



**HAL**  
open science

**Variabilité Interannuelle à Décennale en Atlantique  
Nord et Mers Nordiques. Etude conjointe  
d'Observations, de Simulations Numériques et de  
Réanalyses**

Albanne Lecointre

► **To cite this version:**

Albanne Lecointre. Variabilité Interannuelle à Décennale en Atlantique Nord et Mers Nordiques. Etude conjointe d'Observations, de Simulations Numériques et de Réanalyses. Océan, Atmosphère. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT : . tel-00470520

**HAL Id: tel-00470520**

**<https://theses.hal.science/tel-00470520>**

Submitted on 6 Apr 2010

**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.

# THESE

présentée par

**Albanne LECOINTRE**

pour obtenir le titre de DOCTEUR  
de l'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

(Arrêté ministériel du 7 août 2006)

Spécialité : **Sciences de la Terre, de l'Univers et de l'Environnement**

---

**Variabilité Interannuelle à Décennale  
en Atlantique Nord et Mers Nordiques  
Etude conjointe d'Observations,  
de Simulations Numériques et de Réanalyses**

---

Soutenue le 14 décembre 2009

Version finale

Composition du jury :

M. Eric BLAYO	Président du jury
Mme Marie-Noëlle HOUSSAIS	Rapporteur
M. Laurent TERRAY	Rapporteur
M. Claude FRANKIGNOUL	Examineur
M. Thierry HUCK	Examineur
M. Bernard BARNIER	Examineur
M. Thierry PENDUFF	Examineur

Thèse dirigée par B. Barnier et co-encadrée par T. Penduff

Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels  
équipe de Modélisation des Ecoulements Océaniques Multi-échelles



# Remerciements

Je tiens tout particulièrement à remercier mes deux directeurs de thèse Bernard et Thierry, pour leurs conseils avisés, rarement concordants mais toujours pertinents, ainsi que pour leur soutien et l'implication dont ils ont fait preuve dans mon travail de thèse. J'adresse également mes remerciements aux membres de mon jury, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et pour avoir contribué, au travers de leurs commentaires, à en améliorer la qualité. Ces travaux ont été effectués grâce au soutien financier du Centre National de la Recherche Scientifique et du Centre National des Etudes Spatiales.

Un grand merci également à Jean-Marc, certes pilier incontournable de l'équipe MEOM, mais surtout fin connaisseur du moindre tas de cailloux présent sur cette Terre (quoique quelques lacunes concernant sa connaissance du massif Vosgien restent à déplorer). Merci à lui pour son inconditionnel enthousiasme à l'idée de transmettre ses connaissances du massif alpin et de conseiller des idées de magnifiques randonnées, même si je le soupçonne toutefois de conserver jalousement certains topos secrets. Amis futurs diplômés, c'est à vous qu'incombe la mission de le faire parler.

Je tiens aussi à remercier Julien, Achim et Jean-Michel pour les nombreuses discussions techniques et théoriques sur mon travail, ainsi que notre secrétaire en chef Josiane, sans qui l'équipe MEOM sombrerait inévitablement dans les profondeurs des fosses administratives. Merci également à Frédéric et ses collègues du service reprographie pour leurs disponibilité et compétences.

Un immense merci à Paolo Cipollini, pour son enthousiasme à m'accueillir quelques semaines au sein du Centre Océanographique de Southampton, pour avoir témoigné tant d'intérêt dans mon travail, pour sa précieuse collaboration et son soutien.

Mes remerciements vont aussi à l'ensemble de l'équipe MEOM, pour l'ambiance que chacun de ses membres contribue à y faire régner. Merci aux membres d'équipage du fond de cale : Aurélie, Marion, Carolina, Angélique, Gaëlle, Clément F., Pierre M., Thomas, Nicolas F., Clément U., Nabil, Olivier, Grégoire, Laurent, Frédéric, toujours disposés (ou contraints) à supporter mes débordements émotionnels de thésarde sous pression. Merci également aux membres d'équipage entassés dans la hune : Mélanie, Maëva, Claire, David, Chafih, Jan, Nicolas J., Manu, Jacques, Pierre B. et les autres permanents précédemment cités.

Merci à Herlé Mercier et Bruno Ferron pour m'avoir offert la chance d'embarquer à bord du Thalassa pour la campagne OVIDE 2008, et m'avoir ainsi permis d'appréhender

la réalité de l'océanographie en bottes et ciré. Merci à mes collègues de quart Stéphane et Eric pour avoir contribué à rendre cette expérience inoubliable.

Merci à Jean-Claude pour m'avoir confié l'encadrement de très nombreuses séances de TD et TP à l'IUT, expérience qui a confirmé mon goût prononcé pour l'enseignement.

Enfin, si ce travail de thèse a pu être mené à bien, c'est également grâce à la présence des amis (Stéphanie et Renaud, Elisabeth et Nicolas, Pierre-Jean, Christine, Pierre C., Julien B., Flore, Nadège, Virginie, Jérôme, Clotaire, Ludo, Aurélien, Murielle, Christophe, Pierrot, Arnaud et Michelle, Fanny, Mickaël, Jean-Pierre, Nicolas G. et bien d'autres encore...), à la famille et la fratrie (Alix et Johann), aux véloskieurs, aux GreVTTistes, à l'équipe de football du LEGI, aux CAPistes du LEGI (Jean-Marc D., Cédric, Patrick, Jean-Luc, Nourredine) toujours partants pour aller se dégourdir les jambes et l'esprit entre midi... Merci à eux d'avoir contribué à rendre ces trois années de vie Grenobloise si riches en émotions, émerveillements, et... dénivelés !

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>2</b>
<b>I Données</b>	<b>13</b>
<b>1 La base de données simulées et observées</b>	<b>15</b>
1.1 Données simulées . . . . .	16
1.1.1 Simulations libres globales DRAKKAR (1/4°, 1/2°, 1°, 2°) . . . . .	16
1.1.2 Réanalyses globales DRAKKAR (1/4°, 1°) . . . . .	16
1.1.3 Simulation et Réanalyse Atlantique MERA (1/3°) . . . . .	17
1.1.4 Réanalyse globale GLORYS (1/4°) . . . . .	17
1.1.5 Simulation Atlantique CLIPPER (1/6°) . . . . .	18
1.2 Observations et simulation de référence . . . . .	19
1.2.1 Observations altimétriques . . . . .	19
1.2.2 Simulation de référence DRAKKAR-free 1/4° . . . . .	19
<b>II Circulations méridiennes moyennes 1993-2001</b>	<b>21</b>
<b>2 Circulation moyenne : DRAKKAR-free 1/4°</b>	<b>23</b>
2.1 En Atlantique Nord . . . . .	24
2.2 L'AMOC et le MHT : définitions . . . . .	25
2.3 L'AMOC et le MHT dans DRAKKAR-free 1/4° . . . . .	26
2.4 Méthode de décomposition de l'AMOC . . . . .	31
2.4.1 $\psi_{bt}$ ou AMOC barotrope . . . . .	31
2.4.2 $\psi_{g,bc}$ ou AMOC de cisaillement vertical géostrophique . . . . .	32
2.4.3 $\psi_{ag,bc}$ ou AMOC de cisaillement vertical agéostrophique . . . . .	33
2.5 Apport de la décomposition . . . . .	34
2.6 Bilan . . . . .	36
<b>3 Circulation moyenne : Différences entre simulations</b>	<b>39</b>
3.1 Impact de la résolution . . . . .	40
3.2 Impact de l'assimilation de données . . . . .	44
3.3 Bilan . . . . .	47

<b>III</b>	<b>Variabilité temporelle des circulations méridiennes sur 1993-2001</b>	<b>51</b>
<b>4</b>	<b>Variabilité de l'AMOC : DRAKKAR-free 1/4°</b>	<b>53</b>
4.1	Etat des connaissances et divergences . . . . .	54
4.2	Méthode d'étude de la variabilité et justification de cette méthode . . . . .	55
4.3	Tendances . . . . .	58
4.3.1	Tendance sur 1970-2004 . . . . .	59
4.3.2	Tendance sur 1993-2001 . . . . .	60
4.4	Variabilité interannuelle . . . . .	63
4.5	Variabilité de la profondeur de la couche d'Ekman . . . . .	68
4.6	Lien entre l'AMOC et le MHT . . . . .	70
4.7	Bilan . . . . .	70
<b>5</b>	<b>Variabilité de l'AMOC : Différences entre simulations</b>	<b>73</b>
5.1	Evolution générale de l'AMOC à 26°N . . . . .	74
5.2	Tendance de l'AMOC 1993-2001 . . . . .	75
5.2.1	Impact de la résolution . . . . .	75
5.2.2	Impact de la configuration . . . . .	77
5.2.3	Impact de l'assimilation de données . . . . .	78
5.3	Variabilité interannuelle de l'AMOC . . . . .	80
5.3.1	Impact de la résolution . . . . .	80
5.3.2	Impact de la configuration . . . . .	82
5.3.3	Impact de l'assimilation de données . . . . .	83
5.3.4	Composantes prédominantes de la variabilité interannuelle . . . . .	86
5.3.5	Lien entre l'AMOC et le MHT . . . . .	86
5.4	Bilan . . . . .	89
<b>IV</b>	<b>Ajustement de l'AMOC à l'atmosphère</b>	<b>91</b>
<b>6</b>	<b>Caractérisation des phénomènes d'ajustement vers l'ouest</b>	<b>93</b>
6.1	Résumé et principaux résultats des travaux de <i>Lecoindre et al.</i> (2008) . . . . .	94
6.2	Depth dependence of westward-propagating North Atlantic features diagnosed from altimetry and a numerical 1/6° model . . . . .	96
6.3	Simulation libre DRAKKAR 1/4° . . . . .	112
6.3.1	Adaptation de l'analyse Radon . . . . .	112
6.3.2	Signaux propagatifs . . . . .	112
6.4	Influence de la résolution sur les ondes de Rossby simulées . . . . .	114
6.4.1	Amplitude des signaux propagatifs . . . . .	114
6.4.2	Vitesse de phase zonale des signaux propagatifs . . . . .	116
6.5	Bilan . . . . .	116
<b>7</b>	<b>Ajustement de l'AMOC à la variabilité atmosphérique</b>	<b>119</b>
7.1	Etude bibliographique . . . . .	120
7.2	DRAKKAR-free 1/4° . . . . .	122
7.2.1	Propagation de l'influence du bassin . . . . .	122
7.2.2	Temps de réponse de l'AMOC à la variabilité atmosphérique . . . . .	125
7.3	Impact de la résolution . . . . .	128

7.4 Bilan . . . . .	130
<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>132</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>141</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>146</b>
<b>Liste des tables</b>	<b>150</b>





# Liste des abréviations

**AMOC** *Atlantic Meridional Overturning Circulation* : Circulation de retournement méridienne Atlantique

**MHT** *Meridional Heat Transport* : Transport de chaleur méridien

**NAO** *North Atlantic Oscillation* : Oscillation Nord-Atlantique

**SSH** *Sea Surface Height* : Hauteur de la surface libre océanique

**SLA** *Sea-Level Anomalies* : Anomalies d'élévations de la surface libre océanique

**LSW** *Labrador Sea Water* : Eaux de la Mer du Labrador

**SPMW** *Subpolar Mode Water* : Eaux modales subpolaires

**NADW** *North Atlantic Deep Water* : Eaux profondes Nord-Atlantique

**AABW** *Antarctic Bottom Water* : Eaux de fond Antarctique

**ACC** *Antarctic Circumpolar Current* : Courant Circumpolaire Antarctique

**OVIDE** : Observatoire de la variabilité interannuelle et décennale en Atlantique Nord

**LADCP** *Lowered Acoustic Doppler Current Profiler* : Courantomètre acoustique profileur à effet Doppler installé sur une bathysonde

**AVISO** *Archiving, Validation and Interpretation of Satellite Oceanographic Data* : Centre d'archivage, de validation et d'interprétation des observations océaniques altimétriques

**ARGO** *Array for Real-time Geostrophic Oceanography* : Réseau global de flotteurs profileurs dédié à l'acquisition en temps réel de données géostrophiques (température, salinité)

**GCM** *Global Coupled Model* : Modèle global couplé océan-atmosphère

**IAU** *Incremental Analysis Unit* : Système d'assimilation à incréments progressifs

**LEGI** : Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels, Grenoble, France

**MEOM** : Equipe Modélisation des Ecoulements Océaniques Multi-échelles

**ESSC** *Environmental Systems Science Centre, Reading, U.K.*

**NOCS** *National Oceanographic Centre of Southampton, U.K.*

**GIEC** : Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat



# Introduction



## Contexte

Cette thèse s'inscrit dans le projet international DRAKKAR (modélisation multi-échelles de l'océan et de la glace de mer sur la période 1958-actuel). Les questions scientifiques abordées dans ce travail de thèse concernent les processus impliqués dans la variabilité de l'océan Atlantique Nord au cours des dernières décennies.

Les problématiques actuelles de changement climatique incitent les scientifiques à se pencher sur l'étude de la circulation océanique et son évolution, et en particulier sur les processus ayant une influence sur la variabilité des flux méridiens.

La circulation océanique Atlantique peut être décrite à l'aide d'un indice appelé AMOC (*Atlantic Meridional Overturning Circulation*) représentant la circulation de retournement méridienne du bassin Atlantique. Cet indice représente le transport méridien (en volume d'eau) dans le bassin Atlantique en fonction de la latitude et de la profondeur. Cette quantité est mathématiquement représentée par la double intégrale zonale et verticale de la vitesse méridienne.

Ce transport de volume s'accompagne d'un transport de chaleur (MHT). En effet l'Atlantique transporte de la chaleur vers le nord, et ce à toutes les latitudes. Ce transport de chaleur résulte d'un équilibre entre un flux d'eaux chaudes (Gulf Stream et courants de surface) circulant vers le nord et un flux d'eaux plus froides (eaux profondes de la NADW) circulant vers le sud. L'AMOC assure donc un transport de chaleur vers l'Atlantique Nord. Cette chaleur est transmise à l'atmosphère aux moyennes et hautes latitudes (fig. 1), permettant ainsi d'équilibrer le bilan radiatif terrestre. L'AMOC influence donc significativement le climat dans le nord de l'Europe (*Hall et Bryden, 1982*).

L'Atlantique est le seul bassin à assurer ce transport de chaleur vers le nord en surface, y compris à travers l'équateur, ce qui renforce l'importance climatique de cet océan.

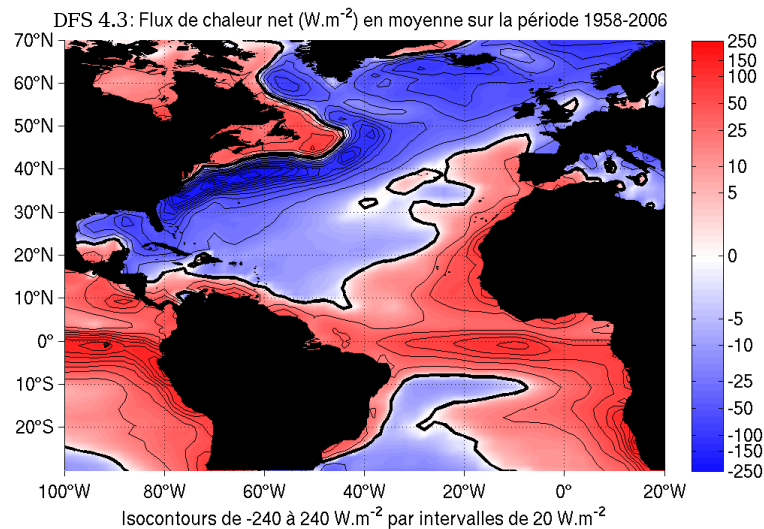


FIGURE 1 – Flux de chaleur net ( $W.m^{-2}$ ) issu des données du forçage DFS4.3, en moyenne sur la période 1958-2006 (le flux est défini positif lorsque l'océan reçoit de la chaleur de la part de l'atmosphère).

L'oscillation Nord-Atlantique (NAO) est un indice climatique mesurant la différence de pression atmosphérique entre l'Islande (zone dépressionnaire) et les Açores (zone anticyclonique). Elle constitue le mode dominant de variabilité atmosphérique à l'échelle interannuelle et influence directement la circulation océanique et donc le climat. L'ajustement basse fréquence de l'océan à cette variabilité atmosphérique s'effectue en grande partie par des ondes planétaires, dites ondes de Rossby (*Ganachaud et Mercier, 2002; Köhl, 2005; Köhl et Stammer, 2008; Cabanes et al., 2008; Hirschi et al., 2009*).

Les variations de l'AMOC et du MHT sont un sujet d'étude important car l'augmentation de la concentration en  $CO_2$  atmosphérique pourrait être à l'origine d'une réduction du transport de l'AMOC (*Stocker et Schmittner, 1997*). L'hypothèse d'une modification du transport en réponse au réchauffement climatique est une question largement débattue dans la littérature. Les études divergent sur le temps de réponse de l'AMOC à un changement climatique. Il est délicat de définir la significativité d'une tendance. Selon la période temporelle considérée, les résultats obtenus en matière de variabilité temporelle sont sujets à caution. Déterminer si une tendance fait simplement partie de la variabilité naturelle de l'AMOC ou si elle révèle au contraire une modification profonde de la circulation océanique liée à un changement climatique est un sujet polémique dans la littérature actuelle. En fonction des échelles de temps mises en jeu, les processus dynamiques associés aux variations de l'AMOC diffèrent. Les tendances à long terme de l'AMOC semblent être reliées à des transformations des masses d'eaux dans les Mers Nordiques. Alors que la variabilité interannuelle à décennale de l'AMOC semble être pilotée principalement par le forçage atmosphérique local (*Biastoch et al., 2008*). De plus, le diagnostic d'une tendance ne renseigne pas sur la cause anthropique ou non de celle-ci. Enfin, l'AMOC ne peut être calculée avec précision qu'avec des champs tridimensionnels de vitesse méridienne, son estimation à partir d'observations historiques reste imprécise.

Il est donc nécessaire d'avoir un réseau d'observations suffisamment étendu spatialement et temporellement pour étudier les variations de l'AMOC. Durant les dernières décennies, la couverture des observations océaniques s'est fortement agrandie. Les observations altimétriques couvrent une grande partie de la surface des océans. Les observations in-situ sont de plus en plus nombreuses et l'Atlantique Nord est une région particulièrement bien documentée. Aux hautes latitudes, des mesures sont réalisées, depuis 2002 et tout les deux ans, le long d'une section radiale Portugal-Groënland (projet OVIDE). Ce projet contribue à documenter et comprendre l'origine de la variabilité de la circulation des masses d'eau entre l'Atlantique Nord et les Mers Nordiques. A  $26.5^\circ N$ , un réseau d'observations (*Marotzke et al., 2002; Hirschi et al., 2003*) est en place depuis 2004 pour estimer le transport à travers cette section (section RAPID). Des mesures quasi-continues sont prévues jusqu'en 2014 et fourniront ainsi une série temporelle unique d'observations hydrographiques et courantométriques d'une durée de 10 ans. Ces observations permettent d'estimer l'AMOC totale à partir de trois composantes mesurables de vitesse méridienne.

- Le transport de masse à travers le Détroit de Floride.

Le courant de Floride qui circule vers le nord entre la Floride et les Bahamas contient des particules chargées, essentiellement des ions  $Na^+$  et  $Cl^-$ . Ces charges se déplacent selon une direction qui forme un angle connu avec le champ magnétique terrestre. Ces charges en mouvement créent un courant induit dans le câble téléphonique déposé au fond du

détroit. La mesure de la force électromotrice induite dans ce câble permet de calculer la vitesse des particules chargées présentes dans l'eau et donc d'évaluer le transport à travers le détroit de Floride.

- Le transport d'Ekman.

A l'équateur, les vents zonaux orientés vers l'ouest génèrent un transport d'Ekman vers le nord dans l'hémisphère Nord. Ce transport d'Ekman, confiné en surface, est estimé à partir de mesures de l'intensité et de la direction du vent en surface. Ces mesures sont effectuées par des navires opportunistes (anémomètres) ou par diffusiométrie spatiale. Un satellite émet des ondes obliques à la surface de l'océan (les vagues ont ainsi une face normale au faisceau) et analyse l'intensité du signal rétrodiffusé, fonction de la rugosité de la surface océanique. L'aspect lisse ou rugueux de la surface océanique renseigne sur l'intensité du vent en surface et sur sa direction.

- Le transport méridien lié aux gradients zonaux de densité (transport géostrophique). Des mouillages sont disposés à différentes longitudes entre les Bahamas et l'Afrique. Ils fournissent des profils de densité permettant d'estimer les vitesses méridiennes géostrophiques en fonction de la profondeur.

*MacDonald (1998); Ganachaud et Wunsch (2000); Bryden et al. (2005); Talley et al. (2007); Lherminier et al. (2007); Schott et Brandt (2007); Lumpkin et al. (2008)* utilisent des inversions pour calculer le transport instantané de l'AMOC à travers une section. Ces estimations d'AMOC proviennent d'observations hydrographiques, associées à la mise en œuvre de modèles inverses. La technique des inversions consiste en une minimisation des moindres carrés entre des observations et une version modélisée de ces observations, en respectant un ensemble de contraintes dynamiques. Le long d'une section, des mesures hydrographiques, courantométriques, de flux air-mer, associées à des contraintes (par exemple la géostrophie) permettent de reconstruire un champ bidimensionnel instantané de transport. Les inversions permettent d'obtenir des résultats comparables à ceux des modèles numériques. Cependant, une inversion isolée n'a aucune capacité prédictive et ne permet pas d'accéder à la dimension temporelle du transport. Par contre, plusieurs inversions successives le permettent. Une des principales difficultés des inversions est d'obtenir des observations simultanées.

Le transport calculé à partir des données OVIDE est un exemple d'utilisation de modèle inverse. Les mesures de gradient de densité associées à la contrainte géostrophie permettent d'obtenir la vitesse méridienne géostrophique, à une constante d'intégration locale près. Il suffit alors de déterminer une vitesse à un niveau de référence quelconque pour accéder à la vitesse géostrophique. Cette détermination s'effectue grâce à des mesures complémentaires de vitesse de subsurface (LADCP) ou de surface (altimétrie).

Les observations altimétriques et in-situ renseignent donc sur la dynamique océanique. Mais les observations altimétriques sont limitées à la surface et les observations in-situ sont incomplètes. Elles ne permettent pas d'observer l'océan en continu sur les quatre dimensions temporelle et spatiales.

Les modèles numériques permettent de compléter ces observations discontinues dans le temps et l'espace et constituent donc un outil approprié pour étudier la dynamique



océanique. Les modèles numériques « libres » résolvent les équations primitives de la dynamique océanique. Ils sont contraints par les forçages (atmosphériques et continentaux). Les « réanalyses » sont des modèles numériques contraints par les observations disponibles (altimétriques et/ou hydrographiques).

Les modèles ont déjà été utilisés dans la littérature pour étudier la MOC et sa variabilité (Köhl, 2005; Sime *et al.*, 2006; Schott *et Brandt*, 2007; Hawkins *et Sutton*, 2007; Köhl *et al.*, 2007; Cabanes *et al.*, 2008; Biastoch *et al.*, 2008; Köhl *et Stammer*, 2008). Ces auteurs ont utilisé les modèles suivants : le modèle couplé HadCM3 (1.25°, 100 ans de période d'intégration), les réanalyses GECCO (1° et 1/4°) et SODA-POP, des simulations libres issues des projets FLAME et DRAKAR.

Les modèles, qu'ils soient libres ou assimilés, sont des outils imparfaits, ne permettant pas d'accéder à la circulation océanique réelle. Par contre, ils couvrent la totalité de l'océan et apportent une description continue de celui-ci.

Il existe également différentes théories décrivant l'AMOC. Les discussions théoriques sur l'AMOC portent essentiellement sur la question de son moteur. Deux hypothèses sont avancées :

- l'AMOC est entraînée par la formation d'eaux denses aux hautes latitudes, elle dépend donc de l'intensité de la convection ;
- l'AMOC est *poussée* par la remontée des eaux profondes vers la surface, elle dépend donc de l'efficacité du mélange vertical.

La théorie qui lie l'intensité de l'AMOC à des gradients de densité zonaux présuppose que les gradients de densité méridiens sont proportionnels aux gradients de densité zonaux. Les gradients de densité zonaux ne sont pas une cause mais plutôt une conséquence de l'AMOC (Wunsch, 2002). Dans le cas de la première hypothèse, il y a deux sites de convection qui entretiennent l'AMOC à l'échelle globale : un site principal en Mers du Labrador et d'Irminger, un site secondaire en Mer de Weddell. La question est de savoir si ce sont les différences de densité en surface entre l'équateur et les pôles, ou entre les pôles Nord et Sud, qui déterminent la valeur de l'AMOC. Les résultats de Lucas *et al.* (2009) suggèrent que l'AMOC est entraînée par la différence de forçage entre les hautes latitudes nord et sud.

Les théories, les observations hydrographiques in-situ et altimétriques, les inversions, les modèles numériques libres et les réanalyses forment donc un ensemble complexe d'outils permettant d'étudier l'AMOC.

L'intensité de l'AMOC et son évolution sont suivies grâce à des observations répétées à certaines latitudes. Des observations hydrographiques répétées effectuées depuis 1957 suggèrent qu'il n'y a pas eu de variations significatives de l'AMOC à 24°N entre 1957 et 1992 (Koltermann *et al.*, 1999). Seule une intensification du transport apparaît dans les résultats de Koltermann *et al.* (1999) au nord de 24°N en 1981. Cependant, les observations de Bryden *et al.* (2005) suggèrent un fort affaiblissement (30%) de l'intensité de l'AMOC à 25°N entre 1957 et 2004, compensée selon eux par un renforcement de la circulation des gyres horizontaux. Cette affirmation suscite de nombreux débats car elle est fondée sur seulement cinq sections répétées (en 1957, 1981, 1992, 1998, 2004) et ce signal pourrait être *aliasé* par la forte variabilité subannuelle de l'AMOC (Cunningham *et al.*, 2007).

La nécessité de mesurer l'AMOC en continu et avec une meilleure résolution temporelle a conduit au projet RAPID. Les premières années de mesures RAPID à 26.5°N (2004-2007)

ont montré une grande variabilité de l'AMOC aux échelles subannuelles (*Cunningham et al.*, 2007; *Kanzow et al.*, 2007) mais n'ont pas permis de détecter une quelconque tendance significative. *Baehr et al.* (2008, 2009) suggèrent que plusieurs décennies de mesures continues sont nécessaires pour qu'une tendance soit statistiquement significative.

*Schott et Brandt* (2007) utilisent un modèle inverse basé sur 5 sections hydrographiques à 48°N entre 1993 et 2000 ainsi que deux réanalyses GECCO et SODA-POP. Ils détectent une tendance à l'augmentation (+ 3 Sv) entre 1994 et 1997 (faisant suite à une forte production d'eaux denses formées dans la Mer du Labrador en 1990-1994), suivie d'une période d'affaiblissement entre 1997 et 2001 dans GECCO. Le bilan de ces deux événements consécutifs ne traduit pas de tendance significative sur cette période 1993-2001 en faveur d'un affaiblissement de l'AMOC à cette latitude. *Sime et al.* (2006) utilisent un modèle couplé au 1.25° intégré sur 100 ans et ne détectent pas de tendance significative. Sur la période 1993-2004, dans la réanalyse GECCO 1° à 26°N, *Wunsch et Heimbach* (2006) calculent une tendance négative pour la cellule supérieure de l'AMOC de  $-0.19 \pm 0.05$  Sv/an (soit un affaiblissement de  $2.3 \pm 0.6$  Sv sur cette période), entraînant une réduction du MHT de  $(-1.1 \pm 4.3) \cdot 10^{12}$  W/an. Ils considèrent cette tendance faiblement significative. Cet affaiblissement s'accompagne d'un léger renforcement de la circulation de la cellule inférieure. La question est de savoir pourquoi le transport de chaleur semble rester partout constant alors que l'AMOC semble décroître. Ces variations représentent-elles de « vraies » tendances climatiques ou reflètent-elles seulement des processus variant sur des échelles de temps plus longues qu'une décennie? *Köhl et Stammer* (2008) proposent de combiner toutes les observations disponibles (hydrographiques et altimétriques) avec un modèle numérique et d'utiliser les résultats de cette réanalyse (GECCO 1°) pour étudier l'AMOC. Leurs résultats suggèrent une augmentation de l'intensité de l'AMOC sur les 40 dernières années. Cette tendance serait fortement influencée par la propagation vers le sud le long de la frontière ouest d'anomalies de densité dues à des modifications des overflows dans le détroit du Danemark. *Marsh et al.* (2005) utilisent la simulation libre OCCAM 1/4° et concluent à une augmentation de l'AMOC<sup>1</sup> à 26°N sur la période 1985-2002, due selon eux à une dérive du forçage. Le modèle ECCO-GODAE, dans sa version non contrainte par l'assimilation de données, produit aussi une AMOC qui augmente.

Pour conclure sur la variabilité de l'AMOC dans la littérature, mentionnons qu'il existe également des études paléoclimatiques de l'AMOC. *Stocker et Schmittner* (1997) ont montré que la circulation avait subi de grands changements par le passé.

Une telle diversité de conclusions justifie une étude détaillée de l'évolution de l'AMOC dans les modèles. Mon étude explore l'impact des paramètres numériques (résolution, assimilation de données) sur la variabilité simulée de l'AMOC, en espérant qu'une meilleure compréhension et quantification de leurs effets contribuent à réduire les incertitudes actuelles.

## Objectifs

L'originalité de cette étude est d'utiliser un jeu de neuf simulations libres et réanalyses de différentes configurations, différentes résolutions et mettant en œuvre différentes tech-

---

1. L'intensité de l'AMOC est définie selon eux par le transport vers le sud des eaux de la NADW.

riques d'assimilation. Les objectifs de cette thèse sont multiples.

Il s'agit dans un premier temps de caractériser et quantifier la cohérence de ce jeu de données, en comparant les valeurs de l'AMOC des modèles aux estimations observationnelles disponibles. Les « paramètres numériques » qui varient dans la base de données sont :

- la taille du domaine numérique (global/régional) ;
- la résolution ;
- l'utilisation ou non de l'assimilation de données ;
- le cas échéant, la méthode d'assimilation de données mise en œuvre.

Ainsi sera mise en évidence l'influence de ces paramètres sur le réalisme du transport méridien de volume et de chaleur pour diagnostiquer quels sont les apports de la résolution d'une part, de l'assimilation d'autre part, sur la représentation de ces indices climatiques caractéristiques de l'Atlantique Nord. Les 9 ans de période commune à toutes les simulations permettront non seulement d'évaluer l'influence des paramètres numériques sur les quantités moyennes, mais également sur la tendance sur 9 ans et sur la variabilité inter-annuelle de ces indices climatiques.

Etudier l'influence de la résolution sous-entend d'étudier la façon dont elle est paramétrée. Des opérateurs de viscosité de diffusion permettent la stabilité numérique des modèles. Dans les modèles à basse résolution étudiés ici, ces termes diffusifs sont localement augmentés afin d'assurer en partie le transport effectué théoriquement par les tourbillons. Ce travail tente d'évaluer l'influence de ces différents paramétrages sur l'AMOC simulée et sur sa variabilité.

L'assimilation de données fait par nature converger localement des modèles vers des observations instantanées. Mais qu'en est-il des indices climatiques intégrés (AMOC ou MHT) ? L'assimilation de données fait-elle converger (en moyenne, en tendance, en variabilité interannuelle) les indices climatiques grande échelle qui, sans assimilation, sont davantage différents des estimations ? En d'autres termes, les différentes méthodes d'assimilation considérées ici réduisent-elles les incertitudes des modèles libres ?

Dans un deuxième temps, l'ajustement du bassin océanique au forçage atmosphérique est investigué. La variabilité interannuelle de ces indices climatiques océaniques est influencée par la NAO. L'ajustement du bassin au forçage atmosphérique se fait par l'intermédiaire d'ondes se propageant vers l'ouest à l'intérieur du bassin (ondes de Rossby) et d'ondes se propageant le long des côtes (ondes de Kelvin). L'océan s'ajustant vers l'ouest, via les ondes de Rossby, il est important d'évaluer la manière dont le réalisme de ces ondes dépend des paramètres numériques des modèles.

## Approche

La circulation méridienne est étudiée au travers des neuf simulations libres et réanalyses. Les données simulées, provenant de diverses sources (Mercator-Océan, LEGI, ESSC Reading), ont été rapatriées pour permettre cette étude. Le jeu de données utilisé dans ce travail fournit des modèles d'une grande variété de résolutions (ici de  $2^\circ$  à  $1/4^\circ$  : confère

chapitre 1). J'ai conservé la résolution native de ces simulations. Les indices climatiques étudiés sont l'AMOC et le MHT. La décomposition de l'AMOC en plusieurs composantes dynamiques (*Lee et Marotzke, 1998*) permet d'identifier les composantes affectées par la configuration, la résolution des modèles et l'assimilation de données. Décomposer les indices climatiques en composantes liées à différents processus physiques (vent, géostrophie) permet parfois d'identifier les processus dynamiques mis en jeu quand les paramètres numériques influencent l'AMOC moyenne ou sa variabilité.

L'assimilation de données est une technique relativement jeune dans le domaine de l'océanographie, contrairement à la météorologie. Il est donc nécessaire de garder un regard objectif sur les produits issus de l'assimilation de données. De plus, ce travail est basé sur les résultats de quatre réanalyses particulières. L'éventuelle faiblesse d'une méthode particulière ne peut pas être généralisée à l'assimilation de données dans son ensemble.

## Plan

La partie I présente les neuf simulations utilisées et les observations altimétriques, ainsi qu'une validation de la simulation libre au  $1/4^\circ$  DRAKKAR, choisie comme simulation de référence (chapitre 1). Ce travail de thèse présente en effet dans un premier temps l'étude de l'AMOC en termes de valeur moyenne et de variabilité dans cette simulation et aborde ensuite, autour de cette référence, l'étude des différences inter-modèles et de l'impact des paramètres numériques.

La partie II présente les caractéristiques de la circulation océanique moyenne dans la hiérarchie de modèles. Après avoir décrit la circulation océanique générale en Atlantique Nord, sa représentation dans les modèles est étudiée, dans un premier temps dans la simulation de référence DRAKKAR-free  $1/4^\circ$  (chapitre 2), puis dans les autres simulations (chapitre 3).

La partie III s'intéresse à l'évolution temporelle de la circulation méridienne en Atlantique Nord. Après une succincte étude bibliographique sur les variations de l'AMOC dans la littérature, l'évolution temporelle de l'AMOC est décrite dans DRAKKAR-free  $1/4^\circ$ , tant en termes de tendance (sur les périodes 1970-2004 et 1993-2001) que de variabilité interannuelle (chapitre 4). L'évolution de l'AMOC, à différentes échelles de temps, telle qu'elle a été décrite dans la simulation de référence DRAKKAR-free  $1/4^\circ$ , est ensuite comparée avec l'évolution constatée dans les autres simulations (chapitre 5), afin de mettre en évidence les influences de la résolution, de la configuration et de l'assimilation de données sur les variations de l'AMOC.

La partie IV propose une analyse dynamique d'un des mécanismes permettant l'ajustement de l'AMOC à la variabilité atmosphérique. Pour cela, l'ajustement océanique à la variabilité basse fréquence atmosphérique est étudié dans les simulations libres de différentes résolutions. Différents mécanismes influençant la variabilité de l'AMOC ont déjà été évoqué dans la littérature. L'un d'eux est la propagation vers l'ouest d'anomalies, sous forme d'ondes de Rossby. Dans un premier temps, le chapitre 6 étudie dans quelle mesure les modèles sont capables de reproduire ces signaux propagatifs, et comment la

résolution affecte ces signaux simulés. Dans un deuxième temps, le chapitre 7 met plus précisément en évidence le rôle de ces signaux propagatifs dans les mécanismes d'ajustement du bassin océanique à la variabilité atmosphérique dans les simulations libres de différentes résolutions.

Première partie

Données



# Chapitre 1

## La base de données simulées et observées

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Données simulées</b>	<b>16</b>
1.1.1	Simulations libres globales DRAKKAR (1/4°, 1/2°, 1°, 2°)	16
1.1.2	Réanalyses globales DRAKKAR (1/4°, 1°)	16
1.1.3	Simulation et Réanalyse Atlantique MERA (1/3°)	17
1.1.4	Réanalyse globale GLORYS (1/4°)	17
1.1.5	Simulation Atlantique CLIPPER (1/6°)	18
<b>1.2</b>	<b>Observations et simulation de référence</b>	<b>19</b>
1.2.1	Observations altimétriques	19
1.2.2	Simulation de référence DRAKKAR-free 1/4°	19

---



## 1.1 Données simulées

### 1.1.1 Simulations libres globales DRAKKAR ( $1/4^\circ$ , $1/2^\circ$ , $1^\circ$ , $2^\circ$ )

Depuis 2003, le projet européen DRAKKAR (*The DRAKKAR Group*, 2007) a pour but la modélisation à haute résolution océan-glace de mer sur la période 1958-actuelle (*Barnier et al.*, 2006). L'objectif de ce projet est de simuler au mieux la circulation océanique globale ainsi que sa variabilité aux échelles journalières à décennales sur les 50 dernières années.

Ce projet est à l'origine d'une hiérarchie de configurations de modèles numériques, d'échelles globales à régionales, basés sur le système de modélisation NEMO (Nucleus for European Models of the Oceans), composé du code OPA9 (*Madec et al.*, 1998), qui résout les équations primitives de la circulation océanique, couplé avec le code multi-couches de glace de mer LIM (*Fichefet et Morales Maqueda*, 1997). Les grilles de ces modèles sont des grilles tripolaires appelées grilles ORCA, déclinées à plusieurs résolutions. Les grilles ORCA sont des grilles Arakawa C, quasi-isotropes, tridimensionnelles de résolution horizontale variable. La résolution verticale des configurations utilise 46 niveaux géopotentiels. L'épaisseur de la cellule de fond est ajustée pour s'adapter au mieux à la topographie (*partial step*). La fréquence des sorties modèles est de 5 jours (moyennes temporelles successives sur 5 jours). La période des simulations est 1958-2007.

J'utilise quatre simulations globales G70/R70 de résolution  $2^\circ$ ,  $1^\circ$ ,  $1/2^\circ$ ,  $1/4^\circ$ . Les simulations à  $2^\circ$  (et  $1^\circ$ ) sont raffinées en latitude à proximité de l'équateur : la résolution méridienne est  $1/2^\circ$  (et  $1/4^\circ$ ) entre  $10^\circ\text{S}$  et  $10^\circ\text{N}$  puis augmente progressivement en s'éloignant de l'équateur. Les simulations aux  $1/4^\circ$ ,  $1/2^\circ$  et  $2^\circ$  ont été réalisées au LEGI à Grenoble, tandis que la simulation à  $1^\circ$  a été réalisée à l'ESSC Reading (U.K.). *Penduff et al.* (2009) présentent l'essentiel des différences entre la série des simulations G70. Le pas de temps numérique de ces simulations (24 minutes à 2 heures) varie en fonction de la résolution pour respecter la stabilité numérique. Les forçages thermique (chaleur), halin (eau douce), mécanique (quantité de mouvement, cisaillement dû au vent en surface) sont identiques pour les quatre simulations. Ils utilisent le jeu de données atmosphériques DFS3 (Drakkar Forcing Set 3), qui combine des produits d'observation spatiale (flux radiatifs et précipitations) avec des variables de surface de la réanalyse ERA40 (température et humidité de l'air, vent à la surface). Les flux air-mer nets sont cependant légèrement différents (*Brodeau et al.*, 2010), car les rétroactions du modèle vers ces flux sont prises en compte. Les caractéristiques de surface des modèles (température, salinité, vitesses) influencent ces flux air-mer.

### 1.1.2 Réanalyses globales DRAKKAR ( $1/4^\circ$ , $1^\circ$ )

Le jeu de données comprend également deux réanalyses globales aux résolutions  $1^\circ$  (sur la période 1958-2007) et  $1/4^\circ$  (sur la période 1987-2007). Ces réanalyses ont été effectuées à l'ESSC Reading (*Smith et Haines*, 2009). L'assimilation met en œuvre une méthode d'interpolation optimale (schéma d'assimilation séquentiel simplifié). Le pas de temps de la fenêtre d'assimilation est de 5 jours. Les observations assimilées sont la température et la salinité, selon le principe de l'algorithme  $S(T)$  (*Haines et al.*, 2006). La température  $T$  est assimilée le long de surfaces géopotentiels  $z$ , puis la salinité  $S$  est assimilée le long des surfaces isothermes ainsi définies. Assimiler la salinité le long d'isothermes permet de mieux respecter la cohérence verticale des colonnes d'eau :

- la grande variabilité de  $S(z)$  induite dans le cas où la salinité  $S$  est assimilée le long de surfaces géopotentielles est minimisée ;
- lors de la correction d’une masse d’eau particulière, la possibilité de diffuser l’incrément  $S(T)$  le long d’une isotherme réduit les perturbations engendrées sur les masses d’eau environnantes.

### 1.1.3 Simulation et Réanalyse Atlantique MERA (1/3°)

La simulation libre régionale MERA11 de l’Atlantique Nord (98.5°N-20°E, 20°S-70°N) ainsi que son équivalent contraint par l’assimilation de données ont été produits par Mercator-Océan (*Greiner et al.*, 2006). Cette simulation et sa réanalyse couvrent la période 1992-2002. Les résultats de ces simulations ne sont exploitables que sur la période 1993-2001 du fait du temps d’ajustement au forçage (1992 est une année de spin-up pour la réanalyse) et d’un problème sur l’année 2002. Cette simulation et sa réanalyse sont basées sur le système de modélisation NEMO, le modèle numérique est OPA8.1 (*Madec et Imbard*, 1996). La configuration est MNATL3 (Atlantique Nord 1/3°), initialement développée par le Projet CLIPPER (*Barnier et al.*, 2000; *Treguier et al.*, 2001) et reprise par la suite par Mercator-Océan pour son premier système d’analyse opérationnelle. Il n’y a pas de modèle de glace associé, la glace est imposée uniquement si la température est inférieure à 1.8°C. La grille est une grille Arakawa C isotrope tridimensionnelle de 43 niveaux géopotentiels. L’épaisseur de la cellule de fond est constante (*full step*). La résolution est de 1/3° à l’équateur. La fréquence des sorties est journalière. Le pas de temps numérique du modèle est de 30 minutes. Les forçages (flux de chaleur, d’eau douce, tension de vent) proviennent des réanalyses ERA-40 du centre européen ECMWF. Les frontières de la Mer du Nord, la Méditerranée, et la limite sud du domaine sont fermées et constituent des zones tampons où la température et la salinité subissent un rappel vers des données de température et de salinité climatologiques prescrites, selon une méthode similaire à celle mise en œuvre dans les modèles DYNAMO (*Willebrand et al.*, 2001). Le temps de rappel varie linéairement de 3 jours à la frontière à 100 jours au cœur de la zone tampon. La frontière dans la Baie de Baffin est fermée, aucun rappel n’y est effectué.

La méthode d’assimilation mise en œuvre pour la réanalyse est la méthode séquentielle PSY1v2. Il s’agit d’une méthode d’interpolation optimale à l’aide de l’outil SOFA 3.0 et du coupleur PALM. Les variables assimilées sont la SSH (observations altimétriques) ainsi que des données in-situ (profils de température et de salinité et observations de surface). La fenêtre d’assimilation est de 7 jours.

Du fait de la courte période d’intégration de ces modèles (11 ans), les résultats en termes de variations de l’AMOC (tendance sur 9 ans) sont à interpréter avec précaution.

Ces différentes simulations sont comparées en Atlantique Nord sur leur période commune 1993-2001. La fréquence des sorties DRAKKAR est de 5 jours, la fréquence des sorties MERA est journalière. Une colocalisation temporelle a donc été effectuée. Les données MERA ont été moyennées tous les 5 jours sur les mêmes dates que les données DRAKKAR (*Juza*, 2008).

### 1.1.4 Réanalyse globale GLORYS (1/4°)

Une nouvelle réanalyse océanique, commune aux équipes de Mercator-Océan et de DRAKKAR, a été intégrée très récemment. J’y ai eu accès pendant la rédaction de ma

Simulation	Période	Région	Assimilation
<b>CLIPPER 1/6°</b>	1979-2000	Atlantique 75°S-70°N	-
<b>DRAKKAR-free 1/4°</b>	1958-2007	Global	-
<b>DRAKKAR-free 1/2°</b>	1958-2007	Global	-
<b>DRAKKAR-free 1°</b>	1958-2007	Global	-
<b>DRAKKAR-free 2°</b>	1958-2007	Global	-
<b>DRAKKAR-assim 1/4°</b>	1987-2007	Global	Interpolation Optimale (séquentielle) $T(z)$ et $S(T)$
<b>DRAKKAR-assim 1°</b>	1958-2007	Global	Interpolation Optimale (séquentielle) $T(z)$ et $S(T)$
<b>MERA-free 1/3°</b>	1992-2002	Atlantique 20°S-70°N	-
<b>MERA-assim 1/3°</b>	1992-2002	Atlantique 20°S-70°N	Interpolation Optimale (séquentielle) $SSH$ , $T(z)$ et $S(z)$
<b>GLORYS-assim 1/4°</b>	2002-2008	Global	Interpolation Optimale (séquentielle), SEEK $SSH$ , $SST$ , $SSS$ , $T(z)$ , $S(z)$

TABLE 1.1 – Récapitulatif des données simulées utilisées.

thèse, j'ai donc saisi l'opportunité d'en présenter quelques résultats. Cette réanalyse globale GLORYS1-V1 est disponible sur la période 2002-2008 sur la grille ORCA 1/4° dans une version 50 niveaux géopotentiels (correspondant aux niveaux de l'opérationnel). La méthode d'assimilation mise en œuvre est une méthode séquentielle par filtre de Kalman (filtre SEEK). Les données assimilées sont des données altimétriques (hauteur et température de surface libre) ainsi que des données in-situ (température et salinité). De plus, une correction des vitesses géostrophiques est effectuée à partir des données de température et salinité. Une documentation plus précise est disponible sur demande auprès des responsables scientifiques du projet (*Bernard.Barnier@legi.grenoble-inp.fr*).

### 1.1.5 Simulation Atlantique CLIPPER (1/6°)

Certaines données numériques utilisées proviennent également de la simulation régionale Atlantique ATL6-ERS26 au 1/6° (*Penduff et al.*, 2004). Cette simulation fait partie du projet CLIPPER (*Treguier et al.*, 1999), qui a précédé le projet DRAKKAR. La publication *Lecointre et al.* (2008), présentée au chapitre 6, ainsi que les références incluses décrivent cette simulation.

## 1.2 Observations et simulation de référence

### 1.2.1 Observations altimétriques

Les observations altimétriques utilisées dans ce travail proviennent des altimètres Topex/Poséidon et consistent en des cartes globales d'anomalies de la surface libre (SLA) distribuées par AVISO. La couverture spatio-temporelle de ces données est  $1/3^\circ$  (grille Mercator) et 7 jours. Le chapitre 6 fournit une description détaillée de ces données altimétriques (*Lecointre et al. (2008)* et références incluses).

### 1.2.2 Simulation de référence DRAKKAR-free $1/4^\circ$

Dans cette thèse, la simulation DRAKKAR-free  $1/4^\circ$  est utilisée comme simulation de référence. *Barnier et al. (2006)* décrivent en détail cette configuration. Ils y ont étudié l'impact des *partial steps* et des schémas d'advection. De nombreuses publications scientifiques présentent différents aspects de DRAKKAR-free  $1/4^\circ$ , parfois avec une focalisation sur l'Atlantique, et valident les résultats de cette simulation.

- *Penduff et al. (2007)* ont étudié l'influence des schémas numériques sur les interactions courant-topographie dans DRAKKAR-free  $1/4^\circ$  et dans d'autres simulations océaniques globales.
- *Penduff et al. (2009)* ont utilisé la famille de simulations libres DRAKKAR (dont DRAKKAR-free  $1/4^\circ$  fait partie) et l'altimètre AVISO pour étudier l'impact de la résolution des modèles sur les caractéristiques de la variabilité du niveau de la surface libre sur la période 1993-2004.
- *Lique et al. (2010, 2009)* ont étudié l'origine et la variabilité du transport associé aux masses d'eau exportées le long des côtes Groënlandaises.
- *Lombard et al. (2009)* ont étudié les caractéristiques régionales de la tendance grande échelle du niveau de la surface libre océanique dans la simulation DRAKKAR-free  $1/4^\circ$ .
- *Biastoch et al. (2008)* ont validé la circulation thermohaline méridienne ainsi que les caractéristiques de la variabilité interannuelle à décennale de l'AMOC dans DRAKKAR-free  $1/4^\circ$ .
- *Treguier et al. (2007)* ont étudié l'*overturning* dans l'océan Austral et la circulation méridienne du courant circumpolaire Antarctique (ACC) dans une série de simulations de moyenne à haute résolution (dont DRAKKAR-free  $1/4^\circ$ ).
- *Renner et al. (2009)* ont validé DRAKKAR-free  $1/4^\circ$  dans la Mer de Weddell par comparaison avec des observations hydrographiques et des données de glace de mer. La validation a concerné les propriétés des masses d'eau, les variations saisonnières de la glace de mer et le transport de volume.
- *Lübbecke et al. (2008)* ont étudié les variations de la température de surface de l'océan aux échelles de temps interannuelle à décennale dans le Pacifique équatorial à travers la série de simulations DRAKKAR dont DRAKKAR-free  $1/4^\circ$  fait partie.



Deuxième partie

**Circulations méridiennes  
moyennes 1993-2001**



## Chapitre 2

# Circulation moyenne : DRAKKAR-free 1/4°

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>En Atlantique Nord . . . . .</b>	<b>24</b>
<b>2.2</b>	<b>L'AMOC et le MHT : définitions . . . . .</b>	<b>25</b>
<b>2.3</b>	<b>L'AMOC et le MHT dans DRAKKAR-free 1/4° . . . . .</b>	<b>26</b>
<b>2.4</b>	<b>Méthode de décomposition de l'AMOC . . . . .</b>	<b>31</b>
2.4.1	$\psi_{bt}$ ou AMOC barotrope . . . . .	31
2.4.2	$\psi_{g,bc}$ ou AMOC de cisaillement vertical géostrophique . . . . .	32
2.4.3	$\psi_{ag,bc}$ ou AMOC de cisaillement vertical agéostrophique . . . . .	33
<b>2.5</b>	<b>Apport de la décomposition . . . . .</b>	<b>34</b>
<b>2.6</b>	<b>Bilan . . . . .</b>	<b>36</b>

---



## 2.1 En Atlantique Nord

L'Atlantique Nord (20°S-70°N) est la zone commune aux neuf simulations. Au nord de 35°S, le bassin Atlantique est presque continuellement borné à l'ouest et à l'est par les côtes américaines, africaines et européennes. La circulation océanique dans ce bassin est contrainte par la topographie, le vent, les échanges avec la Mer Méditerranée (bassin d'évaporation), les échanges de chaleur avec l'atmosphère, les échanges d'eau douce avec l'atmosphère (évaporation et précipitation) et avec les continents (écoulement des rivières).

La circulation horizontale (fig. 2.1) peut être représentée par la fonction de courant barotrope  $\phi(x, y)$  définie à chaque instant<sup>1</sup> par :

$$\frac{\partial \phi(x, y)}{\partial y} = - \int_{-H(x, y)}^0 u(x, y, z) dz \quad (2.1)$$

et

$$\frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} = \int_{-H(x, y)}^0 v(x, y, z) dz \quad (2.2)$$

où  $H(x, y)$  est la profondeur locale,  $u(x, y, z)$  et  $v(x, y, z)$  sont les vitesses zonale et méridienne instantanées tridimensionnelles.

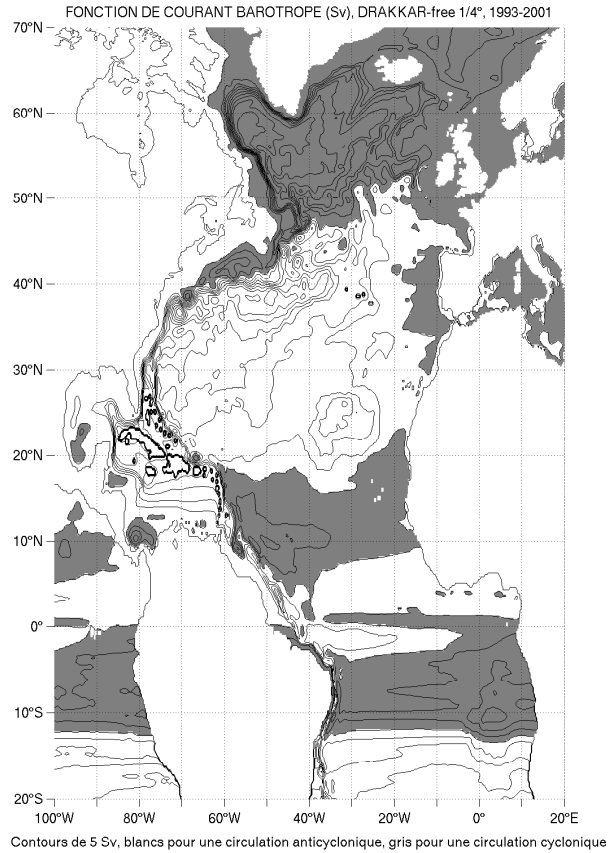


FIGURE 2.1 – Fonction de courant barotrope (Sv) du modèle DRAKKAR-free 1/4°, en moyenne sur la période 1993-2001. Le calcul a été effectué à partir des vitesses méridiennes. Contours de 5 Sv. Les zones grisées indiquent une circulation cyclonique.

1. Pour simplifier l'écriture, seules les dimensions spatiales sont indiquées, mais les vitesses ainsi que les fonctions de courant considérées dans ce manuscrit dépendent également du temps.

Ainsi la fonction de courant barotrope (fonction bidimensionnelle plane) représente une vue synthétique de la circulation horizontale intégrée sur toute la hauteur d'eau. C'est une quantité non mesurable ni observable directement. D'un point de vue numérique,  $\phi$  peut être calculée indifféremment à partir du champ tridimensionnel de vitesse zonale  $u$  ou méridienne  $v$ .

Comme le montre la figure 2.1, la fonction de courant barotrope en Atlantique Nord se compose du gyre subpolaire (50°N-70°N), du gyre subtropical (15°N-50°N) et du gyre nord-équatorial (5°N-15°N). La circulation équatoriale n'est pas décrite ici car cette étude se concentre sur l'Atlantique Nord.

Le gyre subpolaire (50°N-70°N) est constitué d'une cellule de circulation cyclonique. Il est formé de la branche nord du Courant Nord Atlantique, dont une partie traverse les seuils entre l'Islande et l'Ecosse en direction des Mers Nordiques, tandis que le reste est transporté par le courant d'Irminger vers le nord de la Mer d'Irminger. Ces masses d'eau sont ensuite transportées vers le sud le long du Groënland. Le courant contourne la pointe sud du Groënland puis s'oriente vers le nord-ouest en direction de la Mer du Labrador, où se forment les eaux denses de la Mer du Labrador (LSW), qui vont participer à alimenter la circulation de fond par le processus de convection profonde. L'influence de la formation d'eau profonde sur la variabilité interannuelle à multidécennale du transport méridien de masse d'eau est un sujet d'étude actuel (*Deshayes, 2006; Deshayes et al., 2007; Deshayes et Frankignoul, 2008*).

Le gyre subtropical (15°N-50°N), au cœur de ma zone d'investigation, est constitué d'une cellule de circulation anticyclonique. Il est décrit par la théorie de Stommel. Il se compose d'un fort courant de bord ouest (le Gulf Stream), qui prend naissance dans les Caraïbes, et longe le bord ouest du bassin. Il quitte la côte vers 40°N, et circule zonalement vers l'est. Les masses d'eau empruntent alors le courant des Canaries vers le sud, puis retournent vers l'ouest le long du Courant Nord Equatorial (vers 15°N).

Le gyre nord-équatorial (5°N-15°N) est constitué d'une cellule de circulation cyclonique. Il est formé du Courant du Nord Brésil, un courant chaud qui circule vers le sud le long des côtes du Brésil. Puis les masses d'eau circulent vers l'est le long du Contre Courant Equatorial, retournent vers le nord puis empruntent le Courant Nord Equatorial vers l'ouest.

## 2.2 L'AMOC et le MHT : définitions

L'AMOC définit la circulation tridimensionnelle océanique en Atlantique. Elle peut être visualisée à l'aide d'une fonction de courant  $\psi(y, z)$  ainsi définie :

$$\psi(y, z) = \int_{-H(x,y)}^z \int_{x_{est}}^{x_{ouest}} v(x, y, z') dx dz' \quad (2.3)$$

La fonction de courant d'overtuning  $\psi$  est donc une vision simplifiée, bidimensionnelle, de l'AMOC. Elle est obtenue par intégration zonale de la vitesse méridienne  $v(x, y, z)$  puis cumul sur la verticale. Dans la suite de ce mémoire, la fonction  $\psi$ , définie le long d'un plan latitude-profondeur, désigne cette représentation mathématique de l'AMOC.

Au même titre que la fonction de courant barotrope, l'AMOC est une quantité non mesurable. Elle nécessite la connaissance complète du champ tridimensionnel de vitesse

méridienne pour être calculée explicitement. Cependant, certaines techniques (inversions) permettent d'estimer l'AMOC à partir d'observations.

L'intégration verticale s'effectue du fond vers la surface. Dans la littérature, les auteurs ne s'accordent pas tous sur le sens d'intégration verticale à adopter. Dans les calculs de *Lee et Marotzke* (1998); *Cabanes et al.* (2008), les vitesses méridiennes intégrées zonalement sont cumulées verticalement de la surface vers le fond, assurant ainsi une AMOC nulle en surface. Dans ma méthode, à la manière de *Sime et al.* (2006); *Hirschi et Marotzke* (2007), le cumul vertical est effectué du fond vers la surface, assurant ainsi une AMOC nulle au fond. Intégrer de la surface au fond revient à supposer nul le transport à travers l'interface air-mer, alors que c'est à travers la topographie que le transport est effectivement nul. Le fond est une frontière fixe et imperméable, ce qui n'est pas toujours le cas de la surface.

Dans l'Atlantique, la cellule supérieure de l'AMOC assure un transport de chaleur vers le nord, et ce à toutes les latitudes. Le transport de chaleur méridien (MHT) est un indice climatique représentant le flux de chaleur méridien, c'est-à-dire la quantité de chaleur transportée méridionalement par unité de temps. Son expression mathématique est :

$$MHT(y) = \int_{-H(x,y)}^0 \int_{x_{est}}^{x_{ouest}} v(x, y, z) T(x, y, z) dx dz \quad (2.4)$$

Le MHT de DRAKKAR-free 1/4° est calculé à partir des champs à haute fréquence (moyennes à 5 jours) de la température et de la vitesse méridienne. Le MHT des autres simulations DRAKKAR et MERA est également calculé à partir des champs à haute fréquence (à l'exception de la simulation libre DRAKKAR-free 1° pour laquelle je ne disposais pas des champs à 5 jours, le MHT de cette simulation a donc été calculé à partir des moyennes mensuelles). Enfin, concernant la réanalyse GLORYS, le calcul du MHT utilise les données journalières.

### 2.3 L'AMOC et le MHT dans DRAKKAR-free 1/4°

Dans le bassin Atlantique, de 30°S<sup>2</sup> à 70°N, l'AMOC se compose de deux cellules principales, appelées cellules d'overtuning (fig. 2.2). La cellule supérieure (*upper AMOC* ou cellule Atlantique), positive, occupe les 3000 premiers mètres. Elle atteint sa valeur maximale (17 Sv) à 32°N et à 1000m, ce qui signifie que sur les 1000 premiers mètres, les eaux de surface (eaux chaudes du Gulf Stream et du courant Nord-Atlantique) circulent vers le nord. Ces eaux de surface atteignent les hautes latitudes (Mer du Labrador et Mers Nordiques), se densifient et plongent par convection. Elles forment alors des eaux denses : les eaux modales subpolaires (SPMW) puis les eaux profondes Nord Atlantique (NADW).

