infer that the oceanic variability is forced by the atmosphere. Nevertheless, our sensitivity experiments to ocean-atmosphere coupling highlight that correlations do not necessarily imply causality. These experiments provide a relatively simple and illustrating example. They show that significant lag correlations can be misleading for the identification of driving processes in the context of North Atlantic low frequency variability.

The intrinsic oceanic variability is investigated in terms of large scale baroclinic instabilities with two methods: a diagnostic approach (variance budget) and a prognostic approach (local stability analysis). The diagnostic approach aims to characterize the oceanic variability that develop in the non-linear model. The prognostic approach aims to identified the normal modes of the oceanic mean state, in the quasi-geostrophic framework. Taking into account the turbulent viscosity in the stability analysis increases the consistency with the non-linear model solutions. We finally interpret the origin of large scale Rossby waves that travel across the small basin, as a baroclinic instability of the eastern boundary.