Sous 1000m, l'AMOC diminue de +17 Sv à 1000m à -2.5 Sv à 4000-4500m, ce qui signifie qu'un transport vers le sud s'opère à des profondeurs comprises entre 1000 et 4000m. Les eaux de la NADW circulent vers le sud à une profondeur, relativement constante entre 50°N et 20°S, de 3000m.

Sous 3000m se trouve la cellule inférieure (*lower AMOC* ou cellule Antarctique), composée des eaux froides et denses formées dans l'océan austral qui circulent vers le nord sur

2. L'AMOC n'est pas définie au sud de 30°S car le bassin n'est plus fermé à l'est.

le fond de l'Atlantique.

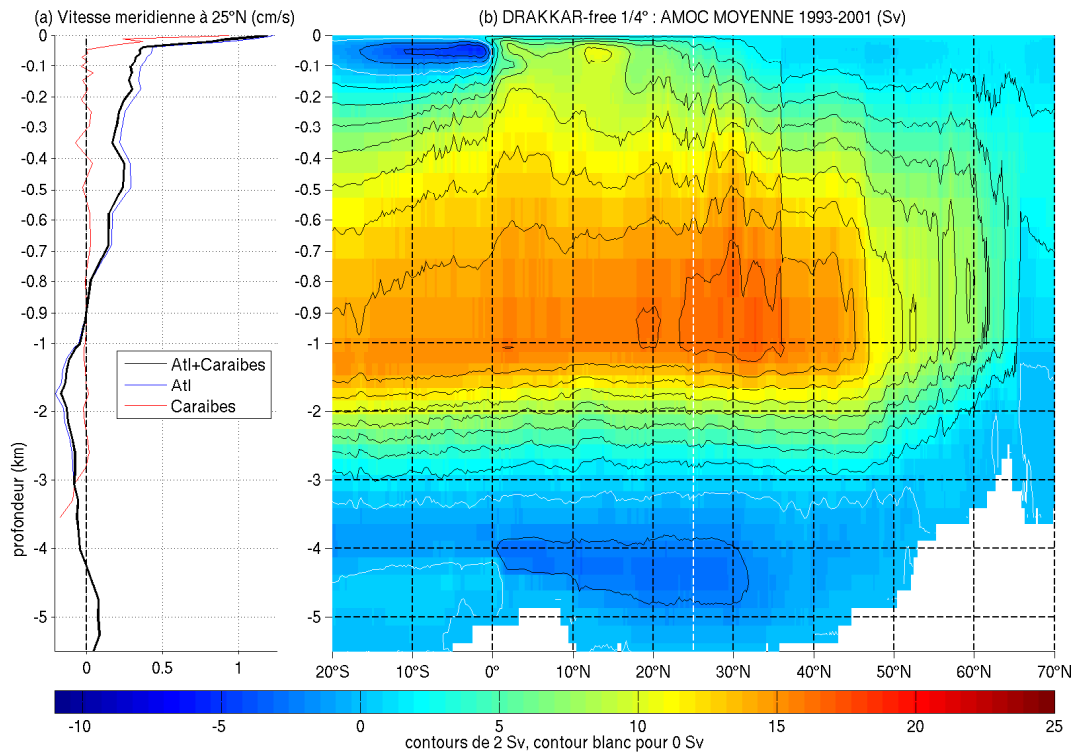


FIGURE 2.2 – (a) Profil vertical de la moyenne zonale de la vitesse méridienne à 25°N. (b) AMOC moyenne (Sv) de DRAKKAR-free 1/4° sur la période 1993-2001. Echelle verticale dilatée sur les 1000 premiers mètres. Contours noirs tous les 2 Sv, contour blanc pour la valeur 0 Sv.

La branche de subsurface de l'AMOC est alimentée non seulement par la convection, mais aussi par l'apport des overflows<sup>3</sup> venant des Mers Nordiques (fig. 2.3). Les overflows apportent entre 3 et 3.25 Sv au niveau du seuil topographique de 66°N délimitant la frontière entre l'Atlantique Nord et les Mers Nordiques. Cet apport s'effectue entre 400 et 1300m.

Dans les Mers Nordiques, entre 66°N et 70°N, on ne constate pas de variations de l'AMOC sur la verticale. Les masses d'eau circulent à profondeur constante à ces latitudes.

Les eaux de surface transportées vers le nord étant plus chaudes que les eaux de la NADW circulant vers le sud, il en résulte un transport net de chaleur vers le nord, qui atteint 0.88 PW à 25°N en moyenne sur la période 1993-2001 (fig. 2.4).

La circulation méridienne Atlantique de la simulation libre DRAKKAR 1/4° est en accord avec la plupart des auteurs. L'AMOC est maximale vers 1000m. La vitesse méridienne,

3. Le terme *overflow* désigne le débordement des eaux profondes des Mers Nordiques au-dessus des seuils topographiques du *Denmark Strait* (détroit du Danemark séparant le Groënland de l'Islande) et du *Faroe Bank Channel* (chenal du banc des îles Féroé).

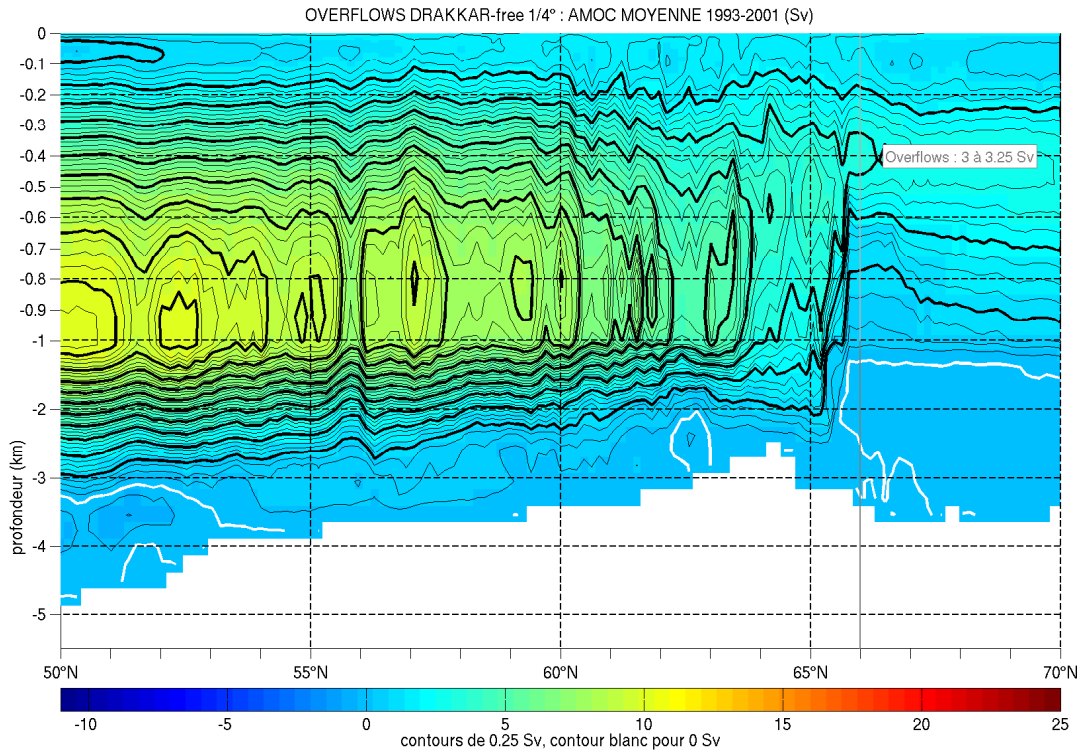


FIGURE 2.3 – Apport des overflows : zoom de la fig. 2.2 entre 50°N et 70°N, contours noirs fins tous les 0.25 Sv, épais tous les 1 Sv, contour blanc pour la valeur 0 Sv.

vers le nord au dessus de 1000m, change de signe à cette profondeur. C'est donc la valeur de l'AMOC à 1000m qui va pouvoir être comparée aux observations, aux théories ou aux autres modèles étudiés dans la littérature (fig. 2.4). Les tables 2.1, 2.2 et 2.3 synthétisent les estimations publiées.

Le modèle est très proche des valeurs d'un modèle inverse à 25°N et 45°N (*Ganachaud et Wunsch, 2000*), du modèle numérique FLAME 1/3° à 25°N (*Hirschi et al., 2003*), du modèle numérique HadCM3 au 1.25° intégré sur 100 ans (*Sime et al., 2006*), des observations hydrographiques à 24°N (*Koltermann et al., 1999*) et le long d'une radiale entre 40°N et 60°N (*Gourcuff, 2008*), de la réanalyse GECCO à 43°N (*Schott et Brandt, 2007*). Quelle que soit la méthode utilisée (observations hydrographiques, inversions, modèles numériques libres ou réanalyses), la littérature fournit des résultats cohérents avec ceux de DRAKKAR-free 1/4° à de nombreuses latitudes. Cependant, on trouve aussi des estimations d'AMOC légèrement différentes, voire incohérentes, avec nos résultats, même en tenant compte des incertitudes.

- L'AMOC déduite des observations hydrographiques RAPID à 26.5°N sur la période 2004-2007 est légèrement plus élevée ( $18.5 \pm 4.9$  Sv) que l'AMOC de DRAKKAR-free 1/4° ( $16 \pm 0.5$  Sv), mais les périodes ne coïncident pas.
- L'AMOC déduite des observations hydrographiques sur la période 1992-1993 de *Koltermann et al. (1999)* à 36°N est plus faible ( $12.3 \pm 1.2$  Sv) que l'AMOC de DRAKKAR-free 1/4° ( $16 \pm 0.3$  Sv).

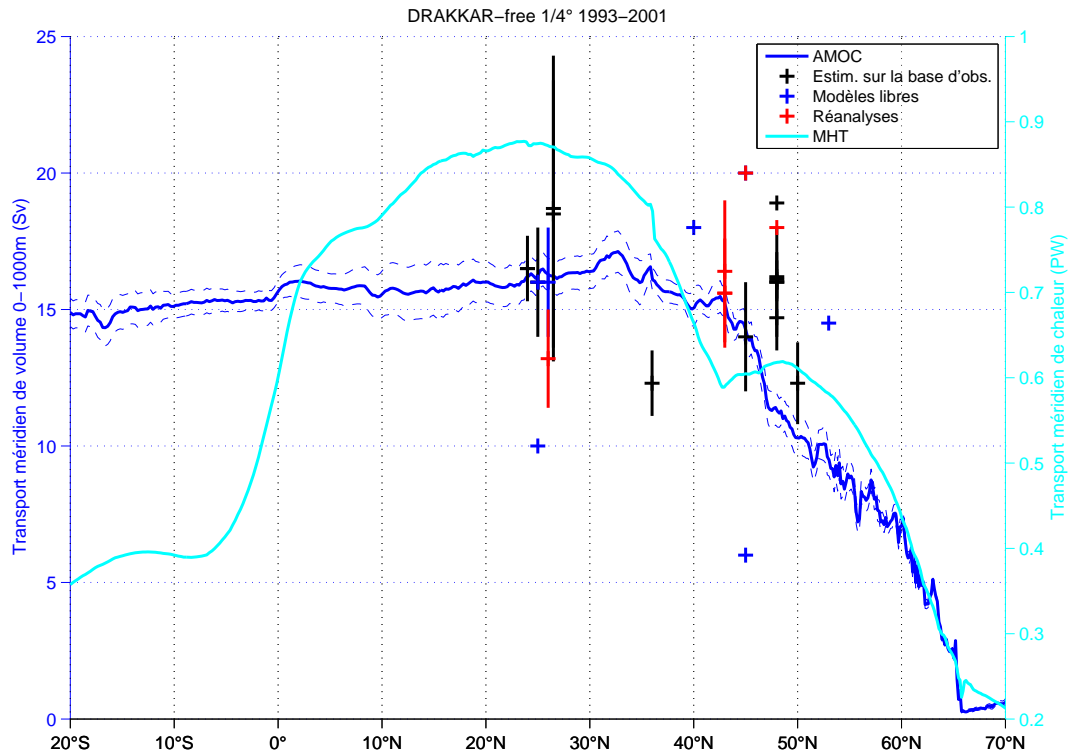


FIGURE 2.4 – AMOC moyenne à la profondeur 1000m (Sv) et MHT moyen (PW) de DRAKKAR-free 1/4° sur la période 1993-2001. Les croix indiquent quelques estimations d'AMOC disponibles à cette période et issues de la littérature. Les lignes horizontales indiquent les barres d'erreurs.

- L'AMOC déduite des inversions à 48°N :  $16.2 \pm 0.9$  Sv (*Lumpkin et al.*, 2008),  $16 \pm 2$  Sv (*Schott et Brandt*, 2007) est plus élevée que l'AMOC de DRAKKAR-free 1/4° ( $11.3 \pm 0.3$  Sv).
- L'AMOC calculée à partir du modèle OCCAM 1/4° (*Hirschi et al.*, 2003) est nettement plus faible que l'AMOC de DRAKKAR-free 1/4° aux latitudes 25°N et 45°N.
- L'AMOC calculée à partir des modèles libres FLAME au 1/3° à 45°N (*Hirschi et al.*, 2003), au 1/3° à 40°N sur la période 1958-2001 et au 1/12° à 53°N sur la période 1987-2004 (*Böning et al.*, 2006) est plus élevée que l'AMOC de DRAKKAR-free 1/4°.
- L'AMOC calculée à 43°N à partir de la réanalyse SODA-POP sur la période 1958-2001 est légèrement plus élevée ( $16.4 \pm 2.6$  Sv) que l'AMOC de DRAKKAR-free 1/4° ( $15.5 \pm 0.5$  Sv).
- L'AMOC calculée à partir de la réanalyse GECCO 1° sur la période 1993-2003 à 45°N (*Cabanes et al.*, 2008) est beaucoup plus élevée (20 Sv) que l'AMOC de la simulation libre à haute résolution DRAKKAR-free 1/4°.
- L'AMOC calculée à partir de la réanalyse GECCO 1° sur la période 1952-2001 à 48°N (*Köhl et Stammer*, 2008) est légèrement plus élevée (18 Sv) que l'AMOC de DRAKKAR-free 1/4°, mais la période considérée est différente.

Référence	Section	Période	AMOC	Ecart-type
<i>Koltermann et al.</i> (1999)	24°N	1951-1959	15.3	2.1
<i>Koltermann et al.</i> (1999)	24°N	1981-1982	16.5	1.2
<i>Koltermann et al.</i> (1999)	24°N	1992-1993	16.5	1.2
<i>Koltermann et al.</i> (1999)	36°N	1951-1959	7.5	2.2
<i>Koltermann et al.</i> (1999)	36°N	1981-1982	20.1	1.4
<i>Koltermann et al.</i> (1999)	36°N	1992-1993	12.3	1.2
<i>Koltermann et al.</i> (1999)	48°N	1951-1959	9.2	2
<i>Koltermann et al.</i> (1999)	48°N	1981-1982	18.9	1.3
<i>Koltermann et al.</i> (1999)	48°N	1992-1993	14.7	1.2
RAPID	26.5°N	2004-2007	18.5	4.9
<i>Cunningham et al.</i> (2007)	26.5°N	mar04-mar05	18.7	5.6
<i>Lumpkin et al.</i> (2008)	48°N	1993-2000	18.9	
<i>Lumpkin et al.</i> (2008)	48°N	1993-2000	16	
<i>Schott et Brandt</i> (2007)	48°N	1993-2000	16	2
<i>Ganachaud et Wunsch</i> (2000)	25°N	1990-1996	16	2
<i>Ganachaud et Wunsch</i> (2000)	45°N	1990-1996	14	2
<i>Gourcuff</i> (2008)	40°N-60°N	1997	12.3	1.5
<i>Lherminier et al.</i> (2007)	40°N-60°N	1997	19.2	0.9
<i>Lherminier et al.</i> (2007)	40°N-60°N	2002	16.9	1.0
<i>Lumpkin et al.</i> (2008)	48°N	1993-2000	16.2	0.9
<i>Lumpkin et al.</i> (2008)	48°N	1993-2000	16.1	0.7
<i>Talley et al.</i> (2007)	25°S-60°N	1960-2000	18	

TABLE 2.1 – Valeurs de l’AMOC (estimées sur la base d’observations) issues de la littérature (moyenne et écart-type).

Référence	Modèle	Section	Période	AMOC	Ecart-type
<i>Hirschi et al.</i> (2003)	Flame 1/3°	25°N		16	
<i>Hirschi et al.</i> (2003)	Flame 1/3°	45°N		20	
<i>Hirschi et al.</i> (2003)	OCCAM 1/4°	25°N		10	
<i>Hirschi et al.</i> (2003)	OCCAM 1/4°	45°N		6	
<i>Böning et al.</i> (2006)	FLAME 1/3°	40°N	1958-2001	18	
<i>Böning et al.</i> (2006)	FLAME 1/12°	53°N	1987-2004	14.5	
<i>Sime et al.</i> (2006)	HadCM3 1.25°	26°N	100 ans	16	2
<i>Sime et al.</i> (2006)	HadCM3 1.25°	25°N-45°N	100 ans	18-22	

TABLE 2.2 – Valeurs de l’AMOC (calculées à partir de simulations libres) issues de la littérature (moyenne et écart-type).

Référence	Réan.	Sect.	Période	AMOC	Ecart-type
<i>Schott et Brandt</i> (2007)	ECCO	43°N	1993-2004	15.6	2.0
<i>Schott et Brandt</i> (2007)	SODA-POP	43°N	1958-2001	16.4	2.6
<i>Cabanes et al.</i> (2008)	ECCO 1°	45°N	1993-2003	20	
<i>Köhl et Stammer</i> (2008)	GECCO 1°	48°N	1952-2001	18	
<i>Wunsch et Heimbach</i> (2006)	ECCO 1°	26°N	1992-2004	13.2	1.8

TABLE 2.3 – Valeurs de l'AMOC (calculées à partir de réanalyses) issues de la littérature (moyenne et écart-type).

## 2.4 Méthode de décomposition de l'AMOC

Décrire la structure détaillée de l'AMOC est délicat car il s'agit d'une quantité intégrée zonalement. Cet indice climatique absorbe donc les fluctuations zonales du transport méridien. De plus, l'AMOC intègre tous les mécanismes physiques qui affectent la circulation méridienne moyenne et sa variabilité, et ce à différentes échelles de temps. Afin d'évaluer les contributions relatives des différents processus physiques impliqués, l'AMOC est maintenant décomposée en trois composantes dynamiques :

- la composante barotrope ;
- la composante de cisaillement vertical géostrophique (barocline) ;
- la composante de cisaillement vertical agéostrophique (barocline), contenant la composante d'Ekman ainsi que des « résidus ».

De nombreux auteurs utilisent des décompositions de la MOC, en Atlantique ou dans l'océan global (*Lee et Marotzke*, 1998; *Hirschi et al.*, 2003; *Baehr et al.*, 2004; *Sime et al.*, 2006; *Köhl et Stammer*, 2008; *Cabanes et al.*, 2008; *Baehr et al.*, 2009).

La décomposition présentée ici est basée sur celle de *Lee et Marotzke* (1998). Les vitesses géostrophiques baroclines sont calculées à partir du gradient de densité zonal. Cette décomposition présente l'avantage d'être proche de celle qui est la plus souvent mise en œuvre dans la littérature, ce qui facilite les comparaisons.

J'ai donc codé un outil numérique<sup>4</sup> dédié au calcul des trois composantes barotrope, géostrophique barocline, et agéostrophique barocline.

### 2.4.1 $\psi_{bt}$ ou AMOC barotrope

La circulation barotrope est gouvernée par l'équation de vorticité barotrope : une relation de Sverdrup g  n  ralis  e incluant la dimension temporelle, la bathymétrie, les effets de friction (importants sur le bord ouest).

La vitesse barotrope  $v_{bt}(x, y)$  est l'intégrale verticale de la vitesse méridienne  $v(x, y, z)$  divis  e par la profondeur locale  $H(x, y)$ , c'est la moyenne verticale de vitesse.

$$v_{bt}(x, y) = \frac{1}{H(x, y)} \int_{-H(x, y)}^0 v(x, y, z) dz \quad (2.5)$$

4. Ce code est inspiré d'un code originel de G. Smith (ESSC Reading).



La double intégrale zonale et verticale de la vitesse barotrope  $v_{bt}(x, y)$  fournit l'AMOC barotrope  $\psi_{bt}(y, z)$ , appelée parfois *external mode*.

$$\psi_{bt}(y, z) = \int_{-H(x,y)}^z \int_{x_{est}}^{x_{ouest}} v_{bt}(x, y) dx dz' \quad (2.6)$$

Cette composante représente le flux moyenné sur la verticale circulant sur une topographie non uniforme. Selon *Sime et al.* (2006), le transport de Sverdrup explique la structure méridienne de l'AMOC barotrope au premier ordre.

La quantité  $\psi_{bt}(y, z)$  contient donc le transport géostrophique barotrope mais également la contribution barotrope agéostrophique d'Ekman.

Cette quantité barotrope est obtenue par intégration zonale et cumul sur la verticale d'un champ de vitesses bidimensionnel  $v_{bt}(x, y)$ . Cette AMOC barotrope  $\psi_{bt}$  n'a donc de structure verticale qu'en présence de topographie variant dans la direction zonale.

#### 2.4.2 $\psi_{g,bc}$ ou AMOC de cisaillement vertical géostrophique

La composante barocline de la vitesse représente l'écart à la moyenne verticale. Si la colonne d'eau est en équilibre géostrophique, cet écart est dû uniquement aux gradients de densité horizontaux, à travers des mouvements géostrophiques baroclines. Ces gradients de densité horizontaux peuvent être générés par le vent, entre autres.

Le cisaillement géostrophique est calculé à partir de la relation d'équilibre du vent thermique (*Gill*, 1982) :

$$f \frac{\partial v_g}{\partial z} = -\frac{g}{\rho^*} \frac{\partial \rho}{\partial x} \quad (2.7)$$

où  $g$  est l'accélération gravitationnelle terrestre,  $f$  est le paramètre de Coriolis variant avec la latitude  $y$  :  $f(y) = 2\Omega \sin y$  (où  $\Omega$  est la vitesse angulaire de rotation terrestre),  $\rho^*$  est la densité de référence (fixée égale à  $1.025 kg.m^{-3}$ ), et  $\rho$  est la densité in-situ, calculée à chaque instant à partir des données de température, de salinité et de pression du modèle.

L'intégration zonale de l'équation 2.7 fournit

$$\int_{x_w}^{x_e} \frac{\partial v_g}{\partial z} dx = -\frac{g}{f\rho^*} (\rho_e - \rho_w) \quad (2.8)$$

Celle relation démontre la possibilité d'évaluer le cisaillement vertical de vitesse géostrophique intégré zonalement à partir de la seule connaissance des profils de densité aux bords est et ouest du domaine, obtenus par des mesures de température, de conductivité et de pression dans la colonne d'eau. Par exemple, c'est ainsi qu'est calculée la composante géostrophique barocline de l'AMOC par les observateurs de RAPID. Pour évaluer l'AMOC géostrophique barocline passée, les densités aux frontières peuvent être évaluées en étudiant les sédiments marins.

Dans la décomposition mise en œuvre ici, la vitesse géostrophique  $v_g(x, y, z)$  est calculée à partir de l'équation 2.7 en cumulant sur la verticale le gradient zonal de la densité in-situ.

$$v_g(x, y, z) = -\frac{g}{f\rho^*} \int_{-H(x,y)}^z \frac{\partial \rho(x, y, z')}{\partial x} dz' \quad (2.9)$$

Cependant, cette vitesse géostrophique n'a en général pas une moyenne verticale nulle et contient donc une composante barocline (dépendant de la profondeur) mélangée à une composante barotrope (qui est par ailleurs déjà incluse dans  $\psi_{bt}$ ). La vitesse géostrophique est donc « rendue » barocline, en lui soustrayant sa moyenne verticale.

$$v_{g,bc}(x, y, z) = v_g(x, y, z) - \frac{1}{H(x, y)} \int_{-H(x, y)}^0 v_g(x, y, z) dz \quad (2.10)$$

Cette vitesse géostrophique barocline est finalement intégrée zonalement puis cumulée sur la verticale pour obtenir la composante de cisaillement vertical géostrophique de l'AMOC  $\psi_{g,bc}(y, z)$ .

$$\psi_{g,bc}(y, z) = \int_{-H(x, y)}^z \int_{x_{est}}^{x_{ouest}} v_{g,bc}(x, y, z') dx dz' \quad (2.11)$$

Cette composante  $\psi_{g,bc}$ , calculée à partir du champ de vitesse induit par les gradients horizontaux de densité, est un signal purement géostrophique. Par contre, elle ne contient pas la totalité de la contribution géostrophique, le complément se trouve dans la composante barotrope. Elle est donc notée  $\psi_{g,bc}$  pour signifier qu'elle ne contient que la partie barocline du transport géostrophique.

Le calcul de la vitesse géostrophique impose une division par le paramètre de Coriolis  $f$  (équation 2.8). Or,  $f$  s'annule à l'équateur donc  $\psi_{g,bc}$  n'est plus définie au voisinage de l'équateur et ne sera pas étudiée entre 5°S et 5°N.

Enfin, signalons que le calcul des vitesses géostrophiques dans des régions de topographie complexe est très sensible aux détails numériques (*Köhl et Stammer, 2008*), à cause notamment du calcul du gradient de densité.

### 2.4.3 $\psi_{ag,bc}$ ou AMOC de cisaillement vertical agéostrophique

La dernière composante de l'AMOC est calculée par différence de l'AMOC totale ( $\psi$ ) et des deux composantes barotrope ( $\psi_{bt}$ ) et géostrophique barocline ( $\psi_{g,bc}$ ).

$$\psi_{ag,bc}(y, z) = \psi(y, z) - \psi_{bt}(y, z) - \psi_{g,bc}(y, z) \quad (2.12)$$

Cette dernière composante est assimilable à l'AMOC de cisaillement vertical agéostrophique<sup>5</sup>. Elle contient non seulement la contribution d'Ekman de surface (contrôlée par la tension de vent zonal), mais aussi les contributions d'Ekman de fond, d'autres résidus agéostrophiques baroclines, et des erreurs de calcul dues à la double intégration zonale et verticale. *Sime et al. (2006)* évaluent à 6% (16% au maximum à 32°N) l'erreur moyenne due à ces résidus agéostrophiques et aux incertitudes du calcul numérique.

Dans la littérature, il existe une autre décomposition permettant de calculer explicitement la composante d'Ekman de surface à partir de la tension de vent zonal en surface  $\tau^x$  (*Lee et Marotzke, 1998; Sime et al., 2006; Hirschi et Marotzke, 2007; Cabanes et al., 2008*). L'épaisseur de la couche d'Ekman, dont la variabilité spatio-temporelle n'est pas connue, est supposée égale à 100m par *Lee et Marotzke (1998); Cabanes et al. (2008)*,

5.  $\psi_{g,bc}$  n'étant pas définie à l'équateur,  $\psi_{ag,bc}$  ne l'est pas non plus.

30m par *Hirschi et Marotzke* (2007), 10m par *Sime et al.* (2006). Ces auteurs obtiennent ainsi la contribution barocline d'Ekman et une petite erreur due à l'approximation faite en considérant que l'épaisseur de la couche d'Ekman est constante.

En réalité, l'épaisseur de la couche d'Ekman est mal connue et hautement variable en épaisseur. De plus, résoudre la spirale d'Ekman dans un modèle numérique requiert une résolution verticale plus élevée que celle des modèles utilisés ici. Pour ces deux raisons, j'ai choisi de calculer la composante agéostrophique barocline par différence de l'AMOC totale et des deux autres composantes barotrope et géostrophique barocline (équation 2.12).

## 2.5 Apport de la décomposition

La décomposition de l'AMOC dans DRAKKAR-free 1/4° permet d'identifier, en fonction de la latitude et de la profondeur, quelles composantes dynamiques dominent le transport méridien en Atlantique Nord. Concernant la cellule supérieure, les résultats de la décomposition de l'AMOC dans DRAKKAR-free 1/4° sont cohérents avec ceux de *Lee et Marotzke* (1998); *Sime et al.* (2006); *Hirschi et Marotzke* (2007); *Köhl et Stammer* (2008); *Cabanes et al.* (2008) (figs. 2.5 et 2.6).

La principale contribution sur la plupart des latitudes provient de la composante de cisaillement vertical géostrophique  $\psi_{g,bc}$ . Elle domine l'AMOC moyenne entre 5°S et 20°S, bien que légèrement compensée par la composante de cisaillement vertical agéostrophique  $\psi_{ag,bc}$  qui impose (via les Alizés équatoriaux) un transport vers le sud à ces latitudes de l'hémisphère Sud.  $\psi_{g,bc}$  domine également l'AMOC moyenne entre 40°N et 70°N (elle atteint 24 Sv à 48°N), ce qui est en accord avec *Hirschi et Marotzke* (2007). Elle est partiellement compensée par la composante barotrope (-12 Sv à 50°N). Ainsi dans le gyre subpolaire les gradients de densité horizontaux expliquent la circulation méridienne moyenne Nord-Atlantique.

Dans DRAKKAR-free 1/4°, la composante agéostrophique barocline  $\psi_{ag,bc}$  est importante dans les zones 5°N-25°N et 5°S-20°S, où elle est confinée dans les 100 premiers mètres. Elle atteint 12 Sv à 60m vers 12-15°N. L'AMOC d'Ekman répond aux vents zonaux équatoriaux (Alizés) qui génèrent un upwelling équatorial en poussant les masses d'eau de part et d'autre de l'équateur. La contribution agéostrophique barocline contribue de manière significative à l'AMOC moyenne entre 5°N et 20°N, ce qui est en accord avec *Lee et Marotzke* (1998); *Sime et al.* (2006); *Köhl et Stammer* (2008).

Les contours de  $\psi_{ag,bc}$  deviennent verticaux à la profondeur 60m (fig. 2.5). La couche d'Ekman moyenne est donc plus fine que 100m mais plus profonde que 10m ou 30m, ce qui contredit les hypothèses faites par *Sime et al.* (2006); *Hirschi et Marotzke* (2007); *Cabanes et al.* (2008) sur l'épaisseur estimée de la couche d'Ekman. Une réflexion sur la profondeur moyenne de la couche d'Ekman et sa variabilité (en regard des hypothèses faites par de nombreux auteurs sur l'épaisseur de cette couche d'Ekman) est menée à la section 4.5.

En accord avec *Hirschi et Marotzke* (2007), la composante barotrope  $\psi_{bt}$  domine l'AMOC moyenne entre 20°N et 35°N. Partiellement compensée par la composante barocline (-10 Sv à 25°N-30°N), la composante barotrope atteint 26 Sv à 25°N-30°N, latitude à laquelle le transport du gyre subtropical atteint lui aussi une valeur élevée (15 à 20 Sv).

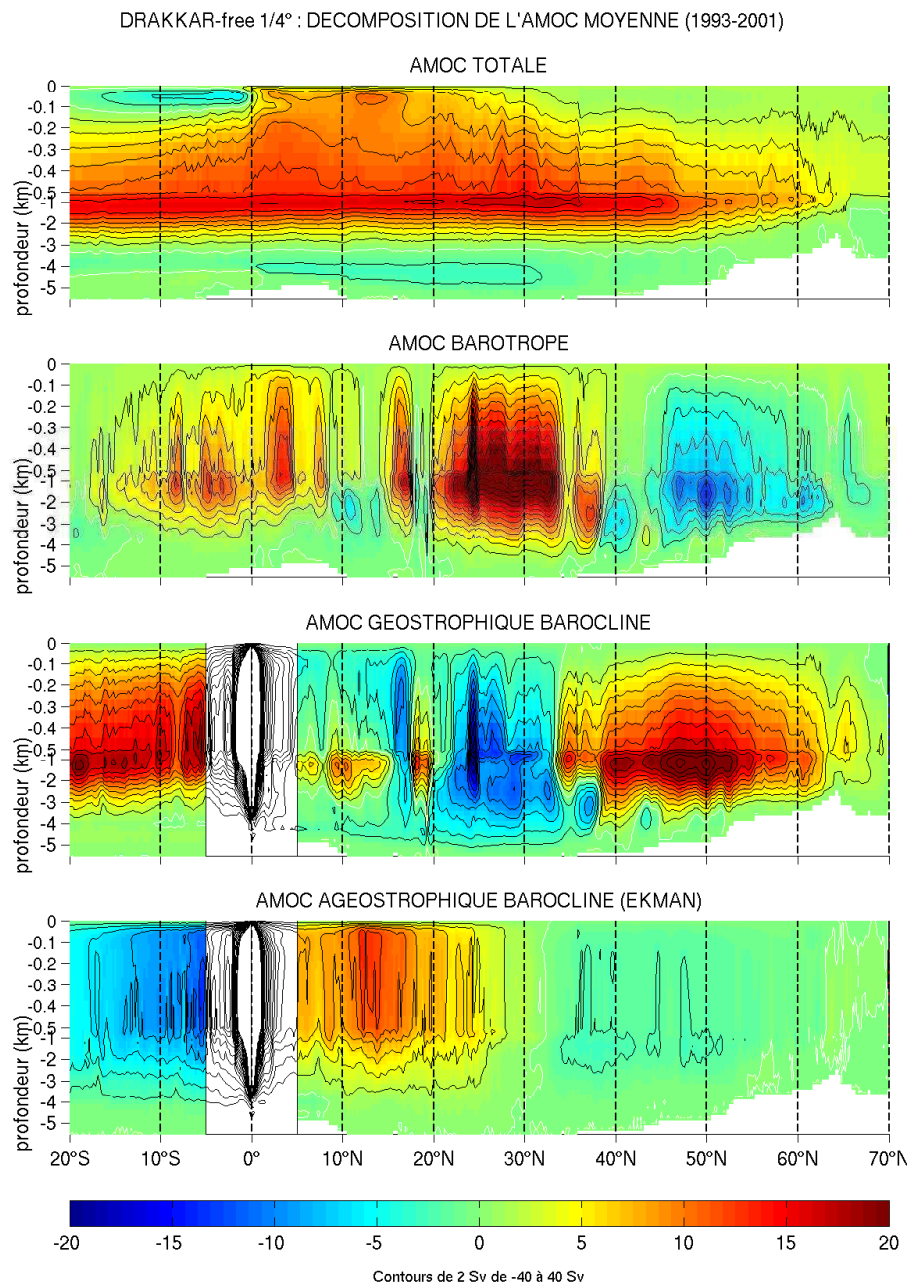


FIGURE 2.5 – Décomposition de l’AMOC moyenne (1993-2001) en trois composantes (barotrope, géostrophique barocline, agéostrophique barocline) dans DRAKKAR-free 1/4° (échelle verticale dilatée entre 0 et 500m).

Dans le gyre subtropical, le Gulf Stream domine la circulation d’overturning méridienne. Ce fort courant de bord ouest impose un flux net vers le nord aux faibles profondeurs. Ce résultat est en accord avec *Sime et al.* (2006); *Köhl et Stammer* (2008), qui suggèrent que la circulation barotrope sur un fond non plat domine l’AMOC entre 20°N et 35°N, où le

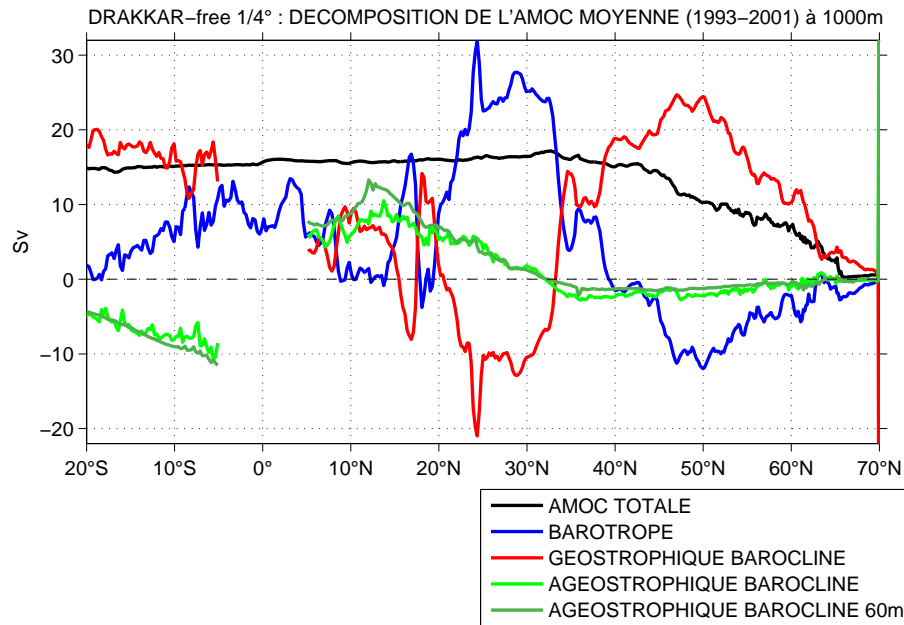


FIGURE 2.6 – Décomposition de l'AMOC moyenne (1993-2001) dans DRAKKAR-free 1/4° : contributions des composantes à 1000m.

Gulf Stream domine aux faibles profondeurs et le courant profond de bord ouest domine à plus grande profondeur.

A 24°N, les deux signaux barotrope et géostrophique barocline sont très intenses, de signes opposés.  $\psi_{bt}$  et  $\psi_{g,bc}$  atteignent localement 32 Sv et -21 Sv respectivement (fig. 2.6). Köhl et Stammer (2008) évoquent des effets non linéaires dus aux termes de friction qui sont importants dans le détroit de Floride.

## 2.6 Bilan

Le chapitre 2 a montré que la simulation libre DRAKKAR 1/4° reproduit correctement la circulation d'overturning méridienne. Au regard des autres estimations d'AMOC publiées, il apparaît que :

- les réanalyses (GECCO, SODA-POP) amplifient l'AMOC aux latitudes 43-48°N par rapport à DRAKKAR-free 1/4° ;
- les inversions amplifient légèrement l'AMOC à 48°N par rapport à DRAKKAR-free 1/4° (cependant à 25°N et 45°N, les inversions de Ganachaud et Wunsch (2000) sont très proches de la simulation de référence) ;
- les estimations d'AMOC (inversions) et les modèles libres ne présentent pas de tendance particulière à être systématiquement supérieurs ou inférieurs à l'AMOC de DRAKKAR-free 1/4°.

Ce chapitre 2 a également présenté la méthode de décomposition de l'AMOC mise en œuvre dans ce travail. La séparation du signal total en trois composantes barotrope,

---

géostrophique barocline et agéostrophique barocline montre que l'AMOC moyenne est dominée par la composante géostrophique barocline  $\psi_{g,bc}$  aux latitudes 20°S-5°S et dans le gyre subpolaire, par la composante agéostrophique barocline  $\psi_{ag,bc}$  entre 5°N et 20°N, et par la composante barotrope  $\psi_{bt}$  dans le gyre subtropical.

La question est maintenant de savoir si l'AMOC des autres simulations est proche de celle de DRAKKAR-free 1/4°, ou au contraire si les paramètres numériques des modèles (configuration, résolution, assimilation de données) ont une influence sur les caractéristiques de la circulation méridienne moyenne. Cette question fait l'objet du chapitre 3.



## Chapitre 3

# Circulation moyenne : Différences entre simulations

### Sommaire

---

3.1	Impact de la résolution . . . . .	40
3.2	Impact de l'assimilation de données . . . . .	44
3.3	Bilan . . . . .	47

---



### 3.1 Impact de la résolution

Les quatre simulations libres DRAKKAR sont relativement semblables en matière de structure méridienne de l'AMOC (fig. 3.1, colonne de droite).

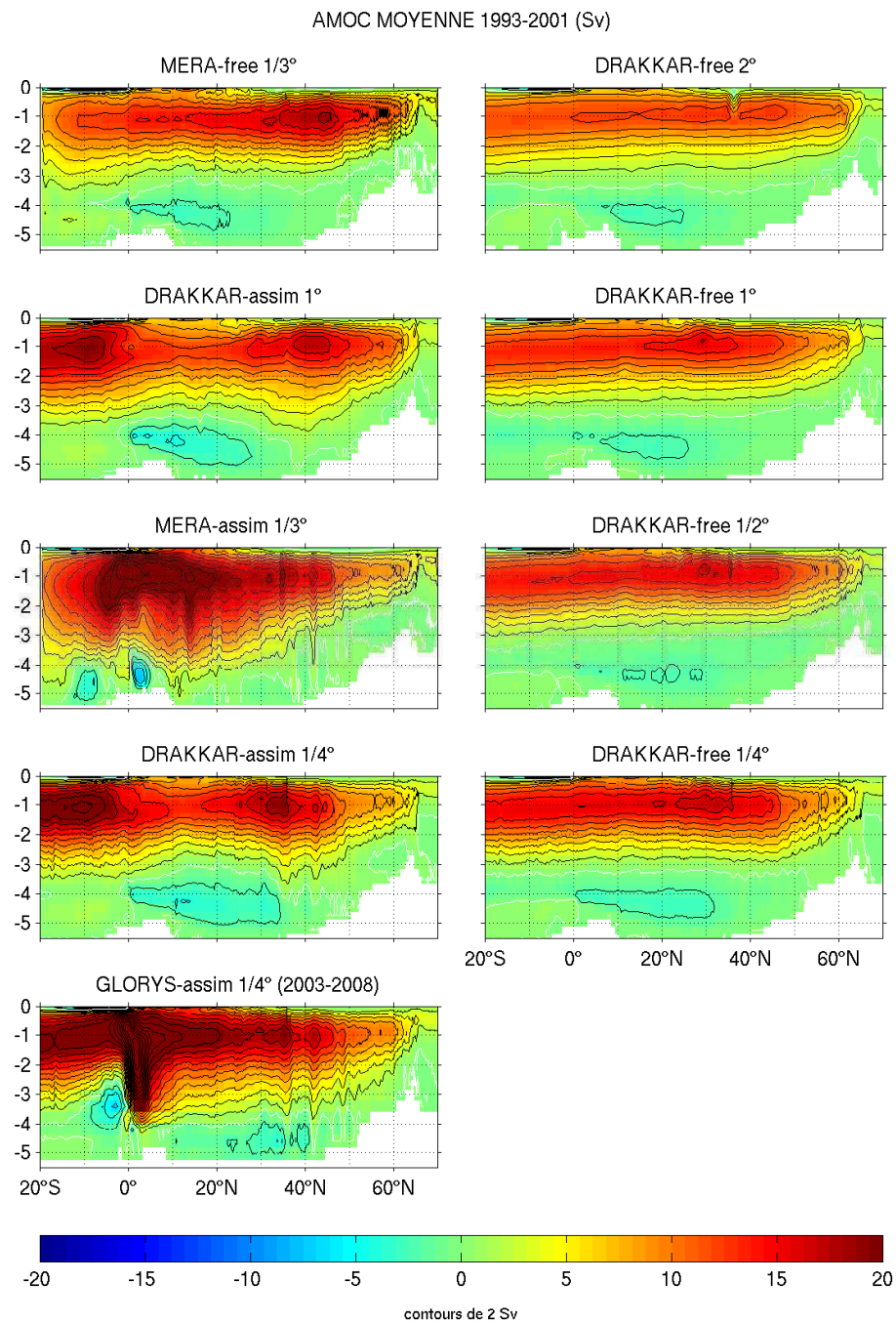


FIGURE 3.1 – AMOC moyenne (Sv) sur la période 1993-2001 pour les simulations DRAKKAR et MERA (période 2003-2008 pour GLORYS). Contours de 2 Sv. Contour blanc pour la valeur 0 Sv.

La structure des deux cellules d'AMOC (cellules inférieure et supérieure) est semblable. Le maximum de la cellule supérieure est situé environ à 1000m de profondeur. Le minimum de la cellule inférieure est situé à 4000-4500m. Les lignes de courant sont relativement horizontales dans chaque simulation, signifiant que les eaux de la NADW circulent vers le sud à profondeur constante. De 20°S à 45°N, l'intensité de l'AMOC décroît avec la résolution (fig. 3.2). La dispersion des quatre simulations libres de la famille DRAKKAR est de l'ordre de 25%. L'intensité maximale de l'AMOC de la cellule supérieure moyenne sur la période 1993-2001 passe de 17 Sv pour DRAKKAR-free 1/4° et 1/2° à 16 Sv pour DRAKKAR-free 1° et 13 Sv pour DRAKKAR-free 2°. Au nord de 45°N, les AMOC maximales moyennes des quatre simulations libres convergent davantage. L'apport des overflows est compris entre 2.5 et 3 Sv pour les simulations au 1/2° et 1/4° (fig. 3.5). Il est plus faible (2 à 2.5 Sv) pour les simulations à plus basse résolution (2° et 1°).

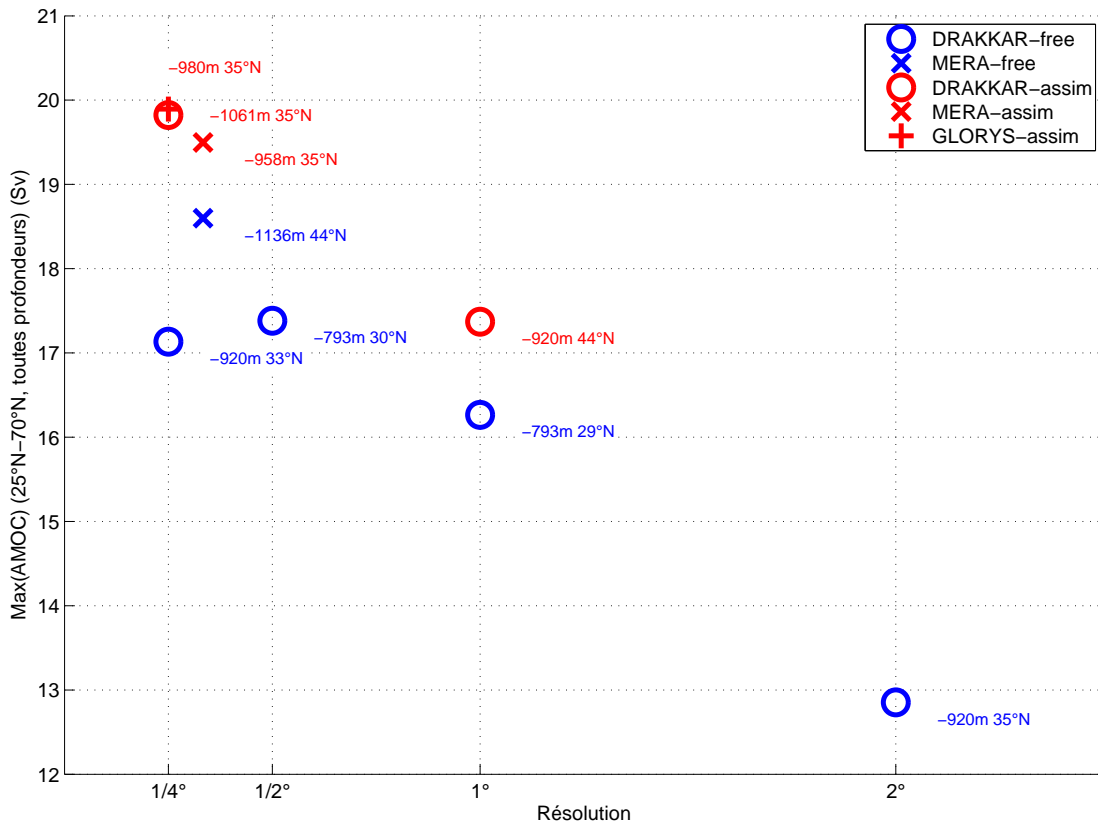


FIGURE 3.2 – Comparaison des simulations en matière de maximum de l'AMOC moyenne sur la période 1993-2001 (GLORYS : 2003-2008) entre 25°N et 70°N.

La décomposition de l'AMOC montre que ce sont essentiellement les composantes barotrope et géostrophique barocline qui sont responsables de la faiblesse de l'AMOC moyenne maximale dans les modèles à basse résolution (fig. 3.3).

La composante barotrope à 1000m à 20°N-35°N est en moyenne de 21, 19, 13, 11 Sv dans les modèles de résolution 1/4°, 1/2°, 1°, 2° respectivement, soit une diminution de

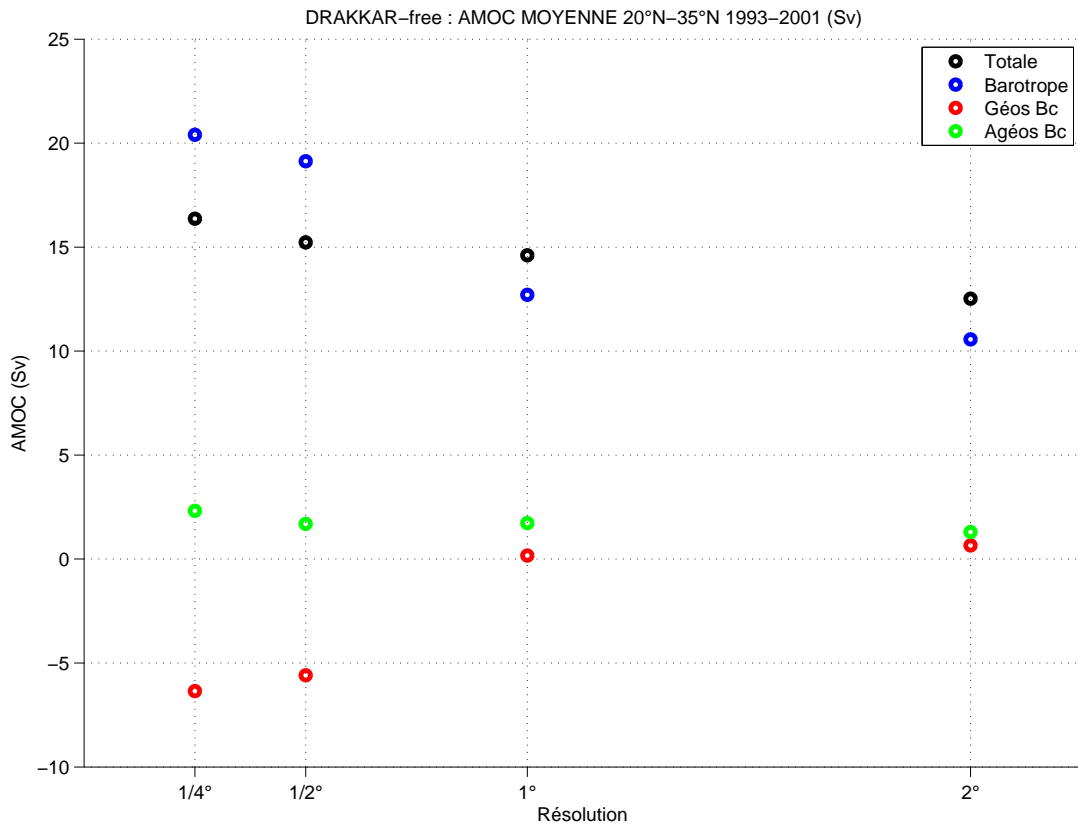


FIGURE 3.3 – Valeurs moyennes de l’AMOC totale et de ses trois composantes moyennées entre 20°N et 35°N et sur la période 1993-2001, pour les quatre simulations libres DRAKKAR.

50% entre les simulations au 1/4° et à 2° (fig. 3.3). Cette diminution est tempérée par la contribution barocline géostrophique qui compense de moins en moins la contribution barotrope à basse résolution (de -7 Sv au 1/4° à +1 Sv à 2°).

La composante barocline géostrophique à 1000m à 48°N atteint 25, 20, 17.5, 13.5 Sv dans les modèles de résolution 1/4°, 1/2°, 1°, 2° respectivement, soit une diminution de 50% entre la simulation au 1/4° et la simulation à 2° (non montré). Cette diminution est tempérée par la contribution barotrope qui compense de moins en moins la contribution barocline géostrophique à basse résolution (-10 Sv au 1/4° contre une contribution quasiment nulle à 2°).

La dépendance à la résolution de ces deux composantes barotrope et géostrophique barocline, considérées individuellement, est donc beaucoup plus importante (écarts de 50% entre les simulations au 1/4° et au 2°) que celle de l’AMOC totale (écarts de 25%).

Au nord de 35°N, la faiblesse de l’AMOC dans les modèles à basse résolution s’explique par un cisaillement vertical de vitesse géostrophique moindre, suggérant un affaiblissement des gradients de densité zonaux dans les modèles à basse résolution.

Entre 20°N et 35°N, la faiblesse de l’AMOC dans les modèles à basse résolution s’explique par une vitesse barotrope moindre, suggérant un affaiblissement du Gulf Stream

	1/4°	1/2°	1°	2°	Câble
<b>Floride-Cuba</b>	28 Sv	27 Sv	25 Sv	21 Sv	
<b>Floride-Bahamas</b>	28 Sv	22 Sv	6 Sv <sup>1</sup>	21 Sv <sup>1</sup>	33 Sv

TABLE 3.1 – Transport moyen sur la période 1993-2001 diagnostiqué au travers des détroits Floride-Cuba et Floride Bahamas dans les simulations libres DRAKKAR.

dans les modèles à basse résolution. Ceci peut être vérifié en comparant le transport à la base du Gulf Stream (détroits Floride-Cuba et Floride-Bahamas) entre les quatre simulations. Effectivement le transport à travers ces deux détroits diminue à basse résolution (tableau 3.1).

En moyenne sur la période 1993-2001, le transport à travers le détroit Floride-Cuba est de 28 Sv au 1/4° contre 21 Sv à 2°, et le transport à travers le détroit Floride-Bahamas est de 28 Sv au 1/4° contre 22 Sv au 1/2°<sup>1</sup> (la valeur mesurée par le câble à travers ce détroit étant environ égale à 33 Sv à cette période).

La composante agéostrophique barocline est quant à elle relativement peu influencée par la résolution. Entre 5°N et 20°N, elle est de l'ordre de 7 Sv pour les 4 simulations libres DRAKKAR, bien que légèrement plus faible entre 5°N et 15°N dans la simulation à 2° (inférieure de 2 Sv par rapport aux trois autres simulations mieux résolues). Ceci suggère que l'intensité de la réponse au forçage par le vent est relativement peu affectée par la résolution, ce qui est peu étonnant puisque le forçage par le vent est le même parmi les quatre simulations libres DRAKKAR.

En affectant l'AMOC, la résolution affecte inévitablement le transport de chaleur méridien (fig. 3.4). A 25°N, DRAKKAR-free 1/4° transporte 0.88 PW vers le nord, contre 0.80 PW, 0.73 PW, 0.68 PW pour les résolutions 1/2°, 1°, 2° respectivement, soit un affaiblissement de 23% entre les modèles au 1/4° et au 2°. Il est à noter toutefois que le calcul du MHT de DRAKKAR-free 1° a été effectué à partir des moyennes mensuelles de vitesse et de température, contrairement aux autres simulations libres DRAKKAR dont les sorties modèles sont disponibles à une fréquence de 5 jours.

Le calcul du MHT de DRAKKAR-free 2° a été effectué en tenant compte des incréments de vitesse méridienne dus à la paramétrisation sous maille (*Gent et McWilliams, 1990*). Dans cette simulation, ces incréments de vitesse sont associés à un transport de chaleur méridien moyen (période 1993-2001) de 0.01 PW vers le Nord à 15-20°N et 0.07 PW vers le Sud à 35-40°N (non montré). De plus, la prise en compte de ces incréments de vitesse augmente la variabilité du MHT de DRAKKAR-free 2° (échelle mensuelle) aux latitudes 35-42°N. Ainsi à 40°N, l'intensité de la variabilité mensuelle du MHT dû à la paramétrisation de *Gent et McWilliams (1990)* atteint 13% de l'intensité de la variabilité mensuelle du MHT total (non montré).

1. La détermination du transport à travers le détroit Floride-Bahamas est délicate et sujette à caution dans DRAKKAR-free 1° et 2° car les Bahamas n'affleurent pas dans ces modèles à basse résolution.

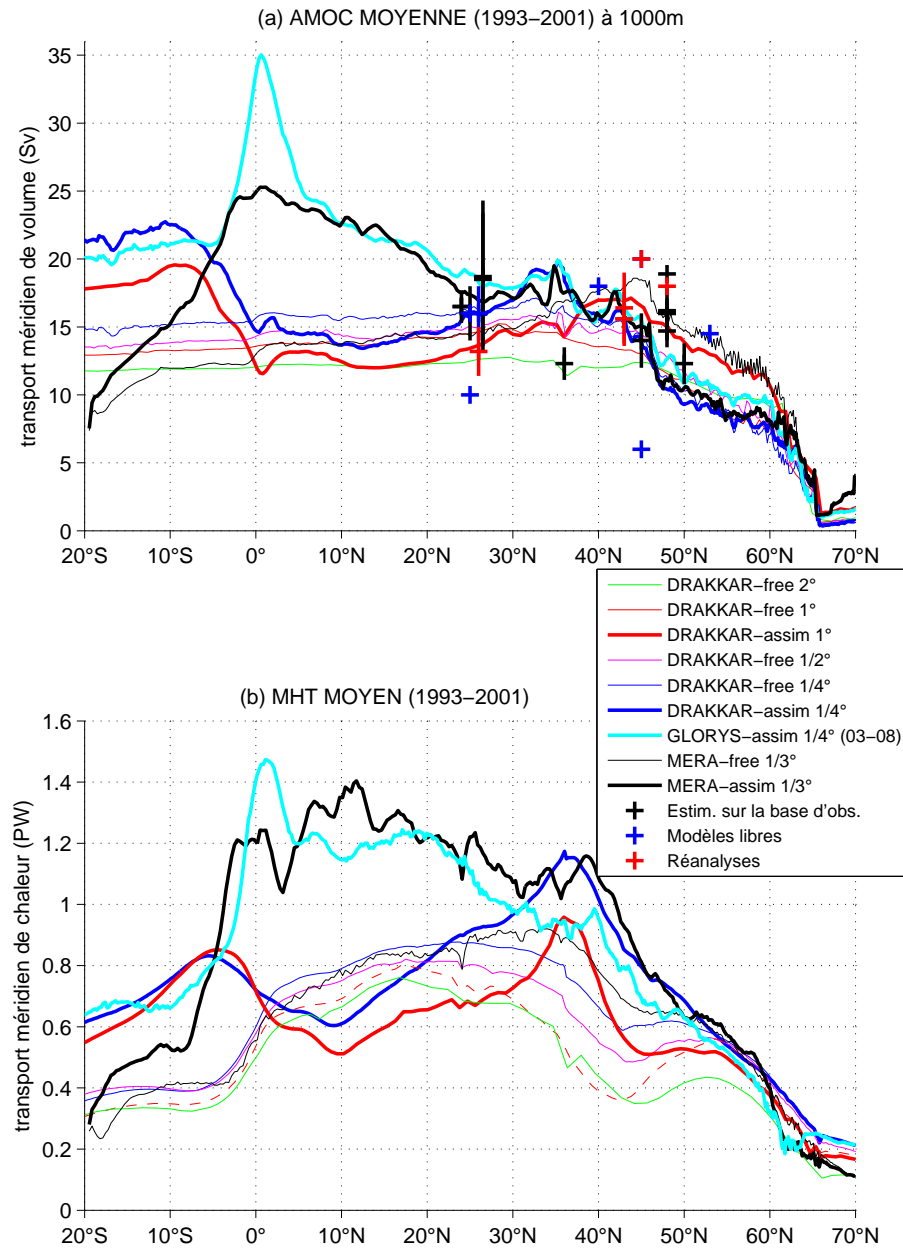


FIGURE 3.4 – AMOC moyenne à 1000m (Sv) et MHT moyen (PW) sur la période 1993-2001 pour les simulations DRAKKAR et MERA (période 2003-2008 pour GLORYS). Les croix indiquent quelques estimations d'AMOC disponibles à cette période et issues de la littérature. Les lignes horizontales indiquent les barres d'erreurs. Les tirets pour DRAKKAR-free 1° rappellent que le calcul du MHT de cette simulation utilise les moyennes mensuelles de vitesse méridienne et de température.

### 3.2 Impact de l'assimilation de données

L'assimilation de données influence fortement la structure de l'AMOC supérieure ainsi que le transport méridien de chaleur. Cette influence est très différente selon les réanalyses.

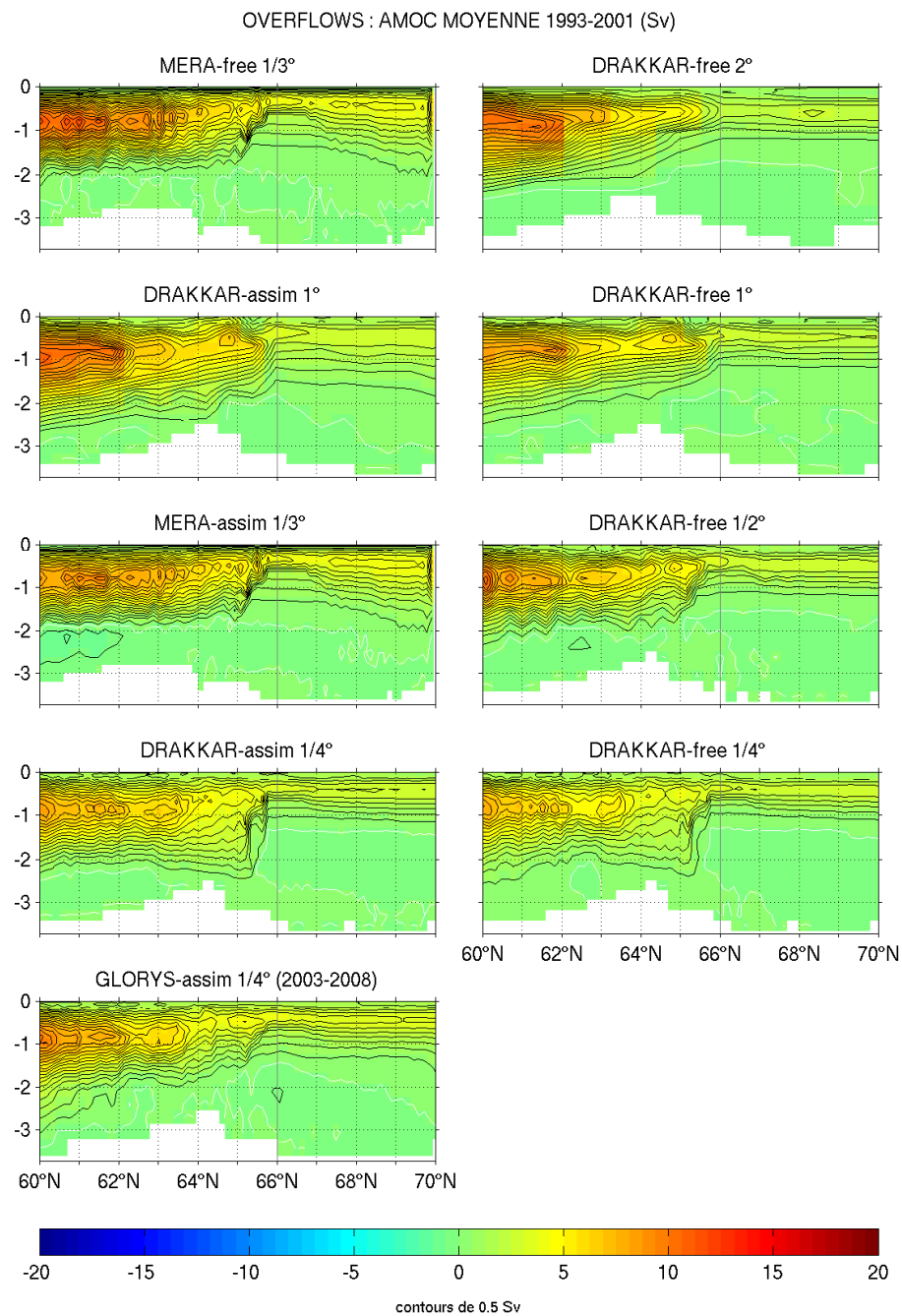


FIGURE 3.5 – Zoom de la fig. 3.1 entre 60°N et 70°N : Apport des overflows, contours noirs de 0.5 Sv, contour blanc pour la valeur 0 Sv.

La réanalyse MERA double l'AMOC à l'équateur par rapport à son homologue libre. Les réanalyses DRAKKAR augmentent l'AMOC de 50% à 10°S.

Au sud de 25°N, les réanalyses MERA et DRAKKAR ne sont pas cohérentes entre elles. Entre 10°S et 20°S, l'AMOC des réanalyses DRAKKAR est supérieure de 20 à 40% à celle de la réanalyse MERA. Par contre, l'AMOC équatoriale de la réanalyse MERA atteint le

double de celle des réanalyses DRAKKAR. Au nord de  $30^{\circ}\text{N}$ , les trois réanalyses semblent converger davantage, bien que l'AMOC de DRAKKAR-assim  $1^{\circ}$  reste 30% supérieure à celle de DRAKKAR-assim  $1/4^{\circ}$  et MERA-assim  $1/3^{\circ}$  entre  $45^{\circ}\text{N}$  et  $60^{\circ}\text{N}$ . L'AMOC de la réanalyse GLORYS  $1/4^{\circ}$  est cohérente avec l'AMOC des réanalyses DRAKKAR entre  $20^{\circ}\text{S}$  et  $5^{\circ}\text{S}$  (environ 20 Sv). Elle est cohérente avec l'AMOC de la réanalyse MERA au nord de  $6^{\circ}\text{N}$  (23 Sv à  $6^{\circ}\text{N}$ , puis affaiblissement de l'AMOC vers le nord).

Dans MERA-assim  $1/3^{\circ}$ , le maximum de l'AMOC est déplacé vers le sud, l'AMOC atteint la valeur de 25.5 Sv à 1000m à l'équateur, contre seulement 12 Sv au même endroit pour son homologue non contraint par l'assimilation de données (figs. 3.1 et 3.4). *Tranchant* (2009) obtient un transport atteignant 34 Sv à l'équateur avec la réanalyse GLORYS, sur la période 2002-2007. Mes calculs fournissent une AMOC de 37 Sv à  $2^{\circ}\text{N}$  et 1400m dans cette réanalyse sur la période 2003-2008. Cette anomalie d'AMOC à l'équateur est donc beaucoup plus marquée dans GLORYS que dans MERA. La décomposition de l'AMOC montre que la composante barotrope est certes un peu plus forte à l'équateur dans MERA-assim que dans MERA-free, mais ceci ne suffit pas à expliquer la très forte AMOC équatoriale de cette réanalyse. Ce sont donc les composantes géostrophique et agéostrophique baroclines qui semblent être responsables de la structure non réaliste de l'AMOC équatoriale dans MERA-assim. Par contre, dans la réanalyse GLORYS, la composante barotrope est fortement intensifiée à  $2^{\circ}\text{N}$  (30 Sv). Il semblerait donc que l'intensification de l'AMOC au voisinage de l'équateur n'ait pas la même origine dans les réanalyses MERA et GLORYS. La composante géostrophique n'étant pas définie au voisinage de l'équateur, l'origine de la déformation de l'AMOC équatoriale de ces réanalyses ne peut pas être précisée davantage.

Les réanalyses DRAKKAR se distinguent de leurs homologues libres par l'existence de deux cellules d'overtuning supérieures, l'une centrée à  $30^{\circ}\text{N}$ - $40^{\circ}\text{N}$  comme leurs équivalents non contraints (bien que légèrement décalée vers le nord pour la réanalyse à  $1^{\circ}$ ), l'autre centrée à  $10^{\circ}\text{S}$ . La cellule supérieure scindée en deux est une caractéristique robuste des réanalyses DRAKKAR. Cette caractéristique semble indépendante du système d'assimilation utilisé (séquentiel ou variationnel). *Tranchant* (2009) a déjà souligné cette caractéristique dans les deux réanalyses ORCA2-SAM2 (Réanalyse ORCA2 avec Système d'Assimilation MERCATOR avec méthode séquentielle) et ORCA2-SAM3 (Réanalyse ORCA2 avec Système d'Assimilation MERCATOR avec méthode variationnelle).

La décomposition de l'AMOC montre que la composante géostrophique barocline, fortement intensifiée dans les réanalyses DRAKKAR entre  $20^{\circ}\text{S}$  et  $5^{\circ}\text{S}$ , est responsable de l'apparition de cette deuxième cellule d'overtuning. Il semble donc que l'assimilation de données dans DRAKKAR (schéma d'assimilation S(T)) renforce les gradients de densité zonaux entre  $20^{\circ}\text{S}$  et  $5^{\circ}\text{S}$ .

La valeur moyenne et la structure méridienne de la composante agéostrophique barocline de la cellule Atlantique n'est pas affectée par l'assimilation de données. En effet, l'assimilation de données, de par les variables assimilées (température, salinité, SSH), affecte principalement les champs géostrophiques.

Les réanalyses présentent une anomalie de l'AMOC à  $42^{\circ}\text{N}$  (fig. 3.1). Cette anomalie est plus marquée dans les réanalyses MERA  $1/3^{\circ}$  et GLORYS  $1/4^{\circ}$  (où elle se propage jusqu'à 5000m), mais elle est présente aussi dans la réanalyse DRAKKAR  $1/4^{\circ}$ .

Dans les réanalyses, la structure méridienne du MHT suit les mêmes variations méridiennes que l'AMOC à 1000m (fig. 3.4). Ainsi le transport de chaleur est augmenté dans les réanalyses DRAKKAR à 5°S (0.84 PW) et à 36°N (0.96 et 1.17 PW) ainsi que dans les réanalyses MERA et GLORYS à l'équateur (1.2 et 1.4 PW).

L'assimilation de données influence également la structure de l'AMOC inférieure. Dans MERA-assim, les eaux NADW circulent vers le sud à des profondeurs atteignant 5000m. La profondeur des eaux NADW varie très fortement au cours de leur transport vers le sud, ce qui n'est pas réaliste. La cellule inférieure est presque inexistante. Seules deux cellules de recirculation, situées entre 4000 et 5000m et centrées à 10°S et 3°N, atteignent respectivement des valeurs de -4 et -7 Sv. Les eaux froides et denses en provenance de l'océan austral (AABW) et nourrissant la circulation de fond sont très mal représentées. Seule une cellule inférieure réduite de 0.5 à 1 Sv circule entre 26°N et 36°N. Dans les réanalyses DRAKKAR et GLORYS, cette cellule inférieure apparaît plus clairement (-2 Sv). Comme la réanalyse MERA, la réanalyse GLORYS présente également une cellule de recirculation (-6.25 Sv) située entre 3000 et 4500m, centrée à 4°S.

Dans les réanalyses DRAKKAR, l'apport des overflows est peu influencé par l'assimilation de données (fig. 3.5). Il est de 2.5 à 3 Sv à 66°N. Dans les simulations régionales MERA (libre et contrainte), l'apport des overflows à 66°N est plus important (3.75 à 4 Sv) que dans les réanalyses DRAKKAR (2.5 et 3 Sv) et GLORYS (3.25 à 3.5 Sv).

Enfin, les réanalyses augmentent l'AMOC moyenne maximale, cette augmentation, modérée dans les réanalyses DRAKKAR (+ 2 Sv), est beaucoup plus marquée dans la réanalyse MERA (+8 Sv). Les réanalyses de la littérature (GECCO, SODA-POP) présentent aussi une AMOC intensifiée. L'intensification du transport dans les réanalyses est fortement dépendante de la réanalyse et de la latitude (figs. 3.2 et 3.4). Les réanalyses DRAKKAR augmentent l'AMOC moyenne entre 20°S et 0°, la réanalyse DRAKKAR 1/4° augmente l'AMOC moyenne entre 25°N et 40°N, la réanalyse DRAKKAR 1° augmente l'AMOC entre 30°N et 60°N, la réanalyse MERA augmente l'AMOC moyenne entre 20°S et 38°N. Mais les réanalyses DRAKKAR diminuent l'AMOC moyenne entre 0° et 25°N et la réanalyse MERA diminue l'AMOC moyenne au nord de 38°N.

Les résultats des réanalyses étudiées dans ce travail sont peu satisfaisants dans la mesure où l'AMOC de ces réanalyses ne converge pas davantage vers des estimations observationnelles que l'AMOC des simulations libres. En effet la figure 3.6 montre que les réanalyses (représentées par des ronds) ne sont pas plus proches des observations (de la bissectrice) que les simulations libres (représentées par des croix).

### 3.3 Bilan

A l'image de la diversité de l'AMOC estimée à partir d'observations et issue de modèles tirés de la littérature, la diversité de l'AMOC maximale moyenne parmi les neuf simulations étudiées ici est importante. Cette forte dispersion montre l'absence de robustesse des modèles dans la représentation de l'AMOC moyenne.



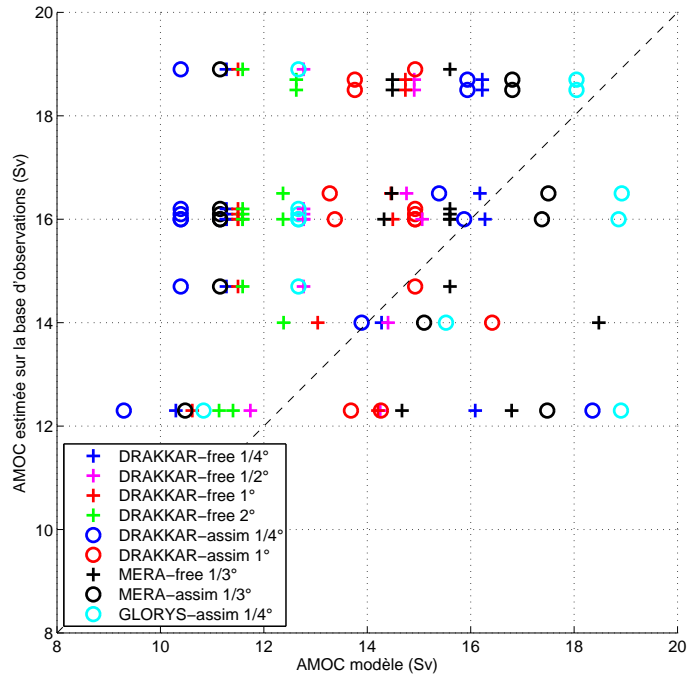


FIGURE 3.6 – Comparaison entre l’AMOC moyenne (Sv) à 1000m des simulations libres (ronds) et des réanalyses (croix) avec des estimations (sur la base d’observations) tirées de la littérature.

La résolution influence l’intensité de l’AMOC ainsi que le transport méridien de chaleur, les modèles moins bien résolus présentent un transport affaibli, l’écart atteint 25% entre une résolution au  $1/4^\circ$  et une résolution au  $2^\circ$ .

La faiblesse de l’AMOC dans les modèles laminaires semble due principalement à un affaiblissement des gradients de densité horizontaux à basse résolution.

L’apport des overflows à  $66^\circ\text{N}$  est plus faible dans les modèles à basse résolution, il est plus fort dans la configuration régionale MERA.

Au nord de  $66^\circ\text{N}$ , l’AMOC des modèles varie peu sur la verticale, signifiant l’absence de plongée d’eaux denses entre  $66^\circ\text{N}$  et  $70^\circ\text{N}$ .

L’assimilation de données influence l’intensité mais aussi la structure de l’AMOC, les modèles contraints par l’assimilation de données semblent renforcer un peu le transport (quoique ceci dépende de la latitude et de la configuration), et déforment fortement la structure de l’AMOC dans les régions équatoriales.

Cette déformation de la structure de l’AMOC est sensible aux différentes méthodes d’assimilation de données : l’assimilation dans MERA et GLORYS intensifie la cellule supérieure et la déplace vers l’équateur, l’assimilation dans DRAKKAR la scinde en deux pour faire apparaître une deuxième cellule supérieure centrée à  $10^\circ\text{S}$ .

La méthode d’assimilation mise en œuvre dans les réanalyses DRAKKAR (*Haines et al.*, 2006) semble être à l’origine de l’apparition de cette seconde cellule via une forte intensification des gradients de densité horizontaux vers  $10^\circ\text{S}$ . Le réalisme de ces gradients de densité intensifiés et du transport méridien associé reste à prouver.

L’influence de l’assimilation de données se fait ressentir sur le transport de chaleur méridien. Les réanalyses DRAKKAR transportent davantage de chaleur vers le nord aux

---

latitudes équatoriales et à 35°N. La réanalyse MERA transporte beaucoup plus de chaleur (transport non réaliste) entre 10°N et 20°N.

Après avoir étudié le transport méridien moyen et la cohérence des différents modèles vis-à-vis de ce transport moyen, je m'intéresse à la façon dont ce transport varie dans le temps. La vitesse méridienne change de signe à la profondeur 1000m. Cette profondeur délimite les eaux de surface qui circulent vers le nord des eaux profondes Nord Atlantique qui circulent vers le sud. La variabilité est donc étudiée à la profondeur 1000m, ce qui revient à étudier la variabilité du flux intégré de 0 à 1000m, ou de la branche supérieure de l'AMOC, celle qui transporte l'essentiel de la chaleur vers le nord (eaux chaudes de surface).



Troisième partie

Variabilité temporelle des  
circulations méridiennes sur  
1993-2001



## Chapitre 4

# Variabilité de l'AMOC : DRAKKAR-free 1/4°

### Sommaire

---

4.1	Etat des connaissances et divergences . . . . .	54
4.2	Méthode d'étude de la variabilité et justification de cette méthode . . . . .	55
4.3	Tendances . . . . .	58
4.3.1	Tendance sur 1970-2004 . . . . .	59
4.3.2	Tendance sur 1993-2001 . . . . .	60
4.4	Variabilité interannuelle . . . . .	63
4.5	Variabilité de la profondeur de la couche d'Ekman . . . . .	68
4.6	Lien entre l'AMOC et le MHT . . . . .	70
4.7	Bilan . . . . .	70

---

## 4.1 Etat des connaissances et divergences

De nombreux auteurs se sont déjà penchés sur la question de l'évolution temporelle de l'AMOC. L'AMOC varie sur des échelles subannuelles à interdécennales (*Bryden et al.*, 2005; *Polyakov et al.*, 2005; *Meinen et al.*, 2006). Aux échelles de temps courtes, la variabilité de l'AMOC est dominée par les variations du vent, induisant des modifications du transport d'Ekman et du flux de retour barotrope associé. Aux échelles de temps plus longues, la variabilité de l'AMOC fait intervenir des processus géostrophiques et met en jeu des ondes telles que les ondes de Rossby ou de Kelvin (*Hirschi et al.*, 2007).

La variabilité de l'AMOC peut être estimée à partir d'observations répétées à certaines latitudes, de modèles inverses, de modèles numériques et de réanalyses. Les conclusions concernant les variations de l'AMOC sont très diverses.

Les observations de *Koltermann et al.* (1999) ne révèlent pas de variation significative de l'AMOC à 24°N entre 1957 et 1992. Seule une intensification du transport apparaît dans leurs résultats au nord de 24°N en 1981. Au contraire, les observations de *Bryden et al.* (2005), fondées sur cinq observations répétées entre 1957 et 2004, suggèrent un affaiblissement de 30% de l'intensité de l'AMOC à 25°N pendant cette période (soit 0.15 Sv/an). Sur la période 2004-2007, aucune tendance significative n'émerge des observations du réseau RAPID à 26.5°N.

Les résultats d'un modèle inverse et de deux réanalyses (*Schott et Brandt*, 2007) ne mettent pas en évidence de tendance significative de l'AMOC sur la période 1993-2000 aux latitudes 45°N-48°N. Cependant *Schott et Brandt* (2007) constatent une augmentation (+3 Sv) entre 1994 et 1997 suivie d'une période d'affaiblissement de l'AMOC entre 1997 et 2001 dans la réanalyse GECCO. La simulation numérique au 1.25° utilisée par *Sime et al.* (2006) ne montre pas de tendance significative. *Wunsch et Heimbach* (2006) calculent un léger affaiblissement ( $-0.19 \pm 0.05$  Sv/an) de l'AMOC à 26°N dans la réanalyse GECCO sur la période 1993-2004.

D'autres auteurs constatent au contraire une augmentation de l'AMOC. *Köhl et Stammer* (2008) constatent une augmentation de l'intensité de l'AMOC sur les 40 dernières années dans la réanalyse GECCO. *Marsh et al.* (2005) utilisent un modèle libre (OCCAM 1/4°) et concluent à une augmentation de l'AMOC à 26°N sur la période 1985-2002. Selon *Wunsch et Heimbach* (2006), le modèle ECCO-GODAE, dans sa version non contrainte par l'assimilation de données, produit aussi une AMOC en augmentation.

Les raisons de cette diversité de résultats sont multiples. Il semble que les observations mettent plus facilement en évidence une tendance significative de l'AMOC que les modèles numériques ou les réanalyses. Mais le suivi RAPID, ainsi que les modèles, montrent des variations instantanées de grande amplitude de l'AMOC, ce qui suggère que les observations discontinues dans le temps (telles que celles utilisées par *Bryden et al.* (2005)) sont sujettes à des phénomènes d'*aliasing* (*Cunningham et al.*, 2007).

Il est difficile de donner une définition claire de ce que les auteurs entendent par « tendance significative » ou « tendance non significative ». A partir de combien de Sv/an peut-on considérer que la tendance à un affaiblissement ou un renforcement du transport est-elle significative? *Wunsch et Heimbach* (2006) considèrent qu'un affaiblissement de

0.19 Sv/an est peu significatif. Pourtant ceci entraîne sur leur période 1993-2004 une diminution du transport de 2.3 Sv, soit environ 15% de l'AMOC moyenne maximale. De plus, même si la période considérée par *Wunsch et Heimbach* (2006) est plus courte que les 50 ans d'observations utilisées par *Bryden et al.* (2005), leur affaiblissement de 0.19 Sv/an est supérieur à l'affaiblissement de 0.15 Sv/an, suggéré par *Bryden et al.* (2005), qui est pourtant qualifié de fort et persistant.

Enfin, la période de suivi de l'AMOC est également un élément important. La variabilité de l'AMOC s'effectue sur plusieurs échelles temporelles. *Baehr et al.* (2008, 2009) suggèrent que plusieurs décennies de mesures sont nécessaires pour affirmer qu'une tendance est statistiquement significative. *Drijfhout et al.* (2008) ont également montré que, compte tenu de la variabilité naturelle de l'AMOC, détecter la tendance climatique persistante, si elle existe, requerrait 70 ans au moins de mesures continues telles que celles du réseau RAPID. Dans les modèles aussi, l'étude de la tendance climatique de l'AMOC requiert une série temporelle de données étendue. *Köhl et al.* (2007) ont montré qu'il était illusoire de vouloir calculer une tendance de l'AMOC dans une réanalyse de 11 ans (GECCO), car les tendances dans une simulation trop courte sont fortement influencées par les artefacts numériques (spin-up) du modèle. La divergence des résultats issus de la littérature provient en partie du fait que la majorité des auteurs étudient l'AMOC sur une période de l'ordre de la décennie, donc beaucoup trop courte pour évaluer une tendance long terme climatique.

Devant une telle diversité de conclusions quand à l'évolution de l'AMOC, je propose d'examiner quelles sont les caractéristiques de la variabilité temporelle de la cellule supérieure de l'AMOC dans notre modèle de référence DRAKKAR-free 1/4°. Je me suis concentrée sur la variabilité de la cellule supérieure, car c'est elle qui participe principalement au transport méridien de chaleur.

## 4.2 Méthode d'étude de la variabilité et justification de cette méthode

L'AMOC  $\psi(y, z, t)$  est une fonction dépendant de la profondeur, de la latitude et du temps. Selon la dimension temporelle, elle peut se décomposer en une valeur moyenne, une tendance long terme et des fluctuations. Je décompose ainsi la fonction de courant d'overtuning<sup>1</sup> :

$$\psi(y, z, t) = \psi_{mean}(y, z) + A(y, z) \cdot (t - t_{mean}) + \psi'(y, z, t) \quad (4.1)$$

$\psi_{mean}(y, z)$  représente l'intensité moyenne de l'AMOC sur la période considérée et a donc déjà été étudiée dans le chapitre 2.  $A(y, z)$  représente la tendance linéaire (Sv/an) référencée au milieu de la série temporelle  $t_{mean}$ .  $\psi'(y, z, t)$  est de moyenne temporelle nulle et représente les anomalies interannuelles de l'AMOC. La dimension temporelle peut donc être étudiée sous différents aspects.

---

1. Auparavant, l'AMOC mensuelle est moyennée sur 12 mois à l'aide d'une moyenne glissante de type *filtre Boxcar*. Ainsi le signal temporel est plus lisse, mais la variabilité saisonnière (dont l'étude ne fait pas partie de mes objectifs) est filtrée.



- La tendance  $A(y, z)$  décrit l'évolution de l'AMOC sur plusieurs années. Elle est estimée d'abord sur la période 1970-2004 pour la simulation DRAKKAR-free 1/4° pour tenter d'établir une comparaison avec les observations hydrographiques pluridécennales, puis sur la période 1993-2001 pour couvrir les 9 ans de période commune à toutes les simulations. Il est important de noter que la significativité géophysique de cette tendance est très difficile à évaluer. En effet ma base de données n'est pas suffisamment étendue temporellement pour prétendre étudier la tendance climatique de l'AMOC. Il est probable que les tendances calculées sur 9 ou 35 ans ne soient en fait que des portions de sinusoides de périodes beaucoup plus longues. La tendance est donc utilisée ici uniquement dans un but de comparaison des modèles, et d'évaluation de l'effet des paramètres numériques des modèles sur cette tendance.

- Les anomalies de l'AMOC  $\psi'(y, z, t)$  décrivent la variabilité interannuelle de l'AMOC. Ces anomalies sont caractérisables par leur phase (persistance des anomalies), par leur intensité maximale (amplitude de la variabilité) et par leur écart-type  $\sigma(\psi')$ . Les différences inter-modèles en matière de variabilité interannuelle seront donc évaluées sur la base de ces trois indicateurs.

La figure 4.1 illustre cette décomposition temporelle de l'AMOC dans la simulation DRAKKAR-free 1/4° à la latitude 26°N et à la profondeur 1000m, i.e.  $\psi(26^\circ N, 1000m, t)$ .

Pour étudier la variabilité de l'AMOC dans DRAKKAR-free 1/4° (ainsi que pour comparer cette variabilité entre les différents modèles), j'utilise donc les indicateurs « tendance » et « anomalies » à la profondeur 1000m. Je suppose donc d'une part que le maximum de l'AMOC est toujours situé à une profondeur voisine de 1000m, et d'autre part que la profondeur du maximum de l'AMOC est globalement invariante parmi les différentes simulations.

Le lissage sur 12 mois permet de limiter les fluctuations temporelles du maximum de l'AMOC. Dans DRAKKAR-free 1/4°, sur la période 1993-2001, la profondeur du maximum de l'AMOC lissée oscille entre deux valeurs (correspondant à deux niveaux contigus) : 920m et 1060m (fig. 4.2).

Mais supposer que le transport méridien de volume vers le nord s'effectue exactement dans les 1000 premiers mètres quelle que soit la simulation est plus polémique. La figure 4.2 indique à quelle profondeur le maximum de l'AMOC (entre 25°N et 60°N) est atteint dans chaque simulation. Cette profondeur peut varier sur deux voire trois niveaux entre 1993 et 2001. La simulation libre DRAKKAR-free 1/4° et les réanalyses montrent la plus grande variabilité. De plus, la profondeur moyenne du maximum de l'AMOC est en fait relativement variable selon les simulations. Dans les simulations libres DRAKKAR 1/2° et 1°, et dans une moindre mesure 2°, le transport méridien de masse semble être davantage confiné en surface (800m pour DRAKKAR-free 1/2° et 1°, 920m pour DRAKKAR-free 2°) que dans la simulation de référence (1060m). Au contraire dans la réanalyse MERA, ce transport semble s'opérer sur une couche plus épaisse (1120m).

Enfin, ce maximum de l'AMOC est souvent diagnostiqué à la latitude 36°N et pourrait résulter d'un problème de calcul numérique dû au détroit de Gibraltar (DRAKKAR-free 1/2° en 1995-1996, DRAKKAR-free 2° en 1998-2000, DRAKKAR-assim 1/4°, MERA-assim 1/3°). La structure spatiale de l'AMOC moyenne est aussi très variable selon les modèles (chapitre 3), notamment parmi les réanalyses qui déplacent le maximum de l'AMOC vers

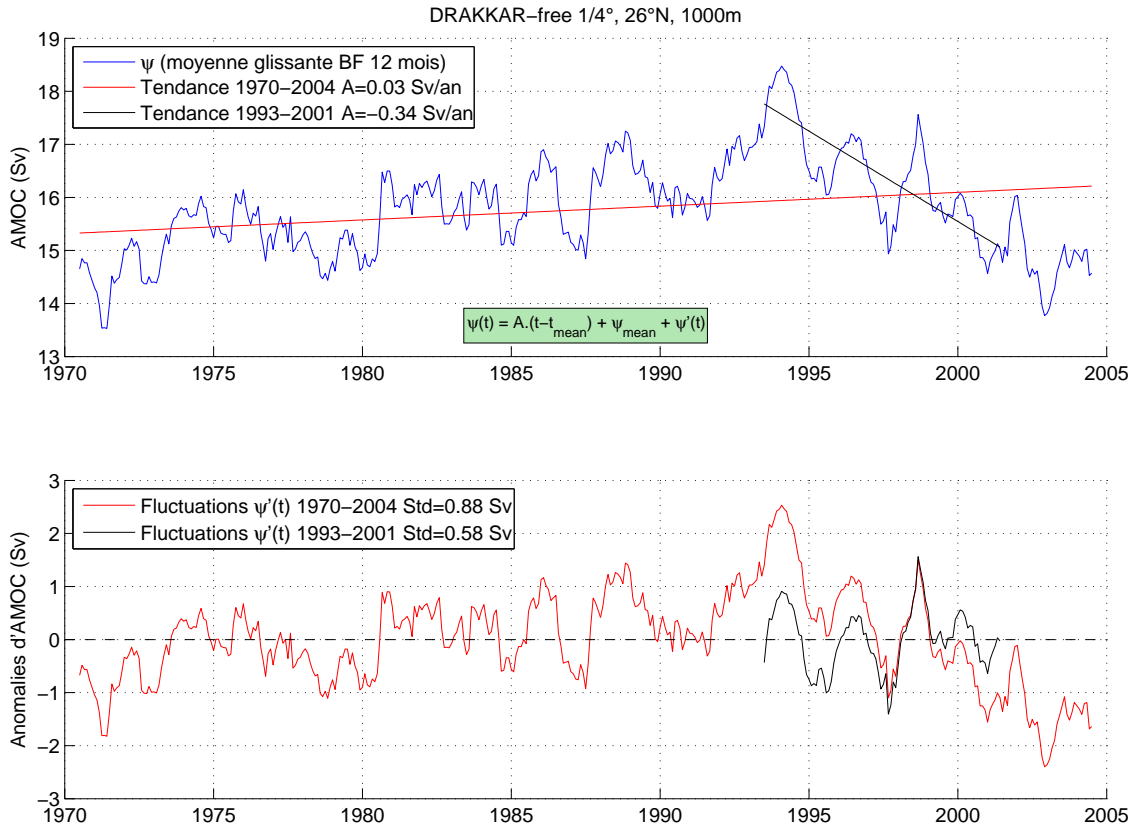


FIGURE 4.1 – Décomposition temporelle de l'AMOC dans DRAKKAR-free 1/4° à 1000m et 26°N.

les basses latitudes. Ainsi cette fourchette 25°N-60°N n'est pas toujours adaptée.

Sur la période commune aux huit simulations DRAKKAR et MERA, j'ai évalué l'écart relatif entre l'AMOC à 1000m et l'AMOC à la profondeur où elle est maximale (fig. 4.3). Parmi les simulations libres, cet écart est globalement inférieur à 1% entre les latitudes 15°N et 50°N, avec des maxima locaux (1.7%) à 18°N pour MERA 1/3° et à 30°N pour DRAKKAR 1°. Parmi les réanalyses, cet écart est légèrement plus élevé. Entre 15°N et 60°N, l'écart est inférieur à 2% pour les réanalyses MERA et DRAKKAR 1/4°. Il atteint 5% à 15°N et 3 à 4% entre 33°N et 43°N pour la réanalyse DRAKKAR 1°. De manière générale, ces faibles écarts légitiment le choix de se positionner à une profondeur de 1000m pour étudier la variabilité de l'AMOC dans ces simulations. Ce choix permet également de fixer une profondeur de référence dans la multidimensionnalité de ma base de données. C'est donc l'évolution de l'AMOC à 1000m<sup>2</sup> et à latitude fixée qui sera présentée et discutée dans ce travail.

2. En réalité la profondeur de référence est « proche de 1000m » car la discrétisation de la profondeur ne permet pas d'accéder à la valeur exacte de l'AMOC à 1000m. Ainsi pour toutes les simulations DRAKKAR, c'est en fait le niveau 1060m qui est pris comme référence (960m pour MERA et 980m pour GLORYS).

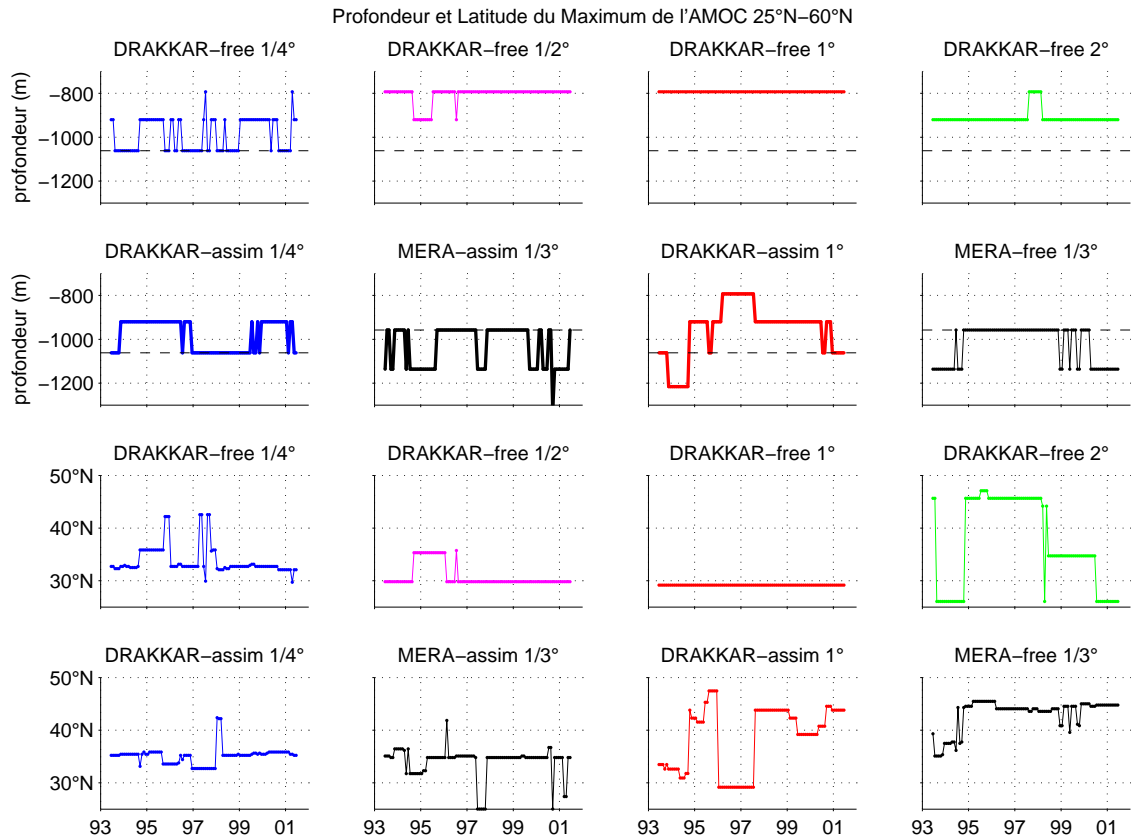


FIGURE 4.2 – Profondeur (lignes 1 et 2) et latitude (lignes 3 et 4) du maximum de l'AMOC dans la zone 25°N-60°N entre 1993 et 2001 pour les modèles DRAKKAR et MERA. La profondeur choisie comme référence 1000m est indiquée par une ligne brisée.

### 4.3 Tendances

Comme souligné dans le paragraphe 4.1, l'étude des tendances de l'AMOC se heurte à deux difficultés principales.

Premièrement, il est délicat de déterminer à partir de quel taux une tendance peut être considérée comme étant significative et donc comparable de manière pertinente entre les différentes réalisations. Il est délicat de définir ce qu'est une tendance significative vis-à-vis du climat et de son spectre. Pour apporter un premier élément de rationalisation, les tendances seront présentées sous deux formes : les tendances absolues exprimées en Sv/an et les tendances relatives (divisées par la valeur moyenne de l'AMOC) exprimées en %/an.

Deuxièmement, les tendances peuvent être très variables selon la période temporelle prise en compte, comme l'illustre la figure 4.1. L'AMOC est par nature un signal possédant de fortes variations autour de sa moyenne. Une tendance négligeable sur 10 ans peut se séparer en une forte intensification sur 5 ans suivie d'un fort affaiblissement, ce qui rend mes résultats difficilement comparables avec la littérature. La série temporelle relative-

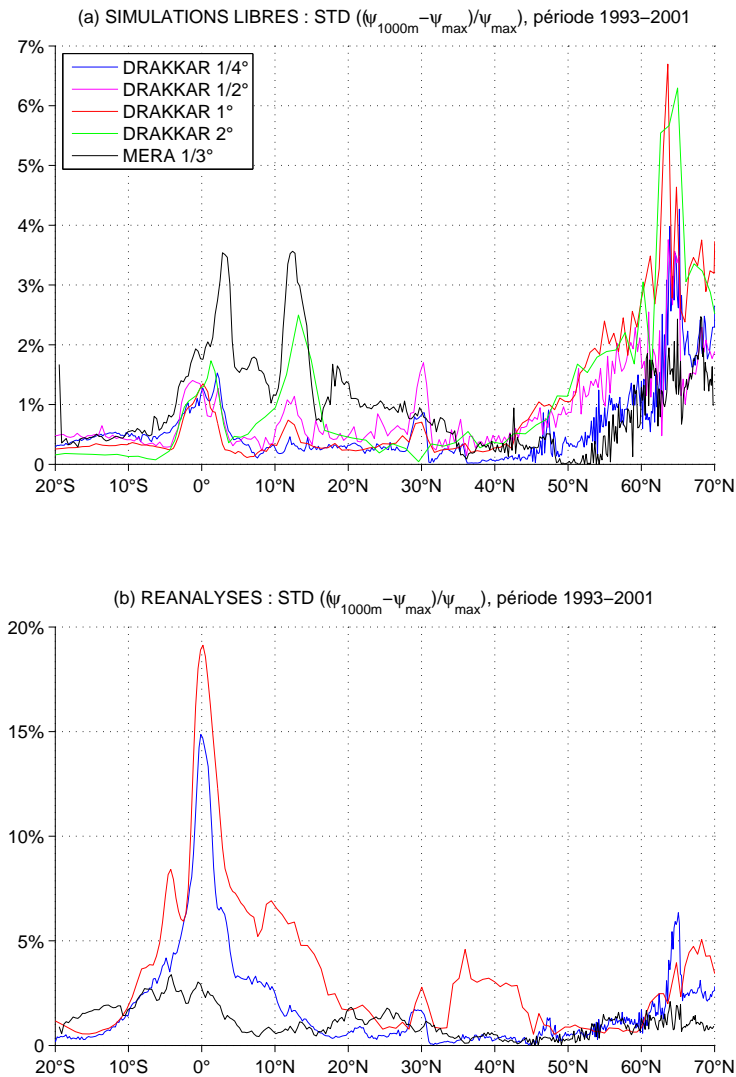


FIGURE 4.3 – Ecart-type (sur la période 1993-2001) de l'écart relatif entre l'AMOC à 1000m et l'AMOC maximale, en fonction de la latitude, pour chaque simulation libre (a) et réanalyse (b).

ment courte (9 ans) ne permet pas de définir le seuil de significativité géophysique d'une tendance. La priorité de ce travail est donc accordée à la quantification de la robustesse des tendances affichées face aux variations des paramètres numériques des modèles.

#### 4.3.1 Tendance sur 1970-2004

La tendance de DRAKKAR-free 1/4° sur la période 1970-2004 est positive au sud de 45°N et négative au nord de 45°N (fig. 4.4). La limite entre gyres subpolaire et subtropical semble délimiter deux zones de tendances de l'AMOC opposées. Entre 20°S et 60°N, la tendance en valeur absolue est inférieure à 0.05 Sv/an, soit 0.2%/an. Elle atteint 1%/an entre 65°N et 70°N (dans ces régions de fortes transformations de masses d'eau, il devient

délicat d'étudier les variations de l'AMOC.

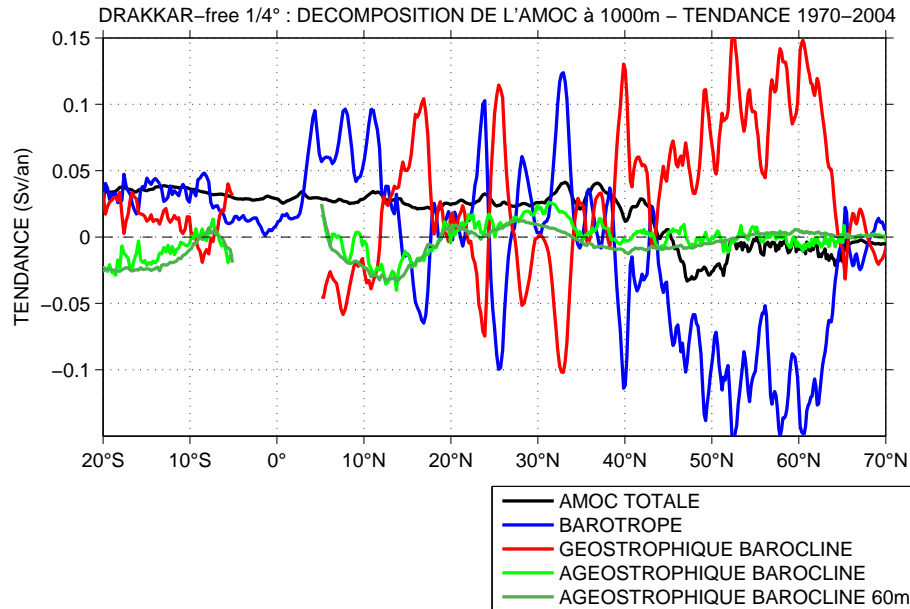


FIGURE 4.4 – Tendance de l'AMOC totale et de ses composantes à 1000m (Sv/an) relative à la période 1970-2004 dans la simulation DRAKKAR-free 1/4°, estimée aux différentes latitudes.

Ainsi la tendance sur 1970-2004 est relativement faible. La décomposition de l'AMOC en composantes barotrope, géostrophique barocline et agéostrophique barocline montre que les tendances des composantes barotrope et géostrophique barocline sont en fait plus importantes (atteignant des valeurs de  $\pm 0.15$  Sv/an). Elles présentent de fortes variations méridiennes et se compensent à chaque latitude.

A la latitude 25°N, *Bryden et al.* (2005) suggèrent un affaiblissement de l'AMOC de 30% entre 1957 et 2004, ce qui n'est pas observé dans la simulation DRAKKAR-free 1/4° (du moins sur la période 1970-2004 où la tendance est légèrement positive). L'amplitude des anomalies sur la période 1970-2004 atteint  $\pm 2$  Sv (fig. 4.1). Ceci suggère que les résultats de *Bryden et al.* (2005), qui utilisent des sections synoptiques, sont sujets à des phénomènes d'*aliasing*.

#### 4.3.2 Tendance sur 1993-2001

Sur la période 1993-2001, la tendance de la simulation libre au 1/4° DRAKKAR est plus marquée que sur la période 1970-2004. Au sud de 60°N, l'AMOC à 1000m diminue au cours des années 1993-2001, la circulation d'overtopping s'affaiblit au rythme de 0.3 Sv/an environ, soit 2%/an. Ce ralentissement est légèrement plus fort que celui suggéré par *Wunsch et Heimbach* (2006) ( $-0.19 \pm 0.05$  Sv/an) dans la réanalyse GECCO 1° sur cette même période à la latitude 26°N. Cette tendance est relativement dépendante de la latitude (fig. 4.5). L'AMOC s'affaiblit à toutes les latitudes comprises entre 20°S et 60°N, mais à des rythmes variables selon la latitude. Ainsi, l'affaiblissement de l'AMOC

est inférieur à 0.2 Sv/an (1%/an) au sud de 10°N, il s'intensifie entre 10°N et 45°N pour atteindre 0.45 Sv/an à 45°N (soit 3%/an), en passant par un palier à 0.3 Sv/an (2%/an) à 15°N-35°N.

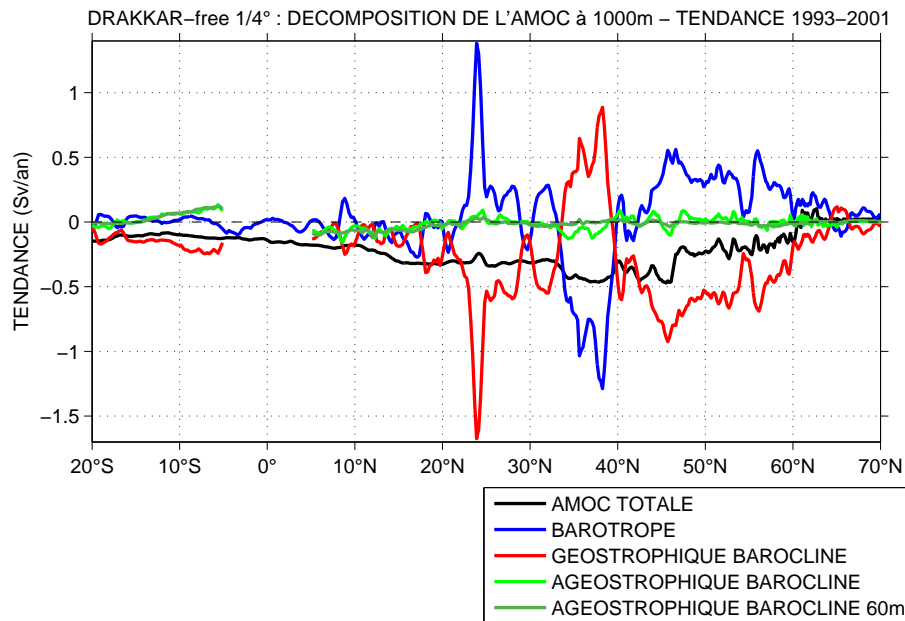


FIGURE 4.5 – Tendances de l'AMOC totale et de ses composantes à 1000m (Sv/an) relative à la période 1993-2001 dans la simulation DRAKKAR-free 1/4°, estimée aux différentes latitudes. L'échelle de l'axe des tendances est différente de celle de la figure 4.4.

A toutes les latitudes, la tendance au ralentissement de l'AMOC observée sur la période 1993-2001 dans DRAKKAR-free 1/4° est pilotée par la somme des composantes géostrophique barocline et barotrope. La composante agéostrophique barocline (transport méridien d'Ekman associé à des « résidus ») ne montre qu'une légère tendance positive entre 15°S et 5°S (0.1 Sv/an) et négative entre 5°N et 15°N (-0.1 Sv/an).

La tendance barotrope et la tendance géostrophique barocline sont de signes opposés. A de nombreuses latitudes, elles se compensent partiellement. La tendance géostrophique barocline contribue fortement au ralentissement de l'AMOC aux latitudes 20°N-33°N et 40°N-60°N, suggérant un affaiblissement des gradients de densité zonaux à ces latitudes entre 1993 et 2001. Dans le gyre subpolaire, le ralentissement de l'AMOC géostrophique barocline de DRAKKAR-free 1/4° sur la période 1993-2001 est cohérent avec l'affaiblissement de la circulation du gyre subpolaire et l'aplatissement des isopycnes associé durant les années 1990 suggérés par *Häkkinen et Rhines* (2004).

Entre 33°N et 40°N, la tendance barotrope devient négative et la tendance géostrophique barocline devient positive. C'est donc la tendance barotrope qui explique le ralentissement de l'AMOC à ces latitudes. Cependant, la simulation DRAKKAR-free 1/4° ne montre pas d'affaiblissement du transport aux détroits Floride-Cuba ou Floride-Bahamas sur la période 1993-2001. Au contraire, les transports à travers ces deux détroits augmentent

de 1993 à 1996 puis diminuent de 1996 à 2001 pour revenir à des valeurs légèrement supérieures à celles de 1993. Ainsi sur la période 1993-2001, le transport à travers le détroit Floride-Cuba augmente de 28.8 Sv à 30 Sv et le transport à travers le détroit Floride-Bahamas augmente de 27.5 Sv à 28.5 Sv. Mais le transport à travers ces détroits montre une forte variabilité interannuelle, ce qui rend difficile l'évaluation d'une éventuelle tendance. Les différentes simulations réalisées au LEGI par l'équipe MEOM montrent une très grande sensibilité du transport à travers ces détroits quand on modifie légèrement les paramètres des modèles. Rien ne confirme que l'affaiblissement du transport barotrope soit dû à des changements dans les courants de bords ouest. L'évolution de la fonction de courant barotrope sur la période 1993-2001 n'explique pas davantage l'origine de cet affaiblissement de la composante barotrope.

L'affaiblissement de l'AMOC entre 10°N et 45°N dans la simulation libre DRAKKAR-free 1/4° suggère un ralentissement de la convection pendant la période 1993-2001. En effet, l'étude de la profondeur de la couche de mélange en Mer du Labrador dans DRAKKAR-free 1/4° montre que l'épaisseur de la couche de mélange diminue et que son extension horizontale se réduit entre 1993 et 2001. Selon *Yashayaev et Loder* (2009), une anomalie négative de production d'eaux denses dans la Mer du Labrador le long de la section Ar7W, associée à une élévation de la température<sup>3</sup> des masses d'eau comprises entre 500 et 2000m, suggère un ralentissement de la convection en Mer du Labrador durant cette période. Dans leur étude, cet événement est encadré par deux événements de forte convection en 1987-1994 et en 2000-2003. L'évolution de la température à cette section dans DRAKKAR-free 1/4° montre également un refroidissement progressif entre 1983 et 1993, puis un réchauffement entre 1993 et 2001. Ce réchauffement est d'environ +0.7° dans la zone 500-2000m sur la période 1993-2001. *Marsh et al.* (2005) ont également constaté une augmentation de l'AMOC associée à l'épisode de forte convection en 1989-1995 dans la simulation OCCAM 1/4°. Ceci suggère que la tendance de l'AMOC sur la période de ralentissement de la convection (1993-2000) n'est pas représentative de la tendance sur une période plus longue, ce qui est en effet confirmé par la tendance 1970-2004 (section 4.3.1).

En 1998 s'est initié un affaiblissement de la cellule supérieure de l'AMOC, accompagné d'un renforcement de la cellule inférieure (non montré). Cette situation perdure jusqu'en 2001 (fin de ma période d'investigation) et a déjà été évoqué par *Wunsch et Heimbach* (2006) dans la réanalyse GECCO sur la période 1992-2004.

La tendance de l'AMOC de DRAKKAR-free 1/4° est cohérente avec le ralentissement suggéré par *Bryden et al.* (2005) sur la période 1993-2001. La réanalyse GECCO (*Wunsch et Heimbach*, 2006) est également cohérente avec les observations de *Bryden et al.* (2005) sur la période 1992-2004. Mais ces cohérences sont peut être fortuites, car le problème d'un possible *aliasing* des données de *Bryden et al.* (2005) se pose. D'ailleurs, sur une période plus longue (1970-2004), DRAKKAR-free 1/4° est en désaccord avec le ralentissement proposé par *Bryden et al.* (2005). Cette section illustre donc la difficulté d'évaluer la pertinence d'une tendance, en lien avec la longueur de la série temporelle prise en compte, déjà évoquée dans de nombreuses études (*Baehr et al.*, 2004; *Biastoch et al.*, 2008; *Drijfhout et al.*, 2008).

3. + 0.3° entre 1994 et 2000 à 1500m : voir leur fig. 2.

## 4.4 Variabilité interannuelle

La variabilité interannuelle de l'AMOC dans DRAKKAR-free 1/4° sur la période 1993-2001 est évaluée en termes de phase et intensité des anomalies d'AMOC.

Les diagrammes de Hovmüller latitude/temps (fig. 4.6) et profondeur/temps (fig. 4.7) des anomalies d'AMOC mettent en évidence des anomalies positives et négatives de l'AMOC se succédant sur la période 1993-2001.

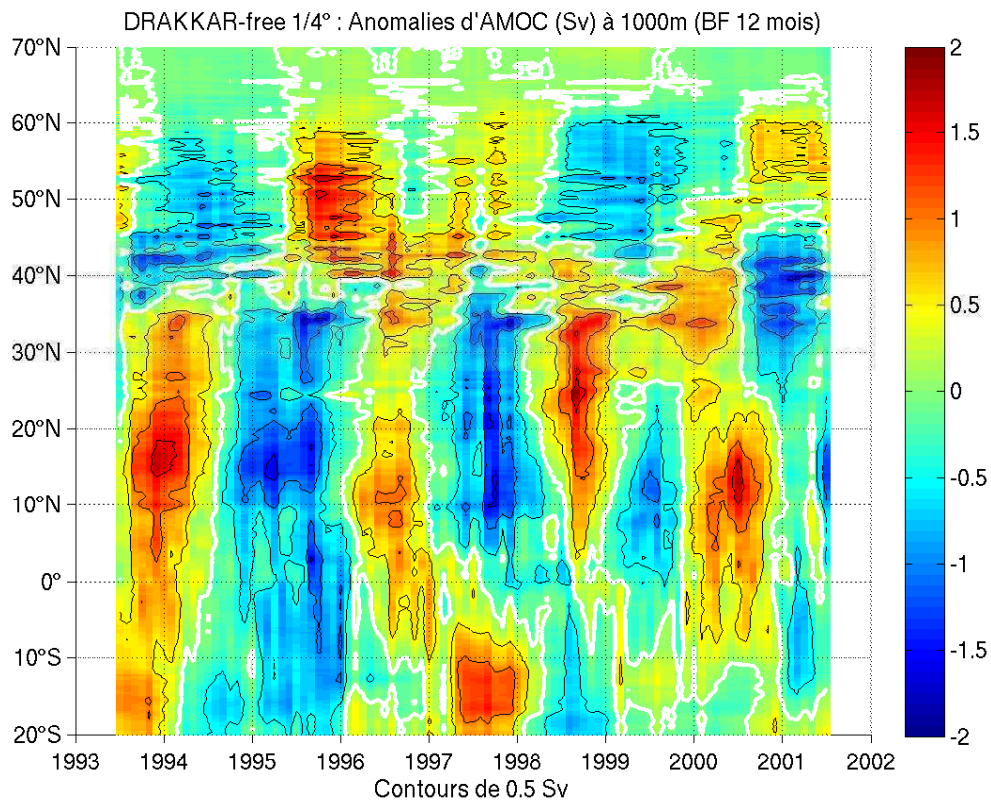


FIGURE 4.6 – Anomalies (corrigées des tendances) de l'AMOC à 1000m dans la simulation libre DRAKKAR-free 1/4° (Sv).

Au sud de 40°N, les anomalies positives de l'AMOC à 1000m sont centrées sur début 1994, sur 1996-1997, sur fin 1998 et sur 2000, en alternance avec des anomalies négatives centrées sur 1995, fin 1997, 1999, début 2001 (fig. 4.6). L'amplitude maximale de ces anomalies atteint 1.5 Sv, soit environ 10% du signal moyen. La latitude 40°N (détachement du Gulf Stream) semble délimiter deux régions où les anomalies sont en opposition de phase. Les anomalies initiées au nord de 40°N semblent visibles un an plus tard au sud de 40°N. Köhl et Stammer (2008) observent les mêmes anomalies (mais relatives à la période 1962-2001) dans la réanalyse GECCO : phase et intensité comparables, même « frontière » (mais à 48°N) délimitant des anomalies de signes opposés. Ils évoquent un principe d'ajustement de l'océan à des variations du forçage aux hautes latitudes. Sur la période 1960-2000, Getzlaff et al. (2005) détectent des anomalies, d'une durée de 5 ans ou



plus, se propageant vers le sud. Sur la période considérée ici (1993-2001), affirmer que les anomalies initiées au nord de 40°N se propagent effectivement vers le sud me semble peu pertinent. On « pourrait » en effet supposer que l'anomalie positive initiée à 50°N fin 1995 se retrouve à 24°N en 1998 et 13°N en 2000. Sa vitesse de propagation « serait » alors de 2.8 cm/s, ce qui apparaît cohérent avec la vitesse de propagation déduite par *Getzlaff et al.* (2005) dans un modèle au 1/3° (3 cm/s). Signalons également que l'anomalie positive de 1993 semble se propager très rapidement vers le nord et parcourt 50° en 6 mois, soit une vitesse de 30 cm/s.

Une forte anomalie positive (1.5 Sv) est décelable à 50°N fin 1995 (fig. 4.6). Dans un modèle au 1/3°, *Böning et al.* (2006) mettent en évidence une forte anomalie positive centrée sur 1996 (mais par rapport à une série temporelle couvrant la période 1960 à 2000) présente à toutes les latitudes et augmentant vers le nord (de 0.5 Sv à 15°N à 1.5 Sv à 45°N).

Ces anomalies sont relativement cohérentes sur la verticale (fig. 4.7), ce qui contribue à légitimer le choix de se positionner à une profondeur de référence de 1000m pour étudier les variations de l'AMOC. A 26°N, 36°N et 48°N, on observe une succession d'anomalies d'extension verticale 4000 à 5000m et d'une durée de 1 à 2 ans. A 26°N, les anomalies sont maximales à 1000m. A 36°N et 48°N, les maxima de ces anomalies sont atteints à plus grande profondeur (2000 à 3000m).

L'écart-type des anomalies de l'AMOC à 1000m ( $\sigma(\psi')$ ) est compris entre 0.5 et 0.7 Sv (fig. 4.8), soit 3 à 4% de la valeur moyenne de l'AMOC entre 20°S et 55°N. Des pics locaux (0.8-0.9 Sv, soit 5% de la valeur moyenne) sont atteints à 15°N et 34°N. L'écart-type des anomalies interannuelles diminue au nord de 55°N jusqu'à une valeur de 0.1 Sv à 65°N-70°N. A 43°N, l'écart-type des anomalies interannuelles de DRAKKAR-free 1/4° est plus faible (0.6 Sv) que celui des réanalyses de *Schott et Brandt* (2007) (1.2 Sv pour GECCO sur la période 1993-2004, 0.9 Sv pour SODA-POP sur la période 1958-2001) et de *Köhl et Stammer* (2008) (1 Sv pour GECCO sur la période 1952-2001). A 40°N, la variabilité interannuelle de l'AMOC de DRAKKAR-free 1/4° est également plus faible que celle d'un modèle couplé océan-atmosphère intégré sur 1000 ans (1.8 Sv) (*Zhang*, 2008).

Sur la période 1993-2001, l'AMOC de DRAKKAR-free 1/4° à 1000m présente donc des anomalies d'une durée comprise entre 1 et 2 ans et d'amplitude  $\pm 1.5$  Sv, soit environ 10% de leur valeur moyenne. La décomposition de l'AMOC permet de caractériser la variabilité interannuelle de chacune des composantes dynamiques de l'AMOC.

Dans DRAKKAR-free 1/4°, chacune des deux composantes barotrope  $\psi_{bt}$  et géostrophique barocline  $\psi_{g,bc}$  prise individuellement présente une forte variabilité interannuelle à 1000m (fig. 4.8). De nombreuses anomalies positives et négatives alternées, d'une durée de 1 à 2 ans, sont réparties entre les latitudes 15°N et 55°N (non montré). Il n'y a pas de déplacement méridien notable de ces anomalies au cours du temps. Chacune de ces anomalies a une extension méridienne d'environ 2 à 5°. Ces anomalies barotrope et géostrophique barocline sont beaucoup plus fortes que les anomalies de l'AMOC totale. Elles atteignent des valeurs de  $\pm 2.5$  Sv dans la bande de latitude 20°N-40°N, et même des pics supérieurs à  $\pm 10$  Sv à 24°N ( $\sigma(\psi'_{g,bc})=3.5$  Sv et  $\sigma(\psi'_{bt})=4$  Sv) et à 35°N-40°N ( $\sigma(\psi'_{g,bc})=\sigma(\psi'_{bt})=3.2$  Sv).

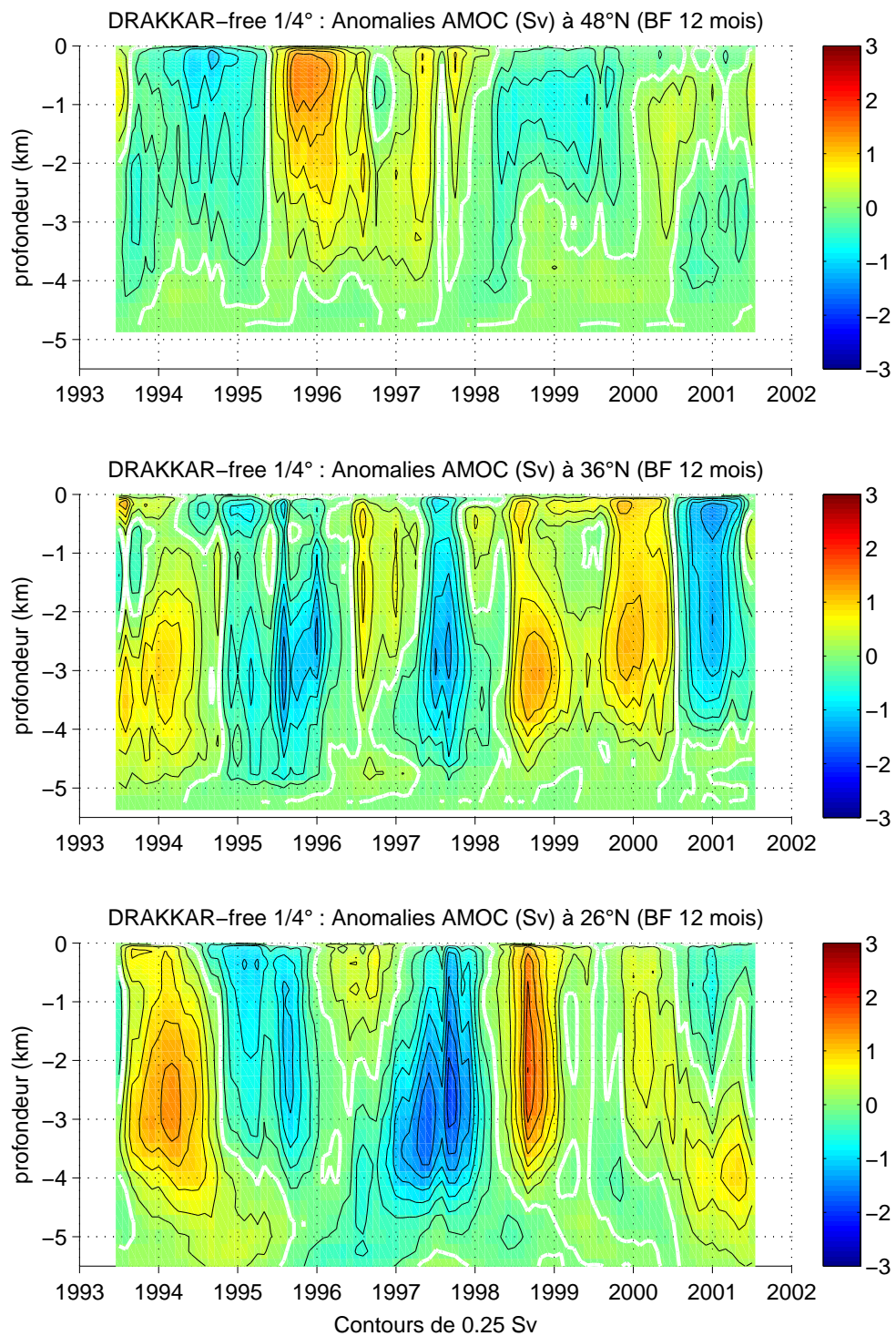


FIGURE 4.7 – Anomalies (corrégées des tendances) de l'AMOC à 26°N, 36°N, 48°N dans la simulation DRAKKAR-free 1/4° (Sv).

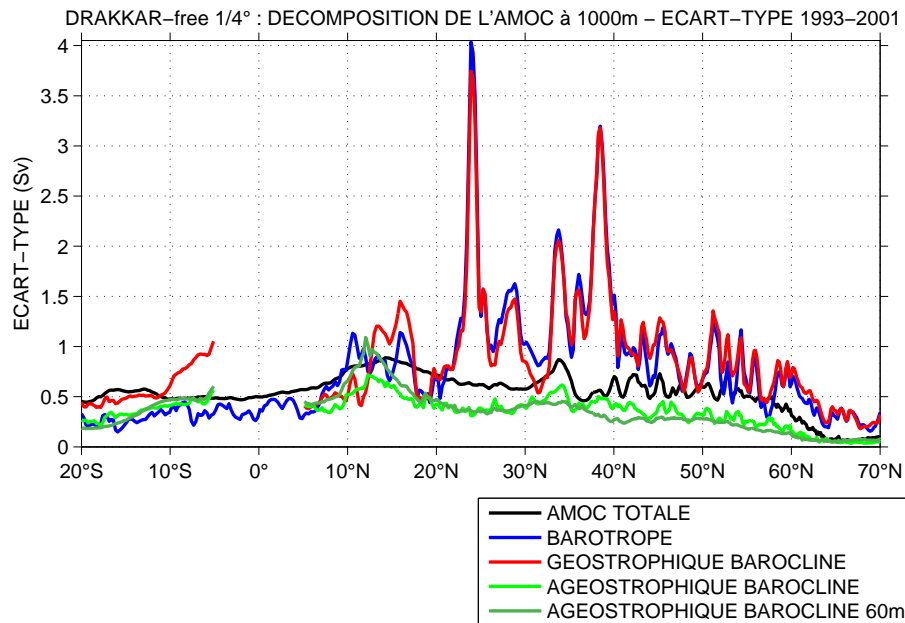


FIGURE 4.8 – Ecart-type des anomalies (corrigees des tendances) de l'AMOC totale et de ses composantes à 1000m relatif à la période 1993-2001 (Sv).

Mais les anomalies de ces deux composantes se compensent partiellement, elles varient en opposition de phase, suggérant un mécanisme de compensation. Cette compensation (partielle) entre les composantes barotrope et géostrophique barocline a déjà été évoquée dans la littérature et semble encore mal comprise.

Selon *Cabanes et al.* (2008), le forçage par le vent est responsable des fortes anomalies géostrophiques baroclines entre 20°N et 30°N et ces anomalies sont compensées par des anomalies barotropes de signe opposé (équilibre entre le gyre barotrope subtropical associé au Gulf Stream circulant en surface et le courant de retour circulant plus en profondeur).

*Cunningham et al.* (2007) suggèrent qu'une anomalie de transport barocline soit compensée par un ajustement barotrope de la circulation méridienne à l'échelle du bassin. Pour vérifier cette hypothèse, *Bryden et al.* (2009) proposent, à l'aide des données du réseau RAPID, d'essayer de prédire l'anomalie de pression de fond qui va compenser exactement une anomalie de transport barocline diagnostiquée dans les mesures des gradients de densité des profils RAPID. A un point de mesure situé sur le bord ouest, cette anomalie de pression de fond prédite est corrélée ( $r=0.62$ ) à la pression de fond effectivement mesurée en ce point. Leurs résultats montrent que ces deux pressions de fond sont comparables et ne présentent pas de décalage temporel apparent. Ils en concluent que la pression de fond à la frontière ouest répond instantanément à des variations locales du transport barocline (dues à des variations de température et de salinité) et les compense.

*Sime et al.* (2006) suggèrent que la corrélation entre les anomalies des composantes barotrope et barocline est importante (fortement négative) aux latitudes où le Gulf Stream est confiné sur le bord ouest. Selon eux, l'explication de ce mécanisme de compensation est à rechercher dans la dynamique de bord ouest. Dans la simulation DRAKKAR-free 1/4°, les composantes barotrope et géostrophique barocline à 1000m sont fortement an-

ticorrélées ( $r=-0.9$ ) entre 25°N et 40°N, i.e. aux latitudes où le Gulf Stream est confiné sur le bord ouest. La corrélation atteint même des valeurs de -0.975 à 24°N et 33°N (non montré). Entre 40°N et 45°N, au point de détachement du Gulf Stream, cette corrélation s'affaiblit. Ainsi la simulation DRAKKAR-free 1/4° semble confirmer la constatation faite par *Sime et al.* (2006).

La décomposition de l'AMOC permet également d'identifier quelles composantes dynamiques dominent la variabilité de l'AMOC à 1000m.

Selon *Lee et Marotzke* (1998), la composante agéostrophique présente une contribution significative à la MOC, autant en termes de moyenne temporelle que de variabilité.

Selon *Cabanes et al.* (2008), la composante d'Ekman domine la variabilité aux échelles 1.5-3 ans au sud de 40°N et la composante géostrophique barocline domine la variabilité aux échelles interannuelles (3-10 ans), et particulièrement dans la région 23-32°N. *Sime et al.* (2006) suggèrent également que la composante barocline domine la variabilité aux échelles interannuelles.

Selon *Hirschi et Marotzke* (2007), la contribution d'Ekman explique la plus grande partie de la variabilité saisonnière, mais la contribution de cisaillement vertical géostrophique montre aussi de la variabilité à des échelles de temps courtes. La variabilité interannuelle est dominée par le cisaillement vertical géostrophique (i.e. les gradients de densité aux bords est et ouest).

La figure 4.9 indique les zones de prédominance de chaque composante en matière de variabilité interannuelle, i.e. les zones où la covariance fractionnelle<sup>4</sup> des anomalies de chacune des composantes est supérieure à 0.5. Par exemple, la covariance fractionnelle de la composante barotrope est définie par :

$$cov_{bt}(y, z) = \frac{\int_{1993}^{2001} \psi'(y, z) \psi'_{bt}(y, z) dt}{\int_{1993}^{2001} (\psi'(y, z))^2 dt} \quad (4.2)$$

Les composantes dominantes de la variabilité interannuelle de l'AMOC de DRAKKAR-free 1/4° se répartissent ainsi :

- en surface (500 à 1000 premiers mètres) et jusqu'à 60°N, la variabilité interannuelle est dominée par la composante agéostrophique barocline ;
- en profondeur, elle est dominée principalement par la composante géostrophique barocline (en accord avec *Köhl et Stammer* (2008)) ;
- la composante barotrope est ponctuellement importante à certaines latitudes (10°N, 26°N, 33°N) correspondant globalement au centre des gyres horizontaux (fig. 2.1).

Ainsi, en accord avec *Hirschi et al.* (2007), la variabilité en surface reflète l'action du vent et la variabilité à 1000m témoigne principalement de variations du champ de densité.

*Cabanes et al.* (2008) a souligné que l'importance relative des trois composantes sur la variabilité de l'AMOC totale (aux échelles 3-10 ans) est très dépendante de la latitude, nos résultats (aux échelles interannuelles) le confirment et même le renforcent.

*Sime et al.* (2006) suggèrent que la composante barotrope domine la variabilité de l'AMOC entre 62°N et 64°N (signature des overflows). DRAKKAR-free 1/4° confirme que la composante barotrope contribue à la variabilité entre 65 et 68°N (légèrement plus au nord

4. La notion de covariance fractionnelle a été définie par *Cabanes et al.* (2008).

que *Sime et al. (2006)*), ce qui correspond en effet à la position des seuils topographiques (66°N).

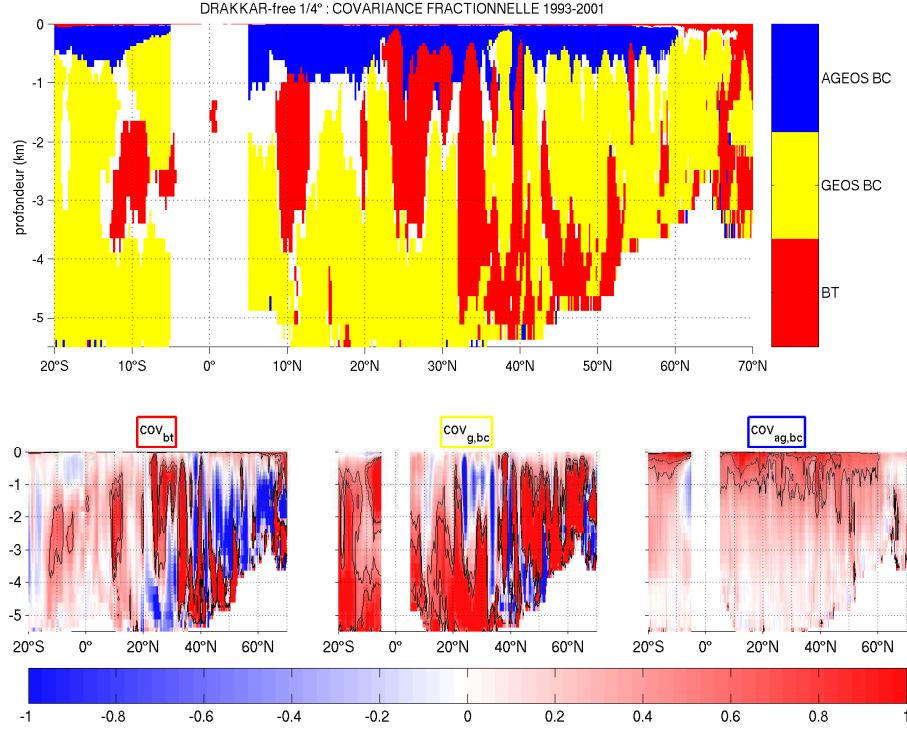


FIGURE 4.9 – Mécanismes dominants de la variabilité interannuelle de l'AMOC : zone de prédominance des composantes. Les panels du bas indiquent les valeurs de covariance fractionnelle pour les trois composantes (contours noirs pour les valeurs 0.5 et 0.7).

## 4.5 Variabilité de la profondeur de la couche d'Ekman

Cette section présente un résultat secondaire de la décomposition. Mon calcul de la composante agéostrophique barocline donne en effet une opportunité d'évaluer la variabilité de la profondeur de la couche d'Ekman. Dans ce but, j'introduis la moyenne méridienne<sup>5</sup> du gradient vertical de  $\psi_{ag,bc}$ , notée  $D_{ek}$  :

$$D_{ek}(z, t) = \frac{\overline{d\psi_{ag-bc}(y, z, t)}}{dz}^{10^\circ N:20^\circ N} \quad (4.3)$$

Cette quantité s'exprime en Sv/m (ou  $m^2/s$ ) et représente l'intégrale zonale de la vitesse agéostrophique barocline  $v_{ag,bc}$ , moyennée méridionalement entre 10°N et 20°N.

Je considère que la base de la couche d'Ekman correspond à la profondeur à partir de laquelle le gradient vertical de l'AMOC agéostrophique est inférieur à 0.03 Sv/m. A cette profondeur, un mètre supplémentaire de la couche d'Ekman n'ajoute que 0.03 Sv

5. Il s'agit de la moyenne entre 10°N et 20°N, région où la contribution d'Ekman est importante.

## GRADIENT VERTICAL DE L'AMOC GEOSTROPHIQUE BAROCLINE (MOYENNE 10°N–20°N)

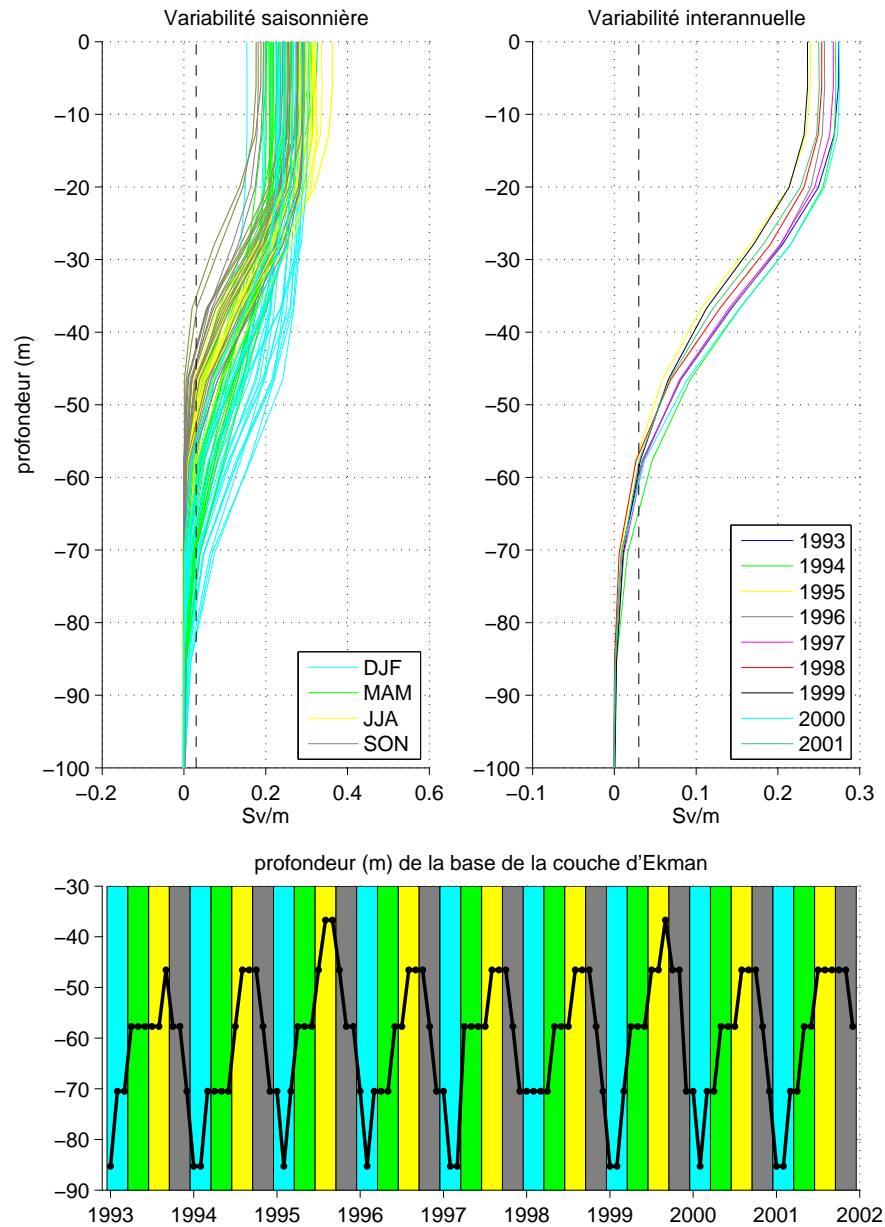


FIGURE 4.10 – DRAKKAR-free  $1/4^\circ$  : Variabilité saisonnière et interannuelle de la profondeur de la couche d'Ekman.

au transport lié à la composante d'Ekman, soit 0.3%. En effet le transport d'Ekman atteint en moyenne environ 10 Sv à ces latitudes (fig. 2.6). Ainsi, l'épaisseur de la couche d'Ekman varie de 40 à 85m environ (fig. 4.10). Ces variations sont avant tout saisonnières. L'épaisseur de la couche d'Ekman ne semble pas varier aux échelles de temps interannuelles sur la période considérée (1993-2001). La couche d'Ekman s'approfondit en automne et en hiver, atteignant des immersions de 85m, et remonte progressivement du printemps (60m) à la fin de l'été (40 à 45m). Ces variations saisonnières notables de l'épaisseur de la

couche d'Ekman remettent en cause l'hypothèse de certains auteurs qui considèrent cette épaisseur constante dans le calcul du transport d'Ekman. Supposer une couche d'Ekman constante dans le temps ne permet pas d'étudier la variabilité subannuelle de la composante d'Ekman de l'AMOC. De plus, les épaisseurs moyennes supposées de 10m (*Sime et al.*, 2006) ou 30m (*Hirschi et Marotzke*, 2007) ne semblent pas réalistes.

## 4.6 Lien entre l'AMOC et le MHT

La cellule supérieure de l'AMOC contribue à équilibrer le bilan radiatif terrestre en assurant un transport de chaleur vers le nord, et ce à toutes les latitudes. Le chapitre 2 a montré que la structure méridienne moyenne du MHT dans DRAKKAR-free 1/4° présente des similarités avec la structure méridienne moyenne de l'AMOC (fig. 2.4). Selon *Wunsch et Heimbach* (2006), la variabilité du transport de chaleur est en effet pilotée principalement par les variations de vitesses méridiennes, davantage que par les variations de température.

La corrélation entre les anomalies de l'AMOC à 1000m et du MHT atteint des valeurs de 0.9 entre 15°N et 40°N (fig. 4.11). Elle présente des variations avec la latitude, elle diminue aux latitudes subpolaires et n'est plus significative au nord de 50°N. Ces résultats sont en accord avec *Biastoch et al.* (2008), qui montrent une forte corrélation entre variabilités de l'AMOC et du MHT en Atlantique Nord aux latitudes subtropicales. Leur corrélation est supérieure à 0.9 entre 10°N et 40°N aux échelles de temps intrasaisonniers à interannuelles, reflétant la structure spatiale unique du transport méridien grande échelle dans l'Atlantique Nord subtropical. Les gradients zonaux de température sont relativement faibles et le transport d'eaux froides vers le sud a lieu bien plus en profondeur que le transport d'eaux chaudes vers le nord. Ainsi l'AMOC (en coordonnées géopotentielle) est très représentative du transport de chaleur dans cette région.

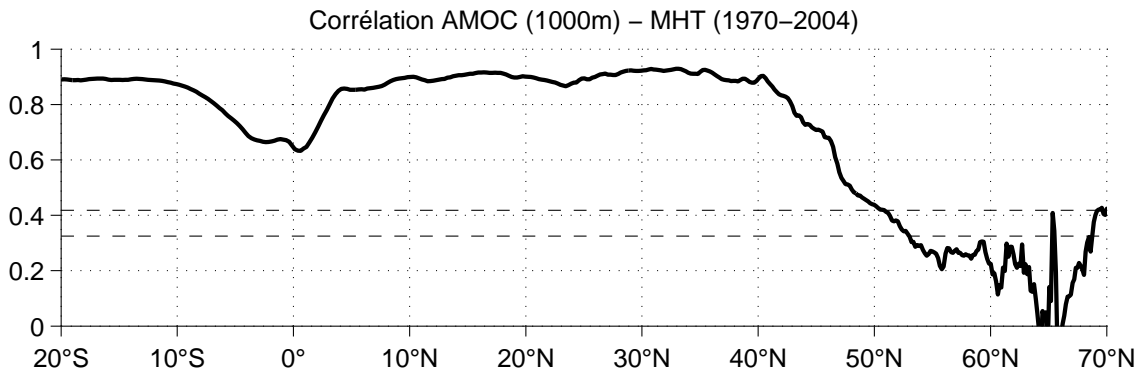


FIGURE 4.11 – Corrélation entre l'AMOC à 1000m et le MHT de DRAKKAR-free 1/4° sur la période 1970-2004. Les corrélations sont calculées à partir de séries temporelles mensuelles brutes. Les seuils de significativité à 95% et 99% sont indiqués par des lignes pointillées, ils ont été estimés en supposant un cycle saisonnier avec autocorrélation à 12 mois.

## 4.7 Bilan

Ce chapitre a montré la difficulté d'étudier les variations temporelles de l'AMOC.

DRAKKAR-free  $1/4^\circ$  ne présente pas de tendance claire sur la période 1970-2004 (+0.05 Sv/an), mais présente une tendance en faveur d'un affaiblissement du transport de la cellule Atlantique sur la période 1993-2001. Ce ralentissement de l'AMOC est associé à un affaiblissement de la convection simulée par DRAKKAR-free  $1/4^\circ$  entre 1993 et 2001. Cette tendance ne peut pas être interprétée comme étant représentative d'une tendance à plus long terme car l'épisode de faible convection de 1993-2001 est précédé et suivi de deux épisodes de forte convection. Le ralentissement de l'AMOC se traduit par un ralentissement de la composante géostrophique, associé donc à des modifications grande échelle du champ de densité, et se partage entre tendance barotrope ( $30^\circ\text{N}$ - $40^\circ\text{N}$ ) et tendance géostrophique barocline ( $20^\circ\text{N}$ - $30^\circ\text{N}$  et  $40^\circ\text{N}$ - $60^\circ\text{N}$ ). Le ralentissement de l'AMOC géostrophique barocline aux latitudes subpolaires concorde avec l'affaiblissement du gyre subpolaire suggéré par *Häkkinen et Rhines* (2004). Aux latitudes équatoriales ( $15^\circ\text{S}$ - $15^\circ\text{N}$ ), le ralentissement de l'AMOC s'explique en partie par un affaiblissement du transport d'Ekman.

On peut se demander si c'est l'affaiblissement de la convection qui a entraîné un ralentissement de l'AMOC et donc un affaiblissement des gradients de densité zonaux en Atlantique Nord, ou au contraire un affaiblissement de ces gradients qui serait responsable de l'affaiblissement de l'AMOC et donc du ralentissement de la convection en Mer du Labrador. Selon *Wunsch* (2002) les gradients de densité zonaux ne sont qu'une conséquence de l'AMOC, privilégiant ainsi la première hypothèse.

La variabilité interannuelle de l'AMOC dans cette simulation est relativement faible comparée à la variabilité interannuelle de diverses réanalyses de la littérature. La détection d'une éventuelle propagation méridienne des anomalies interannuelles est peu concluante sur la période 1993-2001. La latitude  $40^\circ\text{N}$  semble délimiter deux régions où les anomalies d'AMOC sont en opposition de phase. La variabilité interannuelle de l'AMOC est pilotée par le vent en surface, et par la géostrophie en profondeur, avec de fortes variations méridiennes entre variabilités barotrope et géostrophique barocline.

La couche d'Ekman, supposée d'épaisseur constante par de nombreux auteurs, est en fait hautement variable en épaisseur selon la saison.

Un lien fort ( $r=0.9$ ) entre les anomalies de l'AMOC et du MHT est mis en évidence dans DRAKKAR-free  $1/4^\circ$  aux latitudes subtropicales, suggérant que la variabilité de l'AMOC est intimement liée aux variations du transport de chaleur méridien dans cette région. Ainsi, aux latitudes subtropicales, l'AMOC pourrait être utilisée comme un indice représentatif du transport méridien de chaleur. Plus au nord, l'océan cède de la chaleur à l'atmosphère et donc la corrélation entre l'AMOC et le MHT diminue.

Le chapitre 5 sera consacré à la comparaison des modèles en termes de tendance et de variabilité interannuelle de l'AMOC ainsi que de son lien avec le MHT.





## Chapitre 5

# Variabilité de l'AMOC : Différences entre simulations

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Evolution générale de l'AMOC à 26°N . . . . .</b>	<b>74</b>
<b>5.2</b>	<b>Tendance de l'AMOC 1993-2001 . . . . .</b>	<b>75</b>
5.2.1	Impact de la résolution . . . . .	75
5.2.2	Impact de la configuration . . . . .	77
5.2.3	Impact de l'assimilation de données . . . . .	78
<b>5.3</b>	<b>Variabilité interannuelle de l'AMOC . . . . .</b>	<b>80</b>
5.3.1	Impact de la résolution . . . . .	80
5.3.2	Impact de la configuration . . . . .	82
5.3.3	Impact de l'assimilation de données . . . . .	83
5.3.4	Composantes prédominantes de la variabilité interannuelle . . . . .	86
5.3.5	Lien entre l'AMOC et le MHT . . . . .	86
<b>5.4</b>	<b>Bilan . . . . .</b>	<b>89</b>

---

Le chapitre 3 a montré que la structure moyenne de l'AMOC était influencée par les paramètres numériques des modèles. Le chapitre 4 a montré que la dimension temporelle de l'AMOC pouvait être étudiée sous différents aspects (tendance générale, phase et amplitude des anomalies interannuelles). L'AMOC moyenne, sa tendance et sa variabilité interannuelle ne sont pas liées car elles obéissent à des processus différents (intensité de la réponse des modèles au forçage, temps de réponse et persistance de cette réponse). Des variations inter-modèles en matière de tendance générale peuvent s'expliquer soit par un temps d'ajustement différent selon les modèles, soit par la manière dont les modèles répondent aux forçages externes. Des différences inter-modèles en matière de variabilité interannuelle (phase et amplitude) seront plutôt liées à la manière dont les modèles répondent aux forçages. Les différences inter-modèles en matière d'AMOC moyenne sont une intégration de ces différents processus. L'étude de la variabilité de l'AMOC dans les différentes simulations permet donc d'approfondir les différences inter-modèles d'AMOC moyenne mises en évidence au chapitre 3.

## 5.1 Evolution générale de l'AMOC à 26°N

La figure 5.1 montre l'évolution de la cellule supérieure de l'AMOC à 26°N dans les différentes simulations.

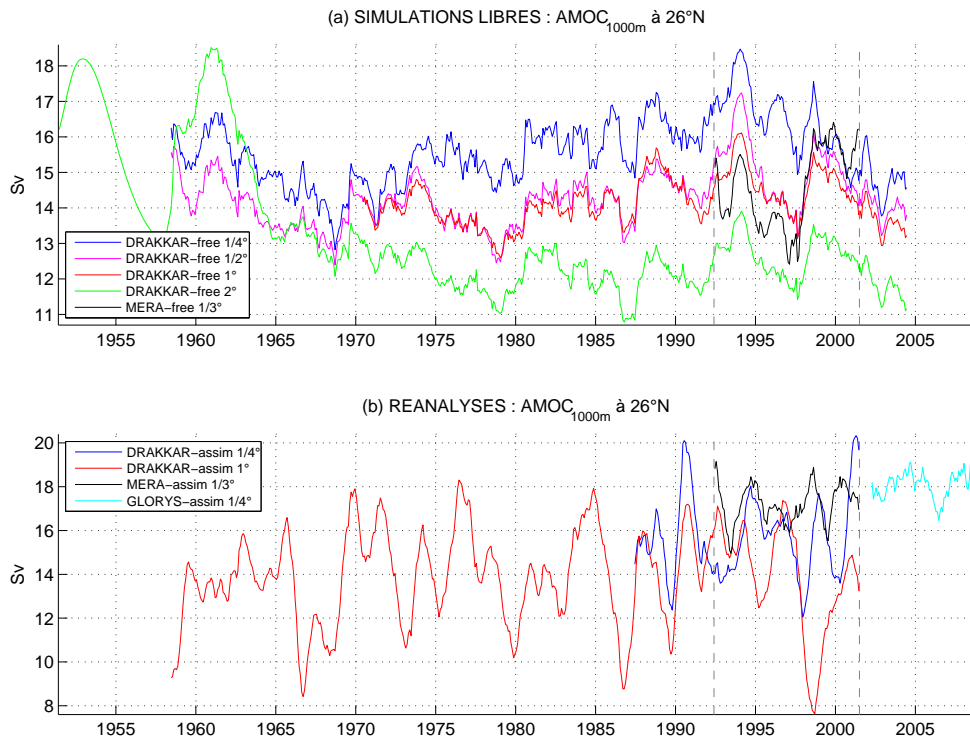


FIGURE 5.1 – AMOC à 1000m et 26°N pour chacune des simulations libres (a) et réanalyses (b), pendant les périodes les plus larges couvertes par ces simulations. La période commune aux 8 simulations DRAKKAR et MERA (1993-2001) est délimitée par des tirets gris.

L'AMOC présente des fluctuations relativement cohérentes parmi les simulations libres DRAKKAR. Sur la période commune à toutes les simulations (1993-2001), les fluctuations de l'AMOC de la simulation libre MERA suivent globalement celles des simulations libres DRAKKAR, malgré des variations plus marquées en 1993 et 2001. Par contre, l'évolution de l'AMOC simulée par les réanalyses est très différente de celle des modèles libres. De plus, les différentes réanalyses ne semblent pas cohérentes entre elles. La variabilité interannuelle, fortement amplifiée dans les réanalyses DRAKKAR, incite à garder un œil critique sur les indices choisis (en particulier la tendance 1993-2001) pour la comparaison des modèles.

## 5.2 Tendence de l'AMOC 1993-2001

### 5.2.1 Impact de la résolution

Le chapitre 4 a montré que l'AMOC à 1000m de DRAKKAR-free 1/4° ralentit à un rythme, variable avec la latitude, de 0.1 à 0.45 Sv/an en moyenne sur la période 1993-2001. Les trois autres modèles libres DRAKKAR confirment cette tendance négative (figs. 5.2 et 5.3). A 26°N, la tendance de la simulation DRAKKAR-free 1/2° (-0.15 Sv/an) est cohérente avec la tendance suggérée par *Wunsch et Heimbach* (2006) dans la réanalyse GECCO 1° ( $-0.19 \pm 0.05$  Sv/an).

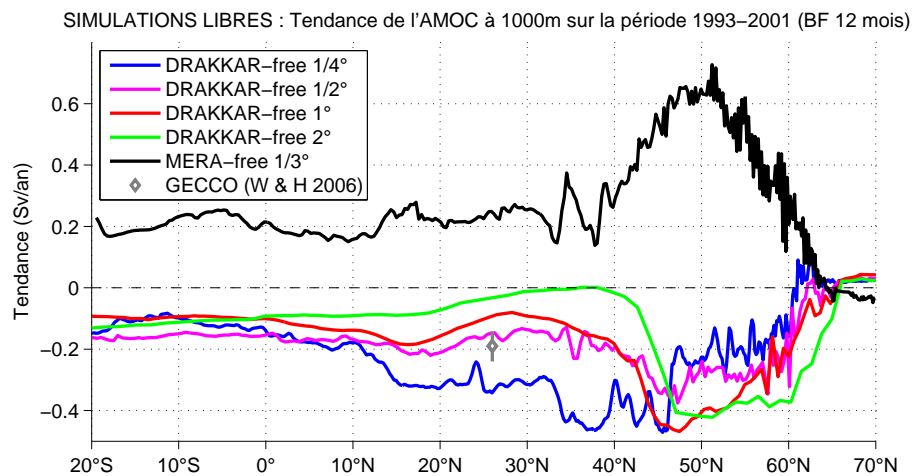


FIGURE 5.2 – Tendence (Sv/an) de l'AMOC des simulations libres sur la période 1993-2001.

Entre 20°S et 10°N, l'AMOC à 1000m des quatre simulations libres DRAKKAR est relativement stable (ralentissement de 0.1 à 0.2 Sv/an, soit environ 1% par an). Donc aux latitudes équatoriales la résolution ne semble pas avoir d'impact sur la tendance de l'AMOC, mais la grille des modèles à 2° et à 1° est raffinée en latitude progressivement au 1/2° et au 1/4° respectivement autour de l'équateur.

Entre 10°N et 45°N, les modèles moins bien résolus minimisent le ralentissement observé à 1000m dans DRAKKAR-free 1/4°. La tendance de DRAKKAR-free 2° est quasi-nulle à ces latitudes (inférieure à 0.1 Sv/an, soit moins de 1% par an), alors que le ralentissement atteint 0.45 Sv/an, soit 2 à 3% par an, pour une résolution au 1/4°. La tendance

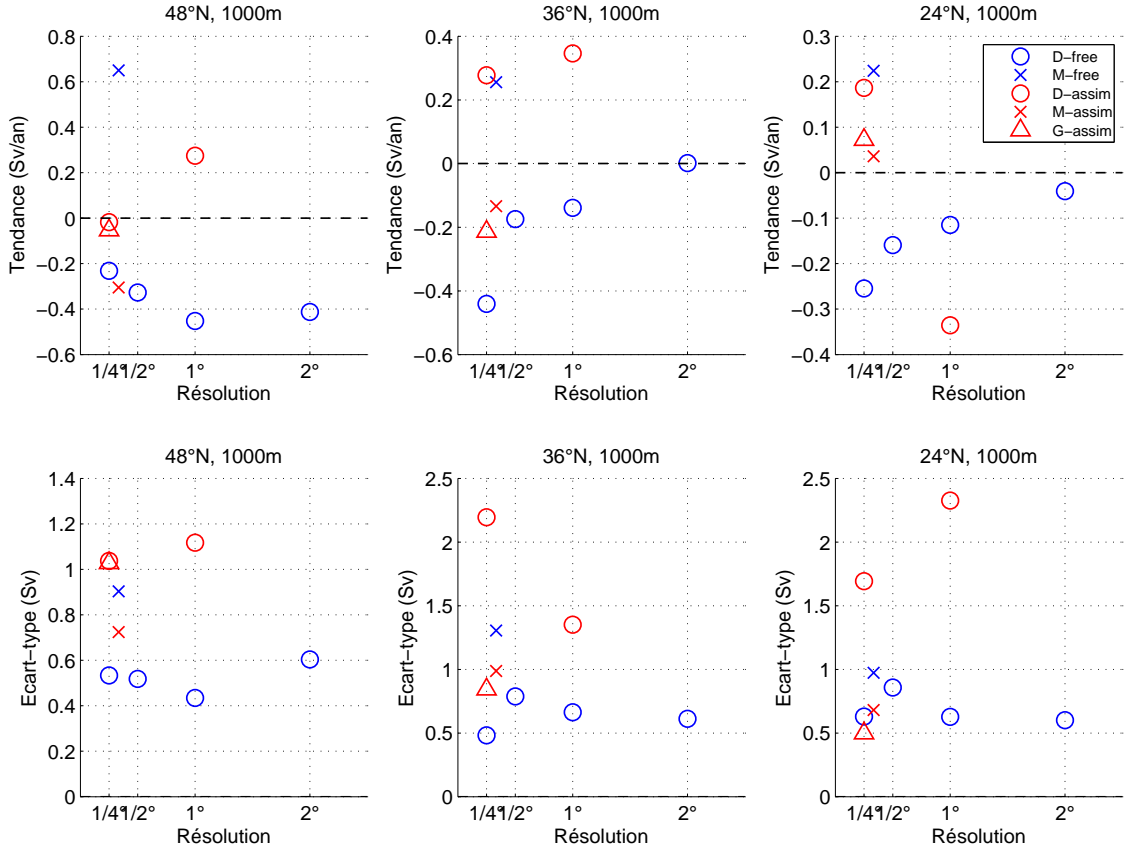


FIGURE 5.3 – Comparaison des neuf modèles en termes de tendance (Sv/an) et d'écart-type (Sv) à 1000m aux latitudes 24°N, 36°N, 48°N sur la période 1993-2001 (2003-2008 pour la réanalyse GLORYS).

des composantes barotrope et géostrophique barocline est sensible à la résolution. Ce sont ces composantes qui sont responsables de l'affaiblissement de l'AMOC dans les modèles à haute résolution. Entre 20°N et 30°N, la composante géostrophique barocline explique la tendance négative accrue de DRAKKAR-free 1/4° (fig. 5.4, panel 1), suggérant que l'affaiblissement des gradients de densité zonaux entre 1993 et 2001 est d'autant plus fort que la résolution est élevée. Entre 30°N et 45°N, la sensibilité de la tendance à la résolution s'explique par un effet combiné des tendances des composantes barotrope et géostrophique barocline (fig. 5.4, panel 2). Les modèles laminaires minimisent l'affaiblissement des vitesses barotropes observé et inversent la tendance de la composante géostrophique barocline.

Entre 50°N et 60°N, cet effet semble s'inverser. Plus la résolution est basse, plus l'AMOC à 1000m ralentit. L'affaiblissement est de 0.2 Sv/an, soit 2% par an, pour une résolution au 1/4°, contre 0.4 Sv/an, soit 4% par an, pour une résolution à 2°. A ces latitudes subpolaires, la figure 5.4 (panel 3) montre que la tendance barotrope, qui était positive (0.33 Sv/an) dans DRAKKAR-free 1/4° et qui contrebalançait donc en partie la tendance négative de la composante barocline (-0.55 Sv/an), devient quasi nulle (0.02 Sv/an) quand la résolution passe à 2°, et donc ne modère plus la tendance barocline de DRAKKAR-free 2° (-0.42

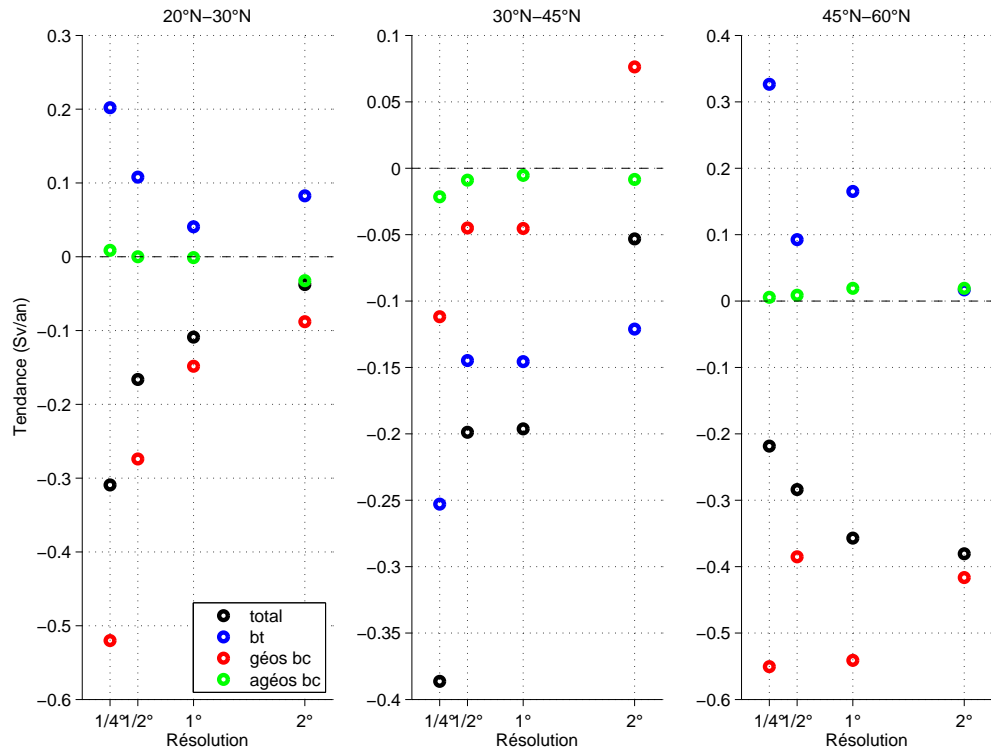


FIGURE 5.4 – Tendance 1993-2001 (Sv/an) de l'AMOC totale et de ses trois composantes dans les simulations libres DRAKKAR 1/4°, 1/2°, 1°, 2°. Moyenne méridienne sur les trois régions 20°N-30°N, 30°N-45°N, 45°N-60°N.

Sv/an). C'est donc parce que la tendance barotrope (qui contrebalançait en partie la tendance barocline) s'annule dans les modèles à basse résolution que ceux-ci présentent une tendance accrue à l'affaiblissement de l'AMOC aux latitudes subpolaires. Les transports d'eaux denses à travers les détroits séparant l'Atlantique Nord des Mers Nordiques, très variables aux échelles interannuelles dans les modèles turbulents, ne renseignent pas davantage sur ce phénomène et ne permettent pas d'en fixer l'origine.

Une inversion des tendances semble s'opérer entre 60°N et 70°N, et ce pour toutes les simulations libres DRAKKAR. Ainsi, les tendances deviennent positives au nord d'une limite qui semble correspondre au seuil topographique de 66°N. Cette inversion s'effectue à 61°N pour DRAKKAR-free 1/4°, 66°N pour DRAKKAR-free 1/2° et 1°, 68°N pour DRAKKAR-free 2°. A ces hautes latitudes, les eaux se densifient et plongent en Mer du Labrador et en Mer d'Irminger. Les zones de convection varient méridionalement dans le temps et parmi les différentes réalisations, rendant l'étude et la comparaison des tendances dans cette région sujettes à caution.

### 5.2.2 Impact de la configuration

Les tendances des simulations DRAKKAR-free 1/4° et MERA-free 1/3° sur la période 1993-2001 sont opposées. DRAKKAR-free 1/4° est un modèle global, qui a bénéficié d'un temps d'ajustement long (il a démarré en 1958). MERA-free 1/3° est un modèle régional

de l'Atlantique Nord, il a débuté en 1992 et a donc bénéficié d'un temps d'ajustement très court pour un modèle libre.

Cette opposition des tendances est vérifiée à toutes les latitudes (fig. 5.2 et fig. 5.3, panels du haut). En effet, de 20°S à 60°N, MERA-free 1/3° présente une tendance à l'augmentation de l'AMOC à 1000m, et ce au rythme de 0.1 à 0.6 Sv/an (soit 1 à 4% par an) selon la latitude, alors que DRAKKAR-free 1/4° présente une tendance au ralentissement de l'AMOC (0.1 à 0.4 Sv/an, soit 1 à 3% par an selon la latitude). La décomposition de l'AMOC montre que ce sont les champs géostrophiques qui sont responsables de ces différences.

Le caractère régional/global, les temps d'ajustement, ainsi que les forçages diffèrent entre ces deux configurations. Ces raisons peuvent expliquer l'opposition des tendances observées.

Au nord de 64°N, MERA-free 1/3° semble montrer un léger ralentissement de l'AMOC (1 à 2% par an), alors que DRAKKAR-free 1/4° penche pour une augmentation (1 à 6% par an). La simulation MERA passe d'une tendance positive à une tendance négative à 64°N. Le seuil topographique à 66°N semble jouer un rôle en inversant les tendances. Comme mentionné précédemment, la région au nord de 60°N est une région de fortes transformations de masses d'eau. Il est possible que la convection ne s'effectue pas toujours exactement à la même latitude selon les simulations, donc les différences inter-modèles en termes de tendance (et de variabilité interannuelle) de l'AMOC à 1000m à ces latitudes sont à considérer avec prudence.

### 5.2.3 Impact de l'assimilation de données

L'assimilation de données influence fortement la tendance décennale de l'AMOC sur la période 1993-2001. Pour la famille DRAKKAR comme pour la famille MERA, les tendances sont très différentes, voire de signes opposés, entre les modèles libres et leurs équivalents contraints par l'assimilation de données (fig. 5.3 panel du haut et fig. 5.5). Des différences entre modèles libres et réanalyses ne sont pas surprenantes et ont déjà été évoquées dans la littérature. Elles sont légitimes et dues à l'assimilation de données. Le modèle GECCO présente également des tendances opposées entre la version libre et la version contrainte par l'assimilation de données (*Marsh et al.*, 2005; *Wunsch et Heimbach*, 2006). L'objectif de cette section est d'examiner dans quelle mesure les différentes réanalyses, toutes contraintes vers le même océan observé, convergent.

Les tendances des réanalyses DRAKKAR-assim 1/4° et MERA-assim 1/3° semblent relativement proches (fig. 5.5), alors que les tendances de leurs homologues non contraints par l'assimilation de données diffèrent fortement. Par contre, la tendance de la réanalyse DRAKKAR-assim 1° est incohérente avec les tendances des deux autres réanalyses. Les temps d'ajustement de ces trois réanalyses diffèrent fortement. Les réanalyses DRAKKAR-assim 1/4°, 1° et MERA-assim 1/3° ont démarré respectivement en 1987, 1958, 1992. D'après *Greiner et al.* (2006), le spin-up de la réanalyse MERA se résume à l'année 1992. La disparité des tendances parmi ces trois réanalyses suggère que ces réanalyses ne sont pas ajustées. De plus, aucune de ces trois réanalyses DRAKKAR et MERA ne présente une tendance cohérente avec la tendance de la réanalyse GECCO ( $-0.19 \pm 0.05$  Sv/an : *Wunsch et Heimbach* (2006)) sur des périodes proches (1993-2001 pour DRAKKAR/MERA, 1993-2004 pour GECCO). La capacité de l'assimilation de données à faire

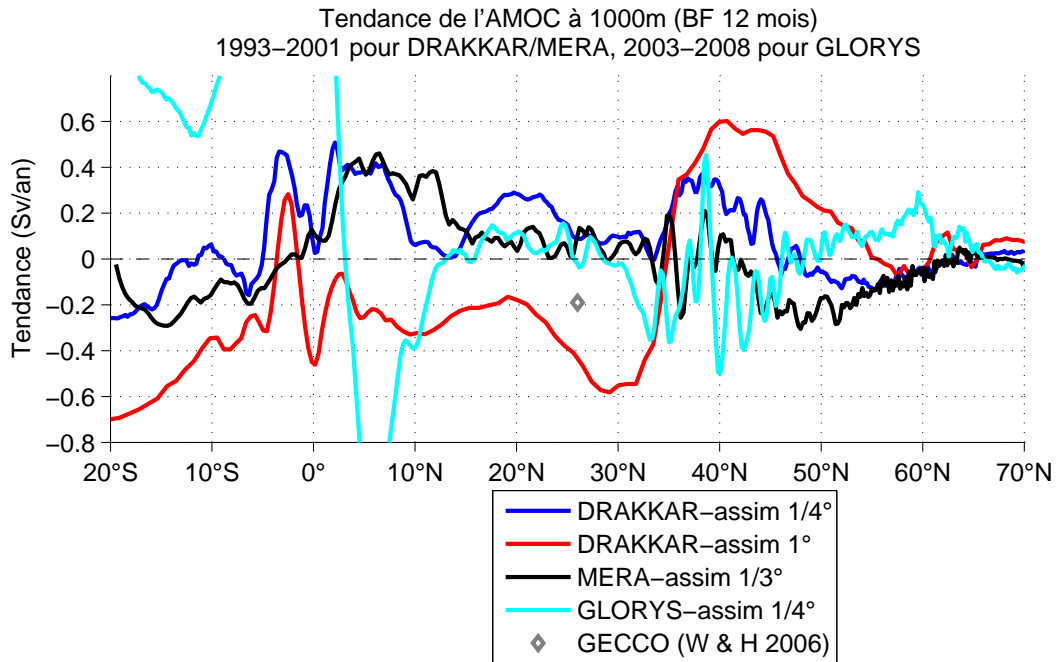


FIGURE 5.5 – Tendance (Sv/an) de l'AMOC des réanalyses sur la période 1993-2001 (2003-2008 pour la réanalyse GLORYS).

converger les tendances des réanalyses n'est pas vérifiée parmi les réanalyses étudiées ici.

A 26°N, la réanalyse GLORYS témoigne d'une tendance nulle de l'AMOC sur la période 2003-2008 (fig. 5.5), ce qui est conforme aux observations RAPID sur cette même période.

La figure 5.6 (a) ne montre pas clairement que l'assimilation de données réduit la dispersion<sup>1</sup> des modèles en matière de tendance. Si on exclut la simulation libre MERA (simulation apparemment non ajustée et dont la tendance semble être influencée par la tendance d'ajustement), la dispersion des réanalyses en matière de tendance entre 15°N et 33°N et entre 40°N et 50°N est 2 à 3 fois supérieure (0.4 à 0.7 Sv/an) à la dispersion des modèles non contraints par l'assimilation de données (0.1 à 0.3 Sv/an). Entre 33°N et 40°N l'assimilation de données n'a pas d'influence sur l'incertitude des modèles libres (0.4 Sv/an). Ainsi, l'assimilation de données (dans les réanalyses étudiées ici) ne permet pas de faire converger les tendances des modèles. Au contraire, elle amplifie les incertitudes des simulations libres. Ce manque de robustesse des réanalyses indique que des incohérences existent. Avant de pouvoir considérer des tendances (à plus grande échelle temporelle) comme étant représentatives d'un signal géophysique réaliste, des progrès sont à effectuer en vue d'améliorer la convergence des produits issus de l'assimilation de données.

1. Cette mesure de la dispersion de la tendance d'une famille de simulations (libres ou réanalyses) représente l'écart  $A_{max} - A_{min}$  entre les tendances extrêmes des différentes simulations (libres ou réanalyses).



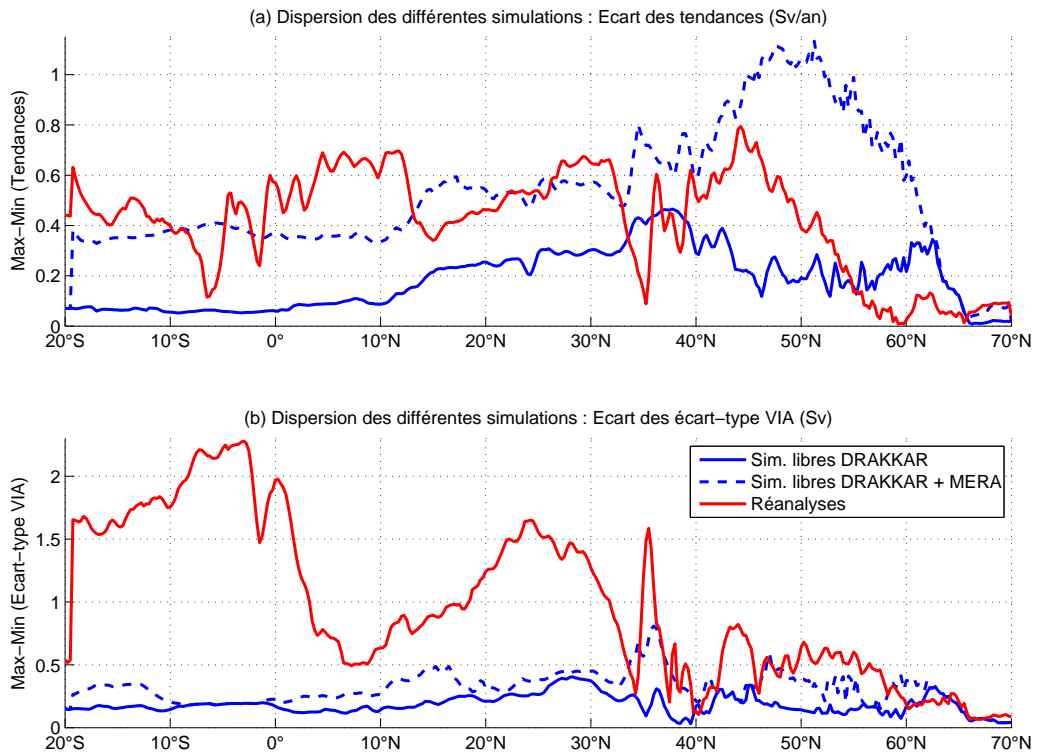


FIGURE 5.6 – Dispersion des modèles (simulations libres et réanalyses) en termes de tendance (a) et d'écart-type de la variabilité interannuelle (b), sur la période 1993-2001.

## 5.3 Variabilité interannuelle de l'AMOC

### 5.3.1 Impact de la résolution

La variabilité interannuelle de l'AMOC dans les quatre simulations libres DRAKKAR à 1000m (fig. 5.7) montre une succession d'anomalies positives et négatives, d'une durée d'un à deux ans, relativement simultanées parmi les 4 simulations. La résolution n'a pas d'impact sur la phase de ces anomalies. Comme dans le cas de la simulation libre au 1/4°, les anomalies des trois autres simulations libres DRAKKAR sont en opposition de phase de part et d'autre de la latitude 40°N.

Ces anomalies atteignent des valeurs maximales de 1 à 1.5 Sv (fig. 5.7). Leur écart-type varie entre 0.5 et 1 Sv (soit 4 à 5%) selon la latitude (fig. 5.8). Aucun effet particulier de la résolution n'est donc observé sur la variabilité interannuelle. Toutefois, entre 20°N et 30°N, la variabilité interannuelle de DRAKKAR-free 1/2° est nettement supérieure (0.9 Sv, soit 6%) à celle des trois autres simulations libres (0.6 Sv, soit 4 à 5%). Les composantes barotrope et géostrophique barocline de cette simulation montrent une forte variabilité interannuelle à 30°N (non montré), suggérant une origine géostrophique à ce phénomène.

La forte anomalie positive en 1996 à 45°N mentionnée par *Böning et al.* (2006) et qui a été observée dans DRAKKAR-free 1/4° dans le chapitre précédent est présente aussi dans les autres simulations libres DRAKKAR. Selon la résolution elle atteint 1 à 1.4 Sv (fig. 5.7).

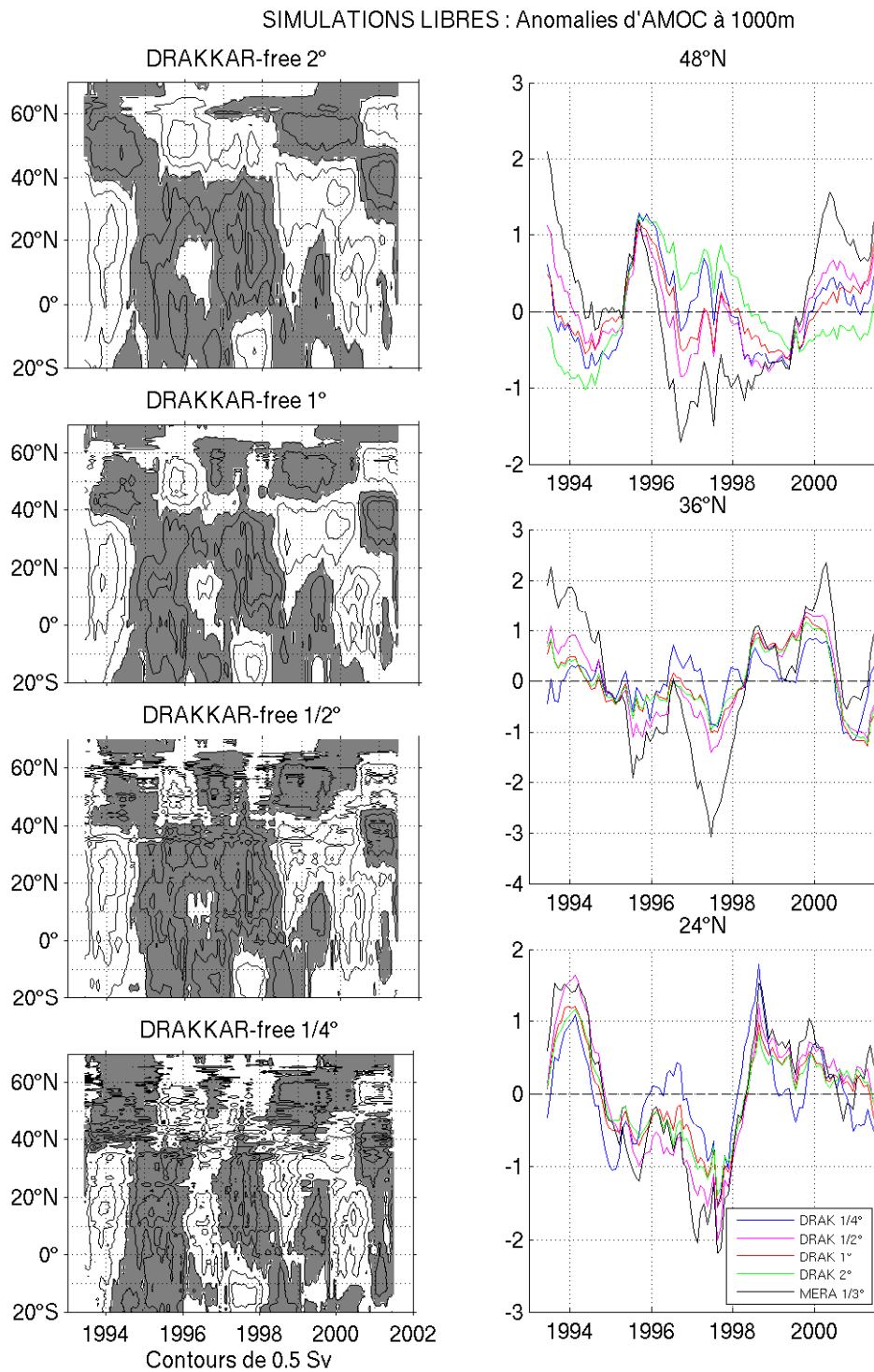


FIGURE 5.7 – Colonne 1 : Anomalies (corrigees des tendances) de l'AMOC (Sv) à 1000m dans les simulations libres DRAKKAR (les anomalies negatives sont grisées). Colonne 2 : Anomalies le long des latitudes 24°N, 36°N, 48°N dans les simulations libres DRAKKAR et MERA.

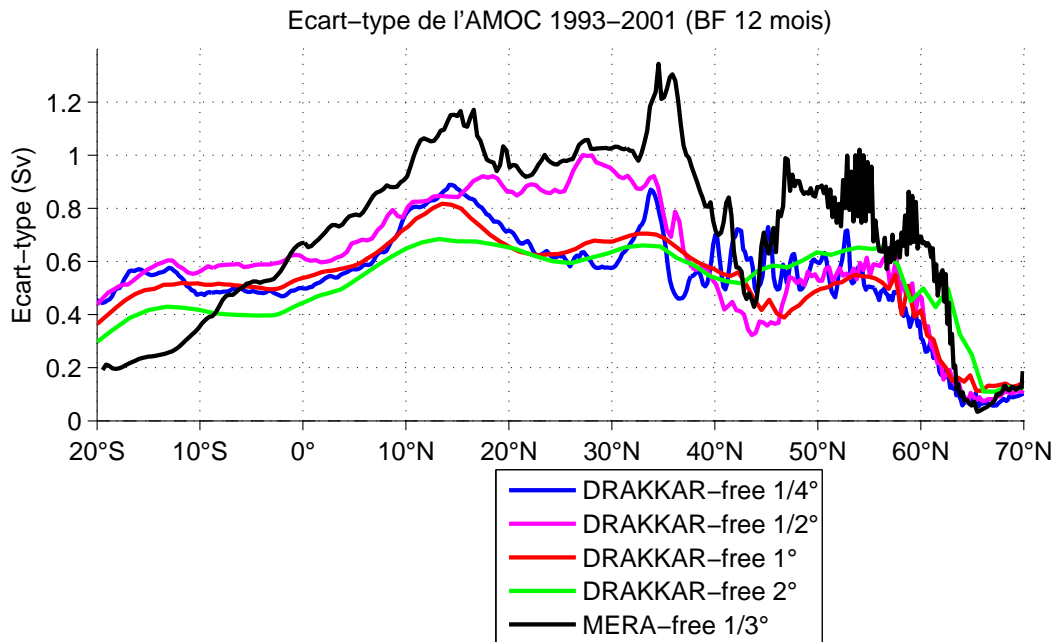


FIGURE 5.8 – Ecart-type (Sv) de l'AMOC à 1000m des modèles libres DRAKKAR et MERA sur la période 1993-2001.

Sur la période 1960-2000, *Getzlaff et al.* (2005) considèrent des anomalies d'une durée de 5 ans ou plus et suggèrent qu'au sud de 48°N, la vitesse de propagation vers le sud des anomalies d'AMOC dépend fortement de la résolution horizontale (3 cm/s dans un modèle au 1/3° contre 1.5 cm/s dans un modèle au 4/3°). Le chapitre 4 a suggéré, mais de manière peu concluante, une vitesse de propagation vers le sud de 2.8 cm/s des anomalies dans DRAKKAR-free 1/4°. Ma période d'investigation (9 ans) semble trop courte pour évaluer le réalisme de ce scénario dans les simulations libres DRAKKAR. Sur cette période 1993-2001, l'éventuelle propagation vers le sud des anomalies d'AMOC (d'une durée d'un à deux ans) n'est pas explicitement mise en évidence dans la famille de simulations libres DRAKKAR (fig. 5.7).

Cette section a montré que la variabilité interannuelle de l'AMOC semble donc relativement peu sensible à la résolution. Cette conclusion est intéressante car elle montre que la paramétrisation de la diffusion effectuée dans les modèles à basse résolution (paramétrisation de *Gent et McWilliams* (1990)), qui consiste à ajouter localement un terme diffusif pour assurer le transport normalement effectué par les tourbillons absents de ces modèles laminaires, donne des résultats concluants en matière de variabilité interannuelle du transport de l'AMOC.

### 5.3.2 Impact de la configuration

La variabilité interannuelle de l'AMOC dans les simulations libres DRAKKAR 1/4° et MERA 1/3° à 1000m (fig. 5.7) se traduit par une succession d'anomalies positives et négatives d'une durée d'un à deux ans. Ces anomalies sont globalement en phase entre

DRAKKAR et MERA. La configuration du modèle n'a donc pas d'impact sur la phase de ces anomalies.

L'amplitude des anomalies est légèrement supérieure dans MERA-free  $1/3^\circ$  que dans DRAKKAR-free  $1/4^\circ$ . A  $36^\circ\text{N}$  et  $48^\circ\text{N}$ , MERA montre des anomalies plus prononcées (anomalies négative entre 1996 et 1998 et positive en 2000). Entre l'équateur et  $40^\circ\text{N}$ , l'écart-type de la variabilité interannuelle de MERA-free  $1/3^\circ$  varie de 0.7 à 1.25 Sv, soit 5 à 9%, tandis que celui de DRAKKAR-free  $1/4^\circ$  n'est que de 0.5 à 0.8 Sv, soit 3 à 5% (fig. 5.8).

Ainsi le temps de réponse au forçage de l'AMOC ne semble pas être sensibles à la configuration. Deux modèles forcés différemment présentent tout de même des réponses cohérentes en matière de phase des anomalies. Par contre, l'intensité de la réponse est légèrement affectée par la configuration. Le modèle régional MERA semble être plus sensible au forçage (réponse plus prononcée).

*Biastoch et al.* (2008) ont montré que la variabilité de la composante d'Ekman de l'AMOC était très similaire dans les deux configurations FLAME et ORCA (DRAKKAR) aux échelles interannuelles à décennales, suggérant une nature principalement linéaire de la réponse de l'AMOC simulée à la variabilité du forçage du vent à ces échelles de temps. La décomposition de l'AMOC dans les différentes configurations étudiées ici semble confirmer cette hypothèse. La variabilité interannuelle (tout comme la tendance) de la composante agéostrophique barocline n'est pas affectée par la configuration.

### 5.3.3 Impact de l'assimilation de données

L'assimilation de données a un effet notable sur la phase des anomalies d'AMOC (fig. 5.9). Ces anomalies ne sont pas cohérentes parmi les trois réanalyses (déphasage important voire opposition de phase complète).

Dans la famille DRAKKAR, l'amplitude de ces anomalies est sensiblement intensifiée par l'assimilation de données. L'amplitude maximale des anomalies atteint 2 à 3 Sv, contre 1 à 1.5 Sv pour les simulations libres. On distingue une forte anomalie négative fin 1997 à  $36^\circ\text{N}$  dans DRAKKAR-assim  $1/4^\circ$  (-5.3 Sv) et une forte anomalie négative en 1998 à  $24^\circ\text{N}$  dans DRAKKAR-assim  $1^\circ$  (-5.2 Sv). L'écart-type de ces anomalies, qui était d'environ 0.5 à 0.8 Sv, soit 5%, dans les simulations libres, atteint 1 à 3.2 Sv, soit 10 à 20%, dans les réanalyses DRAKKAR (fig. 5.10).

Les deux réanalyses DRAKKAR atteignent des valeurs d'écart-type comprises entre 1 et 1.3 Sv à  $43^\circ\text{N}$  sur la période 1993-2001, ce qui est cohérent avec les résultats de *Schott et Brandt* (2007); *Köhl et Stammer* (2008) qui ont également étudié la variabilité interannuelle de l'AMOC à cette latitude dans des réanalyses (1.2 Sv pour ECCO, 0.9 Sv pour SODA-POP, 1 Sv pour GECCO).

Dans la famille MERA, l'assimilation de données ne semble pas influencer significativement la variabilité interannuelle du transport, sauf entre  $10^\circ\text{S}$  et  $10^\circ\text{N}$  où la réanalyse MERA montre plus de variabilité que son homologue libre, mais le chapitre 3 a montré que la structure moyenne de l'AMOC à l'équateur dans la réanalyse MERA n'était pas réaliste.

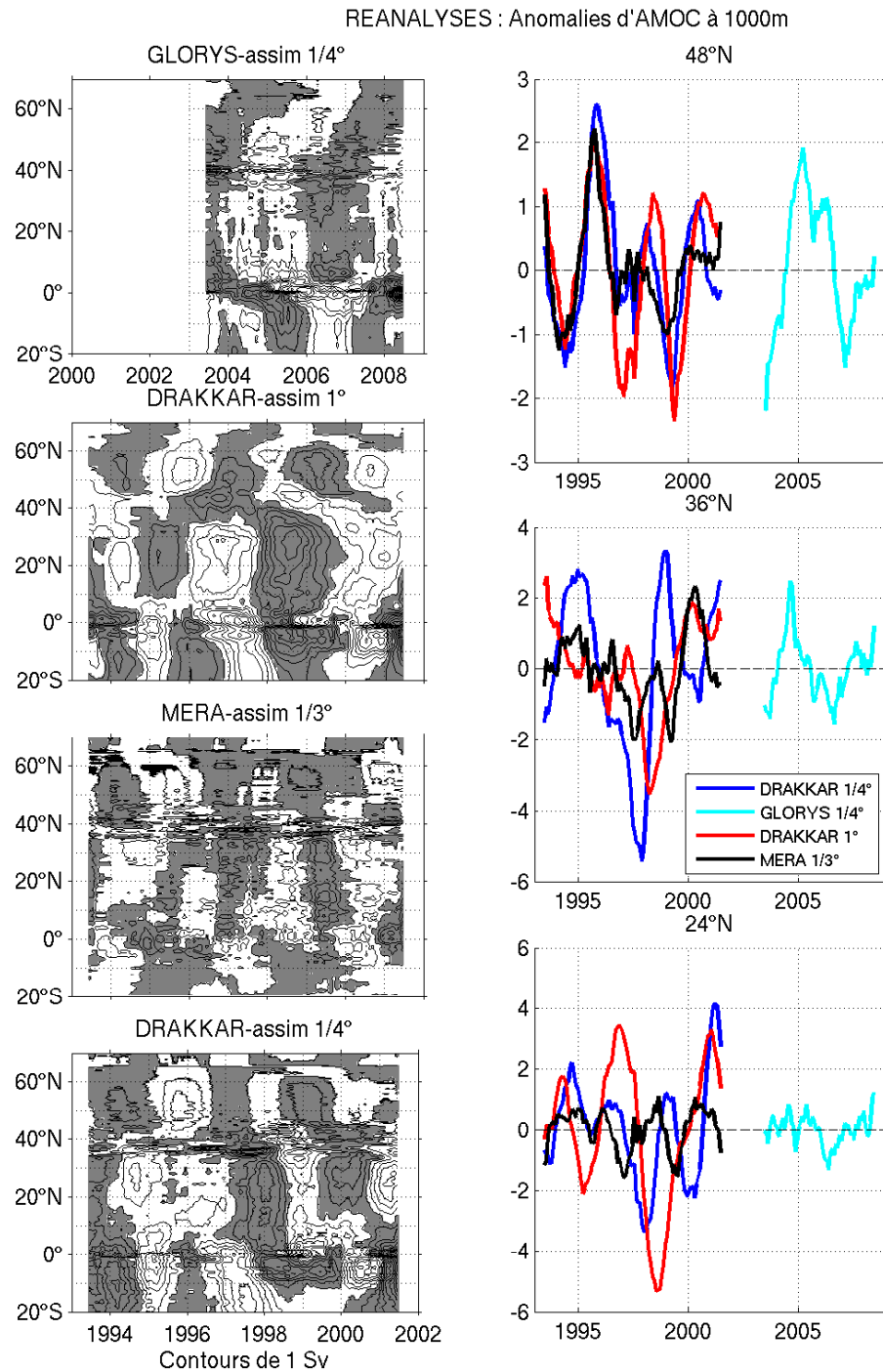


FIGURE 5.9 – Colonne 1 : Anomalies (corrigees des tendances) de l'AMOC (Sv) à 1000m dans les réanalyses DRAKKAR, MERA, GLORYS (les anomalies négatives sont grisées). Colonne 2 : Anomalies à 1000m le long des latitudes 24°N, 36°N, 48°N. Noter que les périodes temporelles de GLORYS et DRAKKAR/MERA ne se recouvrent pas.

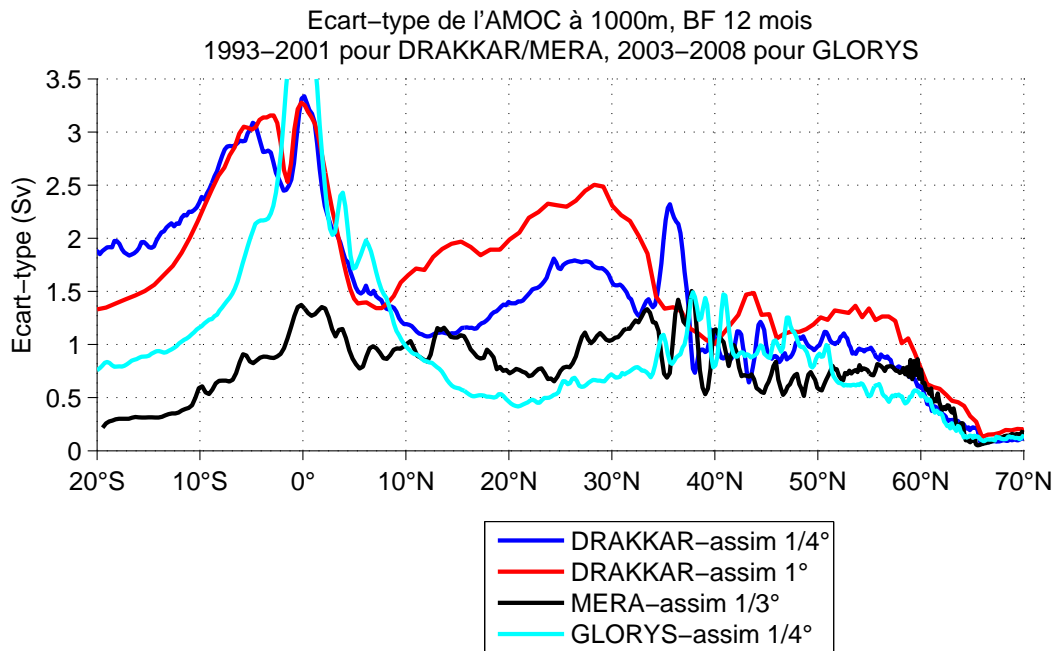


FIGURE 5.10 – Ecart-type (Sv) de l'AMOC à 1000m des réanalyses DRAKKAR, MERA (sur la période 1993-2001) et GLORYS (sur la période 2003-2008).

Sur la période 2003-2008, la réanalyse GLORYS 1/4° présente des anomalies dont l'amplitude est similaire à celle de MERA-assim 1/3° sur la période 1993-2001. Cependant la variabilité de GLORYS est très fortement intensifiée à l'équateur par rapport aux trois autres réanalyses. Le chapitre 3 a montré que la structure moyenne de l'AMOC dans GLORYS n'était pas réaliste à l'équateur, ses variations ne seront donc pas considérées aux latitudes équatoriales.

La forte anomalie positive en 1996 à 45°N mentionnée par *Böning et al.* (2006) et qui a été observée dans la famille de simulations libres DRAKKAR (section 5.3.1) est présente aussi dans les trois réanalyses DRAKKAR et MERA (fig. 5.9). Elle est fortement amplifiée (2 à 2.5 Sv) par rapport aux simulations libres (1 à 1.4 Sv).

La comparaison des trois réanalyses entre elles en matière de variabilité interannuelle (phase et intensité) suggère que les réponses des modèles aux contraintes imposées par l'assimilation de données (temps de réponse et persistance de la réponse) diffèrent beaucoup selon la technique d'assimilation et le choix des variables assimilées.

L'assimilation semble en effet faire diverger les modèles en matière de variabilité interannuelle. La phase et l'amplitude des anomalies sont bien plus cohérentes parmi les simulations libres que parmi les réanalyses DRAKKAR et MERA. Aux latitudes subtro-

picales, la dispersion<sup>2</sup> de  $\sigma(\psi')$  atteint 1.5 Sv dans les réanalyses, alors qu'elle est inférieure à 0.4 Sv dans les simulations libres (fig. 5.6 (b)).

Ce point est à nuancer car la cohérence des simulations libres en matière de phase des anomalies interannuelles n'est pas une preuve de leur réalisme. Le forçage des simulations libres (dont je ne connais pas le réalisme) peut également en être la cause.

### 5.3.4 Composantes prédominantes de la variabilité interannuelle

Le chapitre 4 a montré la répartition méridienne et verticale des composantes prédominantes de la variabilité interannuelle dans DRAKKAR-free 1/4° (fig. 4.9). Les résultats, globalement en accord avec la littérature (*Lee et Marotzke, 1998; Hirschi et al., 2007; Hirschi et Marotzke, 2007; Cabanes et al., 2008*), montrent une variabilité interannuelle de surface dominée par le vent, et une variabilité interannuelle sous 1000m dominée par la géostrophie. Les neuf simulations étudiées ici confirment globalement cette répartition (fig. 5.11). Des effets de la résolution et de l'assimilation de données sont néanmoins constatés.

- La variabilité liée au vent, confinée dans les 500 à 1000 premiers mètres dans les modèles turbulents, s'approfondit jusqu'à 2000 à 2500m dans les modèles laminaires.

- L'assimilation de données, au contraire, diminue fortement l'extension verticale de la variabilité liée au vent (à l'exception de la réanalyse régionale MERA entre 10°S et 20°S, mais cette réanalyse n'est pas réaliste au sud de 20°N). Cet effet est nettement visible dans les réanalyses DRAKKAR, qui assimilent des données géostrophiques (température et salinité). Cet effet est moins dans la réanalyse MERA, qui assimile également la SSH.

- Sous 1000m, la variabilité interannuelle est essentiellement dominée par la composante géostrophique barocline, avec une contribution notable de la composante barotrope entre 35°N et 50°N. Cette contribution barotrope semble être augmentée par l'assimilation de données et diminuée à basse résolution.

- Le chapitre 4 a montré, en accord avec *Sime et al. (2006)*, que la composite barotrope de DRAKKAR-free 1/4° contribue de manière significative à la variabilité interannuelle entre 65°N et 68°N (signature des overflows). Ceci est confirmé par toutes les autres simulations (libres et contraintes, quelles que soient la résolution et l'extension géographique du domaine).

### 5.3.5 Lien entre l'AMOC et le MHT

Tous les modèles, libres et assimilés, témoignent d'une forte corrélation ( $r=0.9$ ) entre les anomalies de l'AMOC à 1000m et du MHT, entre 10°N et 30°N sur la période 1993-2001 (fig. 5.12).

De 30°N à 40°N, les modèles libres restent bien corrélés ( $r=0.9$ ) alors que la corrélation baisse légèrement parmi les réanalyses ( $r=0.6-0.7$  à 40°N). Au nord de 40°N, la corrélation baisse pour tous les modèles. L'océan cède sa chaleur à l'atmosphère à partir de 36°N (détachement du Gulf Stream), affaiblissant ainsi la corrélation entre les anomalies de l'AMOC et du MHT au nord de cette latitude. Entre 50°N et 70°N, les corrélations ne sont

---

2. Cette mesure de la dispersion de la variabilité interannuelle d'une famille de simulations (libres ou réanalyses) représente l'écart entre l'écart-type de la variabilité interannuelle des différentes simulations : i.e.  $\sigma(\psi')_{max} - \sigma(\psi')_{min}$ .

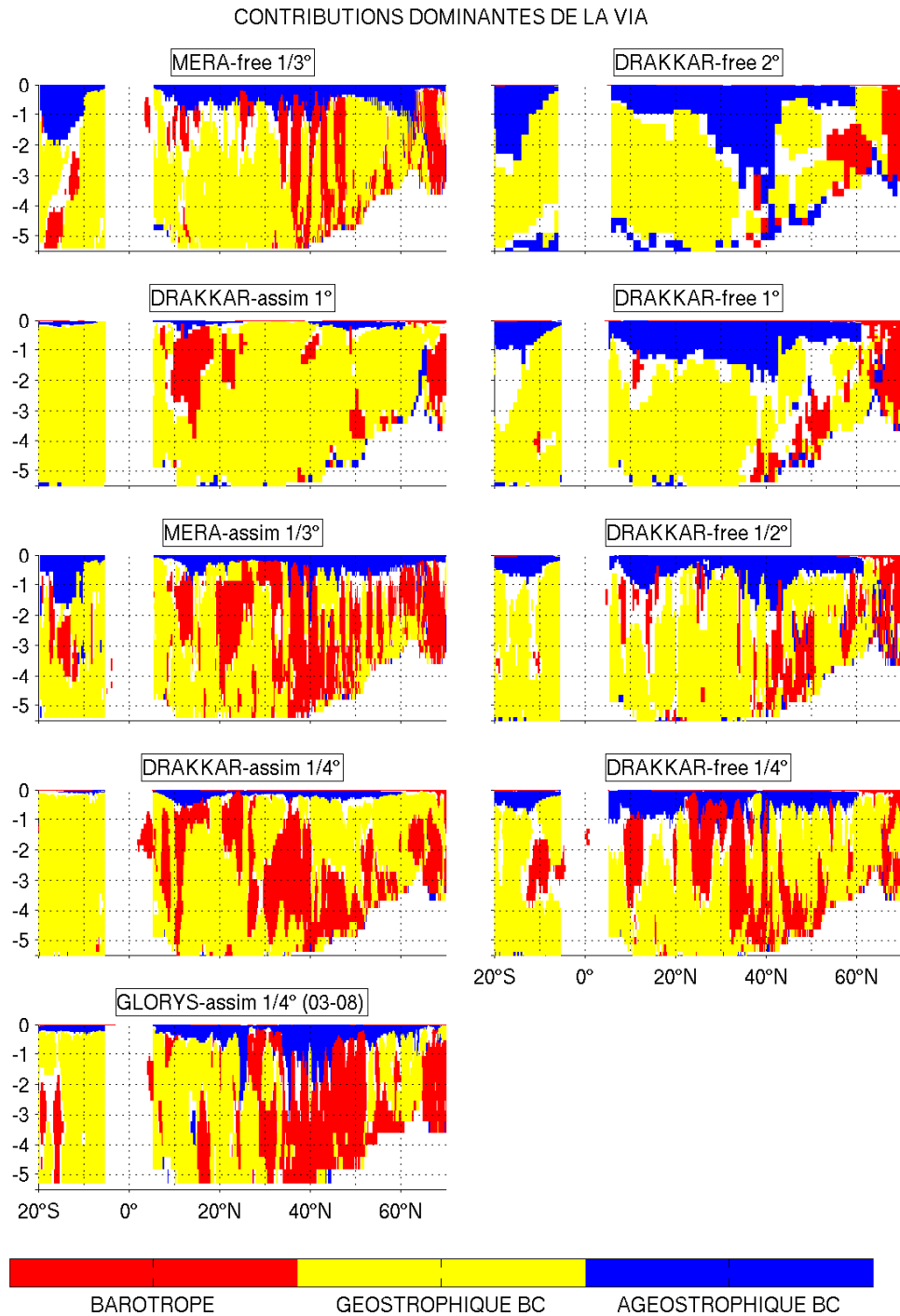


FIGURE 5.11 – Mécanismes dominants de la variabilité interannuelle de l'AMOC : zone de prédominance des composantes dans chacune des simulations.



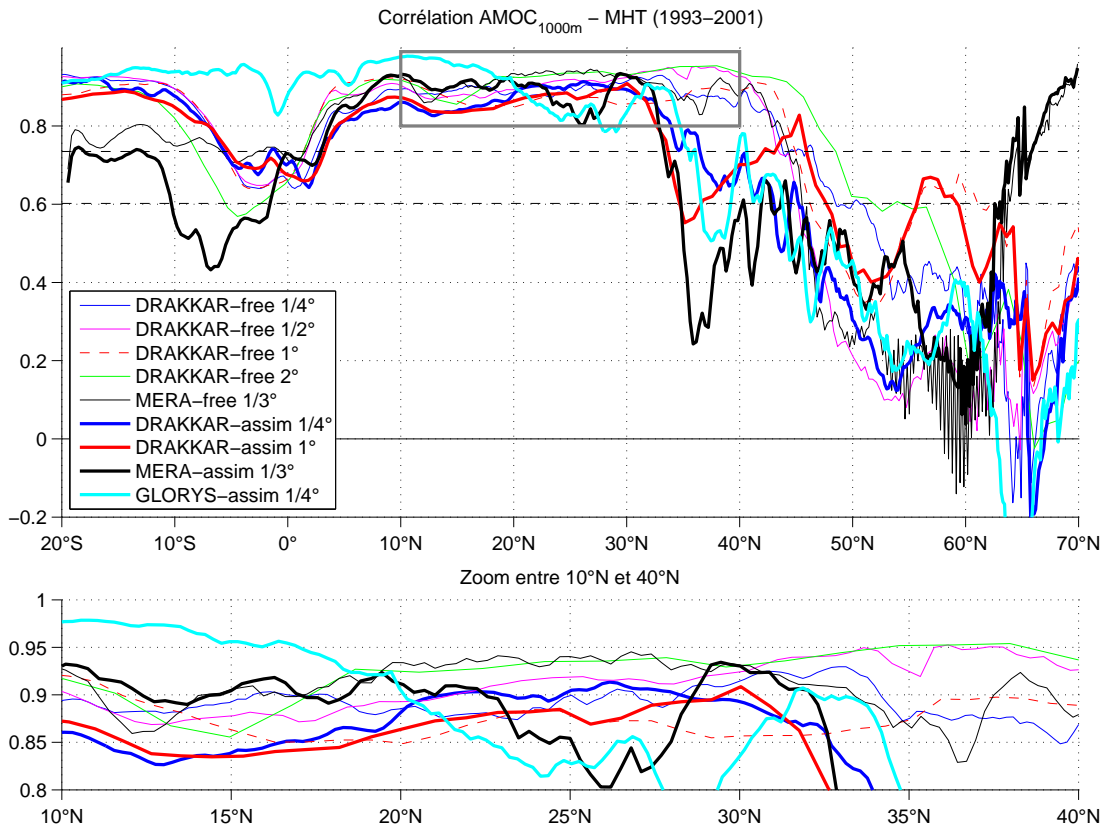


FIGURE 5.12 – Corrélation entre l'AMOC à 1000m et le MHT pour toutes les simulations sur la période 1993-2001 (période 2003-2008 pour la réanalyse GLORYS). Les corrélations sont calculées à partir des données mensuelles brutes. Les lignes verticales indiquent les niveaux de significativité 95% et 99%. Ils ont été estimés en supposant un cycle saisonnier avec autocorrélation à 12 mois. Les tirets pour DRAKKAR-free 1° rappellent que le calcul du MHT de cette simulation utilise les moyennes mensuelles de vitesse méridienne et de température.

plus significatives. Au nord de 40°N, DRAKKAR-assim 1° semble maintenir une corrélation légèrement supérieure à celles des autres réanalyses.

Entre 10°S et 20°S, les anomalies de l'AMOC et du MHT sont fortement corrélées ( $r=0.9$ ) parmi les simulations libres et les réanalyses globales DRAKKAR et GLORYS. La corrélation est nettement plus faible ( $r=0.7$  à  $0.8$ ) dans les simulations régionales MERA (libre et contrainte).

Ainsi, aux latitudes 10°N-30°N, l'assimilation de données dans les réanalyses étudiées ici semble préserver le lien entre transports méridiens de volume et de chaleur. Par contre, au nord de 30°N, ce lien s'affaiblit dans les réanalyses. A ces latitudes, l'assimilation de données mise en œuvre dans les réanalyses DRAKKAR, MERA et GLORYS, effectuée localement et sur un certain nombre de variables identifiées, semble affecter la dynamique générale du modèle en affaiblissant le lien physique qui existe entre les deux indices climatiques AMOC et MHT. Cette grande dispersion des indices grande échelle (AMOC et MHT) dans les réanalyses étudiées ici soulève la question de la cohérence grande échelle de ces réanalyses.

## 5.4 Bilan

Les parties II et III ont mis en lumière des résultats parfois surprenants concernant l'influence de la résolution et de l'assimilation de données sur le transport méridien moyen de volume en Atlantique Nord et sur ses variations à différentes échelles de temps.

La variabilité interannuelle est peu dépendante de la configuration, suggérant que les modèles DRAKKAR (global) et MERA (régional) présentent les mêmes temps de réponse aux forçages. Cependant, l'intensité de cette réponse aux forçages est intensifiée dans la simulation régionale MERA. La réponse des modèles aux forçages externes semble donc dominée par les forçages locaux. Par contre les tendances de ces deux configurations sont radicalement opposées. Ainsi la variabilité interannuelle (phase) de l'AMOC des modèles est peu sensible aux nombreuses différences inter-modèles (spin-up, conditions aux limites nord et sud, détail des choix numériques, forçages, configurations globale/régionale) alors que la tendance de l'AMOC à plus long terme y est très sensible. Différentes configurations de modèles induisent des tendances différentes de l'AMOC, ceci peut être dû au temps d'ajustement du modèle qui diffère selon la configuration. La simulation libre MERA ne semble vraisemblablement pas avoir bénéficié d'un temps d'ajustement suffisamment long. Le réalisme des éventuelles tendances du forçage peut également être remis en cause.

Les modèles à haute résolution amplifient l'intensité de l'AMOC moyenne. Aux latitudes subtropicales, le ralentissement du transport (dû à un ralentissement de l'AMOC géostrophique barocline) est d'autant plus important que la résolution est élevée. Le temps d'ajustement du modèle semble être affecté par la résolution. La plus forte tendance au ralentissement observée dans DRAKKAR-free  $1/4^\circ$  aux latitudes subtropicales pourrait donc être en partie due à une tendance d'ajustement (non géophysique), cette simulation à haute résolution étant plus longue à se stabiliser. De manière générale, la résolution semble avoir un effet monotone sur l'AMOC moyenne ainsi que sur la tendance de l'AMOC (totale ainsi que ses composantes barotrope et géostrophique barocline). Cet « apparent » effet linéaire de la tendance en fonction de la résolution fournit des hypothèses sur les caractéristiques pressenties des simulations futures au  $1/12^\circ$ .

La phase et l'intensité des anomalies (à l'échelle de la variabilité interannuelle) ne sont pas affectées par la résolution des modèles, suggérant que la manière dont les simulations répondent aux forçages (temps de réponse, intensité et persistance de la réponse) est peu influencée par la résolution. Cette cohérence des simulations libres DRAKKAR en matière de variabilité interannuelle de l'AMOC témoigne de l'impact positif de la paramétrisation de la diffusion effectuée dans les modèles laminaires (paramétrisation de *Gent et McWilliams* (1990)).

Le chapitre 3 a montré que les réanalyses étudiées dans ce travail de thèse déforment fortement la structure de l'AMOC moyenne. Ce chapitre 5 révèle l'alarmante disparité des tendances de ces réanalyses. Cette importante dispersion des indices climatiques grande échelle dans les réanalyses peut être un effet de l'assimilation séquentielle locale, qui apporte des discontinuités dans les produits issus de l'assimilation de données. La tendance de l'AMOC semble être un phénomène contrôlé par des processus grande échelle. A basse fréquence la tendance de l'AMOC est en effet influencée par la convection en Mers Nordiques. Or l'assimilation de données en Mers Nordiques se heurte à un déficit d'observations

dans ces régions faiblement couvertes par les observations altimétriques et in-situ. Sous ce constat il semble nécessaire de soigner l'aspect « continuité temporelle » des indices climatiques grande échelle dans les réanalyses, si on souhaite à l'avenir les utiliser pour des études climatiques.

L'intensité et la phase de la variabilité interannuelle est perturbée par l'assimilation de données. Le schéma d'assimilation  $S(T)$  mis en œuvre dans les réanalyses DRAKKAR intensifie fortement la variabilité interannuelle du champ de vitesse géostrophique. Les simulations libres et les réanalyses ne répondent pas de la même manière aux forçages. Le temps de réponse, l'intensité et la persistance de la réponse diffèrent. *Penduff et al. (2009)* ont montré que les simulations libres ne sont pas suffisamment réalistes en matière d'intensité de la variabilité interannuelle. Les réanalyses étudiées ici amplifient fortement l'intensité de cette variabilité. De ce point de vue elles semblent se rapprocher de la réalité. Cependant mes résultats montrent que l'assimilation de données dans les réanalyses étudiées ici apporte beaucoup plus de variabilité interannuelle qu'elle ne fait converger les tendances. Cet aspect « cohérence des tendances » des indices climatiques grande échelle des réanalyses apparaît être un des éléments de réflexion prioritaire pour la communauté des assimilateurs.

Aux latitudes subtropicales, tous les modèles montrent une forte corrélation entre les indices climatiques AMOC et MHT, témoignant du lien fort entre transports méridiens de volume et de chaleur à ces latitudes. Les réanalyses semblent diminuer légèrement ce lien entre 30°N et 40°N. La correction locale (à l'aide d'observations instantanées) de certaines variables d'état des modèles étudiés ici, semble affaiblir certains liens physiques entre les indices climatiques grande échelle.

Les parties II et III ont abordé la question de l'impact des paramètres numériques des modèles sur l'AMOC simulée, sur son évolution et ses variations. La partie IV s'intéresse maintenant à la résolution et tente de rationaliser l'influence de la résolution sur la variabilité de l'AMOC. L'accent est mis en particulier sur l'ajustement de l'AMOC à la variabilité atmosphérique grande échelle, et sur l'influence de la résolution sur la représentation de ce mécanisme.

Quatrième partie

Ajustement de l'AMOC à  
l'atmosphère



## Chapitre 6

# Caractérisation des phénomènes d'ajustement vers l'ouest

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Résumé et principaux résultats des travaux de <i>Lecointre et al.</i> (2008)</b> . . . . .	<b>94</b>
<b>6.2</b>	<b>Depth dependence of westward-propagating North Atlantic features diagnosed from altimetry and a numerical 1/6° model</b>	<b>96</b>
<b>6.3</b>	<b>Simulation libre DRAKKAR 1/4°</b> . . . . .	<b>112</b>
6.3.1	Adaptation de l'analyse Radon . . . . .	112
6.3.2	Signaux propagatifs . . . . .	112
<b>6.4</b>	<b>Influence de la résolution sur les ondes de Rossby simulées</b> . .	<b>114</b>
6.4.1	Amplitude des signaux propagatifs . . . . .	114
6.4.2	Vitesse de phase zonale des signaux propagatifs . . . . .	116
<b>6.5</b>	<b>Bilan</b> . . . . .	<b>116</b>

---

Le chapitre 5 a montré que la variabilité interannuelle de l'AMOC des différentes simulations diffère en termes de phase, intensité, localisation. L'interprétation de ces résultats nécessite une meilleure compréhension des mécanismes contrôlant les variations de l'AMOC à différentes échelles de temps. Cette partie se concentre sur l'étude des signaux propagatifs susceptibles d'influencer la variabilité de l'AMOC. L'accent est mis sur les « ondes de Rossby », signaux propagatifs se déplaçant d'est en ouest à travers l'Atlantique, dont le rôle dans le forçage de la variabilité interannuelle de l'AMOC a déjà été évoqué dans la littérature. Le chapitre 6 est consacré à l'étude des signaux se propageant vers l'ouest dans les simulations libres DRAKKAR. Il présente notamment l'outil dédié à la détection de signaux propagatifs que j'ai développé au cours de ma thèse. Les résultats de cette analyse dans CLIPPER 1/6° suivent, puis la validation de ces résultats dans les simulations libres DRAKKAR. Enfin le chapitre 7 s'intéresse au rôle des ondes de Rossby dans les mécanismes d'ajustement de l'AMOC à la variabilité atmosphérique, et à l'impact de la résolution sur ce mécanisme d'ajustement.

## 6.1 Résumé et principaux résultats des travaux de *Lecointre et al.* (2008)

*Lecointre* (2006); *Lecointre et al.* (2008) ont étudié la représentation de ce phénomène d'ajustement océanique au travers des ondes de Rossby dans la simulation *eddy-permitting*<sup>1</sup> CLIPPER 1/6°. La simulation CLIPPER 1/6° est issue du projet CLIPPER, précurseur du projet DRAKKAR. L'étude se focalise en Atlantique Nord subtropical (5°N-50°N) pendant la période 1993-2000. Un outil numérique de calcul des vitesses de phase et des amplitudes du premier mode barocline des ondes de Rossby a été développé en collaboration avec Paolo Cipollini (National Oceanography Centre, Southampton, U.K.). Cet outil permet d'obtenir, à partir d'anomalies de la surface libre (SLA) et d'anomalies d'immersion d'isopycnes, la vitesse de phase zonale et l'amplitude des ondes de Rossby (premier mode barocline) en surface mais également le long de toute isopycne. Cette démarche a été utilisée pour valider le modèle CLIPPER 1/6° en surface, par comparaison avec les vitesses de phase et amplitudes des ondes de Rossby observées par altimétrie, puis pour étudier la structure tridimensionnelle de la vitesse de phase des ondes de Rossby simulées par CLIPPER 1/6°. Les principaux résultats de *Lecointre et al.* (2008) sont les suivants.

- Le modèle CLIPPER 1/6° représente convenablement la vitesse de phase observée en surface par altimétrie, avec un léger biais lent du modèle. L'écart relatif, variable avec la latitude, est d'environ 15% entre 20°N et 40°N. L'intensité des signaux dans le modèle est inférieure à celle des observations : l'écart relatif atteint 30 à 40% entre 20°N et 40°N (fig. 6.1). La structure zonale et méridienne caractéristique de ces ondes (augmentation des vitesses de phase vers l'ouest et vers l'équateur, ondes plus intenses à l'ouest, le long du Gulf Stream et du Courant Nord Atlantique) est également bien représentée par le modèle. En moyenne sur la région Atlantique Nord (5°N-50°N), les vitesses de phase des ondes simulées sont légèrement sous-estimées. On constate un biais lent d'environ 0.4 cm/s par rapport aux observations (pour une vitesse de phase zonale moyenne d'environ 3 à 4 cm/s). Mais les vitesses de phase simulées sont plus proches des observations que ne le

1. capable de résoudre des tourbillons : à titre d'exemple CLIPPER 1/6° résout des tourbillons de taille supérieure à 35km.

sont les estimations théoriques pour les ondes linéaires.

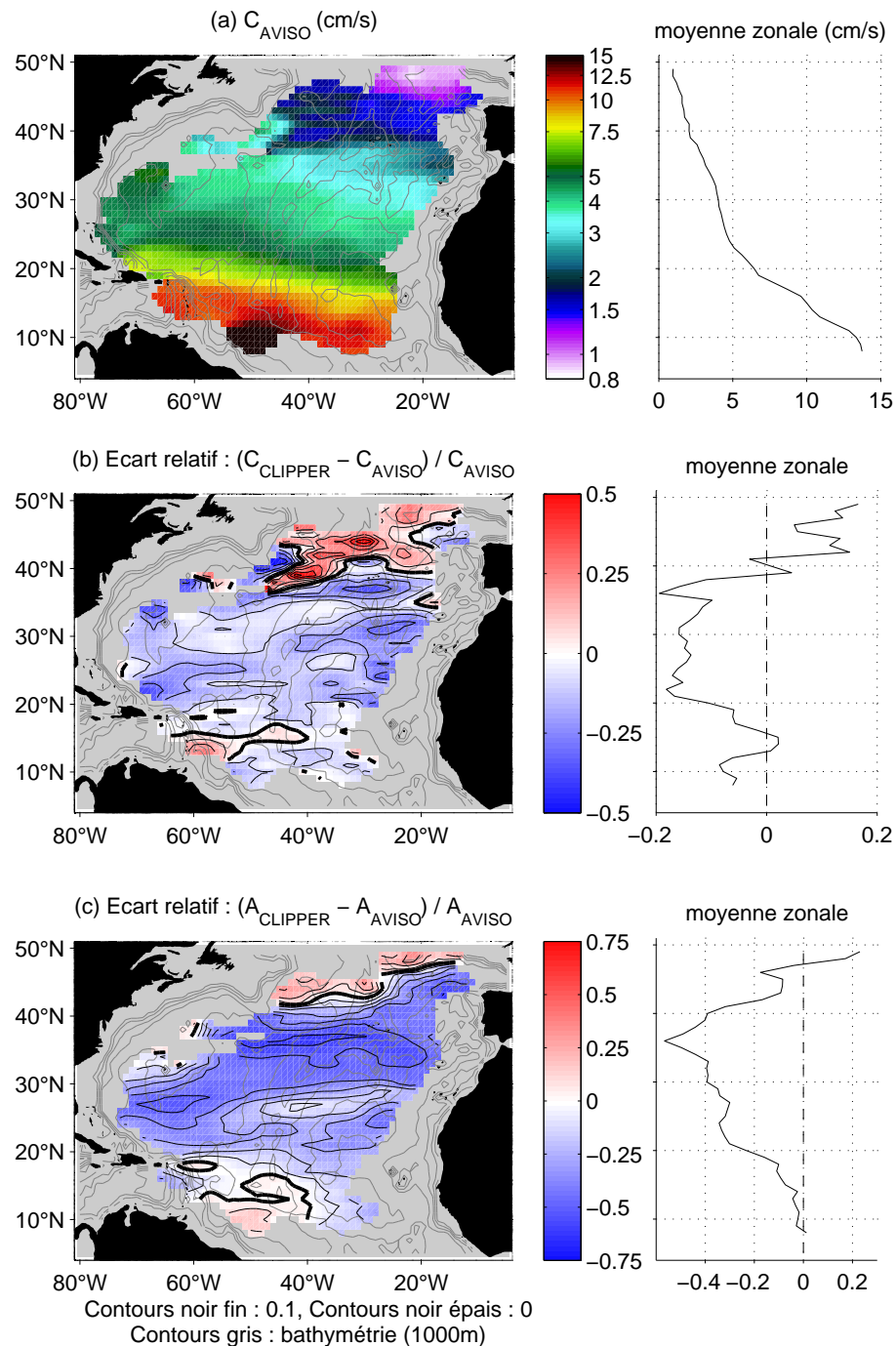


FIGURE 6.1 – (a) Vitesse de phase zonale des ondes de Rossby observées par l’altimètre AVISO (période 1993-2000, région 5°N-50°N). (b) Ecart relatif entre les vitesses de phase zonales des ondes de Rossby simulées par CLIPPER 1/6° et observées par altimétrie. (c) Ecart relatif entre les amplitudes des ondes de Rossby simulées par CLIPPER 1/6° et observées par altimétrie.



- L'étude détaillée de la structure tridimensionnelle de ces ondes suggère que la vitesse de phase des ondes de Rossby (premier mode barocline) diminue de 15 à 18% avec la profondeur (valeurs calculées pour une profondeur moyenne de 3250m). Cette décélération se produit en moyenne à 1000m, c'est-à-dire juste sous la thermocline. Le taux de décélération varie méridionalement. Entre 24°N et 30°N, les vitesses de phase zonales diminuent de 15 à 25% avec la profondeur. A 25°N, une influence locale de la dorsale médio-Atlantique a été mise en évidence sur ce taux de décélération et suggère une possible influence topographique grande échelle. Dans la région turbulente traversée par le Courant des Açores et la branche sud du Courant Nord Atlantique (31°N-37°N), la décélération est moindre (environ 5%). Dans cette zone turbulente, la cohérence verticale des signaux se propageant vers l'ouest est renforcée, suggérant que l'on soit en présence de tourbillons, plutôt que d'ondes linéaires.

- Ce travail a permis de développer de nombreux outils d'analyse (traitement d'images, transformée de Radon, filtrages divers, lissages) dédiés à l'analyse de ces signaux propagatifs. Ces outils sont nécessaires à l'évaluation de modèles numériques (comparaisons aux observations), ainsi qu'à la comparaison des modèles entre eux. L'analyse Radon est un outil puissant permettant l'étude de l'ajustement de l'AMOC au forçage atmosphérique, elle est donc mise en œuvre dans ce travail.

La section suivante est constituée de l'article de *Lecointre et al.* (2008) et présente donc le développement de l'outil dédié à la détection de signaux propagatifs (analyse Radon) ainsi que les résultats de cette analyse dans la simulation CLIPPER 1/6°.

## 6.2 Depth dependence of westward-propagating North Atlantic features diagnosed from altimetry and a numerical 1/6° model

# Depth dependence of westward-propagating North Atlantic features diagnosed from altimetry and a numerical $1/6^\circ$ model

A. Lecointre<sup>1</sup>, T. Penduff<sup>1</sup>, P. Cipollini<sup>2</sup>, R. Tailleux<sup>3</sup>, and B. Barnier<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels, CNRS, UJF, INPG, Grenoble, France

<sup>2</sup>National Oceanography Centre, Southampton, UK

<sup>3</sup>Department of Meteorology, University of Reading, UK

Received: 23 October 2007 – Published in Ocean Sci. Discuss.: 12 November 2007

Revised: 18 February 2008 – Accepted: 4 March 2008 – Published: 18 March 2008

**Abstract.** A  $1/6^\circ$  numerical simulation is used to investigate the vertical structure of westward propagation between 1993 and 2000 in the North Atlantic ocean. The realism of the simulated westward propagating signals, interpreted principally as the signature of first-mode baroclinic Rossby waves (RW), is first assessed by comparing the simulated amplitude and zonal phase speeds of Sea Level Anomalies (SLA) against TOPEX/Poseidon-ERS satellite altimeter data. Then, the (unobserved) subsurface signature of RW phase speeds is investigated from model outputs by means of the Radon Transform which was specifically adapted to focus on first-mode baroclinic RW. The analysis is performed on observed and simulated SLA and along 9 simulated isopycnal displacements spanning the 0–3250 m depth range. Simulated RW phase speeds agree well with their observed counterparts at the surface, although with a slight slow bias. Below the surface, the simulated phase speeds exhibit a systematic deceleration with increasing depth, by a factor that appears to vary geographically. Thus, while the reduction factor is about 15–18% on average at 3250 m over the region considered, it appears to be much weaker (about 5–8%) in the eddy-active Azores Current, where westward propagating structures might be more coherent in the vertical. In the context of linear theories, these results question the often-made normal mode assumption of many WKB-based theories that the phase speed is independent of depth. Alternatively, these results could also suggest that the vertical structure of westward propagating signals may significantly depend on their degree of nonlinearity, with the degree of vertical coherence possibly increasing with the degree of nonlinearity.

## 1 Introduction

Rosby or planetary waves (Rossby, 1939), discussed for the first time by Hough (1897) are instrumental in the western intensification of oceanic gyres (Anderson and Gill, 1975; Anderson and Killworth, 1977), in the large scale adjustment of ocean basins (Pedlosky, 1979; Gill, 1982), and possibly in the variability of the Meridional Overturning Circulation (MOC) (Hirschi et al., 2007). Until recently, the main theoretical framework to describe such waves has been the standard linear theory (referred to as SLT thereafter), which is based on quasi-geostrophic (QG) assumptions, a flat bottom hypothesis, and a decomposition of oceanic motions on a discrete basis of independent normal mode solutions (Gill, 1982). These include a very fast barotropic mode whose associated horizontal velocity profile is independent of depth, and an infinite number of baroclinic modes of increasing vertical complexity. The appealing simplicity of the SLT has made it a widely used interpretative tool by oceanographers, even though the validity, relevance, and accuracy of the dynamical modes it predicts have never been really tested owing to the traditional difficulty of sampling the oceans at the temporal and spatial scales pertaining to planetary wave propagation.

Over the last decade, however, the advent of satellite altimetry has rapidly led to improving our knowledge of the empirical properties of planetary wave propagation by providing global observations of the surface signature of these waves with unprecedented spatial and temporal resolutions. So far, although limited to the surface, such observations have already proved sufficient to question the validity of the SLT on a number of points. Specifically, Chelton and Schlax (1996) showed that observed phase speeds appear to be two to three time faster at mid- and high-latitudes than predicted by the SLT; furthermore, the observed wave amplitude do not appear to remain uniform throughout ocean basins as



Correspondence to: A. Lecointre  
(albanne.lecointre@hmg.inpg.fr)

anticipated by the SLT, but to have enhanced variance in the western part of the basins.

Chelton and Schlax (1996)'s results greatly stimulated the development of new theories seeking to improve upon the SLT by taking into account such neglected effects as the background mean flow, topography, and nonlinearities, to cite the most important ones. Early theories focused on non-dispersive long waves, and initially focused on the effects of a background zonal mean flow over a flat-topography as the most likely explanation to account for the discrepancy, e.g., Killworth et al. (1997). The effect of topography was initially discarded by Killworth and Blundell (1999) as being relevant, but Tailleux and McWilliams (2001) demonstrated that the bottom boundary condition, if properly considered, can have a much greater impact than the background mean flow on Rossby wave phase speeds, see also Tailleux (2003, 2006) for a further discussion of the topographic effects. Over the past few years, the increase in spatial resolution of satellite altimeter products achieved by merging different altimeter datasets motivated the study of the empirical dispersion relation of Rossby waves. This in turn prompted the most recent theories to include dispersive effects as well. The most complete theory to date is probably that of Killworth and Blundell (2005) which considers the effects of dispersion and background mean flow in the presence of a variable large-scale topography, in the context of WKB theory.

While the extended theories appear to do better than the SLT at reducing the discrepancy with observations, e.g., Maharaj et al. (2007), this does not necessarily mean that they do so for the correct reasons. This is because the extended theories, despite their apparent success, still rely on a number of assumptions whose validity can neither be directly checked against observations, nor rigorously proven mathematically. Indeed, such theories are for the most part based on the WKB approximation whose validity relies in principle on a scale separation between the waves and the medium of propagation, as well as on the non-interaction between the different waves supported by the system. While the idea of a scale separation between the waves and the background large-scale circulation does not appear unreasonable at leading order, it seems much more questionable with respect to addressing the effects of topography since the latter exhibits important variations on both small and large scales. The latter issue is not easily dismissed, because the studies by Killworth et al. (1997) and Tailleux and McWilliams (2001) show that the bottom boundary condition have a much greater impact than the background mean flow on the phase speed when both effects are considered separately. With regard to the non-interaction assumption underlying WKB theory, Tailleux and McWilliams (2002) and Tailleux (2004) suggest that it breaks down in places where the topography has a strong curvature, which is likely to occur widely in the actual ocean.

Another important underlying assumption of most WKB-based theories is that planetary waves are able to retain a normal mode structure similar to that of the standard modes, de-

spite the linearised equations in the presence of background mean flow and topography being no longer separable. As a result, these extended theories assume that the propagation remains vertically coherent, as for standard normal modes, with the implication that westward propagation should be observable throughout the vertical with a phase speed independent of depth. Of course, such a particular prediction is difficult to test against observations, although this might become feasible in the future using ARGO floats, as initiated by Chu et al. (2007). From a physical viewpoint, the validity of the normal mode assumption is not obvious. Indeed, vertical normal modes are usually interpreted as a standing wave resulting from the superposition of two modes propagating vertically in opposite directions, with the same amplitude but opposed phase speeds. As a result, the persistence of normal modes requires: 1) that the problem be symmetric with respect to upward and downward propagation; 2) that the amplitude of the reflected waves at the bottom and surface boundaries be the same as that of the incident waves. Obviously, this is technically not true for the linearised equations in presence of a background mean flow and bottom topography, so that the degree to which planetary waves can be regarded to be associated with normal modes should probably be more fully justified than has been the case so far. An alternative is to look at the 3-D propagation of planetary wave packets, as proposed by Yang (2000), but then additional difficulties arise with respect to how to satisfy boundary conditions, while the other difficulties associated with the scale-separation and non-interaction remain.

Finally, the last difficulty in interpreting actual planetary wave propagation stems from the possibility that a large fraction of observed westward propagating signals could actually be associated with nonlinear eddies, rather than with linear waves, as recently pointed out by Chelton et al. (2007). That nonlinearities are likely to be important for the study of westward propagating signals is in fact theoretically motivated by the study of Jones (1979) who was the first to demonstrate that linear Rossby waves are always unstable, an issue reinvestigated by Lacasce and Pedlosky (2004). If linear waves are always unstable, and therefore nonlinear interactions important, the question that naturally arises is how accurate and relevant our linear theories can be?

With so many questions about the validity of extended theories, and the linear or nonlinear nature of actual Rossby waves, it appears urgent and desirable to learn more about the full three-dimensional structure of westward propagation in order to make progress toward checking existing theories and possibly proposing suggestions for improvement. (The terminology Rossby waves is used in this paper as a generic descriptor of westward propagating signals, whether these turn out to be linear waves or nonlinear eddies). So-called "realistic" ocean model simulations can fruitfully complement such idealised (analytical or numerical) Rossby wave studies, to investigate the full 3-D (unobserved) structure of the waves. These numerical simulations take into account high

resolution topography and geometry, realistic initial state, forcing and stratification to mimic the observed state and evolution of the real ocean, and can thus be directly compared to observations. However, the unambiguous extraction and identification of individual processes and signals is more difficult in such simulations than in idealised models. Hughes (1995) and Hirschi et al. (2007) made use of “realistic” numerical simulations to investigate Rossby waves over the Southern Ocean surface, and the role of Rossby waves in the variability of the MOC, respectively. The outputs of the ATL6 1/6° Clipper realistic model (Penduff et al., 2004) are used here to study the vertical structure of phase speeds of the waves.

The propagation of Rossby waves has a dominant westward component that appears clearly on longitude/time sections (also known as Hovmöller diagrams). In the literature, the two main signal processing techniques that have been used to extract and study surface Rossby waves from such diagrams are the 2-D Radon Transform (RT) and the 2-D Fourier Transform. The RT (Radon, 1917; Deans, 1983) provides a quantitative estimate of the orientation of lines in Hovmöller plots. Chelton and Schlax (1996) first used the RT to study the characteristics (especially the phase speed) of westward-propagating planetary waves in satellite altimeter data. Since then, several authors have applied the 2-D RT on SST or SLA datasets (Hill et al., 2000; Maharaj et al., 2004, 2005; Cipollini et al., 2001, 2006). Superimposed propagating signals locally extracted by the 2-D RT are generally interpreted as various baroclinic modes of Rossby waves (Maharaj et al., 2004; Cipollini et al., 2006). The 2-D RT is used in the present study to extract from observed and simulated data in the subtropical North Atlantic the signals whose propagation speeds are the closest in magnitude to those of the first baroclinic mode as predicted by the extended theory of Killworth and Blundell (2003). Some limitations of the 2-D RT are pointed out and this paper explains how the method has been adapted. Challenor et al. (2001) applied a 3-D RT on altimeter data in the North Atlantic and showed that the meridional phase speed was negligible in many places; this justifies why only the 2-D RT is used here. Some authors (Subrahmanyam et al., 2000; Osychny and Cornillon, 2004; Maharaj et al., 2007) have used the 2-D Fourier Transform instead of the 2-D RT. This alternative approach highlights the spectral components of the data in time and space and provides a different estimate of superimposed phase speeds. Maharaj et al. (2004); Cipollini et al. (2006) explored the differences between both methods.

The purpose of this paper is to investigate and describe the vertical (unobserved) structure of westward propagation speeds in the CLIPPER ATL6 model. To that end, we first seek to build our confidence in the physical plausibility of the model results by first assessing the ability of the model to simulate the speed and amplitude of westward propagating features as observed by satellite altimetry in the subtropical North Atlantic. The primary method to investigate westward

propagation is the 2-D RT applied on simulated isopycnal displacements. The datasets are presented in section 2. Section 3 present how we modified the classical 2-D RT to better select the first baroclinic mode of Rossby waves. Our results are presented in Sect. 4, then summarised and discussed in Sect. 5.

## 2 Observed and simulated datasets

### 2.1 Observations

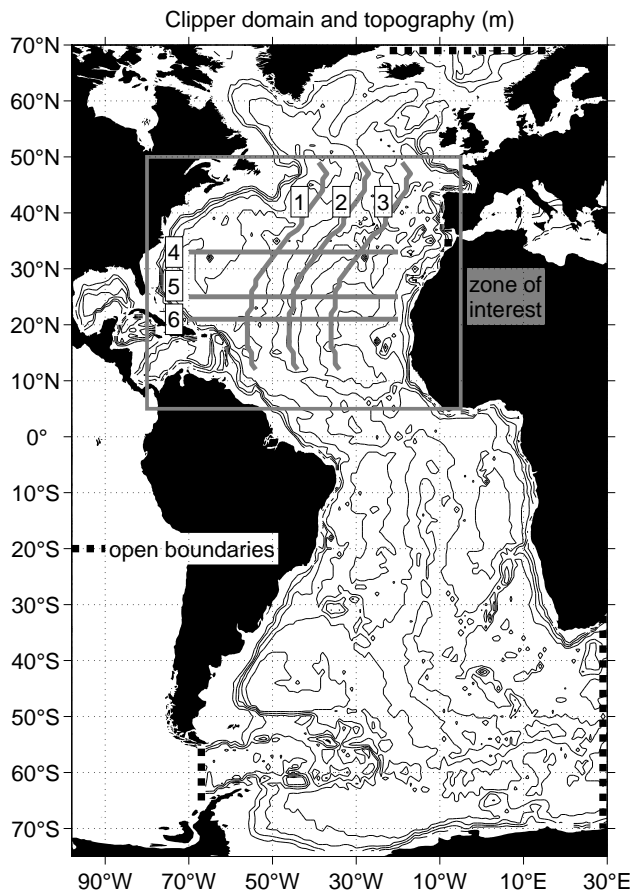
We make use of the merged Topex/Poseidon-ERS Sea-Level Anomaly (SLA) maps distributed by AVISO. SLA fields as a function of  $(x, y, t)$  are available weekly over the world ocean from October 1992 onwards on a 1/3° MERCATOR grid. Details of the mapping method can be found in Le Traon and Ogor (1998); Le Traon et al. (1998). The reader is also referred to the DUACS handbook (<http://www.aviso.oceanobs.com>) and to CLS (2004) for further details.

### 2.2 Simulations

Numerical data come from the ATL6-ERS26 1/6° simulation (Penduff et al., 2004) performed during the French CLIPPER project (Tréguier et al., 1999), a high resolution model study of the Atlantic circulation based on OPA 8.1 numerical code (Madec et al., 1988). The ATL6 model resolves the primitive equations on an isotropic 1/6° MERCATOR grid spanning the whole Atlantic Ocean (98.5° W–30° E, 75° S–70° N) with 42 geopotential levels. The model is driven by wind stresses, heat and salt fluxes computed from the ECMWF ERA15 reanalysis and subsequent analyses (Barnier, 1998). The model is limited by four open boundaries located at 70° N, in the Gulf of Cadiz (8° W), at the Drake Passage (68° W) and between Africa and Antarctica (30° E). The model topography in the North Atlantic is presented in Fig. 1. The temporal resolution of the numerical dataset is 5 days. Simulated data used in this work are the model SLA( $x, y, t$ ) and the displacements of 9 isopycnals  $h'(x, y, t)$  located between 750 m and 3250 m. Positive  $h'$  values correspond to upward isopycnal displacements. The densities of the selected isopycnals are

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= 31.75, 32.05 \text{ and } 32.25, \\ \sigma_2 &= 36.9, 36.95 \text{ and } 36.9875, \\ \sigma_3 &= 41.45, 41.475 \text{ and } 41.5.\end{aligned}$$

Their time-averaged depths over the domain of interest are close to 750, 1000, 1250, 1750, 2000, 2250, 2750, 3000 and 3250 m, respectively, thus yielding a reasonably regular sampling on the vertical. This study covers the 8-year period (from 1993 to 2000) coinciding with the period of observations.



**Fig. 1.** Region of interest superimposed on the model topography (1000 m contour interval, smoothed for a clearer representation). Lines indicate the location of the sections studied in Sect. 4.2.

### 2.3 Comparison

Figure 2 presents the observed and simulated surface eddy kinetic energy (EKE) in the North Atlantic. The observed EKE is computed over the period October 1992–October 2000 from SLA maps by assuming a geostrophic balance (details can be found in Ducet et al. (2000)). The model EKE is computed for the period 1993–2000 as the velocity variance  $\frac{1}{2}((u-\bar{u})^2+(v-\bar{v})^2)$  below the Ekman layer (100 m) to avoid the ageostrophic Ekman components. The path of the main eddy-active fronts is simulated correctly by the CLIPPER model in the region of interest. As expected from the relatively modest resolution of the model, the simulated EKE is weaker than in reality. Despite a too zonal North Atlantic Current, the Azores Current is correctly located. This simulation has been compared to various observations and was shown to be realistic in many aspects, including its interannual surface variability (see Penduff et al. (2004) and references therein).

This static view of ocean variability is complemented by longitude-time (Hovmöller) diagrams. These diagrams allow a dynamic view along zonal sections of the data showing the westward propagation of signals as oblique structures (Fig. 3). The slope of these structures is inversely proportional to the phase speed of westward-propagating signals. The longitude-time plots of the 9 simulated isopycnal immersion depths (shown along the  $\sigma_1=32.05$  and  $\sigma_2=36.95$  isopycnals, lying around 1000 and 2000 m respectively) exhibit comparable oblique structures, showing the presence of westward-propagating signals at every depth. The magnitude of isopycnal displacements  $h'$  are much greater than those of SLA. In Fig. 3, most isopycnal displacement patterns are out of phase with SLA, as would be expected for first baroclinic mode propagating structures.

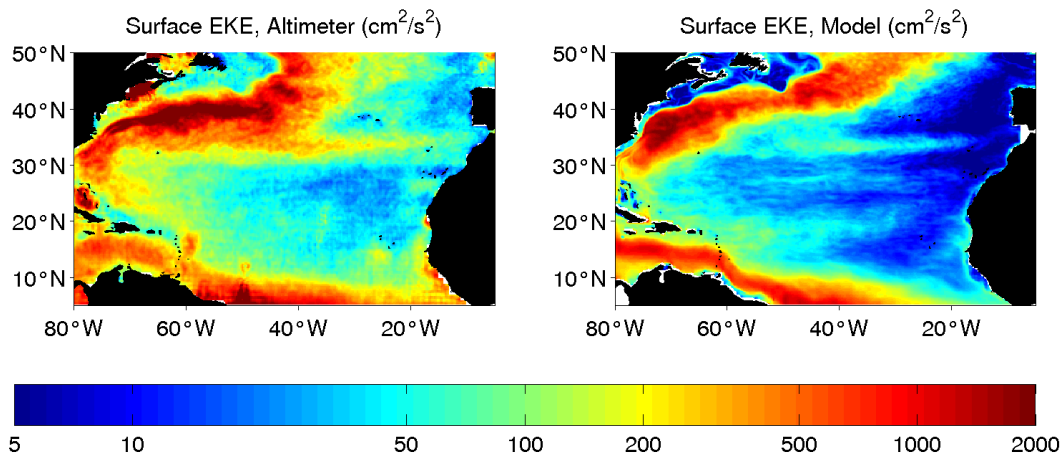
## 3 Data processing

This section presents how westward-propagating features are quantified from Sea Level Anomaly fields (SLA) and simulated isopycnal depths. We modified the classical Radon Transform algorithm to improve the precision of the analysis, extract first baroclinic mode signals, and regularise resulting phase speed fields. The same processing technique is applied independently on observed SLAs, simulated SLAs, and on simulated isopycnals. Figure 4 summarises the whole processing.

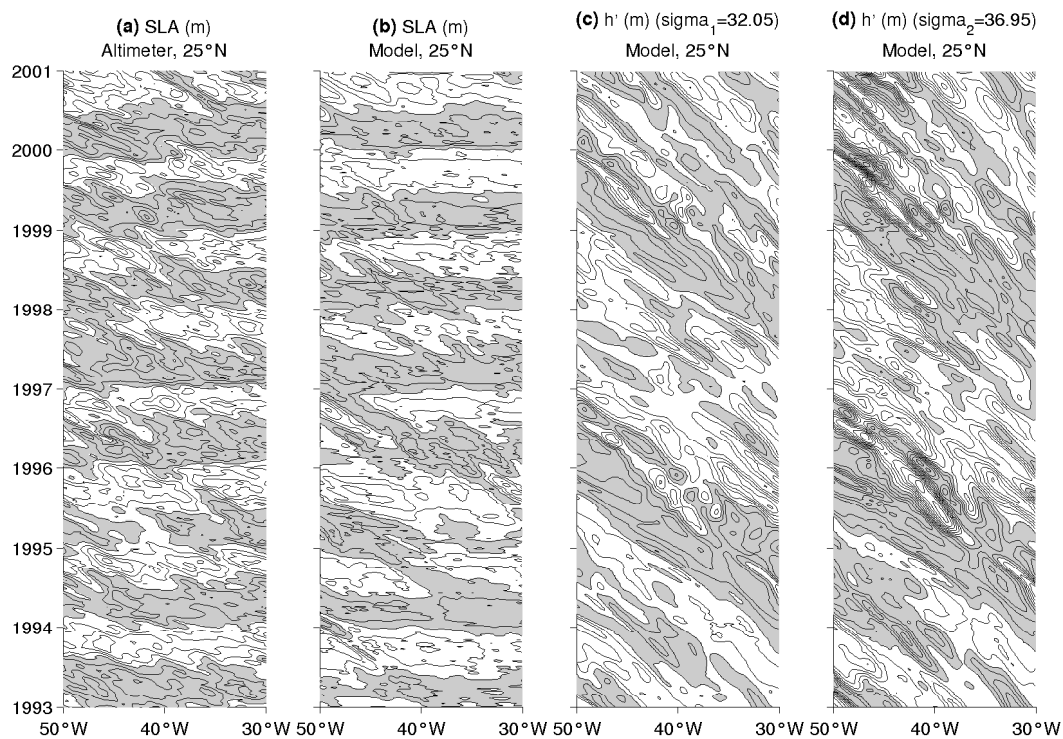
### 3.1 Radon transform

Observed (resp. simulated) SLA timeseries are interpolated linearly on a regular  $1/3^\circ \times 1/3^\circ$  (resp.  $1/6^\circ \times 1/6^\circ$ ) horizontal grid, and locally detrended in time over 1993–2000. We have verified that the distinct zonal and temporal resolutions of the simulated and observed datasets have no significant impact on the estimated phase speeds. Remaining gaps in observed (resp. simulated) fields are filled in the longitude-time space using a 2-D Gaussian interpolation scheme with  $1^\circ \times 7$ -day (resp.  $0.5^\circ \times 5$ -day) search radii and  $\frac{2}{3}^\circ \times 1.4$ -day (resp.  $\frac{1}{3}^\circ \times 1$ -day) half-maxima fullwidths.

Superimposed zonally-propagating features appear as oblique patterns in longitude-time Hovmöller diagrams. The classical 2-D Radon Transform (RT, described in e.g. Hill et al., 2000) projects such diagrams from the Cartesian  $(x, t)$  plane onto a line oriented at a given  $\theta$ , as shown in Fig. 5. When the orientation  $\theta$  of  $x'$  is normal to the alignments, the RT thus transforms superimposed westward-propagating signals (distinct oblique alignments of positive or negative anomalies in the  $x, t$  plane) into positive or negative peaks along the projected coordinate axis,  $x'$ . In that case the standard deviation of the RT computed along the  $x'$  axis (noted  $S(\theta)$  hereafter) will exhibit local maxima at  $\theta$  values that can be readily converted into predominant propagation speeds.



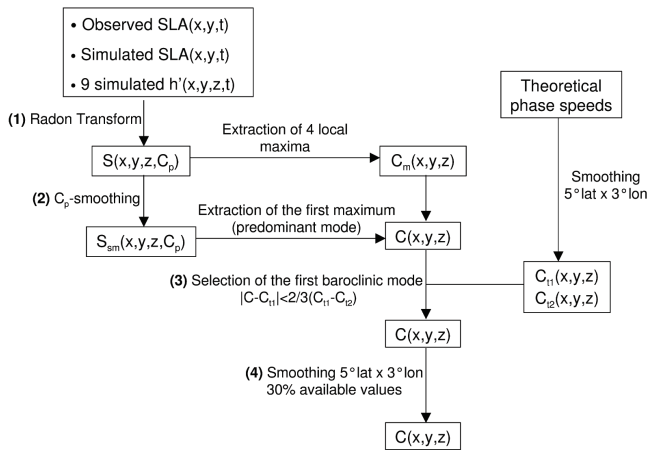
**Fig. 2.** Surface Eddy Kinetic Energy (EKE) from altimeter (left) and model (right) data in the region of interest.



**Fig. 3.** Longitude/time plots of observed (a) and simulated (b) Sea Level Anomalies ( $SLA(x, y=25^\circ N, t)$ ) and of the displacements of isopycnals  $\sigma_1=32.05$  (c) and  $\sigma_2=36.95$  (d). These isopycnals lie around 1000 m and 2000 m respectively. Contour interval is 3 cm in (a, b) and 10 m in (c, d), negative (downward) values are shaded

$S$  and subsequent phase speeds are computed throughout the North Atlantic on a  $1^\circ \times 1^\circ$  grid by applying the Radon Transform on sliding Hovmöller diagrams defined locally. These local diagrams are  $20^\circ$  wide in longitude, 8-year tall, extracted at the latitude and centered on the longitude under consideration. Two treatments are performed just before ap-

plying the RT: the  $(x, t)$ -averaged SLA is removed from each local diagram to avoid potential biases in the angle estimate (De La Rosa et al., 2007), and a westward-only filter is applied in the Fourier space to remove eastward-propagating and stationary signals.



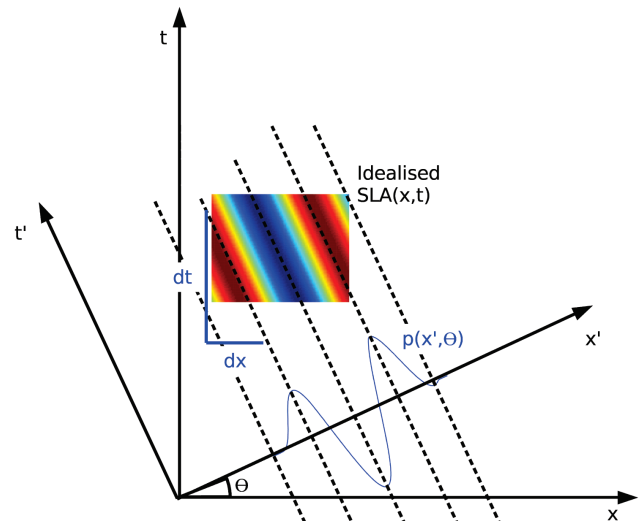
**Fig. 4.** Data processing scheme. 1) Radon Transform, see Sect. 3.1. 2) Smoothing of Radon Transform standard deviations and extraction of westward phase speeds, see Sect. 3.3. 3) Selection of first baroclinic mode phase speeds, see Sect. 3.4. 4) Horizontal smoothing of phase speed fields, see Sect. 3.5.

Rossby wave amplitudes are weak and difficult to detect polewards of  $50^\circ$  N. In the equatorial band, their wavelengths may also become longer than our  $20^\circ$  analysis window and get aliased by the RT (Cipollini et al., 2001). This study thus focuses on the subtropical North Atlantic from  $5^\circ$  N to  $50^\circ$  N between 1993 and 2000.

### 3.2 Link between discrete $\theta$ angles and phase speeds

The RT projects local Hovmöller diagrams (with  $dx$  and  $dt$  denoting the zonal and temporal grid discretisation) along oblique lines whose angles with respect to the vertical span discrete  $\theta$  values. To each angle  $\theta$  corresponds the phase speed  $C_p = (dx/dt) \tan \theta$ , with  $dt$  usually fixed and  $dx$  varying with the cosine of latitude  $\phi$ , so that  $C_p = A \cos \phi \tan \theta$ , with  $A$  a constant.

So far, most RT implementations, e.g., Hill et al. (2000), have used a uniform discretisation for  $\theta$ . However, because of the nonlinear relation between  $C_p$  and  $\theta$ , this implies a highly non-uniform distribution for the discretised  $C_p$ , which may impair an accurate determination of the phase speeds. Indeed, crosses and pluses in Fig. 6 show that in that case,  $\delta C_p$  would vary by up to a factor of 50 over the range  $\theta = 0-80^\circ$  ( $0-20 \text{ cm s}^{-1}$ ). For this reason, we found it preferable to modify the discretisation of  $\theta$  to yield a uniform discretisation of  $C_p$ . In the end, the interval  $0-20 \text{ cm s}^{-1}$  was split in constant  $0.1 \text{ cm s}^{-1}$  steps. Model and observed surface and isopycnal phase speed fields were determined independently using this modified algorithm to ensure a uniform precision throughout the basin and phase speed range.



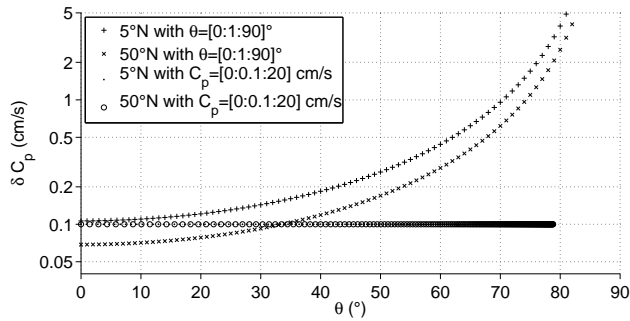
**Fig. 5.** Idealised Hovmöller diagram and formulation of the two-dimensional Radon Transform (RT). The RT  $p(x', \theta)$  (blue curve) is a projection of the image ( $SLA(x, t)$ ) intensity onto a line ( $x'$  axis) at angle  $\theta$ .  $p(x', \theta) = \int_{t'} SLA(x, t) dt'$ , with  $x = x' \cos \theta - t' \sin(\theta)$  and  $t = x' \sin(\theta) + t' \cos(\theta)$ . The  $\theta$  angle for which the standard deviation of  $p(x', \theta)$  is maximum is related to the preferential orientation in the Hovmöller diagram and its tangent provides the zonal phase speed of the dominant signal.

### 3.3 Smoothing algorithm – extraction of phase speeds

The standard deviation of these Radon Transforms (noted  $S(x, y, z, C_p)$  in the following) can then be computed along  $x'$  lines (see Fig. 5) at each geographical location to extract the strongest propagating features.

Figure 7 shows a local example of  $S(C_p)$  from altimeter data; local maxima around  $6.5$  and  $1-1.5 \text{ cm s}^{-1}$  are close to the expected phase speeds of first and second-mode Rossby waves, respectively. However, small-scale structures contaminate  $S(C_p)$  there, like in many other locations. This noise affects the automatic detection of significant maxima, and the identification of vertical modes.  $S$  fields were smoothed along the  $C_p$  axis to avoid such ambiguities. A 11-point boxcar filter was chosen after various tests to remove scales shorter than  $1 \text{ cm s}^{-1}$  without affecting meaningful peaks (see thick grey line in Fig. 7). This smoothed field will be noted  $S_{sm}(x, y, z, C_p)$  in the following; it is defined in the range  $0.5-19.5 \text{ cm s}^{-1}$  and is much less contaminated by small-scale noise.

At each  $(x, y, z)$ , dominant  $S_{sm}(C_p)$  maxima are then found using the following criteria: (i) maxima must lie between two increasing and two decreasing values of  $S_{sm}$ ; (ii) maxima must lie 10 points ( $1 \text{ cm/s}$ ) apart from each other. At each location, these maxima yield values of  $C_m(x, y, z)$



**Fig. 6.** Speed step as a function of  $\theta$  at  $5^\circ$  N and  $50^\circ$  N. Results are shown for a constant  $1^\circ$   $\theta$  step and for a constant  $0.1 \text{ cm s}^{-1}$  speed step (note the log scale for the y-axis).

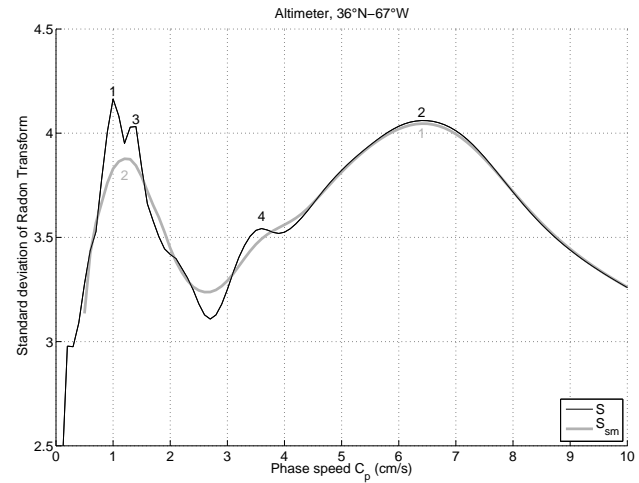
( $m=1, \dots, 4$ ), i.e. the phase speeds of the four dominant propagating signals sorted by decreasing amplitude. The same processing has been applied independently to simulated  $S$  fields at the surface ( $z=0$ ) and along each isopycnal.

Figure 8 shows zonal and meridional sections of observed and simulated  $S_{sm}(x, y, z=0, C_p)$  fields (colour), the corresponding dominant phase speed  $C$  (grey lines), and the  $C_{m=1-4}$  fields computed with unsmoothed  $S$  (white circles, white dots for  $m=1$ ). The westward and southward acceleration of Rossby waves is realistically simulated by the model. Intense westward-propagating structures are found in the western basin (a–f) and between  $35^\circ$  N and  $45^\circ$  N (a, b, g, h). The  $34\text{--}36^\circ$  N “waveguide” follows the trajectory of the Azores Current, which might contribute to the generation or amplification of the waves (e.g. Cipollini et al., 1999; Cromwell, 2006). As expected, the  $S_{sm}$  maximum ( $C$ , grey lines) appears less contaminated by small-scale noise than the first  $S$  maximum ( $C_{m=1}$ , white dots), not only in the  $C_p$  direction but also in the horizontal. This beneficial impact is most clearly seen along the western boundary, and between  $35^\circ$  N and  $45^\circ$  N.

### 3.4 Selection of phase speeds close to first baroclinic mode predictions

Several authors have interpreted multiple peaks detected by the 2-D RT as the surface signature of baroclinic Rossby modes (e.g. Subrahmanyam et al., 2000; Maharaj et al., 2004), the strongest signal corresponding to the first mode. Observed and simulated phase speeds are now compared at the surface against extended theory estimates for the first two baroclinic modes (Fig. 8). This theory (Killworth and Blundell, 2003) takes into account the effects of a slowly varying baroclinic mean flow and realistic bathymetry.

These theoretical phase speed fields are noisier than the  $C$  field; they were thus smoothed horizontally using a 2-D box-car filter (cuboid of  $5^\circ$  in longitude,  $3^\circ$  in latitude). Resulting fields will be noted  $C_{i1}$  and  $C_{i2}$  hereafter, for the first two



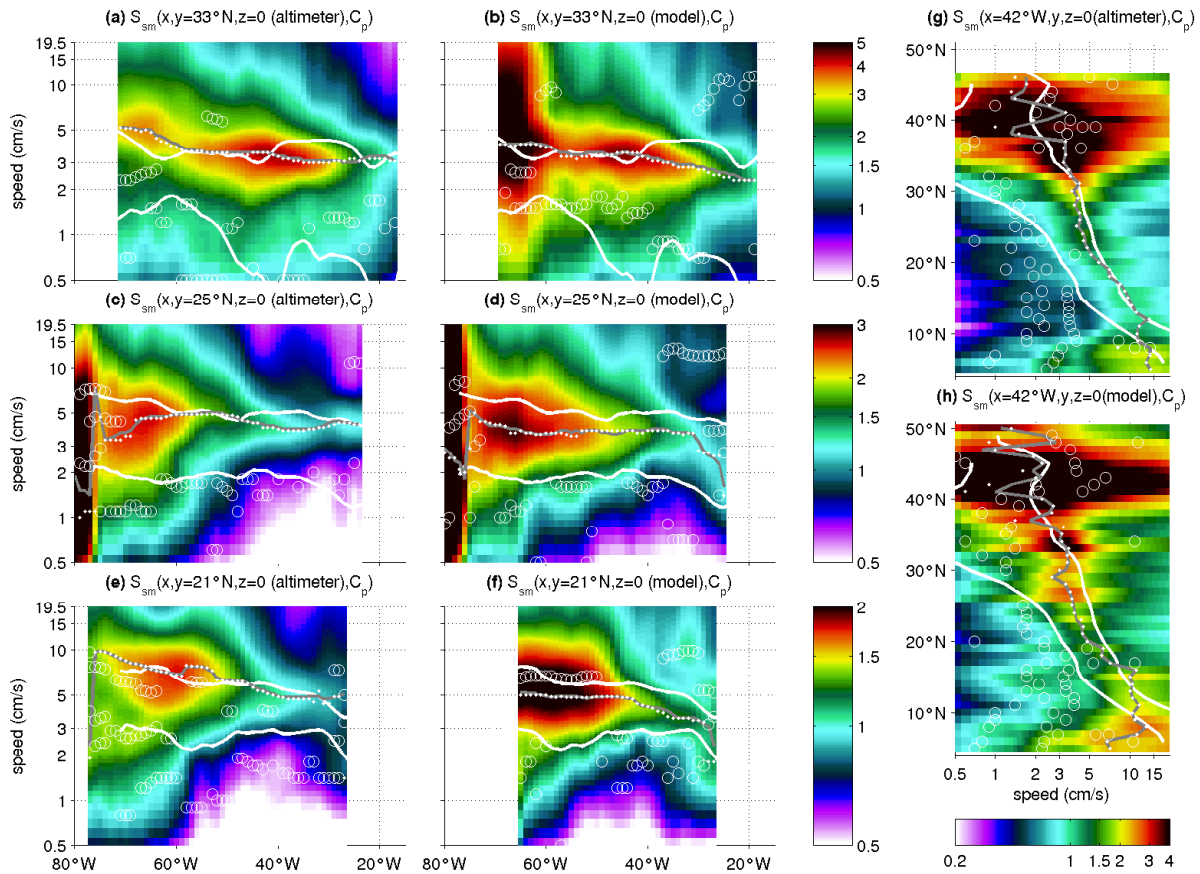
**Fig. 7.** Standard deviation of the SLA Radon Transform as a function of phase speed  $C_p$  at  $36^\circ$  N– $67^\circ$  W without ( $S(C_p)$ , thin black line) and with ( $S_{sm}$ , thick gray line) smoothing in the  $C_p$  direction (see text). Numbers identify local maxima sorted by decreasing amplitude in both cases.

baroclinic modes respectively. As shown in Fig. 8, the observed and simulated dominant surface phase speeds  $C$  (grey lines) correspond very well with  $C_{i1}$  (white lines) over the domain of interest. Over most of the basin, the distance between observed and simulated phase speeds is also smaller than the distance between  $C_{i1}$  and  $C_{i2}$ . This can be seen in Fig. 8 along four transects ( $33^\circ$  N,  $25^\circ$  N,  $21^\circ$  N,  $42^\circ$  W) by comparing  $C(\text{altimeter})-C(\text{model})$  (grey lines) to  $C_{i1}-C_{i2}$  (white lines). Small discrepancies between  $C(\text{altimeter})$  and  $C(\text{model})$  are thus not linked with any contamination from higher order baroclinic modes.

The Radon analysis also detects observed and simulated phase speeds  $C_{2,3,4}(x, y, z)$  (white circles) in the range of the second baroclinic mode  $C_{i2}$  (white lines). The agreement with theory of these noisy fields is not as good as for  $C_{i1}$ , as already mentioned in Maharaj et al. (2004). Like Maharaj et al. (2004), we conclude that both the observed and simulated dominant peaks ( $C$ ) are typical of first baroclinic mode Rossby waves in most regions.

Despite the good agreement between  $C$  and  $C_{i1}$ , there remains a few places where the first baroclinic mode does not dominate in  $S_{sm}$  (grey lines in Fig. 8). We made use of  $C_{i1}$  and  $C_{i2}$  to remove  $C$  values outside the first baroclinic mode range. Cipollini et al. (2006) already used theoretical speeds to extract the first-mode Rossby wave signals: the strongest peak was saved only if its speed was within 1/3 and 3 times the predicted theoretical first baroclinic mode speed (Killworth and Blundell, 2003), otherwise the second largest peak was selected provided it was within that range. Our sorting algorithm uses theoretical speeds too, but the criteria takes into account  $C_{i2}$  to explicitly remove the second baroclinic





**Fig. 8.** Colour: smoothed standard deviation  $S_{sm}$  of altimeter and model SLA Radon Transforms as a function of zonal phase speed  $C_p$  along  $y=21^\circ\text{N}$  (e,f),  $y=25^\circ\text{N}$  (c,d),  $y=33^\circ\text{N}$  (a, b), and  $x=42^\circ\text{W}$  (g, h). White open circles represent the strongest four maxima of the unsmoothed field  $S$  (absolute maxima shown as white dots). Grey lines represent  $C$ , the absolute maxima of  $S_{sm}$ . White lines represent  $C_{I1}$  and  $C_{I2}$  (see section 3.4 for definitions),  $C_{I1}$  being always greater than  $C_{I2}$ .

mode from all the estimations. The  $C$  field is sorted in the following way: at each location  $(x, y, z)$ ,  $C$  is conserved only if  $|C - C_{I1}| < \frac{2}{3}(C_{I1} - C_{I2})$ , otherwise  $C$  is masked. Consequently,  $C$  is masked where  $C_{I2}$  is not defined (north of the Gulf Stream region). The approach presented above ensures that the phase speeds discussed in the following are close to first baroclinic mode theoretical estimates, and not contaminated by higher-order modes.

### 3.5 Horizontal smoothing of the phase speed maps

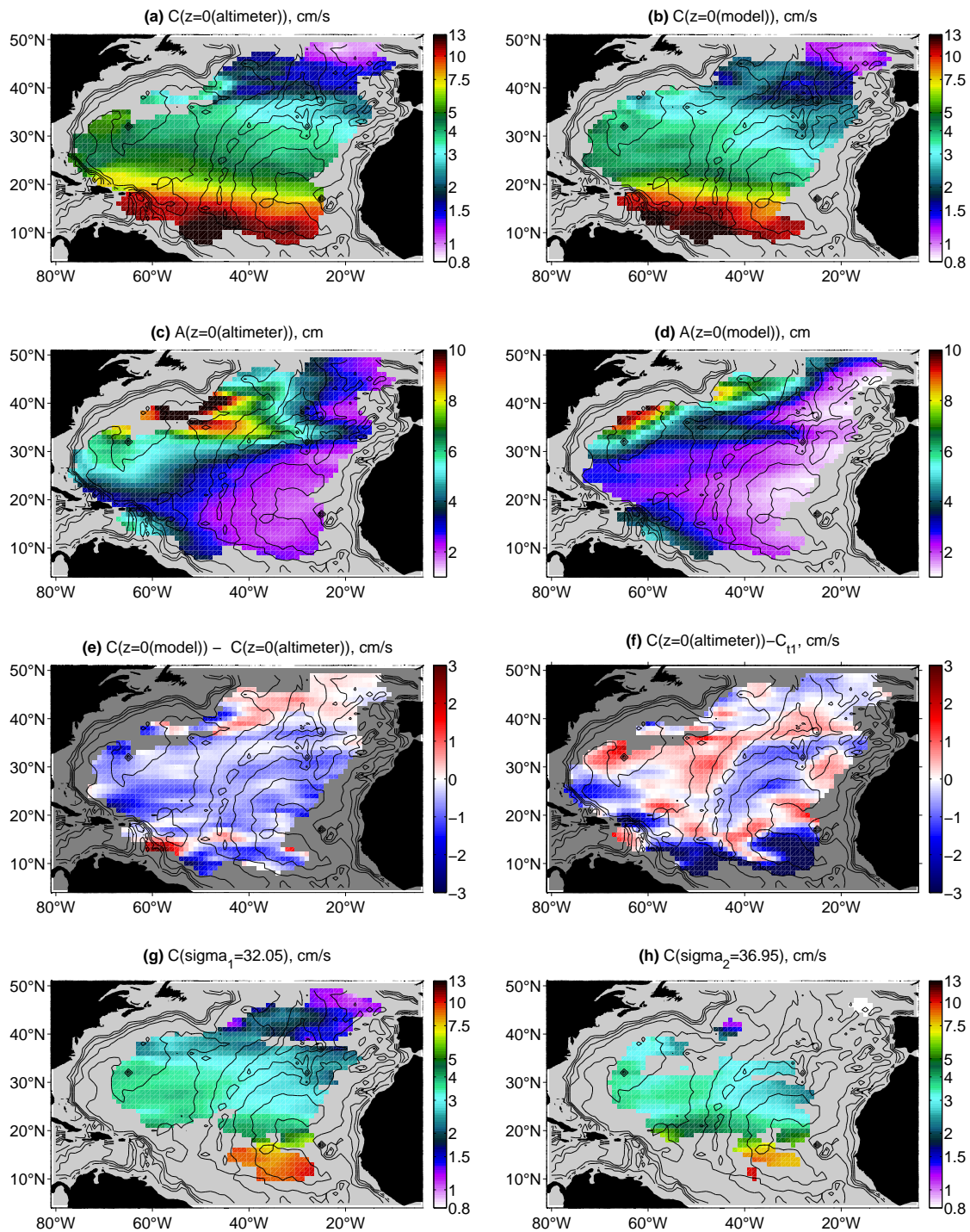
Finally, observed and simulated  $C(x, y, z)$  fields were smoothed on the horizontal independently (along the 10 levels for the latter) using the 2-D boxcar filter used for theoretical speeds ( $5^\circ \times 3^\circ$  zonally-elongated cuboids). Smoothed maps are masked where less than 30% unsmoothed  $C(x, y, z)$  values are available in a cuboid. The amplitude of the strongest westward-propagating features was computed on the same maps (see Appendix A).

Simulated phase speed fields  $C(x, y, z)$  are compared with observations at the surface in Sect. 4.1; their simulated vertical structure is presented in Sect. 4.2.

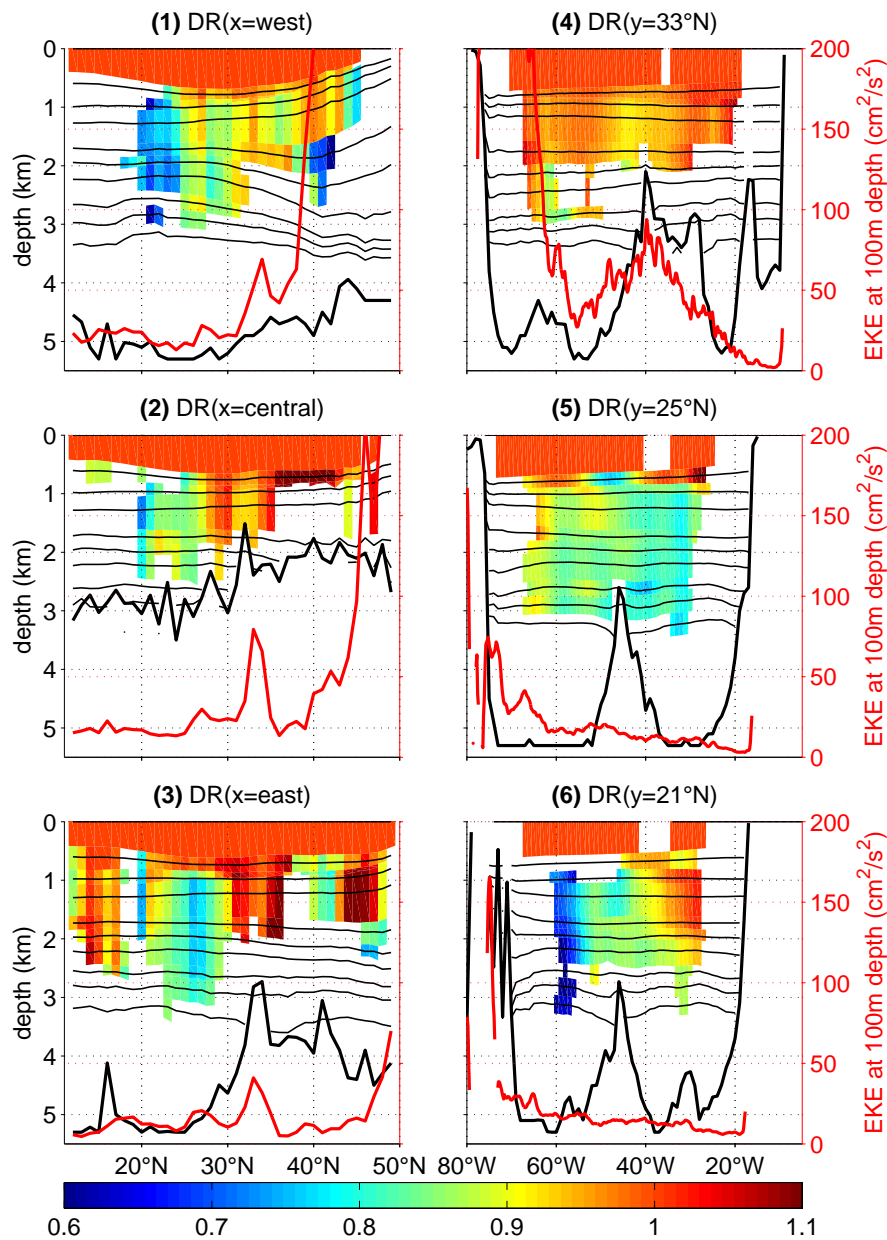
## 4 Results

### 4.1 Model/data intercomparison at the surface

Zones of strong wave amplitudes (Fig. 9c–d) correspond to zones of high EKE (Gulf Stream, Azores current). The simulated Gulf Stream is less energetic than observed and slightly shifted to the north. The similarity of the wave amplitude and EKE fields has already been mentioned by Herrmann and Krauss (1989); Osychny and Cornillon (2004) in the Gulf Stream region and by Cipollini et al. (1999); Cromwell (2001) at  $33^\circ\text{N}$  and  $34^\circ\text{N}$ . This suggests that most of the eddy activity diagnosed on EKE maps actually propagates to the west.



**Fig. 9.** Smoothed bathymetry (contour interval 1000 m) and surface distribution of zonal phase speeds and amplitudes of first-mode propagating features. **(a):** Zonal phase speed from observed SLAs. **(b):** Zonal phase speed from simulated SLAs. **(c):** Amplitude from observed SLAs. **(d):** Amplitude from simulated SLAs. **(e):** Difference between simulated and observed phase speeds. **(f):** Difference between observed and theoretical estimates ( $C_{T1}$  from the extended theory). **(g):** Subsurface zonal phase speeds along simulated isopycnal  $\sigma_1=32.05$  (as in Fig. 3c). **(h):** Subsurface zonal phase speeds along simulated isopycnal  $\sigma_2=36.95$  (as in Fig. 3d).

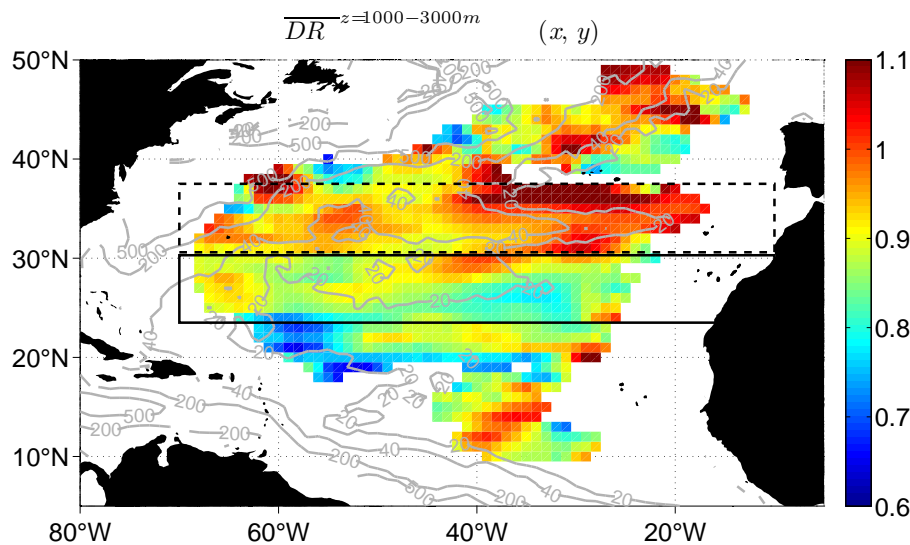


**Fig. 10.** Speed ratio  $DR$  (colour) along the six sections shown in Fig. 1 and time-averaged depth of selected isopycnals (thin black lines). Bottom topography is shown as thick black lines (m), simulated EKE at 100 m depth is shown as red lines ( $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ ).

As expected from the theory and as shown by several authors (e.g. Tokmakian and Challenor, 1993; Polito and Cornillon, 1997; Osychny and Cornillon, 2004), zonal phase speeds increase equatorward and, to a lesser degree, westward (Fig. 9a–b). This feature is well represented by the model, phase speeds reaching  $13 \text{ cm s}^{-1}$  in the southwest part of the domain. Model-observation mismatches (Fig. 9e) reach their maximum (i.e.  $2$  to  $3 \text{ cm s}^{-1}$ ) in the Gulf Stream region, around  $10^\circ \text{ N}$  and close to the boundaries of our domain, but become negligible in the Azores Current. Sim-

ulated surface phase speeds exhibit a slight slow bias, i.e.  $-0.4 \text{ cm s}^{-1}$  on average over the domain.

As mentioned above, simulated first-mode phase speeds are globally closer to observational than theoretical estimates. Both observed (Fig. 9f) and simulated (not shown) phase speeds tend to be slower than predicted by the extended theory, except west of the Mid-Atlantic Ridge (MAR) and along  $15^\circ \text{ N}$ – $20^\circ \text{ N}$  where both are faster. This suggests that the impact of bathymetry might be underestimated by the extended theory in this area.



**Fig. 11.** Depth-to-surface speed Ratio averaged between 1000 and 3000 m ( $\overline{DR}^{z=1000-3000\text{m}}(x, y)$ , colours). Smoothed bottom topography is shown in black (contour interval 1000 m), EKE at 100 m is shown in grey (selected values indicated in  $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$ ). Rectangles indicates the regions over which  $DR(z)$  is averaged and discussed (left panel in Fig. 12, see Sect. 4.2).

#### 4.2 Vertical structure of first-mode phase speeds

The processing described above has been applied along each of the 9 selected isopycnals independently, thus providing  $C(x, y, z)$ , i.e. a 3-D estimate of the zonal phase speeds of first mode baroclinic Rossby waves. This approach might help complement both (surface restricted) observational studies and theoretical investigations of 3-D Rossby waves (Tailleux, 2004, 2006).

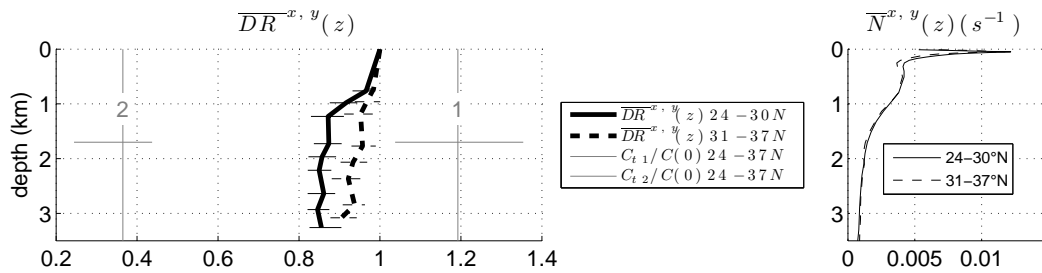
Panels g and h in Fig. 9 exhibit  $C(x, y, z)$  along the  $\sigma_1=32.05$  and  $\sigma_2=36.95$  isopycnals (lying around 1000 and 2000 m respectively); these two panels correspond to Fig. 3c–d. These maps show that the main features of surface propagation (i.e. equatorward and westward increase of phase speeds) are found at depth as well. More interestingly, panels b, g, and h in Fig. 9 suggest that phase speeds tend to vary with depth; this feature is investigated in more detail in the following.

The ratio  $C(z)/C(z=0)$  will be called the Depth-to-surface speed Ratio, noted  $DR(x, y, z)$  hereafter. Figures 10, 11, 12 describe the spatial structure of  $DR(x, y, z)$  in complementary ways: along selected sections (Fig. 10); averaged vertically between 1000 and 3000 m (Fig. 11); averaged along isopycnals in two subregions and plotted against the median isopycnal immersion (Fig. 12). Typical values of  $DR$  range between 0.6 and 1.1, indicating that zonal phase speeds change with depth. The isopycnal medians of  $DR$  throughout the whole domain (Fig. 11) reveal an overall and progressive decrease of phase speeds with depth reaching the median value of 15–18% around 3250 m (Fig. 12). This basin-scale decrease is very similar to that seen south of the

Azores Current (thick black line in Fig. 12). This deceleration occurs around 1000 m, i.e. below the thermocline (right panel in Fig. 12). However, distinct regimes seem to prevail in various regions (Fig. 11).

The downward decrease of phase speeds is similar in the whole basin and in the 24–30° N band. In this latitude band, however, isopycnal  $DR$  distributions are much narrower, suggesting some kind of regional homogeneity. Zonal phase speeds clearly decrease downward, reaching around 3000 m 75–85% of surface values (Fig. 10 (1,2,5), continuous black zone in Fig. 11 and 12). Superimposed on this deceleration pattern, a local influence of the MAR on  $DR(z)$  appears along 25° N (Fig. 10 (5)).  $DR$  reaches a local maximum (0.9) along a line which originates east of the top of the MAR and connects to the surface 1500 km further west. This structure has not been studied in detail, but could illustrate large-scale topographic influences.

The situation is different between 31° N and 37° N, i.e. around the Azores Current and the southern part of the North Atlantic Current (see Fig. 10 (1–4), dashed black zone in Fig. 11 and 12). The widths of  $DR$  distributions below the thermocline show that the regimes found within and south of the Azores Front are clearly distinct. Zonal phase speeds vary much less with depth (by about 5%) in this frontal region where mesoscale eddies are more energetic, and where dynamical nonlinearities are enhanced. Baroclinic energy is transferred into the barotropic mode at eddy scale, possibly enhancing the vertical coherence of oceanic transients in this eddy-active region (where westward-propagating signals are also stronger). One may thus speculate that westward-propagating features in eddy-active areas might be more



**Fig. 12.** Left panel: vertical structure of  $DR$  in the two regions shown in Fig. 11. Isopycnal medians and quartiles of  $DR$  are shown respectively as thick lines and horizontal segments for the 24–30° N (plain line) and the 31–37° N (dashed line) latitude bands. Depths correspond to the median immersion of each isopycnal in each region. Thin grey lines labeled “1” show the median (vertical line) and quartiles (horizontal segment) of  $C_{11}/C(z=0)$ . Thin grey lines labeled “2”: median and quartiles of  $C_{12}/C(z=0)$ . Right panel: Model mean (1993–2000) stratification  $N(z)$  ( $s^{-1}$ ) averaged between 24° N and 30° N (plain line) and between 31° N and 37° N (dashed line).

typical of vertically-coherent eddies than of linear waves, thus moderating the downward deceleration of westward propagation. Further investigations are needed to test this hypothesis.

Figure 12 shows a very significant difference between the range of simulated phase speeds  $C(z)$  and the range of theoretical second baroclinic mode phase speeds  $C_{12}$  ( $C(z)$  being 2.5 to 3 times greater than  $C_{12}$ ). The substantial decrease of phase speeds below the surface does not bring simulated phase speeds close to second-mode estimates, but keeps them in the range of first-mode expectations.

North and south of the regions depicted above, results are noisier and more disparate (Fig. 10 (6), Fig. 11). At 20° N–21° N, the deceleration is weak in the eastern basin and strong in the western basin, with a transition zone above the MAR, where other processes seem to prevail.

It should be mentioned that this downward deceleration of westward phase speeds and its regional patterns are relatively robust and persist in the following cases: (i) no  $C_p$ -smoothing of the  $S$  fields; (ii) no horizontal smoothing of the  $C(x, y, z)$  field; (iii) use of median filters instead of boxcar filters.

## 5 Discussion and conclusion

The two principal objectives of this work were to [1] assess the ability of a realistic high-resolution OGCM to simulate the surface distribution of Rossby wave phase speeds, and to [2] investigate the (as yet unobserved) vertical variations of these phase speeds. The focus was on westward propagating signals whose phase speeds, estimated by means of the Radon Transform, appeared to be close to that anticipated for the first baroclinic mode. The Radon Transform was applied independently on observed and simulated SLA signals, as well as on 9 simulated isopycnal displacements located between 750 m and 3250 m. Several modifications were made to the classical RT algorithm to deal with the

presence of noise, the existence of multiple peaks (possibly associated with higher-order baroclinic modes) and thus better extract first-mode signals: (i) regularisation of the  $S$  field in the phase speed direction; (ii) extraction of the first baroclinic mode based on theoretical estimates of first- and second-mode phase speeds from the extended theory by Killworth and Blundell (2003); (iii) horizontal smoothing of the phase speeds.

The model/data intercomparison reveals a good agreement between the simulated and observed phase speeds of westward propagating SSH signals, despite an overall slow bias of about  $-0.4 \text{ cm s}^{-1}$ . Despite this bias, simulated phase speeds appear to match observed phase speeds better than their theoretical counterparts; moreover, both simulated and observed phase speeds tend to be slightly underestimated by the extended theory of Killworth and Blundell (2003), except west of the MAR and along 15° N–20° N, suggesting that the effect of bathymetry might be underestimated in the extended theory.

Interestingly, the main and most unexpected finding of this study is the suggestion that the phase speeds of simulated westward propagating first baroclinic mode do not remain uniform vertically, as anticipated from most existing theories, but exhibit a progressive downward deceleration. Typically, phase speeds appear to be slower by about 15–18% (the median value over the domain of interest) around 3250 m compared to their surface value, with the region 24° N–30° N being typical of this behavior. Our results also indicate, however, that the degree of downward deceleration is not independent of the geographical location, and that it could be influenced by the degree of nonlinearity of the westward propagating signals. For instance, the downward slow-down of the waves appears to be only about 5–8% between 31° N and 37° N where westward propagating signals are perhaps more representative of nonlinear vertically-coherent eddies generated along the Azores current than of linear Rossby waves.

If further confirmed, the present results would likely constitute an important advance in our understanding of westward propagation in the oceans. Indeed, in the linear context, the existence of a vertical dependence of the phase speed of such signals questions the often made normal-mode assumption of many WKB-based theories that the phase speed should be independent of depth. So far, the only study not relying on the normal-mode solutions in a continuously stratified ocean is that of Yang (2000), which focused on the three-dimensional propagation of a wave packet in a background zonal mean flow. Interestingly, the latter study predicts a downward slow-down of the horizontal phase speed in the case of a background zonal mean flow exponentially decaying with depth. Although this is in qualitative agreement with the present results, a more detailed comparison with Yang (2000)'s theory is left for a further study because of its very idealised character. Alternatively, the vertical dependence of the phase speed found in this paper could also potentially imply the inadequacy of linear theories to describe the vertical structure of westward propagation; it could perhaps also result from interference effects resulting from the superposition of various interacting normal modes, as would be expected from a strongly nonlinear signal.

Although the general tendency for downward deceleration appears to be robust, in the sense that none of the modifications made to our analysis algorithm altered the fact that it remained clear throughout the basin, it would probably be useful to carry out further work to better understand the properties of the Radon Transform when applied to situations it was not originally designed for. Indeed, while the Radon Transform is expected to work well for signals whose phase speeds and amplitudes remain relatively uniform over the domain considered, the meaning of its predictions when this is not the case is less clear. Although the issue of non-uniform propagation could be important, there is little evidence so far to support the idea that it would significantly alter the present results.

Long observational time series are not available yet to sample precisely the subsurface signature of Rossby waves. Comparable investigations could be performed in various basins from ensembles of global ocean simulations at various resolutions, such as the one built by the Drakkar Group (2007). This would help better understand the origin of the features revealed in the present study, in particular concerning the effect of different factors (turbulence, topography, stratification, mean flow, etc.) on the vertical structure of Rossby waves.

## Appendix A

### Amplitudes of westward-propagating signals

Let us consider at any geographical location the Hovmöller diagram  $H(x, t)$  of a monochromatic wave

$H(x, t) = A_0 \sin(\omega t - kx + \phi)$  defined on a discrete and finite  $(x, t)$  domain. We explain here how  $A_0$  can be retrieved from the Radon Transform  $RH$  of  $H$  (more precisely, its standard deviation  $\text{std}(RH)$ ). The Radon Transform  $RH(x', \theta)$  of  $H(x, t)$  is the sum of  $H$  on the lines along which  $x'$  is constant (see Fig. 5). Let us define  $P(x', \theta) = \frac{RH(x', \theta)}{RE(x', \theta)}$ , where  $RE$  is the Radon Transform of a matrix of ones that has the same size as  $H$  ( $E(x, t) = 1, \forall(x, t)$  over the same domain). At the angle  $\theta_{\max}$  for which the projection lines  $x' = \text{constant}$  are parallel to the wave front,  $P(x', \theta_{\max})$  and  $H(x, t)$  have the same amplitude ( $P(x', \theta_{\max}) = \overline{H(x', \theta_{\max})}^t$ ). Therefore the standard deviation along  $x'$  of  $P$  equals  $\frac{A_0}{\sqrt{2}}$ .

To sum up, the amplitude of the  $i$ -th dominant wave can be estimated from local Hovmöller diagrams ( $H(x, t)$ ) as  $A(i) = \sqrt{2} \text{std}(P)$  computed at  $\theta = \theta_i$  where  $\theta_i$  corresponds to the phase speed of the  $i$ -th dominant wave, and  $\text{std}$  denotes the standard deviation performed at  $\theta = \text{constant}$ . In our case, the amplitude of dominant waves is estimated at every geographical location as explained above, with the approximation  $\text{std}(P) \simeq \frac{\text{std}(RH)}{\text{std}(RE)}$  and replacing  $\text{std}(RH)$  by its smoothed version  $S_{sm}$  (see Sect. 3.3). Subsequent amplitude fields  $A(x, y, z)$  are finally smoothed horizontally like phase speed fields  $C(x, y, z)$  ( $5^\circ$  in longitude,  $3^\circ$  in latitude). Surface amplitude fields are presented in Sect. 4.1.

*Acknowledgements.* The authors dedicate this paper to the memory of Peter D. Killworth, who passed away on 28 January 2008 after a long battle with motor neuron disease. Peter's early enthusiasm for the discovery of anomalous Rossby wave propagation in the Topex/Poseidon satellite data led him to contribute landmark fundamental theoretical advances in the understanding of such waves, in addition to his many other contributions to physical oceanography. In less than ten years, Peter's work on this topic has imprinted an already profound and enduring mark on the field. His contribution will remain an inspiration for oceanographers in the many years to come.

The authors are grateful to P. D. Killworth and J. R. Blundell for providing first and second baroclinic mode phase speed fields from their extended theory, and to J. Le Sommer for interesting discussions about the subsurface structure of Rossby waves. We wish to acknowledge A. Maharaj and D. Chelton for constructive reviews which helped improve the manuscript. This study, based on CLIPPER outputs, took place in the framework of the DRAKKAR modelling program (Barnier et al., 2006) with support from the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) and the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU). The CLIPPER project was supported by INSU, the Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer (IFREMER), the Service Hydrographique et Océanique de la Marine (SHOM), and the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES). Support for computations was provided by the Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique (IDRIS).

Edited by: K. Thompson

## References

- Anderson, D. L. T. and Gill, A. E.: Spin-up of a stratified ocean, with application to upwelling, *Deep-Sea Res.*, 22, 583–596, 1975.
- Anderson, D. L. T. and Killworth, P. D.: Spin-up of a stratified ocean, with topography, *Deep-Sea Res.*, 24, 709–732, 1977.
- Barnier, B.: A numerical study on the influence of the Mid-Atlantic Ridge on nonlinear first-mode baroclinic Rossby waves generated by seasonal winds, *J. Phys. Oceanogr.*, 18, 417–433, 1988.
- Barnier, B.: *Ocean Modelling and Parametrization*, chap. Forcing the ocean, Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, 45–80, 1998.
- Barnier, B., Madec, G., Penduff, T., Molines, J.-M., Tréguier, A.-M., Le Sommer, J., Beckmann, A., Biastoch, A., Böning, C., Dengg, J., Derval, C., Durand, E., Gulev, S., Remy, E., Talandier, C., Theetten, S., Maltrud, M., McClean, J., and de Cuevas, B.: Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global circulation model at eddy permitting resolution, *Ocean Dynam.*, 56, 543–567, doi:10.1007/s10236-006-0082-1, 2006.
- Bryden, H. L., Longworth, H. R., and Cunningham, S. A.: Slowing of the Atlantic meridional overturning circulation at 25° N, *Nature*, 438, 655–657, 2005.
- Challenor, P. G., Cipollini, P., and Cromwell, D.: Use of the 3D Radon Transform to Examine the Properties of Oceanic Rossby Waves, *J. Atmos. Oc. Tech.*, 18, 1558–1566, 2001.
- Chelton, D. B. and Schlax, M. G.: Global observations of oceanic Rossby waves, *Science*, 272, 234–238, 1996.
- Chelton, D. B., Schlax, M. G., Samelson, R. M., and de Szoeke, R. A.: Global observations of large oceanic eddies, *Geophys. Res. Lett.*, 34(15), L15606, doi:10.1029/2007GL030812, 2007.
- Chu, P. C., Ivanov, L. M., Melnichenko, O. V., and Wells, N. C.: On long baroclinic Rossby waves in the tropical North Atlantic observed from profiling floats, *J. Geophys. Res.*, 112, C05032, doi:10.1029/2006JC003698, 2007.
- Cipollini, P., Cromwell, D., and Quartly, G. D.: Observations of Rossby wave propagation in the Northeast Atlantic with Topex/Poseidon altimetry, *Adv. Space Res.*, 22, 1553–1556, 1999.
- Cipollini, P., Cromwell, D., Challenor, P. G., and Raffaglio, S.: Rossby waves detected in global ocean colour data, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 323–326, 2001.
- Cipollini, P., Quartly, G. D., Challenor, P. G., Cromwell, D., and Robinson, I. S.: Remote sensing of extra-equatorial planetary waves in the oceans, Vol. Remote Sensing of Marine Environment, Chap. 6, edited by: Gower, J. F. R., 61–84, 2006.
- CLS: SSALTO/DUACS user handbook: (M)SLA and (M)ADT near-real time and delayed time products, Ramonville St-Agne – FRANCE, CLS-DOS-NT-04.103, 2004.
- Cromwell, D.: Sea surface height observations of the 34° N 'waveguide' in the North Atlantic, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 3705–3708, 2001.
- Cromwell, D.: Temporal and spatial characteristics of sea surface height variability in the North Atlantic Ocean, *Ocean Sci.*, 2, 147–159, 2006, <http://www.ocean-sci.net/2/147/2006/>.
- De La Rosa, S., Cipollini, P., and Snaith, H. M.: An application of the Radon transform to study planetary waves in the Indian Ocean, SP-636, ESA Envisat Symposium, Montreux, 2007.
- Deans, S. R.: The Radon transform and some of its applications, John Wiley, 1983.
- Drakkar Group: Eddy-permitting ocean circulation hindcasts of past decades, CLIVAR exchanges, No. 42 (Vol. 12, No. 3), 8–10 (unpublished manuscript), 2007.
- Ducet, N., Le Traon, P.-Y., and Reverdin, G.: Global high resolution mapping of ocean circulation from the combination of TOPEX/POSEIDON and ERS-1/2, *J. Geophys. Res.*, 105, 19 477–19 498, 2000.
- Gerdes, R. and Wübbler, C.: Seasonal variability in the North Atlantic Ocean – a model intercomparison, *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 1300–1322, 1991.
- Gill, A. E.: *Atmosphere-Ocean Dynamics*, Academic Press San Diego, 1982.
- Herrmann, P. and Krauss, W.: Generation and propagation of annual Rossby waves in the North Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, 19, 727–744, 1989.
- Hill, K. L., Robinson, I. S., and Cipollini, P.: Propagation characteristics of extratropical planetary waves observed in the ATSR global sea surface temperature record, *J. Geophys. Res.*, 105, 21 927–21 945, 2000.
- Hirschi, J. J.-M., Killworth, P. D., and Blundell, J. R.: Subannual, seasonal and interannual variability of the North Atlantic meridional overturning circulation, *J. Phys. Oceanogr.*, 37(5), 1246–1265, doi:10.1175/JPO3049.1, 2007.
- Hough, S.: On the application of harmonic analysis to the dynamical theory of the tides, Part I. On Laplace's 'oscillations of the first species', and on the dynamics of ocean currents, *Philosophical Transactions of the Royal Society, A*, 201–257, 1897.
- Hughes, C. W.: Rossby waves in the Southern Ocean: A comparison of TOPEX/POSEIDON altimetry with model predictions, *J. Geophys. Res.*, 100, 15 933–15 950, 1995.
- Jones, S.: Rossby wave interactions and instabilities in a rotating two-layer fluid on a beta plane. Part I. Resonant interactions, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 11, 1946–1966, 1979.
- Killworth, P. and Blundell, J.: The effects of bottom topography on the speed of long extratropical planetary waves, *J. Phys. Oceanogr.*, 29, 2689–2710, 1999.
- Killworth, P. and Blundell, J.: The dispersion relation for planetary waves in the presence of mean flow and topography: II. Two-dimensional examples and global results, *J. Phys. Oceanogr.*, 35, 2110–2133, 2005.
- Killworth, P. D. and Blundell, J. R.: Long Extratropical Planetary Wave Propagation in the Presence of Slowly Varying Mean Flow and Bottom Topography, *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 784–801, 2003.
- Killworth, P. D. and Blundell, J. R.: The dispersion relation for planetary waves in the presence of mean flow and topography: I. Analytical theory and one-dimensional examples, *J. Phys. Oceanogr.*, 34, 2692–2711, 2004.
- Killworth, P. D., Chelton, D. B., and de Szoeke, R.: The speed of observed and theoretical long extra-tropical planetary waves, *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 1946–1966, 1997.
- Lacasse, J. H. and Pedlosky, J.: The instability of Rossby basin modes and the oceanic eddy field, *J. Phys. Oceanogr.*, 34, 2027–2041, 2004.
- Le Traon, P.-Y. and Ogor, F.: ERS-1/2 orbit improvement using TOPEX/POSEIDON: the 2 cm challenge, *J. Geophys. Res.*, 103, 8085–8087, 1998.
- Le Traon, P.-Y., Nadal, F., and Ducet, N.: An improving mapping method of multi-satellite altimeter data, *J. Atmos. Oc. Tech.*, 25,

- 522–534, 1998.
- Madec, G., Delecluse, P., Imbard, M., and Lévy, C.: OPA 8.1 Ocean General Circulation Model reference manual, Note du Pôle de Modélisation 11, Institut Pierre-Simon de Laplace, 1988.
- Maharaj, A. M., Cipollini, P., and Holbrook, N. J.: Do multiple peaks in the Radon Transform of westward propagating sea surface height anomalies correspond to higher order Rossby wave Baroclinic modes?, in: American Meteorological Society, 13th Conference on Satellite Meteorology and Oceanography, Norfolk, VA, Boston, 2004.
- Maharaj, A. M., Cipollini, P., and Holbrook, N. J.: Observed variability of the South Pacific westward sea level anomaly signal in the presence of bottom topography, *Geophys. Res. Lett.*, 32(4), L04611, doi:10.1029/2004GL020966, 2005.
- Maharaj, A. M., Cipollini, P., Holbrook, N. J., Killworth, P. D., and Blundell, J. R.: An evaluation of the classical and extended Rossby wave theories in explaining spectral estimates of the first few baroclinic modes in the South Pacific Ocean, *Ocean Dynam.*, 57, 173–187, doi:10.1007/s10236-006-0099-5, 2007.
- Osychny, V. and Cornillon, P.: Properties of Rossby waves Sea Level Variability and Semiannual Rossby Waves in the South Atlantic Subtropical Gyre, *J. Geophys. Res.*, 98, 12 315, 12 326, 2004.
- Owen, G. W., Abrahams, I. D., Willmoth, A. J., and Hughes, C. W.: On the scattering of baroclinic Rossby waves by a ridge in a continuously stratified ocean, *J. Fluid Mech.*, 465, 131–155, 2002.
- Pedlosky, J.: *Geophysical Fluid Dynamics*, Springer-Verlag New York, 1979.
- Penduff, T., Barnier, B., Dewar, W. K., and O'Brien, J. J.: Dynamical Response of the Oceanic Eddy Field to the North Atlantic Oscillation: A Model-Data Comparison, *J. Phys. Oceanogr.*, 34, 2615–2629, 2004.
- Polito, P. S. and Cornillon, P.: Long baroclinic Rossby waves detected by TOPEX/POSEIDON, *J. Geophys. Res.*, 102, 3215–3235, 1997.
- Price, J. M. and Magaard, L.: Interannual Baroclinic Rossby Waves in the Midlatitude North Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, 16, 2061–2070, 1986.
- Radon, J.: Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs Gewisser Mannigfaltigkeiten, *Berichte Sächsische Akademie der Wissenschaften*, Leipzig, Math.-Phys., 69, 262–267, 1917.
- Rossby, C.-G.: Relations between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action, *J. Mar. Res.*, 2, 38–55, 1939.
- Subrahmanyam, B., Robinson, I. S., Blundell, J. R., and Challenor, P. G.: Rossby waves in the Indian Ocean from TOPEX/POSEIDON altimeter and model simulations, *Int. J. Remote Sens.*, 22, 141–167, 2000.
- Tailleux, R. and McWilliams, J. C.: On the propagation of energy of long extratropical, baroclinic Rossby waves over slowly-varying topography, *J. Fluid Mech.*, 473, 295–319, 2002.
- Tailleux, R.: Comments on: “The effects of bottom topography on the speed of long extratropical planetary waves”, *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 1536–1541, 2003.
- Tailleux, R.: A WKB analysis of the surface signature and vertical structure of long extratropical baroclinic Rossby waves over topography, *Ocean Model.*, 6, 191–219, 2004.
- Tailleux, R.: The quasi-nondispersive regimes of long extratropical baroclinic Rossby waves over (slowly varying) topography, *J. Phys. Oceanogr.*, 36, 104–121, 2006.
- Tailleux, R. and McWilliams, J. C.: Acceleration, creation, and depletion of wind-driven, baroclinic Rossby waves over an ocean ridge, *J. Phys. Oceanogr.*, 30, 2186–2213, 2000.
- Tailleux, R. and McWilliams, J. C.: Bottom pressure decoupling and the speed of extratropical baroclinic Rossby waves, *J. Phys. Oceanogr.*, 31, 2001.
- Tokmakian, R. T. and Challenor, P. G.: Observations in the Canary Basin and the Azores Frontal Region Using Geosat Data, *J. Geophys. Res.*, 98, 4761–4774, 1993.
- Tréguier, A.-M., Reynaud, T., Pichevin, T., Barnier, B., Molines, J.-M., de Miranda, A. P., Messenger, C., Beissman, J. O., Madec, G., Grima, N., Imbard, M., and Le Provost, C.: The CLIPPER project: High resolution modelling of the Atlantic, *Int. WOCE Newslett.*, 36, 3–5, WOCE International Project Office, Southampton, UK, 1999.
- Yang, H.: Evolution of long planetary wave packets in a continuously stratified ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 30, 2111–2123, 2000.
- Wang, L. and Koblinsky, C. J.: Influence of mid-ocean ridges on Rossby waves, *J. Geophys. Res.*, 99, 25 143–25 153, 1994.



## 6.3 Simulation libre DRAKKAR 1/4°

### 6.3.1 Adaptation de l'analyse Radon

Les outils que j'ai développés ont été ensuite adaptés aux simulations DRAKKAR, en conséquence d'un problème de détectabilité des signaux dans DRAKKAR-free 1/4° (Meinvielle, 2008). En effet l'amplitude des signaux propagatifs de SLA s'est avérée être plus faible dans DRAKKAR 1/4° que dans CLIPPER 1/6°, probablement à cause d'une résolution moins fine et d'un pas de temps d'intégration plus long dans DRAKKAR 1/4° que dans CLIPPER 1/6°. Dans DRAKKAR 1/4°, les signaux propagatifs sont masqués par le cycle saisonnier, rendant l'analyse Radon inefficace. Ce cycle saisonnier non propagatif, appelé cycle stérique, correspond à la dilatation estivale des masses d'eau océaniques. Les simulations DRAKKAR ont une surface libre et reproduisent donc de manière réaliste ce cycle stérique. Au contraire la simulation CLIPPER est contrainte par un toit rigide et ne simule donc que très faiblement ce cycle stérique.

Pour filtrer ce signal dans les simulations DRAKKAR, la transformée de Radon n'est plus appliquée à la SLA mais au gradient zonal de SLA<sup>2</sup>, approche qui facilite la détection de signaux propagatifs. Marion Meinvielle a également effectué d'autres optimisations. Le post-traitement des données issues de l'analyse Radon (détection de pics, algorithme de tri) a été modifié afin d'améliorer la polyvalence de l'outil Radon. Ces adaptations vérifient que la simulation DRAKKAR-free 1/4° confirme les résultats de *Lecointre et al.* (2008).

### 6.3.2 Signaux propagatifs

Cette analyse Radon optimisée et adaptée à la détection des ondes dans des modèles moins bien résolus et avec un fort signal stérique est appliquée aux simulations libres CLIPPER et DRAKKAR. Afin de comparer les produits de cette analyse aux vitesses de propagation calculées à partir des données altimétriques. Les données simulées de SLA et d'anomalies d'immersion d'isopycnes ont été interpolées sur une grille au 1/3° et à une résolution de 7 jours (Juza, 2008) avant d'effectuer l'analyse Radon.

Les vitesses de phase zonales obtenues montrent que DRAKKAR-free 1/4° présente également un biais lent par rapport aux observations dans la zone 20°N-40°N avec un écart relatif d'environ 20% (fig. 6.2), biais légèrement plus élevé que dans le cas du modèle CLIPPER (fig. 6.1). *Meinvielle* (2008) propose une interprétation de ce biais lent, fondée sur la tendance des schémas numériques à surestimer les phénomènes de diffusion verticale dans les modèles. Plus le temps d'intégration est long, plus la stratification verticale en densité est susceptible de diminuer.

La relation de dispersion des ondes de Rossby linéaires s'écrit :

$$\omega = -\frac{\beta k}{k^2 + l^2 + \frac{1}{Ri(n)^2}} \quad (6.1)$$

où  $k$  et  $l$  sont les longueurs d'ondes zonale et méridienne,  $\beta$  est le gradient méridien du paramètre de Coriolis  $f$  et  $Ri(n)$  est le rayon de déformation interne de Rossby du  $n$ ème

2. de même pour les anomalies d'immersion d'isopycnes

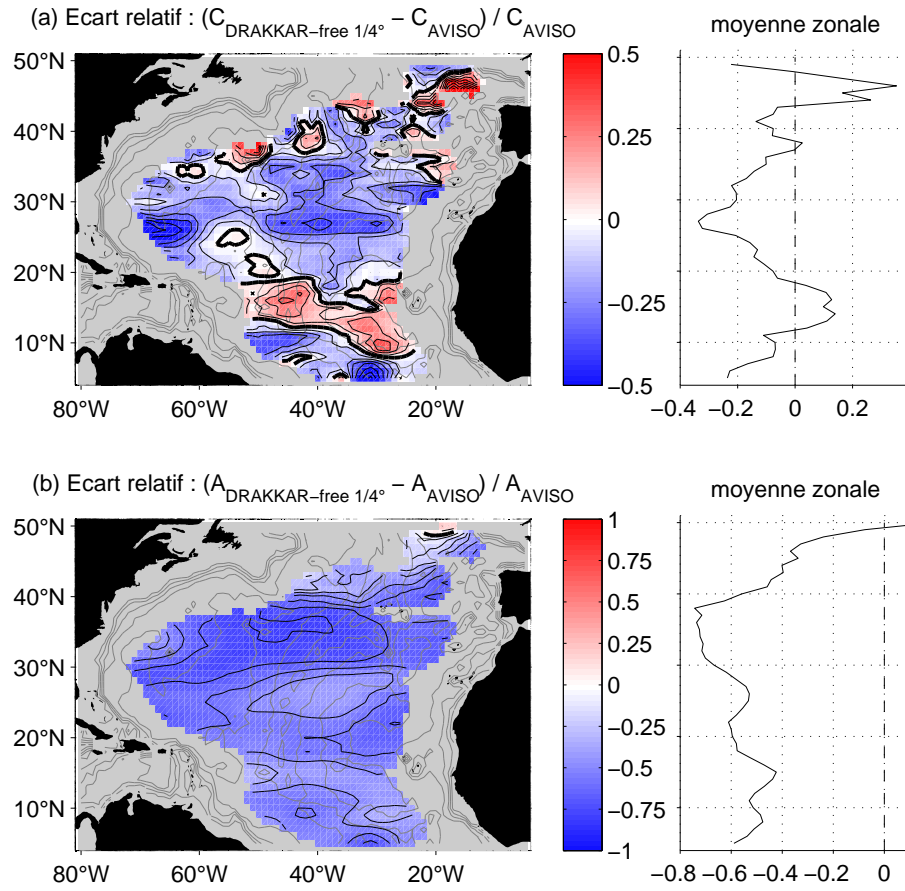


FIGURE 6.2 – (a) Ecart relatif entre les vitesses de phase zonales des ondes de Rossby simulées par DRAKKAR-free 1/4° et observées par altimétrie. (b) Ecart relatif entre les amplitudes des ondes de Rossby simulées par DRAKKAR-free 1/4° et observées par altimétrie (période 1993-2000, région 5°N-50°N).

mode. Une diminution de la stratification verticale en densité s'accompagne de vitesses de phase moins élevées. En effet, dans la limite des grandes longueurs d'onde (ondes non dispersives :  $k^2 + l^2 \ll \frac{1}{\text{Ri}(n)^2}$ ), la vitesse de phase zonale du  $n$ ème mode barocline des ondes de Rossby est donnée par :

$$C_x^m = \frac{\omega}{k} = -\beta \text{Ri}(n)^2 \quad (6.2)$$

Or,  $\text{Ri}(n)$  est proportionnel à  $\sqrt{\frac{\partial \rho}{\partial z}}$ . Ainsi une déstratification progressive des modèles peut entraîner une diminution des vitesses de phase des ondes de Rossby baroclines. Les simulations de la série DRAKKAR démarrent 22 ans plus tôt que la simulation CLIPPER, ce qui peut donc expliquer le biais lent d'autant plus marqué dans DRAKKAR que dans CLIPPER.

Concernant la décélération des ondes en subsurface observée dans CLIPPER  $1/6^\circ$ , DRAKKAR-free  $1/4^\circ$  confirme cette constatation (fig. 6.3). Dans la région  $24^\circ\text{N}$ - $30^\circ\text{N}$ , le taux de décélération à 3000m dans DRAKKAR-free  $1/4^\circ$  (15%) est légèrement inférieur à celui de CLIPPER  $1/6^\circ$  (20%). Dans la région  $31^\circ\text{N}$ - $37^\circ\text{N}$ , les taux de décélération à 3000m sont très similaires dans les deux simulations (de l'ordre de 5%).

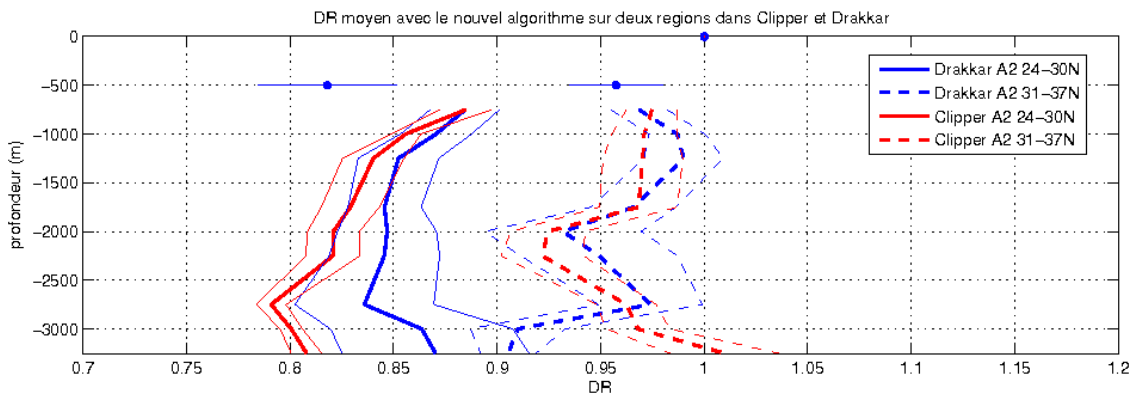


FIGURE 6.3 – Taux de décélération (vitesse de phase zonale à la profondeur  $z$  divisée par la vitesse de phase zonale en surface) des ondes de Rossby dans les deux simulations CLIPPER  $1/6^\circ$  et DRAKKAR-free  $1/4^\circ$  dans les deux régions  $24^\circ\text{N}$ - $30^\circ\text{N}$  et  $31^\circ\text{N}$ - $37^\circ\text{N}$  (figure extraite de Meinvielle (2008), A2 désigne le nouvel algorithme de traitement des résultats de l'analyse Radon mis au point par Marion Meinvielle).

Ainsi, toutes les conclusions physiques mises en évidence dans l'étude de CLIPPER  $1/6^\circ$  ont été confirmées par les résultats de DRAKKAR-free  $1/4^\circ$ . De plus, la méthode a été optimisée, l'outil Radon a été rendu plus polyvalent.

## 6.4 Influence de la résolution sur les ondes de Rossby simulées

J'ai appliqué l'outil optimisé de détection de signaux propagatifs à la série de simulations libres DRAKKAR, dans le but de comparer ces quatre simulations entre elles et avec les observations altimétriques en termes de vitesse de phase et amplitude des ondes de Rossby (premier mode barocline) en surface. L'objectif ultime (qui fait l'objet du chapitre 7) est de comparer les différences inter-modèles de variabilité de l'AMOC présentées aux chapitres 3 et 5 aux différences inter-modèles en termes d'ondes de Rossby (qui sont un des messagers de l'ajustement océanique aux variations atmosphériques).

### 6.4.1 Amplitude des signaux propagatifs

Les simulations libres DRAKKAR mettent en évidence des signaux propagatifs qui traversent le bassin d'est en ouest. L'analyse Radon est appliquée à des diagrammes lon-

gitude/temps de SLA pour chacune des simulations libres DRAKKAR. L'amplitude des signaux propagatifs simulés est nettement plus faible que l'amplitude des signaux observés par altimétrie (fig. 6.4). L'amplitude des signaux propagatifs simulés est donc sensible à la résolution des modèles. En moyenne entre 10°N et 45°N, les ondes de Rossby simulées par les modèles laminaires sont d'amplitude moindre (entre 0.2 et 0.5 m en moyenne pour les deux simulations au 1° et 2°) que les ondes de Rossby simulées par les modèles turbulents (entre 0.5 et 1 m en moyenne pour la simulation au 1/2° et entre 0.5 et 2.2 m en moyenne pour la simulation au 1/4°).

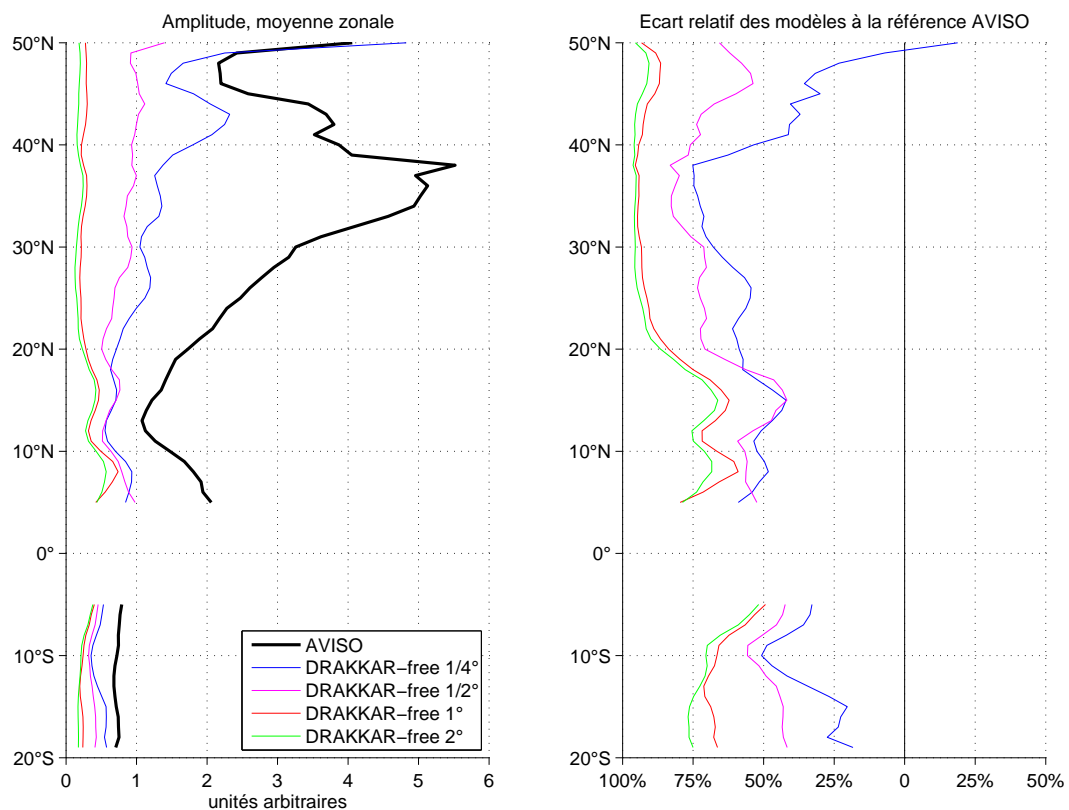


FIGURE 6.4 – Moyenne zonale de l'amplitude du premier mode barocline des ondes de Rossby dans les quatre simulations libres DRAKKAR. Comparaison avec l'amplitude des signaux propagatifs observés par altimétrie.

Cet effet de la résolution sur l'amplitude des signaux propagatifs peut s'expliquer simplement par des considérations dimensionnelles. En considérant une vitesse de phase moyenne de 3 cm/s (réalistes aux latitudes 20°N-30°N), les longueurs d'ondes minimales pouvant être résolues par les simulations DRAKKAR sont variables selon la résolution (tableau 6.1). Ainsi, les modèles turbulents (1/4° et 1/2°) semblent simuler une large partie du spectre des ondes de Rossby (ondes saisonnières à interannuelles). Les ondes de Rossby de période inférieure à 2.5 mois (resp. 5 mois) ne sont pas représentées dans la simulation DRAKKAR-free 1° (resp. 2°). De plus, il s'agit d'estimations basses. En pratique, les échelles d'espace et donc les fréquences représentées par les modèles de différentes résolutions sont très probablement des multiples de celles indiquées dans ce tableau 6.1.

Simulation libre DRAKKAR	Taille de la maille à 25°N	Longueur d'onde des ondes de Rossby simulées	Période des ondes de Rossby simulées
1/4°	25 km	> 50 km	> 0.6 mois
1/2°	50 km	> 100 km	> 1.25 mois
1°	100 km	> 200 km	> 2.5 mois
2°	200 km	> 400 km	> 5 mois

TABLE 6.1 – Taille et période minimales des ondes de Rossby (supposées longues) simulées par les différentes simulations libres DRAKKAR.

#### 6.4.2 Vitesse de phase zonale des signaux propagatifs

La vitesse de phase zonale des signaux propagatifs simulés est cohérente avec la vitesse de phase zonale du premier mode barocline des ondes de Rossby observées par altimétrie. L'écart avec les vitesses des signaux observés par altimétrie est de l'ordre de 25% (fig. 6.5). Les signaux propagatifs des simulations libres DRAKKAR sont légèrement plus rapides que les signaux observés par altimétrie entre 10°N et 20°N, et légèrement plus lents entre 20°N et 40°N. Les quatre simulations libres DRAKKAR sont cohérentes entre elles en matière de vitesse de phase des signaux propagatifs. La résolution ne semble pas avoir d'influence sur la vitesse de propagation vers l'ouest des anomalies, suggérant d'une part que la résolution n'influence pas l'éventuelle déstratification des modèles DRAKKAR entre 20°N et 40°N, et d'autre part que le temps d'ajustement des modèles à la variabilité atmosphérique est peu sensible à la résolution.

### 6.5 Bilan

Ce chapitre a notamment présenté l'outil Radon : outil d'analyse nécessaire à l'étude des signaux propagatifs de type ondes de Rossby. Cet outil permet de diagnostiquer les amplitudes et vitesses de phase des ondes de Rossby en surface (SLA) ainsi que leur signature en subsurface (le long de surfaces isopycnales).

La validation en surface des simulations libres CLIPPER et DRAKKAR a été réalisée par comparaison avec la théorie et les observations altimétriques.

L'analyse Radon appliquée à la famille de simulations libre DRAKKAR a montré que la résolution ne semblait pas avoir d'influence sur la vitesse de phase de ces signaux propagatifs. Par contre, la résolution affecte sensiblement l'intensité de ces signaux. Ceci suggère que les modèles à basse résolution ne reproduisent pas les ondes de Rossby de période courte.

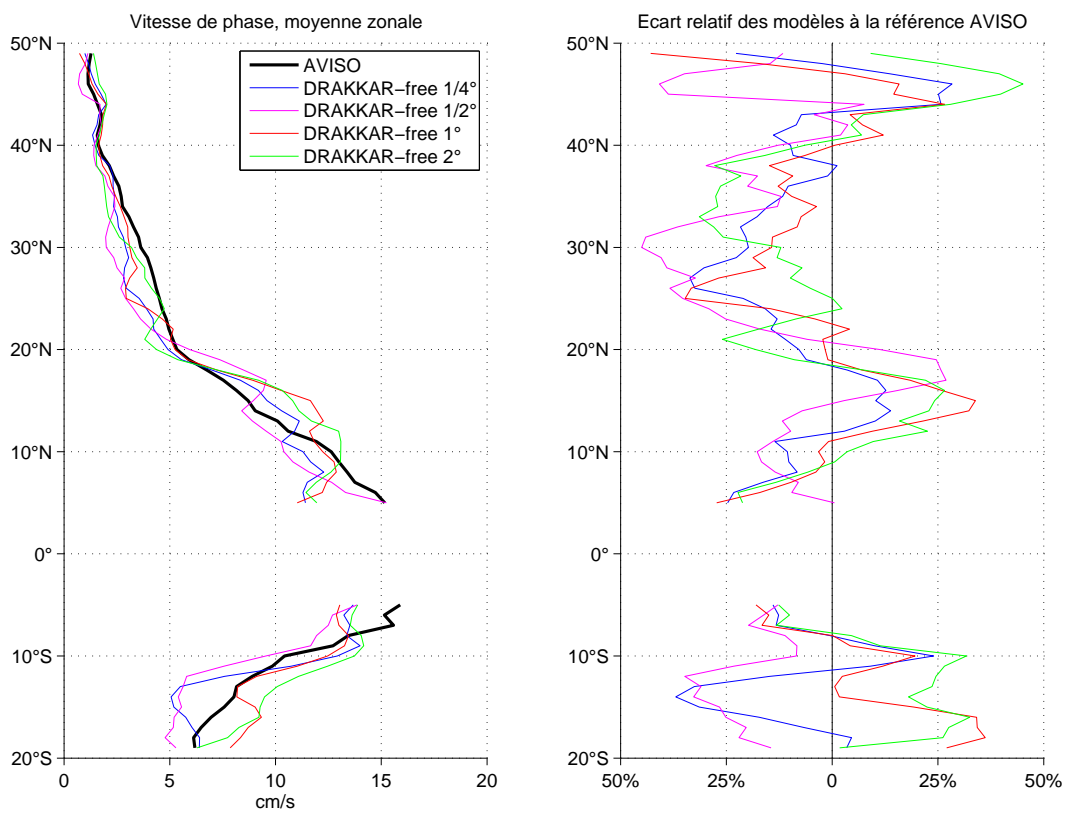


FIGURE 6.5 – Moyenne zonale de la vitesse de phase du premier mode barocline des ondes de Rossby dans les quatre simulations libres DRAKKAR. Comparaison avec la vitesse des signaux propagatifs observés par altimétrie.



## Chapitre 7

# Mécanismes d'ajustement de l'AMOC à la variabilité atmosphérique, impact de la résolution

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Etude bibliographique . . . . .</b>	<b>120</b>
<b>7.2</b>	<b>DRAKKAR-free 1/4° . . . . .</b>	<b>122</b>
7.2.1	Propagation de l'influence du bassin . . . . .	122
7.2.2	Temps de réponse de l'AMOC à la variabilité atmosphérique . . .	125
<b>7.3</b>	<b>Impact de la résolution . . . . .</b>	<b>128</b>
<b>7.4</b>	<b>Bilan . . . . .</b>	<b>130</b>

---



Le chapitre 7 a montré que les simulations DRAKKAR présentent des signaux propagatifs. La vitesse de propagation de ces signaux est peu dépendante de la résolution, contrairement à leur amplitude, fortement diminuée dans les modèles à basse résolution. Ces signaux propagatifs ont déjà été mentionnés dans la littérature pour leur rôle dans le mécanisme d'ajustement de l'AMOC à la variabilité atmosphérique.

Ce chapitre présente, dans un premier temps, une brève revue bibliographique sur ce sujet. Ensuite ce mécanisme d'ajustement est étudié dans la simulation DRAKKAR-free  $1/4^\circ$ , au regard des hypothèses émises dans la littérature. La question est de savoir si les fluctuations de l'AMOC répondent aux variations atmosphériques. Autrement dit : dans quelle mesure les modèles s'ajustent-ils à la variabilité atmosphérique ? Quel est le temps de réponse de l'océan à cette variabilité atmosphérique ? Ce temps de réponse est-il compatible avec le temps nécessaire aux ondes de Rossby pour traverser le bassin ? Après avoir évalué le réalisme de ce scénario dans DRAKKAR-free  $1/4^\circ$ , la question est de savoir dans quelle mesure les simulations à plus basse résolution reproduisent ce mécanisme d'ajustement. La résolution a-t-elle un impact sur l'ajustement des modèles à la variabilité atmosphérique ? Influence-t-elle le temps de réponse de l'océan à l'atmosphère ? Le chapitre 5 a montré que la résolution avait peu d'impact sur la variabilité interannuelle de l'AMOC. Mais a-t-elle un impact sur la variabilité à plus haute fréquence de l'AMOC ainsi que sur l'amplitude des ondes de Rossby ?

La question générale soulevée dans ce chapitre est d'évaluer l'impact de la résolution sur la capacité des modèles à s'ajuster à la variabilité atmosphérique, pour discuter de l'impact de la résolution de la composante océanique dans les modèles dédiés à l'étude du climat à long terme.

## 7.1 Etude bibliographique

L'AMOC varie à différentes échelles de temps. Köhl (2005) propose différents mécanismes qui peuvent affecter l'intensité de l'AMOC à  $30^\circ\text{N}$ .

- Le transport d'Ekman et les *upwelling* côtiers.

Ceux-ci sont forcés par le vent. Leur contrôle de la variabilité de l'AMOC s'effectue à des échelles mensuelle à interannuelle. La variabilité haute fréquence (mensuelle) de l'AMOC est due principalement au transport d'Ekman.

- Les ondes de Rossby baroclines et de Kelvin.

Ces mécanismes sont associés à des oscillations du champ de densité. Les ondes de Kelvin se propagent le long de frontières (côtes ou équateur). Les ondes de Rossby se propagent vers l'ouest. Elles traversent l'Atlantique en quelques années. Ces mécanismes nécessitent un temps d'ajustement plus long, de l'ordre de quelques années dans le cas des ondes de Rossby.

Les ondes de Rossby baroclines ont un effet majeur sur la circulation océanique grande échelle et donc sur le climat. Elles jouent un rôle important dans l'intensification des courants de bord ouest des gyres océaniques tels que le Gulf Stream et le Kuroshio. Elles permettent l'ajustement grande échelle des bassins océaniques au forçage atmosphérique, et ceci aux échelles de temps saisonnière à interannuelle et aux échelles d'espace de l'ordre

de 100 à 1000km (ordre de grandeur de la longueur d'onde des ondes de Rossby baroclines). Elles sont la principale réponse océanique aux variations du forçage atmosphérique (*Gill*, 1982; *Getzlaff et al.*, 2005; *Bryden et al.*, 2005; *Hirschi et al.*, 2007; *Köhl et Stammer*, 2008; *Brearley et al.*, 2008).

Plusieurs auteurs évoquent les mécanismes contrôlant les variations subannuelles à interannuelles de l'AMOC au travers des ondes de Rossby.

A partir de données provenant du réseau de flotteurs ARGO, *Brearley et al.* (2008) estiment la variabilité interannuelle à mensuelle du transport méridien géostrophique relatif à un niveau de référence fixé à 1000 dbar à 36°N. Leurs résultats suggèrent que cette variabilité (5.5 Sv à l'ouest, 1.6 Sv à l'est) est supérieure à sa tendance sur la période 2001-2007. L'impact des anomalies de la tension de vent à l'est se propage selon eux vers l'ouest via les ondes de Rossby. Celles-ci prennent donc part à la variabilité interannuelle du transport géostrophique.

A partir de mesures de la section RAPID, *Bryden et al.* (2009) suggèrent qu'à la frontière ouest, des ondes de Rossby (ou des tourbillons se propageant vers l'ouest et excitant la frontière ouest) ou des ondes de Kelvin se propageant vers le sud le long de la côte, sont responsables d'anomalies du transport barocline de l'AMOC.

A partir de données simulées par des modèles de différentes résolutions (4/3° et 1/3°), *Getzlaff et al.* (2005) évoquent un mécanisme d'ajustement aux variations du forçage aux hautes latitudes. Ces variations excitent des ondes de Rossby aux frontières est. Ces ondes se propagent selon le scénario de *Kawase* (1987) : couplage ondes de Rossby - ondes de Kelvin. De plus, *Getzlaff et al.* (2005) mentionnent, en comparant leurs simulations à 4/3° et 1/3° la concomitance entre l'augmentation par la résolution de l'intensité des ondes de Rossby, des anomalies de vitesse méridienne et de l'AMOC aux latitudes subtropicales.

A partir de données simulées par le modèle à haute résolution OCCAM 1/4°, *Hirschi et al.* (2007) suggèrent que les ondes de Rossby qui se propagent vers l'ouest prennent part à la variabilité de l'AMOC aux échelles interannuelles à saisonnières. Selon eux une part significative de la variabilité saisonnière de l'AMOC totale est due à des changements du champ de densité dans les 1000 premiers mètres. Ces changements reflètent des perturbations des structures isopycnales, signatures de subsurface des ondes de Rossby, qui se propagent vers l'ouest. Donc les ondes de Rossby affectent l'AMOC en modifiant le gradient de densité zonal à l'échelle du bassin, elles sont susceptibles selon eux de prendre part à la variabilité saisonnière de l'AMOC à hauteur de 3 à 4 Sv.

A partir de données issues d'une réanalyse à basse résolution (GECCO 1°), *Cabanes et al.* (2008) suggèrent au contraire que la tension de vent de surface à l'ouest module localement les anomalies d'immersion de la pycnocline sur le bord ouest, participant ainsi à la variabilité interannuelle de l'AMOC à hauteur de 83% sur la période 1993-2003.

A partir des résultats issus de la réanalyse GECCO 1° intégrée sur 50 ans, *Köhl et Stammer* (2008) calculent la corrélation laggée entre le maximum de l'AMOC à 25.5°N et la fonction de transport calculée entre 850m et la surface :

$$\phi_{850m}(x, y) = \int_{surface}^{z=850m} \int_x^{x_{est}} v(x', y, z) dx' dz \quad (7.1)$$

Leurs résultats suggèrent une corrélation significative aux lags 42 et 60 mois correspondant à un signal propagatif situé entre 10°N et 25°N et qui traverse l'Atlantique zonalement d'est en ouest. Selon eux, ce signal correspond à des structures propagatives du type des ondes

de Rossby. Ils en concluent que ces ondes de Rossby permettent l'ajustement de l'AMOC à la variabilité atmosphérique. A 25°N, les ondes de Rossby et de Kelvin expliquent selon eux 60% de la variance de l'AMOC.

La variabilité saisonnière à interannuelle de l'AMOC semble donc être sensible aux ondes de Rossby, elles-mêmes forcées en bonne partie par l'atmosphère (dont la NAO constitue le mode principal de variabilité dans le bassin). Les ondes de Rossby sont l'un des liens de cet ajustement et j'étudie maintenant dans quelle mesure ce lien apparaît dans les simulations libres DRAKKAR.

## 7.2 DRAKKAR-free 1/4°

### 7.2.1 Propagation de l'influence du bassin

Le chapitre 6 a montré que les SLA de DRAKKAR-free 1/4° se propagent vers l'ouest, à une vitesse cohérente avec celle de la propagation des SLA observées par altimétrie.

Pour relier la propagation de signaux vers l'ouest et la variabilité de l'AMOC, je propose d'introduire, à la manière de *Hirschi et al.* (2007); *Köhl et Stammer* (2008), la fonction de transport  $\phi_{1000m}(x, y, t)$ , intégrée de la surface à la profondeur 1000m.

$$\phi_{1000m}(x, y, t) = \int_{surface}^{z=1000m} \int_x^{x_{est}} v(x', y, z, t) dx' dz \quad (7.2)$$

Cette fonction représente la circulation horizontale des 1000 premiers mètres. C'est un indicateur de la structure zonale de la variabilité du transport méridien. A 25°N, les anomalies de  $\phi_{1000m}$  mettent en évidence des signaux propagatifs (fig. 7.1). Ces anomalies de la fonction de transport se propagent vers l'ouest en s'intensifiant. L'écart-type de ces anomalies à 25°N est de 1.3 Sv à 20°W et atteint 4 Sv à 70°W, ce qui est cohérent avec la variabilité interannuelle du transport méridien géostrophique à 36°N suggéré par *Brearley et al.* (2008) (1.6 Sv sur le bord est et 5.5 Sv sur le bord ouest). Elles traversent le bassin (de 30°W à 70°W) en 5 ans environ.

L'analyse Radon montre que les vitesses de propagation des anomalies de  $\phi_{1000m}$  sont cohérentes (à 10% près) avec les vitesses de propagation des SLA (fig. 7.2). Ces écarts de 10% ne sont pas surprenant dans la mesure où ces deux quantités sont de nature différente. La vitesse de propagation des anomalies de  $\phi_{1000m}$  est calculée à partir de moyennes mensuelles d'une quantité intégrée sur la verticale, alors que la vitesse de propagation des SLA est calculée à partir de données hebdomadaires de la signature en surface d'un processus dynamique propagatif.

Les vitesses de propagation des anomalies de  $\phi_{1000m}$  calculées avec l'analyse Radon sont en accord avec les résultats de *Hirschi et al.* (2007), qui ont mis en évidence aux échelles saisonnières et subannuelles (et dans une moindre mesure aux échelles interannuelles), des anomalies de transport méridien se propageant vers l'ouest. Ils évaluent les vitesses de phase zonales à 4 cm/s à 26°N et 3 cm/s à 36°N. A 45°N, ils ne détectent aucun signal propagatif. Par comparaison avec *Hirschi et al.* (2007), l'analyse Radon montre que les vitesses de propagation des anomalies de  $\phi_{1000m}$  sont en moyenne zonale de 3.4 cm/s à 26°N et 2.8 cm/s à 36°N. L'analyse Radon ne détecte pas de signaux propagatifs vers

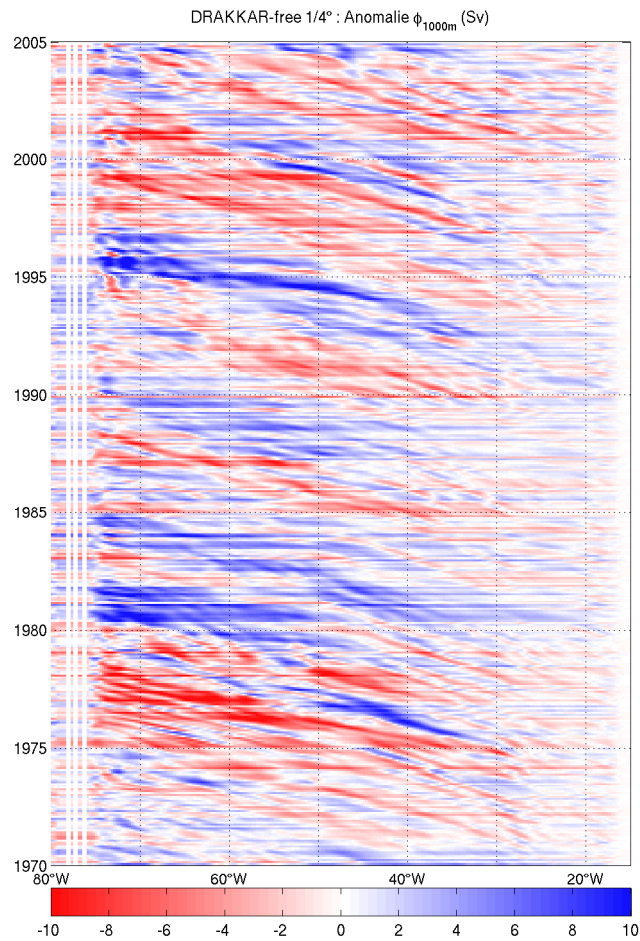


FIGURE 7.1 – Diagrammes de Hovmüller des anomalies mensuelles de surface libre et de  $\phi_{1000m}$  à 25°N.

l'ouest à 45°N.

Les anomalies de  $\phi_{1000m}$  fournissent un indicateur de la structure zonale de la variabilité du transport méridien. Les fluctuations de  $\phi_{1000m}$  se propagent vers l'ouest à une vitesse proche de celle de la vitesse de phase des ondes de Rossby simulées.

Pour compléter cette étude de la propagation zonale des anomalies de transport méridien, je propose d'examiner la corrélation laggée entre les anomalies de l'AMOC à 25°N et 1000m et les anomalies de  $\phi_{1000m}$  sur la période 1970-2004, afin de confronter les résultats de DRAKKAR-free 1/4° au scénario proposé par Köhl et Stammer (2008).

Les anomalies d'AMOC et de  $\phi_{1000m}$  de DRAKKAR-free 1/4° sont filtrées avec une moyenne glissante de 12 mois. La corrélation entre ces deux signaux est donnée par :

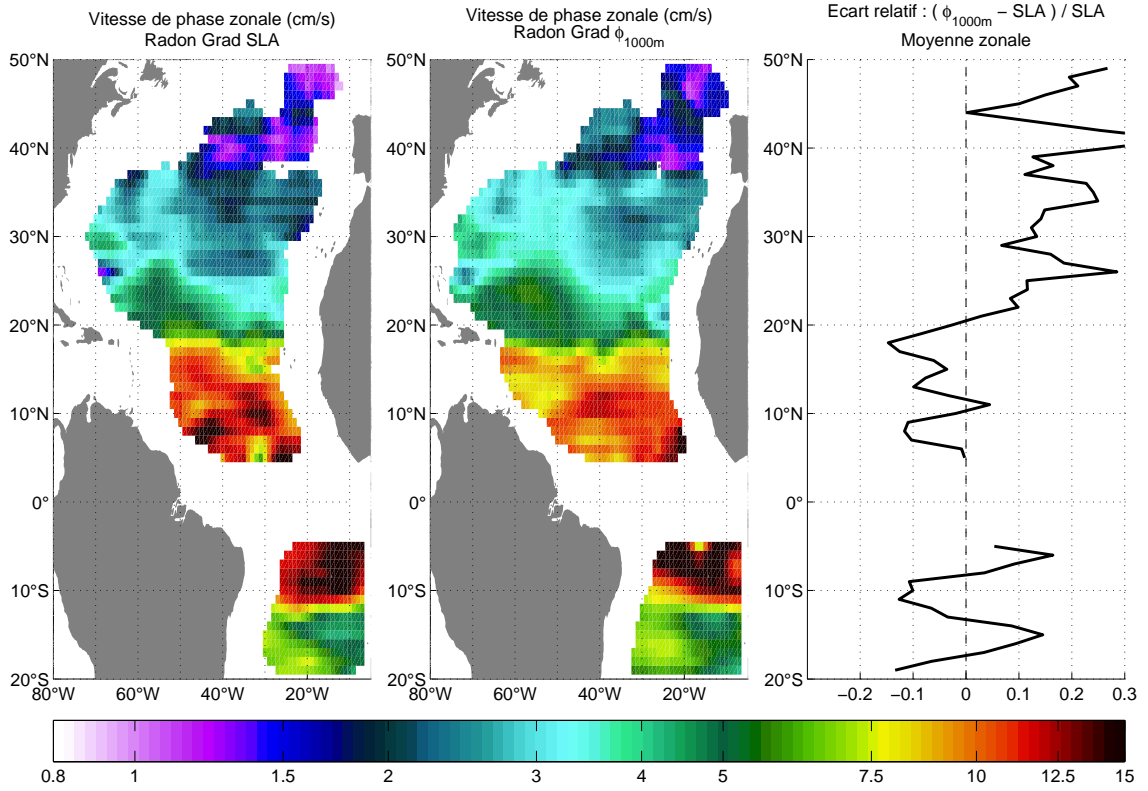


FIGURE 7.2 – Comparaison des vitesses de phase des ondes de Rossby du premier mode barocline (1993-2001) et des vitesses de propagation des anomalies de transport méridien  $\phi_{1000m}$  (1993-2001).

$$r_{\psi,\phi}(x, y, \tau) = \frac{\sum_t (\phi_{1000m}(x, y, t) - \overline{\phi_{1000m}})(\psi(t - \tau) - \overline{\psi})}{\sqrt{\sum_t (\phi_{1000m}(x, y, t) - \overline{\phi_{1000m}})^2 \sum_t (\psi(t) - \overline{\psi})^2}} \quad (7.3)$$

Elle est calculée pour des délais variant de -10 à 10 ans. Pour un lag  $\tau < 0$ , les anomalies de  $\phi_{1000m}$  précèdent les anomalies de  $\psi$ .

Au lag -8 ans, la figure 7.3 montre une zone de corrélation négative (corrélation significative à 95%) dans le bassin ouest à 33°N. Cette zone de forte corrélation s'étend vers l'ouest, elle atteint le bassin ouest au lag -4 ans. Le franchissement de la dorsale médio-Atlantique peut éventuellement expliquer certaines discontinuités dans la propagation de cette zone de corrélation. Cette figure suggère donc que les anomalies de  $\phi_{1000m}$  précèdent celles de l'AMOC. L'AMOC pourrait donc répondre à des anomalies propagatives se déplaçant à la vitesse des ondes de Rossby baroclines. Ceci est observé également dans le cas où les données sont filtrées avec une moyenne glissante sur 9 ou 18 mois (non montré). Cependant, d'autres filtrages avec des filtres plus élaborés (Blackman, Hanning, Hamming, Lanczos), et avec différentes fréquences de coupure ne permettent pas de mettre en évidence cette corrélation significative. Une telle sensibilité des résultats à la méthode amène des interrogations sur le réalisme de ce signal. Les cartes de Köhl et Stammer (2008) montrent une zone de corrélation négative centrée à 25°N-30°W au lag

-60 mois ainsi qu'une zone de corrélation négative centrée à 15°N-60°W au lag -42 mois. Mes résultats ne confirment pas ceci. La zone de corrélation obtenue avec DRAKKAR-free 1/4° est centrée à 33°N et se propage exclusivement zonalement.

Les fluctuations de l'AMOC semblent donc être reliées aux fluctuations de  $\phi_{1000m}$  qui se propagent vers l'ouest à la vitesse des ondes de Rossby. L'échelle de temps de propagation est évaluée à environ 4 à 5 ans. Cependant, la mise en évidence du lien suggéré par *Köhl et Stammer* (2008) entre la variabilité de l'AMOC et la propagation vers l'ouest de ces signaux semble dépendre de la méthode de préconditionnement des séries temporelles.

### 7.2.2 Temps de réponse de l'AMOC à la variabilité atmosphérique

A ce stade, j'ai montré que les temps de propagation des anomalies de transport méridien de l'océan étaient de l'ordre du temps mis par les ondes de Rossby pour traverser le bassin. Je me focalise maintenant sur la réponse de l'AMOC au forçage atmosphérique. Est-ce que le temps de réponse de l'AMOC au forçage atmosphérique est compatible avec les échelles de temps de propagation mises en évidence ?

La NAO est le mode dominant de variabilité atmosphérique en Atlantique Nord. L'océan s'ajuste au forçage atmosphérique, via (entre autres) les ondes de Rossby. Pour étudier le phénomène d'ajustement entre NAO et AMOC, et en particulier pour estimer le temps de réponse de l'océan à la variabilité interannuelle atmosphérique, je propose de rechercher quel est le temps de réponse de l'AMOC à la NAO<sup>1</sup> afin de comparer ce délai aux échelles de temps de propagation des anomalies de transport méridien mises en évidence, soit 4 à 5 ans.

Les anomalies de NAO et d'AMOC corrigées des tendances sont filtrées avec une moyenne glissante de 12 mois. La corrélation laggée entre la NAO et l'AMOC à 25°N et 1000m sur la période 1970-2004 est donnée par :

$$r_{\psi,NAO}(\tau) = \frac{\sum_t (\psi(t) - \bar{\psi})(NAO(t - \tau) - \overline{NAO})}{\sqrt{\sum_t (\psi(t) - \bar{\psi})^2 \sum_t (NAO(t) - \overline{NAO})^2}} \quad (7.4)$$

Pour un lag  $\tau > 0$ , la NAO précède l'AMOC.

La figure 7.4 fait apparaître les corrélations significatives suivantes (le seuil de 90% de significativité suppose que le signal présente un cycle saisonnier avec autocorrélation à 12 mois) :

- les anomalies de NAO précèdent de 54 mois, soit 4.5 ans, les anomalies d'AMOC ( $r=0.4$ ), ce qui est compatible avec la vitesse de propagation de  $\phi_{1000m}$  ;
- les anomalies de NAO précèdent de 23 mois, soit environ 2 ans, les anomalies d'AMOC ( $r=0.4$ ).

---

1. L'indice NAO représente la différence de pression atmosphérique entre l'Islande et le Portugal (souvent mesurée comme une différence de hauteur de l'isobare 500 mbar). L'indice NAO utilisé dans mes calculs provient de la NOAA (*National Weather Service - Climate Prediction Center*), il s'agit de moyennes mensuelles de l'indice NAO journalier. L'indice NAO journalier a été obtenu en projetant les anomalies de pression atmosphérique sur le premier mode de l'analyse REOF des pressions atmosphériques mensuelles sur la période 1950-2000. La variabilité de la NAO étant maximale en hiver, ce premier mode contient les caractéristiques de la saison hivernale.

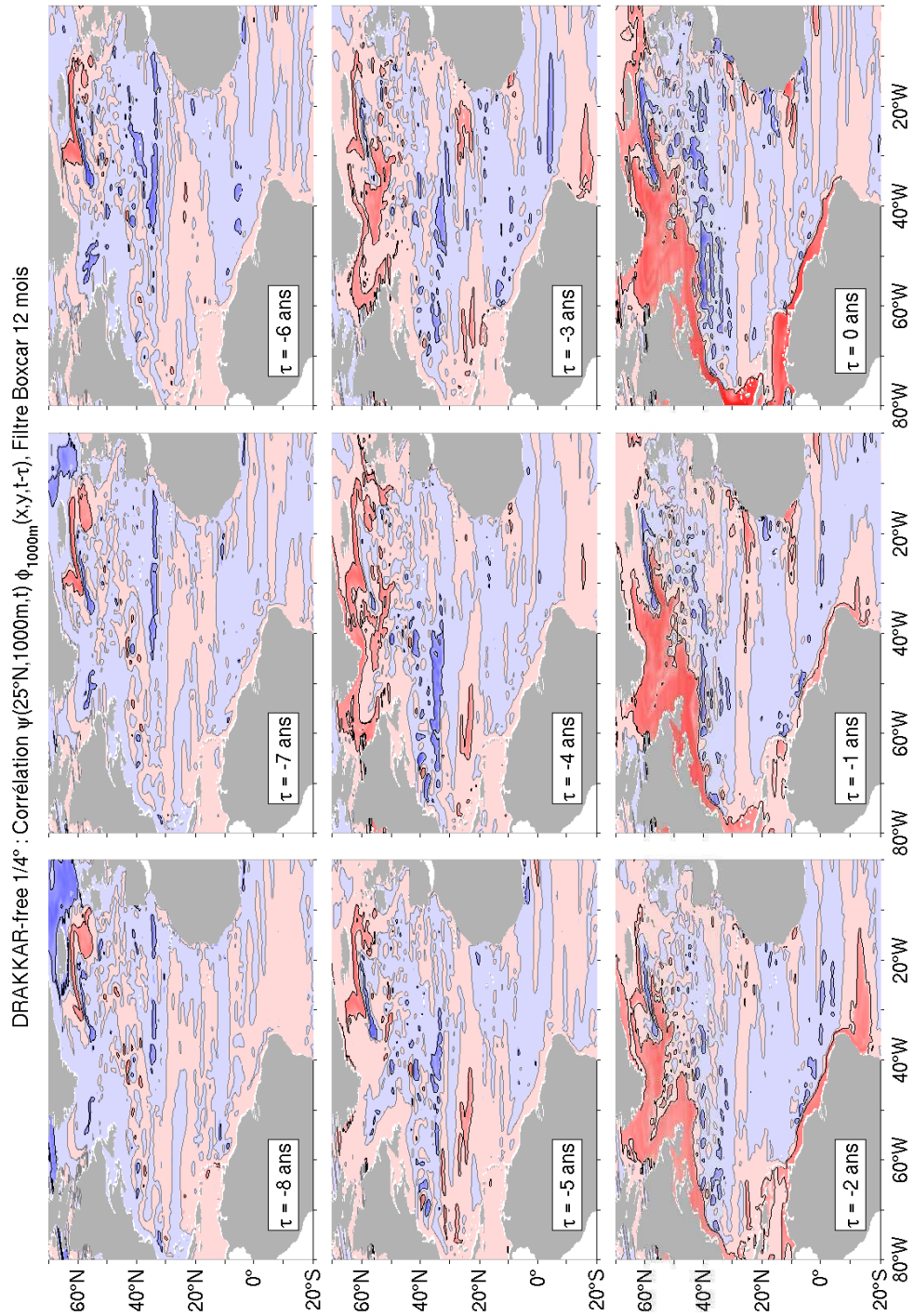


FIGURE 7.3 – DRAKKAR-free 1/4° : Corrélations lagguées entre les anomalies de l'AMOC à 25°N et 1000m  $\psi(y = 25^\circ N, z = 1000m)$  et les anomalies de la fonction de transport  $\phi_{1000m}(x, y)$ . Les corrélations sont calculées sur la période 1970-2004. Le seuil de 95% de significativité (couleurs foncées) suppose un cycle saisonnier avec autocorrélation à 12 mois (corrélation positive : rouge, corrélation négative : bleu).

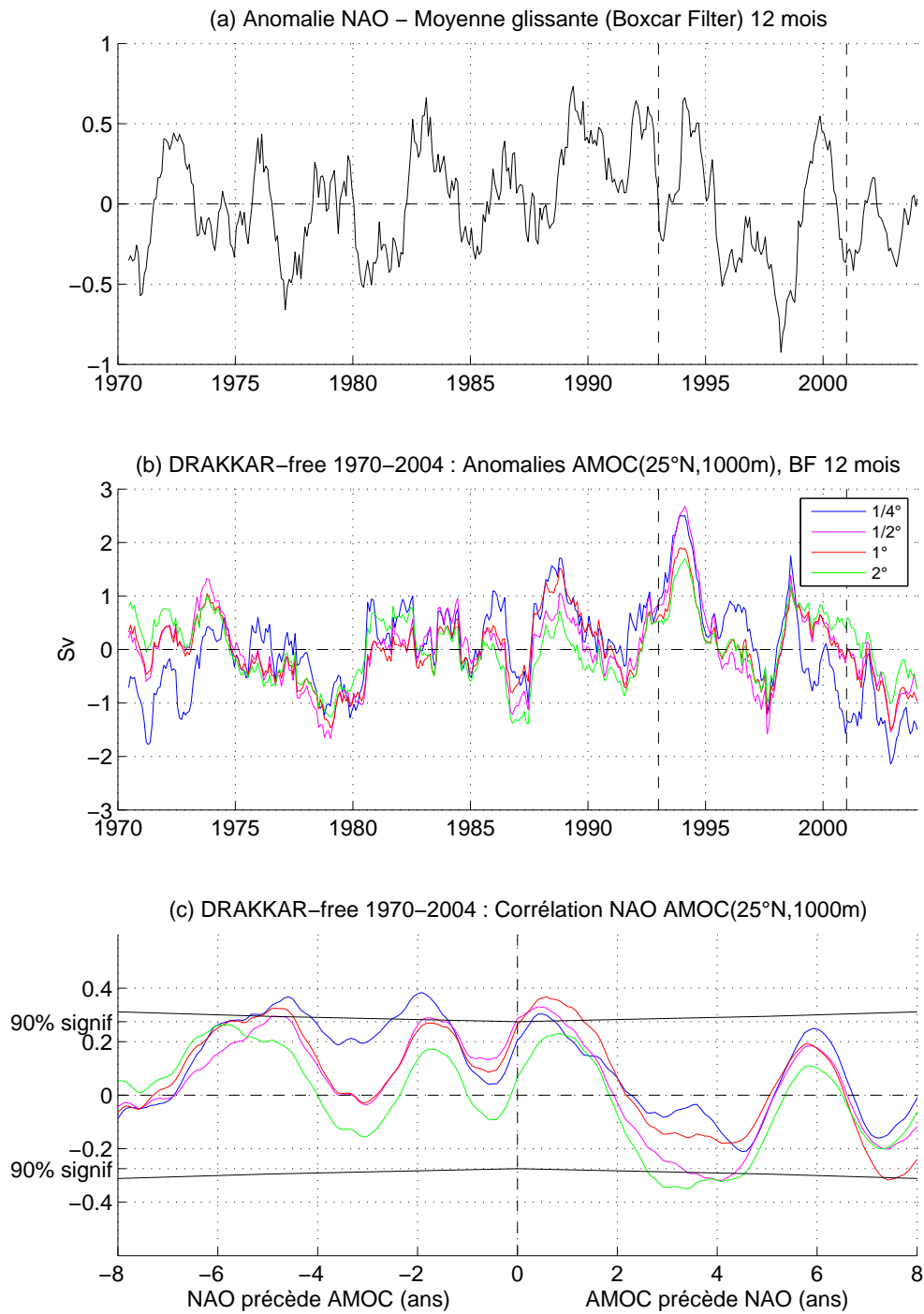


FIGURE 7.4 – (a) Anomalies de NAO annuelle. (b) Anomalies d'AMOC annuelle à 25°N et 1000m dans les simulations libres DRAKKAR. (c) Corrélation laggée entre les anomalies de NAO et d'AMOC (le seuil de 90% de significativité suppose un cycle saisonnier avec autocorrélation à 12 mois).



Le pic à 4.5 ans apparaît aussi si les séries temporelles sont filtrées par une moyenne glissante sur 18 mois, 9 mois ou 5 mois (non montré). Dans DRAKKAR-free 1/4°, la réponse de l'AMOC au forçage atmosphérique s'effectue donc sur diverses échelles de temps de variabilité, allant du subannuel à l'interannuel, ce qui est cohérent avec la littérature (*Getzlaff et al.*, 2005; *Bryden et al.*, 2005; *Hirschi et al.*, 2007; *Köhl et Stammer*, 2008; *Brearley et al.*, 2008).

A 25°N, le temps de réponse de l'AMOC à la variabilité atmosphérique est donc de 4.5 ans, et ce pour différentes échelles de temps de variabilité (subannuelle à interannuelle). Le temps d'ajustement de l'AMOC à la variabilité atmosphérique est compatible avec les échelles de temps de propagation de  $\phi_{1000m}$  proposées. Ces signaux propagatifs sont donc susceptibles d'être les messagers entre les fluctuations atmosphériques grande échelle et la réponse de DRAKKAR-free 1/4° en matière de transport méridien océanique.

### 7.3 Impact de la résolution

L'objectif de cette section est d'étudier dans quelle mesure les modèles à plus faible résolution sont capables de reproduire ce mécanisme d'ajustement entre l'atmosphère et l'océan, et si la résolution affecte les différentes échelles de temps de la variabilité.

Le chapitre 6 a montré que l'intensité des signaux propagatifs était fortement influencée par la résolution (fig. 6.4). Entre 20°N et 40°N, l'amplitude de ces signaux propagatifs est 2 à 6 fois plus faible dans les modèles laminaires (DRAKKAR-free 1° et 2°) que dans les modèles turbulents (DRAKKAR-free 1/4° et 1/2°). Or, l'intensité de la variabilité de l'AMOC est plus élevée dans les modèles turbulents que dans les modèles laminaires (fig. 7.5). Cet impact de la résolution sur l'écart-type de la variabilité interannuelle de l'AMOC a également été suggéré par *Getzlaff et al.* (2005). Dans les simulations libres DRAKKAR, cet impact est vérifié, et même renforcé pour l'AMOC totale aux échelles de variabilité mensuelle et à 5 jours, ainsi que pour l'AMOC géostrophique barocline aux échelles de variabilité interannuelle, mensuelle et à 5 jours. La forte variabilité interannuelle de DRAKKAR-free 1/2° aux latitudes 20°N-35°N a déjà été mentionnée au chapitre 5.

Les modèles à basse résolution se comportent donc comme des filtres passe-bas temporels, ce qui semble affecter la variabilité (interannuelle et à plus haute fréquence) de l'AMOC. Ceci suggère que les modèles laminaires ne sont pas adaptés à l'étude de la variabilité haute fréquence de l'AMOC. La question est maintenant de savoir si les mécanismes d'ajustement de l'AMOC au forçage atmosphérique ainsi que les temps d'ajustement associés sont également affectés par la résolution.

Le chapitre 6 a montré que la vitesse de phase zonale des signaux propagatifs n'est pas sensible à la résolution (fig. 6.5). Ceci suggère que le temps d'ajustement du bassin au forçage atmosphérique<sup>2</sup> soit peu sensible à la résolution. C'est en effet ce qui a été constaté au chapitre 5. La résolution des modèles ne semble pas influencer significativement la phase de la variabilité interannuelle. De plus, l'estimation du délai entre anomalies de NAO et d'AMOC de DRAKKAR-free 1/4° (4.5 ans) est robuste dans les autres simu-

2. Le forçage atmosphérique est identique parmi les quatre simulations libres DRAKKAR, quelle que soit la résolution.

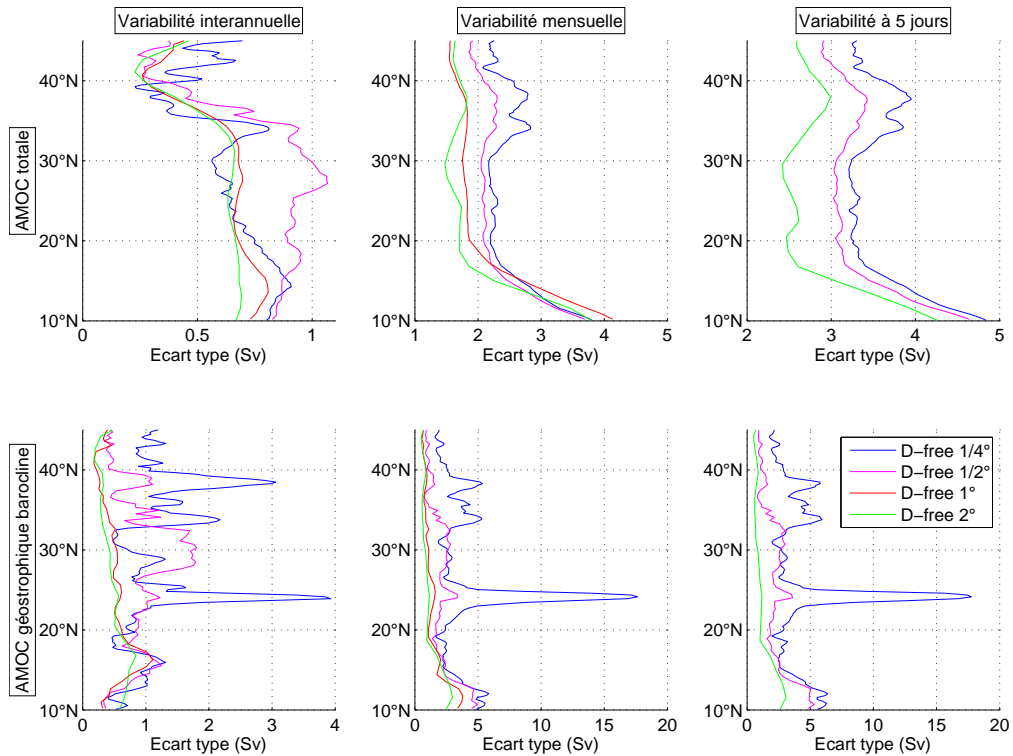


FIGURE 7.5 – Famille de simulations libres DRAKKAR (période 1993-2001) : écart-type de la variabilité de l’AMOC à 1000m en fonction de la latitude. Ligne 1 : AMOC totale. Ligne 2 : AMOC géostrophique barocline. Colonne 1 : variabilité interannuelle. Colonne 2 : variabilité mensuelle. Colonne 3 : variabilité à 5 jours.

lations DRAKKAR (fig. 7.4). Par contre, si le temps de réponse de l’océan à la variabilité atmosphérique est peu sensible à la résolution, sa significativité diminue dans les modèles à basse résolution. La corrélation, significative à 90% au 1/4° et au 1/2°, devient nettement moins marquée à 1°, et non significative à 2°.

La section 7.2 a mis en évidence le rôle des ondes de Rossby dans l’ajustement du bassin océanique aux fluctuations atmosphériques dans DRAKKAR-free 1/4°. Les ondes de Rossby simulées par ce modèle semblent effectivement contribuer à véhiculer des informations qui alimentent en partie la variabilité interannuelle de l’AMOC. L’investigation des simulations DRAKKAR de plus faible résolution montre que les échelles de temps de propagation de ces signaux ne semblent pas être affectées par la résolution. En revanche, les ondes de Rossby simulées par les modèles à basse résolution sont d’amplitude faible et la variabilité interannuelle à subannuelle de l’AMOC y est également faible. Ceci suggère que le lien entre forçage atmosphérique et variabilité de l’AMOC est moins bien représenté dans les modèles à basse résolution.

Le lien entre la variabilité de l’AMOC et la propagation vers l’ouest des anomalies de  $\phi_{1000m}$ , suggéré par Köhl et Stammer (2008) dans une réanalyse à 1°, et dont la mise en

évidence dans DRAKKAR-free  $1/4^\circ$  s'est avérée peu concluante, est recherché dans les simulations libres DRAKKAR de plus faible résolution (fig. 7.6).

DRAKKAR-free  $1/2^\circ$  est cohérent avec DRAKKAR-free  $1/4^\circ$ . La propagation vers l'ouest de la zone de corrélation négative à  $33^\circ\text{N}$  est nettement visible et les échelles de temps de propagation sont similaires dans ces deux modèles turbulents. Rappelons que la variabilité interannuelle de l'AMOC de DRAKKAR-free  $1/2^\circ$  a été mentionnée pour être relativement forte comparée aux autres simulations libres DRAKKAR (chapitre 5 et fig. 7.5).

Par contre, les simulations à  $1^\circ$  et  $2^\circ$  présentent une zone de corrélation négative dans le bassin est à  $45^\circ\text{N}$  au lag -8 ans, qui s'étend ensuite vers le sud-est. Elle est visible dans le bassin ouest à  $35^\circ\text{N}$  au lag -4 ans, puis elle disparaît au lag -3 ans. Ce signal est situé trop au nord pour être relié à un mécanisme de propagation mettant en jeu des ondes de Rossby baroclines.

## 7.4 Bilan

Ce chapitre a montré que des signaux se propageant vers l'ouest aux latitudes subtropicales, du type des ondes de Rossby baroclines, semblent jouer un rôle dans le mécanisme d'ajustement de l'AMOC à la variabilité interannuelle atmosphérique grande échelle. Seuls les modèles turbulents ( $1/4^\circ$  et  $1/2^\circ$ ) semblent reproduire ce mécanisme d'ajustement. Les modèles à basse résolution ( $1^\circ$  et  $2^\circ$ ) se comportent à la manière de filtres passe-bas temporels et ne reproduisent que faiblement la variabilité interannuelle et à plus haute fréquence de l'AMOC. Ceci est dû en partie à la faiblesse des signaux propagatifs du type ondes de Rossby simulés par ces modèles laminaires.

Le problème de la résolution des modèles utilisés pour l'étude du climat terrestre à grande échelle temporelle est donc posé. En effet, la résolution horizontale de la composante océanique des modèles globaux couplés océan-atmosphère utilisés dans les études du GIEC est d'environ  $2^\circ$  à  $4^\circ$  (*Houghton et al.*, 1997). Dans les travaux du GIEC les plus récents, elle est au mieux comprise entre  $1.8^\circ$  et  $2.8^\circ$  (*Bates et al.*, 2008). Mes résultats suggèrent que cette résolution est insuffisante pour simuler avec réalisme le mécanisme d'ajustement du bassin océanique au forçage atmosphérique.

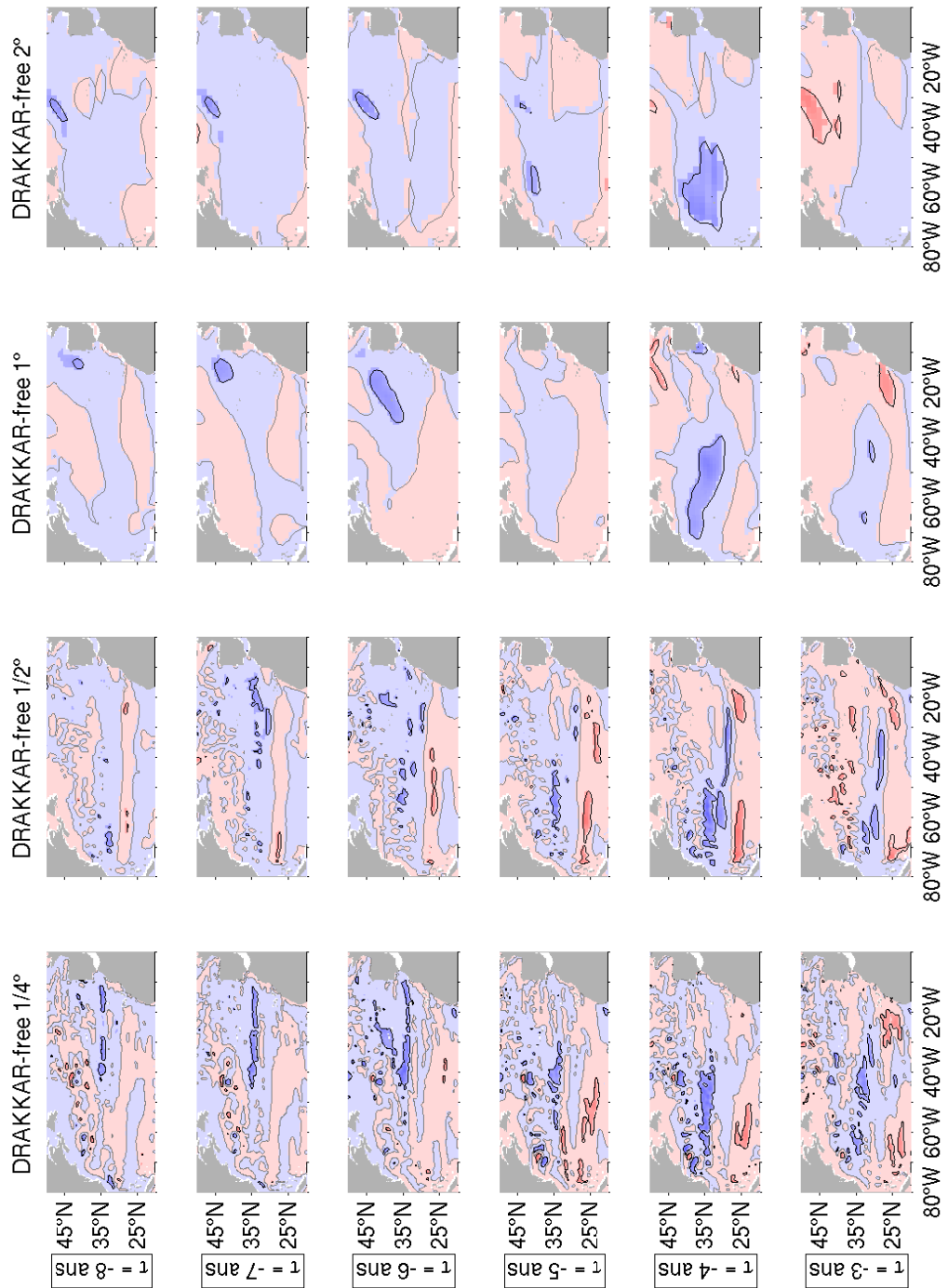


FIGURE 7.6 – DRAKKAR-free : Corrélations lagées entre les anomalies de l'AMOC à 25°N et 1000m  $\psi(y = 25^\circ N, z = 1000m)$  et les anomalies de la fonction de transport  $\phi_{1000m}(x, y)$ . Les corrélations sont calculées sur la période 1970-2004. Le seuil de 95% de significativité (couleurs foncées) suppose un cycle saisonnier avec autocorrélation à 12 mois (corrélation positive : rouge, corrélation négative : bleu).



## Conclusions et perspectives



## Conclusions

Les problématiques environnementales actuelles et la menace d'un éventuel changement climatique dans les prochaines décennies incitent à étudier la circulation océanique grande échelle. L'océan est en effet considéré comme un des moteurs de la machine climatique terrestre. La circulation méridienne de l'Atlantique Nord est reconnue pour avoir une très forte influence sur le climat de l'Europe. A ce titre, l'étude de la circulation méridienne en Atlantique Nord et de son évolution font partie des objectifs scientifiques de ce siècle. L'océan est un espace vaste et relativement peu accessible à l'homme. Les moyens mis en œuvre pour étudier la circulation de retournement méridienne Atlantique (AMOC) et sa variabilité sont donc multiples : observations in-situ associées à des techniques d'inversions, théories, simulations libres et réanalyses. Les études antérieures montrent une grande diversité des résultats en termes de valeur instantanée de l'AMOC et de son évolution à plus ou moins long terme (échelles interannuelle à séculaire). Cette absence de robustesse des résultats ne satisfait pas la communauté scientifique en quête d'une éventuelle confirmation que l'AMOC subit en effet des changements majeurs actuellement. Si tel était le cas, la cause anthropique de ces changements resterait à démontrer.

Les résultats fournis par les différentes méthodes d'études de l'AMOC ne convergent pas, suggérant que dans leur ensemble, ces différentes méthodes d'investigation de l'AMOC ne sont pas (encore) capables de représenter correctement cet indice climatique. Face à ce constat, ma modeste contribution est d'identifier les caractéristiques robustes et non robustes de l'AMOC dans une série de simulations libres et de réanalyses afin de caractériser et quantifier l'impact des paramètres numériques sur l'AMOC simulée. L'idée est donc de combiner un jeu de données utilisant :

- des simulations libres, au nombre de cinq, de différentes résolutions et configurations ;
- des réanalyses, au nombre de quatre, mettant en œuvre différentes techniques d'assimilation de données.

Le principal objectif annoncé était de caractériser et quantifier la cohérence de ce jeu de données en termes d'AMOC moyenne et de son évolution (variabilité interannuelle et tendance globale sur les 9 ans de période commune aux simulations). La grille de lecture adoptée pour cette caractérisation de la cohérence des modèles s'oriente selon deux axes principaux : la résolution et l'assimilation de données. De plus, une décomposition de l'AMOC simulée a parfois permis d'identifier les composantes dynamiques de l'AMOC responsables des différences inter-modèles constatées, et donc de proposer une interprétation physique de ces différences.

Ce travail de thèse a montré l'importante diversité des solutions des modèles étudiés en matière d'AMOC moyenne sur leur période commune. Cette diversité des solutions parmi le jeu de données étudié témoigne d'une certaine incohérence des modèles dans la représentation d'indices climatiques grande échelle. La résolution des simulations libres affecte sensiblement l'amplitude de l'AMOC moyenne. Des écarts de 25% sont diagnostiqués entre les simulations de résolution  $1/4^\circ$  et  $2^\circ$ . La configuration des simulations libres (extension régionale versus globale) ainsi que l'assimilation de données déforment fortement la structure bidimensionnelle de l'AMOC moyenne. Les réanalyses utilisées ici suggèrent que l'assimilation de données perturbe la dynamique du modèle. En certains points précis



de l'espace et du temps, certaines variables d'état des réanalyses se rapprochent certes des observations, mais les champs multidimensionnels (tels que l'AMOC) issus des réanalyses semblent avoir un problème de cohérence physique. Comparées aux simulations libres, les réanalyses étudiées ici ne convergent pas davantage vers des estimations observationnelles de ces indices climatiques. La capacité des modèles numériques à faire une interpolation dynamique de données grâce à une méthode d'assimilation séquentielle pose question.

En matière de variabilité de l'AMOC, ce travail a mis en évidence une certaine cohérence des simulations libres dans la réponse à la variabilité atmosphérique forcée par l'atmosphère. Les temps de réponse aux forçages externes sont robustes quelles que soient la résolution et la configuration des simulations libres. Rien ne prouve toutefois que cette cohérence soit synonyme de réalisme, les forçages peuvent être biaisés. L'intensité de la réponse aux forçages est augmentée dans une simulation régionale, suggérant une sensibilité accrue aux forçages locaux. On peut supposer toutefois que l'amplitude de cette variabilité interannuelle soit sous-évaluée dans les simulations libres, car les réanalyses présentent une variabilité interannuelle plus intense, supposée plus proche de la réalité. Par contre, la phase des anomalies interannuelles est fortement affectée par l'assimilation de données. Ainsi, si l'assimilation de données semble augmenter l'intensité des anomalies, elle présente l'inconvénient de modifier la phase de ces anomalies, les rendant incohérentes parmi les différentes réanalyses. Le problème du réalisme de la variabilité générée par les réanalyses est donc posé. Cette variabilité est certes intensifiée par rapport aux simulations libres donc plus proche de l'intensité de la variabilité de l'océan réel. Mais rien ne prouve que l'origine de la variabilité des réanalyses est effectivement due à une amélioration de la réponse aux forçages ou à une amélioration de la représentation des processus physiques générateurs de variabilité. La forte incohérence des réanalyses en matière de phase des anomalies interannuelles porte à croire au contraire que l'intensification de la variabilité soit principalement le fait des réinitialisations régulières induites par l'assimilation séquentielle.

Enfin, ce travail a certes montré que les simulations libres semblent cohérentes en matière de variabilité interannuelle de l'AMOC totale. Mais l'investigation plus poussée des mécanismes d'ajustement de l'AMOC à la variabilité atmosphérique grande échelle dans les simulations libres DRAKKAR a révélé que la représentation des processus générateurs de variabilité (tels que les ondes de Rossby) reste une limite des modèles à basse résolution. Ces modèles laminaires ( $1^\circ$  à  $2^\circ$ ), actuellement utilisés en tant que composantes océaniques des modèles couplés dédiés aux études climatiques à long terme, agissent à la manière de filtres passe-bas sur ces signaux propagatifs impliqués dans les mécanismes d'ajustement de l'AMOC à la variabilité atmosphérique. En conséquence, le lien entre forçage atmosphérique et variabilité de l'AMOC n'est que faiblement mis en évidence dans ces modèles laminaires. Ceci pose un problème dans le cadre de leur utilisation pour la prévision grande échelle menée actuellement dans des scénarios climatiques par le GIEC<sup>1</sup>.

Concernant la variabilité à plus long terme (variabilité décennale), cette étude souligne la prudence dont il faut faire preuve face aux tendances suggérées par des modèles ou des observations aux échelles interannuelles à décennale. En matière de tendance, ce travail révèle l'alarmante incohérence parmi les modèles utilisés. Cette incohérence peut

1. Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat.

s'interpréter par des éventuelles tendances d'ajustement aux conditions initiales et/ou des tendances de forçage qui diffèrent parmi les modèles. Le temps d'ajustement d'un modèle (simulation libre ou réanalyse) est une quantité qui est souvent mal évaluée. Les différentes tendances de l'AMOC simulée par des configurations différentes (simulation régionale MERA versus simulation globale DRAKKAR) suggèrent que le modèle MERA était encore dans une phase d'ajustement.

L'affaiblissement de l'AMOC sur ma période d'investigation dans les simulations libres DRAKKAR semble robuste d'une part car elle est cohérente entre ces quatre simulations, d'autre part car elle est associée à un épisode réel (observé) d'affaiblissement de la convection en Mer du Labrador. Même si cet événement ponctuel (inférieur à la décennie) n'est pas représentatif d'une tendance géophysique climatique long terme, l'incapacité des réanalyses étudiées ici à converger entre elles pour reproduire un indice climatique grande échelle cohérent avec cet événement est préoccupante. Ceci fournit un exemple d'un événement climatique à priori réaliste, observé aux hautes latitudes, influençant ponctuellement la circulation océanique grande échelle, et dont la signature apparaît dans l'AMOC simulée par les modèles libres, mais qui ne se traduit pas dans les réanalyses.

Les tendances très diverses relevées parmi les trois réanalyses suggèrent que celles-ci ne sont pas stabilisées. L'initialisation des modèles peut être une source de ces incohérences. Avant d'étudier le climat sur une période de plusieurs décennies, il est impératif d'avoir confiance dans les aspects initialisation et ajustement des modèles. En effet, pour étudier des phénomènes mettant en jeu des processus lents et dont la variabilité s'effectue essentiellement à basse fréquence tels que la formation des eaux profondes, il faut que le modèle ne soit plus influencé par la contrainte imposée par l'état initial ni par sa mise à l'équilibre. Des progrès sont à prévoir dans ces domaines. Il est nécessaire de clarifier les notions de temps d'ajustement des simulations libres et des réanalyses, pour être en mesure de déterminer si un modèle est encore dans une phase de spin-up ou non. Effectuer une étude climatique à partir d'un modèle non ajusté impose de séparer l'éventuelle tendance climatique de la tendance d'ajustement. La question « Comment initialiser les modèles ? » mérite donc l'attention de la communauté des modélisateurs.

Ce travail a donc montré que les réanalyses actuelles ne convergent pas ni sur l'état moyen ni sur la tendance de l'AMOC. De fortes incohérences demeurent parmi les produits issus de l'assimilation de données. On peut s'interroger sur le bien-fondé d'utiliser ces produits pour des études climatiques avant d'avoir compris les causes des incohérences mises en évidence dans ce travail de thèse. Il semble prématuré d'utiliser ces produits pour initialiser des modèles couplés en vue d'effectuer de la prévision multi-décennale.

Pour clarifier les débats sur la modélisation numérique et l'assimilation de données, il me semble qu'un modèle numérique (libre) a pour principale vocation de nous aider à comprendre un ou des processus physiques, mais n'a pas la prétention de reproduire la « réalité » dans ses moindres détails. En ce sens il me semble que les modèles numériques libres DRAKKAR sont proches d'atteindre leurs objectifs. L'assimilation de données, quant à elle, a pour but de reproduire le plus fidèlement possible la réalité de l'océan en des points précis de l'espace et du temps. L'assimilation de données est une technique proche des inversions. Elle permet de densifier un champ de données par des méthodes d'interpolation sous contraintes. Malheureusement, dans les réanalyses que j'ai étudié, il apparaît que ceci s'effectue encore au détriment de la cohérence spatio-temporelle de

l'ensemble, c'est-à-dire de la dynamique du modèle. En effet, dans une réanalyse, la trajectoire optimale n'est plus solution des équations dynamiques. Cette perte de cohérence est apparue importante parmi les réanalyses étudiées ici. Mais je pense que d'une manière générale ce problème de continuité (dû aux réinitialisations régulières des réanalyses) s'effectue à un degré non rédhibitoire pour l'utilisation des réanalyses, et l'amélioration des méthodes d'assimilation devrait réduire ce degré dans les prochaines années. Ce travail de thèse illustre donc la difficulté de représenter des mécanismes cohérents à grande échelle (AMOC) en assimilant avec des contraintes locales. Il appartient aux assimilateurs de réfléchir à une méthode d'assimilation de données capable de fournir des produits qui soient davantage proches (aux incertitudes près) des solutions des équations du modèle.

A l'heure actuelle, l'assimilation de données appliquée à la production de réanalyses, ne peut au mieux être utilisée que de façon indirecte pour améliorer la compréhension de la dynamique du modèle. Dans ce contexte, l'apport de l'assimilation de données est en effet avant tout de permettre d'identifier des zones d'incertitude dans les modèles, c'est pourquoi les réanalyses et les simulations libres doivent être utilisées de manière complémentaire. L'assimilation de données identifie l'erreur sur un résultat du modèle, mais ne peut pas en identifier la cause sans hypothèse physique sur son origine. Les solutions d'une réanalyse gagneront certainement à être étudiées au regard des solutions de son modèle équivalent non contraint par l'assimilation de données. C'est la démarche qui est menée dans le cadre du projet GLORYS.

Un résultat annexe de ce travail de comparaison inter-modèles de l'AMOC et de ses différentes composantes dynamiques serait de contribuer à identifier les sections hydrographiques où domine la variabilité de chacune des composantes, et ce pour différentes échelles de temps de variabilité considérées. Ces connaissances s'avèrent utiles aux observateurs dans le choix de sections observées, en cohérence avec les échelles de temps de variabilité des mécanismes qu'ils envisagent d'étudier. Par exemple, mes résultats suggèrent que la composante géostrophique barocline semble dominer la variabilité basse fréquence de l'AMOC à 26°N. Ceci confirme la nécessité de poursuivre les mesures du réseau RAPID sur plusieurs décennies pour obtenir des résultats pertinents en matière de tendance long terme de l'AMOC.

## Perspectives

Les perspectives suggérées par ce travail sont nombreuses et variées. Elles s'articulent autour de trois thèmes : les perspectives exploratoires, les développements méthodologiques et l'interprétation de processus dynamiques et climatiques.

- Perspectives exploratoires

Pour poursuivre l'exploration des jeux de données existant, je suggère d'inclure des réanalyses utilisant un schéma d'assimilation variationnel afin de vérifier si oui ou non l'assimilation de données variationnelle respecte mieux la cohérence spatio-temporelle des indices climatiques grande échelle.

Sur le même thème, il me semble intéressant également de poursuivre l'exploration de la réanalyse GLORYS, associée à son équivalent non contraint par l'assimilation de données<sup>2</sup>. On pourrait ainsi déterminer si la variabilité de l'AMOC (totale et de ses composantes dynamiques) de cette réanalyse IAU (à priori moins « polluée » par les réajustements successifs) est cohérente avec la variabilité mesurée à la section RAPID aux mêmes périodes (2004-actuel). Ceci permettrait d'évaluer dans quelle mesure le schéma d'assimilation IAU permet d'accéder à une variabilité réaliste.

Ce travail a mis en évidence une certaine monotonie de l'effet de la résolution sur les grandeurs et processus étudiés. L'arrivée imminente de simulations globales au  $1/12^\circ$  permettra de vérifier la linéarité de l'influence de la résolution. Une simulation au  $1/12^\circ$  permettrait également d'investiguer plus précisément les mécanismes d'ajustement de l'AMOC à la variabilité atmosphérique aux échelles interannuelles et subannuelles.

Maintenant que de nombreux outils méthodologiques et de puissants outils d'analyse ont été développés, il serait peu coûteux d'étendre cette étude aux autres bassins océaniques, afin d'appuyer la robustesse des constatations faites sur l'influence des paramètres numériques des modèles dans la représentation de la MOC globale.

- Perspectives de développements méthodologiques

Les outils d'analyse développés et utilisés dans ce travail ont montré leur potentiel et leurs limites. Il me semble important d'optimiser ces outils méthodologiques afin de se doter de méthodes diagnostiques plus quantitatives. Il serait intéressant par exemple de pouvoir quantifier les contributions relatives des différentes composantes de l'AMOC à sa variabilité à différentes échelles de temps. Quantifier la part de variabilité de l'AMOC associée à la propagation vers l'ouest des ondes de Rossby permettrait la comparaison plus précise des différentes simulations sur cet aspect.

- Perspectives d'interprétation des processus dynamiques et climatiques

Ce travail de thèse a mis en œuvre une méthode de décomposition de l'AMOC en différentes composantes dynamiques, dans le but d'aider à la compréhension des différences inter-modèles constatées sur l'AMOC totale. Cette décomposition a mis en lumière l'existence d'une certaine compensation entre les composantes barotrope et géostrophique barocline. Le mécanisme de cette compensation, déjà évoqué dans la littérature, reste mal compris à l'heure actuelle. Mon travail a montré que ce mécanisme de compensation semblait être affecté par les paramètres numériques des modèles, en particulier par la résolution. Il me semble nécessaire, à l'issue de ce travail exploratoire, de poursuivre les investigations pour mieux comprendre ce mécanisme. Je suggère en particulier d'explorer quelle est la dimension zonale de ce mécanisme dans les différentes simulations libres DRAKKAR, pour déterminer si ce mécanisme de compensation est une caractéristique locale du bord ouest, ou s'il s'agit d'un phénomène global s'appliquant à l'ensemble du bassin.

---

2. Je ne disposais pas de cet équivalent non contraint pour mon étude.

Enfin, concernant l'aspect « interprétation climatique » des perspectives, il est absolument indispensable de poursuivre cette étude avec des séries temporelles plus longues. Il faut pour cela alimenter le jeu de données avec des simulations turbulentes intégrées sur plusieurs siècles. A cette fin l'équipe MEOM du LEGI dispose depuis peu d'une simulation DRAKKAR au  $1/4^\circ$  intégrée sur 300 ans et forcée par une climatologie annuelle répétée chaque année (donc sans variabilité interannuelle). Les modélisateurs du Centre Océanographique de Southampton ont intégré récemment une simulation DRAKKAR au  $1/4^\circ$  sur 150 ans en répétant trois fois le forçage atmosphérique issus des réanalyses climatologiques. Il serait intéressant d'explorer la variabilité basse fréquence de l'AMOC dans ces simulations. La simulation sur 300 ans dont le forçage ne présente pas de variabilité interannuelle contient cependant de la variabilité interannuelle d'amplitude significative dans ses solutions. Cette variabilité interne est donc générée directement par le modèle. L'exploration des caractéristiques des ondes de Rossby simulées par ce modèle ainsi que leur rôle dans la variabilité de l'AMOC suscitent donc un grand intérêt.

Une dernière perspective, à plus long terme, suggérée par ce travail est d'explorer dans des modèles globaux couplés (GCM) la manière dont les mécanismes d'ajustement de l'océan à la variabilité interannuelle grande échelle atmosphérique faisant intervenir des processus type ondes de Rossby sont influencés par les rétroactions océan/atmosphère dans les GCM. Tout porte à croire que la relation entre variabilité de l'AMOC et ondes de Rossby soit plus marquée dans des modèles couplés. En effet les modèles forcés utilisés dans cette étude développent une certaine variabilité interne qui est amortie par l'atmosphère. L'océan d'un modèle forcé est donc « restreint » en matière de variabilité interne. Au contraire, dans un modèle couplé, des rétroactions sont possibles. Une perspective future serait donc d'étudier, dans une hiérarchie de modèles couplés de différentes résolutions, les mécanismes d'ajustement de l'océan à la variabilité atmosphérique au travers des ondes de Rossby.

# Bibliographie

- Baehr, J., J. Hirschi, J.-O. Beismann, et J. Marotzke, Monitoring the meridional overturning circulation in the North Atlantic : A model-based array design study, *Journal of Marine Research*, *62*, 283–312, 2004.
- Baehr, J., K. Keller, et J. Marotzke, Detecting potential changes in the meridional overturning circulation at 26°N in the Atlantic, *Climatic Change*, *91*, 11–27, 2008.
- Baehr, J., S. Cunningham, H. Haak, P. Heimbach, T. Kanzow, et J. Marotzke, Observed and simulated daily variability of the meridional overturning circulation at 26.5°N in the Atlantic, *Ocean Science Discussions*, *6*, 1333–1367, 2009.
- Barnier, B., A. P. de Miranda, L. Crosnier, J.-M. Molines, A.-M. Treguier, et A. Jouzeau, Rapport scientifique et technique 1999, N° CLIPPER-R3-2000, *Tech. rep.*, LPO, Brest, 2000.
- Barnier, B., G. Madec, T. Penduff, J.-M. Molines, A.-M. Treguier, J. Le Sommer, A. Beckmann, A. Biastoch, C. W. Böning, J. Dengg, C. Derval, E. Durand, S. Gulev, E. Rémy, C. Talandier, S. Theetten, M. E. Maltrud, J. McClean, et B. A. de Cuevas, Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy-permitting resolution, *Ocean Dynamics*, *56*, 543–567, 2006.
- Bates, B. C., Z. W. Kundzewicz, S. Wu, et J. P. Palutikof, Le changement climatique et l'eau, *Tech. rep.*, Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat, 2008.
- Biastoch, A., C. W. Böning, J. Getzlaff, J.-M. Molines, et G. Madec, Causes of interannual-decadal variability in the meridional overturning circulation of the midlatitude North Atlantic ocean, *Journal of Climate*, *21*, 6599–6615, 2008.
- Böning, C. W., M. Scheinert, J. Dengg, A. Biastoch, et A. Funk, Decadal variability of subpolar gyre transport and its reverberation in the North Atlantic overturning, *Geophysical Research Letters*, *33*, 5p., 2006.
- Brearely, J. A., E. L. McDonagh, B. A. King, et H. L. Bryden, Interannual variability of the Atlantic interior geostrophic transport at 36°N, 2008, poster, Ocean Science Meeting, March 2-7, Orlando, Florida.
- Brodeau, L., B. Barnier, A.-M. Treguier, T. Penduff, et S. Gulev, An ERA-40 based atmospheric forcing for global ocean circulation models, *Ocean Modelling*, *31*, 88–104, 2010.

- Bryden, H. L., H. R. Longworth, et S. A. Cunningham, Slowing of the Atlantic overturning circulation at 26°N, *Nature*, *438*, 655–657, 2005.
- Bryden, H. L., A. Mujahid, S. A. Cunningham, et T. Kanzow, Adjustment of the basin-scale circulation at 26°N to variations in Gulf Stream, deep western boundary current and Ekman transports as observed by the Rapid array, *Ocean Science*, *6*, 871–908, 2009.
- Cabanes, C., T. Lee, et L. L. Fu, Mechanisms of interannual variations of the meridional overturning circulation of the North Atlantic ocean, *Journal of Physical Oceanography*, *38*, 467–480, 2008.
- Cunningham, S. A., T. Kanzow, D. Rayner, M. O. Baringer, W. E. Johns, J. Marotzke, H. R. Longworth, E. M. Grant, J. Hirschi, L. M. Beal, C. S. Meinen, et H. L. Bryden, Temporal variability of the Atlantic meridional overturning circulation at 26°N, *Science*, *317*, 935–938, 2007.
- Deshayes, J., Influence de la formation d'eau profonde sur la variabilité de la circulation méridienne moyenne dans l'océan Atlantique, Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), 2006.
- Deshayes, J., et C. Frankignoul, Simulated variability of the circulation in the North Atlantic from 1953 to 2003, *Journal of Climate*, *21*, 4919–4933, 2008.
- Deshayes, J., C. Frankignoul, et H. Drange, Formation and export of deep water in the Labrador and Irminger Seas in a GCM, *Deep Sea Research I*, *54*, 510–532, 2007.
- Drijfhout, S., W. Hazeleger, F. Selten, et R. Harrsma, Future changes in internal variability of the Atlantic meridional overturning circulation, *Climate Dynamics*, *30*, 407–419, 2008.
- Fichefet, T., et M. A. Morales Maqueda, Sensitivity of a global sea-ice model to the treatment of ice thermodynamics and dynamics, *Journal of Geophysical Research*, *102*, 12,609–12,646, 1997.
- Ganachaud, A., et H. Mercier, Ocean response to meridional Ekman transport in the Atlantic and implication for gravity missions, *Geophysical Research Letters*, *29*, 4p., 2002.
- Ganachaud, A., et C. W. Wunsch, Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data, *Nature*, *408*, 453–457, 2000.
- Gent, P. R., et J. C. McWilliams, Isopycnal mixing in ocean circulation models, *Journal of Physical Oceanography*, *20*, 150–155, 1990.
- Getzlaff, J., C. W. Böning, C. Eden, et A. Biastoch, Signal propagation related to the North Atlantic overturning, *Geophysical Research Letters*, *32*, 4p., 2005.
- Gill, A. E., *Atmosphere-ocean dynamics*, International Geophysics Series, Academic Press, 1982.

- Gourcuff, C., Etude de la variabilité de la circulation du gyre subpolaire de l'Atlantique Nord à partir des données Ovide et de mesures satellitaires, Ph.D. thesis, Université Européenne de Bretagne (Brest), 2008.
- Greiner, E., M. Benkiran, E. Blayo, et G. Dibarboure, MERA-11 general scientific paper, 1992-2002 PSY1v2 reanalysis, *Tech. rep.*, Mercator-Océan, 2006.
- Haines, K., J. D. Blower, J.-P. Drecourt, C. Liu, A. Vidard, I. Astin, et X. Zhou, Salinity assimilation using S(T) : Covariance relationships, *Monthly Weather Review*, *134*, 759–771, 2006.
- Hall, M. M., et H. L. Bryden, Direct estimates and mechanisms of ocean heat transport, *Deep Sea Research*, *29*, 339–359, 1982.
- Hawkins, E., et R. Sutton, Variability of the Atlantic thermohaline circulation described by three-dimensional empirical orthogonal functions, *Climate Dynamics*, *29*, 745–762, 2007.
- Hirschi, J., et J. Marotzke, Reconstructing the meridional overturning circulation from boundary densities and the zonal wind stress, *Journal of Physical Oceanography*, *37*, 743–763, 2007.
- Hirschi, J., J. Baehr, J. Marotzke, J. Stark, S. A. Cunningham, et J.-O. Beismann, A monitoring design for the Atlantic meridional overturning circulation, *Geophysical Research Letters*, *30*, 1413–1416, 2003.
- Hirschi, J., P. D. Killworth, et J. R. Blundell, Subannual, seasonal and interannual variability of the North Atlantic meridional overturning circulation, *Journal of Physical Oceanography*, *37*, 1246–1265, 2007.
- Hirschi, J., P. D. Killworth, J. R. Blundell, et D. Cromwell, Sea surface height signals as indicators for oceanic meridional mass transports, *Journal of Physical Oceanography*, *39*, 581–601, 2009.
- Häkkinen, S., et P. B. Rhines, Decline of subpolar North Atlantic circulation during the 1990s, *Science*, *304*, 555–559, 2004.
- Houghton, J. T., L. G. Meira Filho, D. J. Griggs, et K. Maskell, Introduction aux modèles climatiques simples employés dans le deuxième rapport d'évaluation du GIEC, *Tech. rep.*, Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat, 1997.
- Juza, M., Collocation and validation tools for the DRAKKAR ensemble of simulations, *Tech. rep.*, MEOM-LEGI, Grenoble, 2008.
- Kanzow, T., S. A. Cunningham, D. Rayner, J. Hirschi, W. E. Johns, M. O. Baringer, H. L. Bryden, L. M. Beal, C. S. Meinen, et J. Marotzke, Flow compensation associated with the meridional overturning, *Science*, *317*, 938–941, 2007.
- Kawase, M., Establishment of deep ocean circulation driven by deep-water production, *Journal of Physical Oceanography*, *17*, 2294–2317, 1987.



- Köhl, A., Anomalies of meridional overturning : Mechanisms in the North Atlantic, *Journal of Physical Oceanography*, *35*, 1455–1472, 2005.
- Köhl, A., et D. Stammer, Variability of the meridional overturning in the North Atlantic from 50-year GECCO state estimation, *Journal of Physical Oceanography*, *38*, 1913–1930, 2008.
- Köhl, A., D. Stammer, et B. Cornuelle, Interannual to decadal changes in the ECCO global WOCE synthesis, *Journal of Physical Oceanography*, *37*, 313–337, 2007.
- Koltermann, K. P., A. V. Sokov, V. P. Terechtchenkov, S. A. Dobroliubov, K. Lorbacher, et A. Sy, Decadal changes in the thermohaline circulation of the North Atlantic, *Deep Sea Research*, *46*, 109–138, 1999.
- Lübbecke, J. F., C. W. Böning, et A. Biastoch, Variability in the subtropical-tropical cells and its effects on near-surface temperature of the equatorial Pacific : a model study, *Ocean Science*, *4*, 73–88, 2008.
- Lecointre, A., Etude et comparaison d’ondes planétaires océaniques réelles et simulées, Master’s thesis, Université Joseph Fourier (Grenoble), 2006.
- Lecointre, A., T. Penduff, P. Cipollini, R. Tailleux, et B. Barnier, Depth dependence of westward-propagating North Atlantic features diagnosed from altimetry and a numerical  $1/6^\circ$  model, *Ocean Science*, *4*, 99–113, 2008.
- Lee, T., et J. Marotzke, Seasonal cycles of meridional overturning and heat transport of the Indian ocean, *Journal of Physical Oceanography*, *28*, 923–943, 1998.
- Lherminier, P., H. Mercier, C. Gourcuff, M. Alvarez, S. Bacon, et C. Kermabon, Transport across the 2002 Greenland-Portugal Ovide section and comparison with 1997, *Journal of Geophysical Research*, *112*, 20p., 2007.
- Lique, C., A.-M. Treguier, M. Scheinert, et T. Penduff, A model-based study of ice and freshwater transport variabilities along both sides of Greenland, *Climate Dynamics*, *33*, 685–705, 2009.
- Lique, C., A.-M. Treguier, B. Blanke, et N. Grima, On the origins of water masses exported along both sides of Greenland : A Lagrangian model analysis, *Journal of Geophysical Research*, *sous presse*, 2010.
- Lombard, A., G. Garric, et T. Penduff, Regional patterns of observed sea level change : Insights from a  $1/4^\circ$  global ocean/sea-ice hindcast, *Ocean Dynamics*, *59*, 433–449, 2009.
- Lucas, M. A., J. Hirschi, et J. Marotzke, Response of the meridional overturning circulation to variable buoyancy forcing in a double hemisphere basin, *Climate Dynamics*, *soumis*, 2009.
- Lumpkin, R., K. G. Speer, et K. P. Koltermann, Transport across  $48^\circ\text{N}$  in the Atlantic ocean, *Journal of Physical Oceanography*, *38*, 733–752, 2008.
- MacDonald, A. M., The global ocean circulation : A hydrographic estimate and regional analysis, *Progress in Oceanography*, *41*, 281–382, 1998.

- Madec, G., et M. Imbard, A global ocean mesh to overcome the north pole singularity, *Climate Dynamics*, 12, 381–388, 1996.
- Madec, G., P. Delecluse, M. Imbard, et C. Levy, *OPA8.1 general circulation model reference manual*, Notes de l'IPSL, Université P. et M. Curie, B102 T15-E5, 4 place Jussieu, Paris cedex 5, 1998.
- Marotzke, J., S. A. Cunningham, et H. L. Bryden, Monitoring the Atlantic meridional overturning circulation at 26.5°N, *Tech. rep.*, Southampton Oceanography Centre, 2002.
- Marsh, R., B. A. de Cuevas, A. C. Coward, H. L. Bryden, et M. Alvarez, Thermohaline circulation at three key sections in the North Atlantic over 1985-2002, *Geophysical Research Letters*, 32, 2005.
- Meinen, C. S., M. O. Baringer, et S. Garzoli, Variability in deep western boundary current transports : preliminary results from 26.5°N in the Atlantic, *Geophysical Research Letters*, 33, 2006.
- Meinvielle, M., Détection et exploration en trois dimensions des ondes de Rossby à partir de simulations océaniques, Master's thesis, Université Joseph Fourier (Grenoble), 2008.
- Penduff, T., B. Barnier, W. K. Dewar, et J. J. O'Brien, Dynamical response of the oceanic eddy field to the North Atlantic oscillation : A model-data comparison, *Journal of Physical Oceanography*, 34, 2615–2629, 2004.
- Penduff, T., J. Le Sommer, B. Barnier, A.-M. Treguier, J.-M. Molines, et G. Madec, Influence of numerical schemes on current-topography interactions in 1/4° global ocean simulations, *Ocean Science*, 3, 509–524, 2007.
- Penduff, T., M. Juza, L. Brodeau, G. C. Smith, B. Barnier, J.-M. Molines, et A.-M. Treguier, Impact of model resolution on sea-level variability characteristics at various space and time scales : insight from four DRAKKAR global simulations and the AVISO altimeter data, *Ocean Science, en révision*, 2009.
- Polyakov, I. V., U. S. Blatt, H. L. Simmons, D. Walsh, J. E. Walsh, et X. Zhang, Multidecadal variability of North Atlantic temperature and salinity during the twentieth century, *Journal of Climate*, 18, 4562–4580, 2005.
- Renner, A. H. H., K. J. Heywood, et S. E. Thorpe, Validation of three global ocean models in the Weddell Sea, *Ocean Modelling*, 30, 1–15, 2009.
- Schott, F. A., et P. Brandt, Circulation and deep water export of the subpolar North Atlantic during the 1990's, *Ocean Circulation : Mechanisms and Impacts, Geophysical Monograph Series 173, AGU*, pp. 91–118, 2007.
- Sime, L. C., D. P. Stevens, K. J. Heywood, et K. I. C. Oliver, A decomposition of the Atlantic meridional overturning, *Journal of Physical Oceanography*, 36, 2253–2270, 2006.
- Smith, G. C., et K. Haines, Evaluation of the S(T) assimilation method with the Argo dataset, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 135, 739–756, 2009.

- Stocker, T. F., et A. Schmittner, Influence of  $CO_2$  emission rates on the stability of the thermohaline circulation, *Nature*, pp. 862–865, 1997.
- Talley, L. D., J. L. Reid, et P. E. Robbins, Data-based meridional overturning streamfunctions for the global ocean, *Journal of Climate*, 16, 3213–3226, 2007.
- The DRAKKAR Group, Eddy-permitting ocean circulation hindcasts of past decades, *Clivar Exchanges*, 42, 8–10, 2007.
- Tranchant, B., Liste d'indicateurs climatiques de la circulation thermohaline en Atlantique, *Tech. rep.*, Mercator-Océan, 2009.
- Treguier, A.-M., T. Reynaud, T. Pichevin, B. Barnier, J.-M. Molines, A. P. de Miranda, C. Messenger, J.-O. Beismann, G. Madec, N. Grima, M. Imbard, et C. Le Provost, The CLIPPER project : High resolution modelling of the Atlantic, *International WOCE Newsletter*, 36, 3–5, 1999, wOCE International Project Office, Southampton, United Kingdom.
- Treguier, A.-M., B. Barnier, A. P. de Miranda, J.-M. Molines, N. Grima, M. Imbard, G. Madec, C. Messenger, T. Reynaud, et S. Michel, An eddy-permitting model of the Atlantic circulation : Evaluating open boundary conditions, *Journal of Geophysical Research*, 106, 22,115–22,129, 2001.
- Treguier, A.-M., M. H. England, S. R. Rintoul, G. Madec, J. Le Sommer, et J.-M. Molines, Southern ocean overturning across streamlines in an eddy simulation of the Antarctic Circumpolar Current, *Ocean Science*, 3, 491–507, 2007.
- Willebrand, J., B. Barnier, C. W. Böning, C. Dieterich, P. D. Killworth, C. Le Provost, Y. Jia, J.-M. Molines, et A. L. New, Circulation characteristics in three eddy-permitting models of the North Atlantic, *Progress in Oceanography*, 48, 123–161, 2001.
- Wunsch, C. W., What is the thermohaline circulation, *Science*, 298, 1179–1181, 2002.
- Wunsch, C. W., et P. Heimbach, Estimated decadal changes in the North Atlantic meridional overturning circulation and heat flux 1993-2004, *Journal of Physical Oceanography*, 36, 2012–2024, 2006.
- Yashayaev, I., et J. W. Loder, Enhanced production of Labrador Sea Water in 2008, *Geophysical Research Letters*, 36, 7p., 2009.
- Zhang, R., Coherent surface-subsurface fingerprint of the Atlantic meridional overturning circulation, *Geophysical Research Letters*, 35, 6p., 2008.

# Table des figures

1	Flux de chaleur net ( $W.m^{-2}$ ) issu des données du forçage DFS4.3, en moyenne sur la période 1958-2006 (le flux est défini positif lorsque l'océan reçoit de la chaleur de la part de l'atmosphère). . . . .	5
2.1	Fonction de courant barotrope (Sv) du modèle DRAKKAR-free $1/4^\circ$ , en moyenne sur la période 1993-2001. Le calcul a été effectué à partir des vitesses méridiennes. Contours de 5 Sv. Les zones grisées indiquent une circulation cyclonique. . . . .	24
2.2	(a) Profil vertical de la moyenne zonale de la vitesse méridienne à $25^\circ N$ . (b) AMOC moyenne (Sv) de DRAKKAR-free $1/4^\circ$ sur la période 1993-2001. Echelle verticale dilatée sur les 1000 premiers mètres. Contours noirs tous les 2 Sv, contour blanc pour la valeur 0 Sv. . . . .	27
2.3	Apport des overflows : zoom de la fig. 2.2 entre $50^\circ N$ et $70^\circ N$ , contours noirs fins tous les 0.25 Sv, épais tous les 1 Sv, contour blanc pour la valeur 0 Sv. . . . .	28
2.4	AMOC moyenne à la profondeur 1000m (Sv) et MHT moyen (PW) de DRAKKAR-free $1/4^\circ$ sur la période 1993-2001. Les croix indiquent quelques estimations d'AMOC disponibles à cette période et issues de la littérature. Les lignes horizontales indiquent les barres d'erreurs. . . . .	29
2.5	Décomposition de l'AMOC moyenne (1993-2001) en trois composantes (barotrope, géostrophique barocline, agéostrophique barocline) dans DRAKKAR-free $1/4^\circ$ (échelle verticale dilatée entre 0 et 500m). . . . .	35
2.6	Décomposition de l'AMOC moyenne (1993-2001) dans DRAKKAR-free $1/4^\circ$ : contributions des composantes à 1000m. . . . .	36
3.1	AMOC moyenne (Sv) sur la période 1993-2001 pour les simulations DRAKKAR et MERA (période 2003-2008 pour GLORYS). Contours de 2 Sv. Contour blanc pour la valeur 0 Sv. . . . .	40
3.2	Comparaison des simulations en matière de maximum de l'AMOC moyenne sur la période 1993-2001 (GLORYS : 2003-2008) entre $25^\circ N$ et $70^\circ N$ . . . . .	41
3.3	Valeurs moyennes de l'AMOC totale et de ses trois composantes moyennées entre $20^\circ N$ et $35^\circ N$ et sur la période 1993-2001, pour les quatre simulations libres DRAKKAR. . . . .	42
3.4	AMOC moyenne à 1000m (Sv) et MHT moyen (PW) sur la période 1993-2001 pour les simulations DRAKKAR et MERA (période 2003-2008 pour GLORYS). Les croix indiquent quelques estimations d'AMOC disponibles à cette période et issues de la littérature. Les lignes horizontales indiquent les barres d'erreurs. Les tirets pour DRAKKAR-free $1^\circ$ rappellent que le calcul du MHT de cette simulation utilise les moyennes mensuelles de vitesse méridienne et de température. . . . .	44

3.5	Zoom de la fig. 3.1 entre 60°N et 70°N : Apport des overflows, contours noirs de 0.5 Sv, contour blanc pour la valeur 0 Sv. . . . .	45
3.6	Comparaison entre l'AMOC moyenne (Sv) à 1000m des simulations libres (ronds) et des réanalyses (croix) avec des estimations (sur la base d'observations) tirées de la littérature. . . . .	48
4.1	Décomposition temporelle de l'AMOC dans DRAKKAR-free 1/4° à 1000m et 26°N. . . . .	57
4.2	Profondeur (lignes 1 et 2) et latitude (lignes 3 et 4) du maximum de l'AMOC dans la zone 25°N-60°N entre 1993 et 2001 pour les modèles DRAKKAR et MERA. La profondeur choisie comme référence 1000m est indiquée par une ligne brisée. . . . .	58
4.3	Ecart-type (sur la période 1993-2001) de l'écart relatif entre l'AMOC à 1000m et l'AMOC maximale, en fonction de la latitude, pour chaque simulation libre (a) et réanalyse (b). . . . .	59
4.4	Tendance de l'AMOC totale et de ses composantes à 1000m (Sv/an) relative à la période 1970-2004 dans la simulation DRAKKAR-free 1/4°, estimée aux différentes latitudes. . . . .	60
4.5	Tendance de l'AMOC totale et de ses composantes à 1000m (Sv/an) relative à la période 1993-2001 dans la simulation DRAKKAR-free 1/4°, estimée aux différentes latitudes. L'échelle de l'axe des tendances est différente de celle de la figure 4.4. . . . .	61
4.6	Anomalies (corrigées des tendances) de l'AMOC à 1000m dans la simulation libre DRAKKAR-free 1/4° (Sv). . . . .	63
4.7	Anomalies (corrigées des tendances) de l'AMOC à 26°N, 36°N, 48°N dans la simulation DRAKKAR-free 1/4° (Sv). . . . .	65
4.8	Ecart-type des anomalies (corrigées des tendances) de l'AMOC totale et de ses composantes à 1000m relatif à la période 1993-2001 (Sv). . . . .	66
4.9	Mécanismes dominants de la variabilité interannuelle de l'AMOC : zone de prédominance des composantes. Les panels du bas indiquent les valeurs de covariance fractionnelle pour les trois composantes (contours noirs pour les valeurs 0.5 et 0.7). . . . .	68
4.10	DRAKKAR-free 1/4° : Variabilité saisonnière et interannuelle de la profondeur de la couche d'Ekman. . . . .	69
4.11	Corrélation entre l'AMOC à 1000m et le MHT de DRAKKAR-free 1/4° sur la période 1970-2004. Les corrélations sont calculées à partir de séries temporelles mensuelles brutes. Les seuils de significativité à 95% et 99% sont indiqués par des lignes pointillées, ils ont été estimés en supposant un cycle saisonnier avec autocorrélation à 12 mois. . . . .	70
5.1	AMOC à 1000m et 26°N pour chacune des simulations libres (a) et réanalyses (b), pendant les périodes les plus larges couvertes par ces simulations. La période commune aux 8 simulations DRAKKAR et MERA (1993-2001) est délimitée par des tirets gris. . . . .	74
5.2	Tendance (Sv/an) de l'AMOC des simulations libres sur la période 1993-2001. . . . .	75
5.3	Comparaison des neuf modèles en termes de tendance (Sv/an) et d'écart-type (Sv) à 1000m aux latitudes 24°N, 36°N, 48°N sur la période 1993-2001 (2003-2008 pour la réanalyse GLORYS). . . . .	76
5.4	Tendance 1993-2001 (Sv/an) de l'AMOC totale et de ses trois composantes dans les simulations libres DRAKKAR 1/4°, 1/2°, 1°, 2°. Moyenne méridienne sur les trois régions 20°N-30°N, 30°N-45°N, 45°N-60°N. . . . .	77

5.5	Tendance (Sv/an) de l'AMOC des réanalyses sur la période 1993-2001 (2003-2008 pour la réanalyse GLORYS).	79
5.6	Dispersion des modèles (simulations libres et réanalyses) en termes de tendance (a) et d'écart-type de la variabilité interannuelle (b), sur la période 1993-2001.	80
5.7	Colonne 1 : Anomalies (corrigées des tendances) de l'AMOC (Sv) à 1000m dans les simulations libres DRAKKAR (les anomalies négatives sont grisées). Colonne 2 : Anomalies le long des latitudes 24°N, 36°N, 48°N dans les simulations libres DRAKKAR et MERA.	81
5.8	Ecart-type (Sv) de l'AMOC à 1000m des modèles libres DRAKKAR et MERA sur la période 1993-2001.	82
5.9	Colonne 1 : Anomalies (corrigées des tendances) de l'AMOC (Sv) à 1000m dans les réanalyses DRAKKAR, MERA, GLORYS (les anomalies négatives sont grisées). Colonne 2 : Anomalies à 1000m le long des latitudes 24°N, 36°N, 48°N. Noter que les périodes temporelles de GLORYS et DRAKKAR/MERA ne se recouvrent pas.	84
5.10	Ecart-type (Sv) de l'AMOC à 1000m des réanalyses DRAKKAR, MERA (sur la période 1993-2001) et GLORYS (sur la période 2003-2008).	85
5.11	Mécanismes dominants de la variabilité interannuelle de l'AMOC : zone de prédominance des composantes dans chacune des simulations.	87
5.12	Corrélation entre l'AMOC à 1000m et le MHT pour toutes les simulations sur la période 1993-2001 (période 2003-2008 pour la réanalyse GLORYS). Les corrélations sont calculées à partir des données mensuelles brutes. Les lignes verticales indiquent les niveaux de significativité 95% et 99%. Ils ont été estimés en supposant un cycle saisonnier avec autocorrélation à 12 mois. Les tiretés pour DRAKKAR-free 1° rappellent que le calcul du MHT de cette simulation utilise les moyennes mensuelles de vitesse méridienne et de température.	88
6.1	(a) Vitesse de phase zonale des ondes de Rossby observées par l'altimètre AVISO (période 1993-2000, région 5°N-50°N). (b) Ecart relatif entre les vitesses de phase zonales des ondes de Rossby simulées par CLIPPER 1/6° et observées par altimétrie. (c) Ecart relatif entre les amplitudes des ondes de Rossby simulées par CLIPPER 1/6° et observées par altimétrie.	95
6.2	(a) Ecart relatif entre les vitesses de phase zonales des ondes de Rossby simulées par DRAKKAR-free 1/4° et observées par altimétrie. (b) Ecart relatif entre les amplitudes des ondes de Rossby simulées par DRAKKAR-free 1/4° et observées par altimétrie (période 1993-2000, région 5°N-50°N).	113
6.3	Taux de décélération (vitesse de phase zonale à la profondeur z divisée par la vitesse de phase zonale en surface) des ondes de Rossby dans les deux simulations CLIPPER 1/6° et DRAKKAR-free 1/4° dans les deux régions 24°N-30°N et 31°N-37°N (figure extraite de <i>Meinvielle</i> (2008), A2 désigne le nouvel algorithme de traitement des résultats de l'analyse Radon mis au point par Marion Meinvielle).	114
6.4	Moyenne zonale de l'amplitude du premier mode barocline des ondes de Rossby dans les quatre simulations libres DRAKKAR. Comparaison avec l'amplitude des signaux propagatifs observés par altimétrie.	115
6.5	Moyenne zonale de la vitesse de phase du premier mode barocline des ondes de Rossby dans les quatre simulations libres DRAKKAR. Comparaison avec la vitesse des signaux propagatifs observés par altimétrie.	117

7.1	Diagrammes de Hovmüller des anomalies mensuelles de surface libre et de $\phi_{1000m}$ à $25^\circ\text{N}$ . . . . .	123
7.2	Comparaison des vitesses de phase des ondes de Rossby du premier mode barocline (1993-2001) et des vitesses de propagation des anomalies de transport méridien $\phi_{1000m}$ (1993-2001). . . . .	124
7.3	DRAKKAR-free $1/4^\circ$ : Corrélations lagguées entre les anomalies de l'AMOC à $25^\circ\text{N}$ et $1000\text{m}$ $\psi(y = 25^\circ\text{N}, z = 1000\text{m})$ et les anomalies de la fonction de transport $\phi_{1000m}(x, y)$ . Les corrélations sont calculées sur la période 1970-2004. Le seuil de 95% de significativité (couleurs foncées) suppose un cycle saisonnier avec autocorrélation à 12 mois (corrélation positive : rouge, corrélation négative : bleu). . . . .	126
7.4	(a) Anomalies de NAO annuelle. (b) Anomalies d'AMOC annuelle à $25^\circ\text{N}$ et $1000\text{m}$ dans les simulations libres DRAKKAR. (c) Corrélation lagguée entre les anomalies de NAO et d'AMOC (le seuil de 90% de significativité suppose un cycle saisonnier avec autocorrélation à 12 mois). . . . .	127
7.5	Famille de simulations libres DRAKKAR (période 1993-2001) : écart-type de la variabilité de l'AMOC à $1000\text{m}$ en fonction de la latitude. Ligne 1 : AMOC totale. Ligne 2 : AMOC géostrophique barocline. Colonne 1 : variabilité interannuelle. Colonne 2 : variabilité mensuelle. Colonne 3 : variabilité à 5 jours. . . . .	129
7.6	DRAKKAR-free : Corrélations lagguées entre les anomalies de l'AMOC à $25^\circ\text{N}$ et $1000\text{m}$ $\psi(y = 25^\circ\text{N}, z = 1000\text{m})$ et les anomalies de la fonction de transport $\phi_{1000m}(x, y)$ . Les corrélations sont calculées sur la période 1970-2004. Le seuil de 95% de significativité (couleurs foncées) suppose un cycle saisonnier avec autocorrélation à 12 mois (corrélation positive : rouge, corrélation négative : bleu). . . . .	131

# Liste des tableaux

1.1	Récapitulatif des données simulées utilisées. . . . .	18
2.1	Valeurs de l'AMOC (estimées sur la base d'observations) issues de la littérature (moyenne et écart-type). . . . .	30
2.2	Valeurs de l'AMOC (calculées à partir de simulations libres) issues de la littérature (moyenne et écart-type). . . . .	30
2.3	Valeurs de l'AMOC (calculées à partir de réanalyses) issues de la littérature (moyenne et écart-type). . . . .	31
3.1	Transport moyen sur la période 1993-2001 diagnostiqué au travers des détroits Floride-Cuba et Floride Bahamas dans les simulations libres DRAKKAR. . . . .	43
6.1	Taille et période minimales des ondes de Rossby (supposées longues) simulées par les différentes simulations libres DRAKKAR. . . . .	116



# Thèse de Doctorat

*Titre :*

**Variabilité interannuelle à décennale en Atlantique Nord et Mers Nordiques. Etude conjointe d'observations, de simulations numériques et de réanalyses.**

*Auteur :*

**Albanne Lecointre**

*Etablissement :*

**Université Joseph Fourier - Grenoble I**

## RÉSUMÉ

Ce travail de thèse a pour objectif de caractériser et quantifier les différences entre indices climatiques océaniques grande échelle simulés par une hiérarchie de neuf modèles numériques océaniques réalistes (cinq simulations libres et quatre réanalyses). Cette étude se focalise sur la région Atlantique Nord. Les indices climatiques suivants : transport méridien de volume (circulation méridienne d'overtuning) et transport méridien de chaleur sont diagnostiqués dans les différents modèles. La période commune à huit des simulations s'étend sur neuf ans, l'étude de la variabilité de ces indices climatiques se focalise sur l'échelle interannuelle. L'influence de différents paramètres numériques : configuration et la résolution spatiales des modèles numérique libres, et l'influence de différents schémas d'assimilation de données séquentielle des réanalyses, sont évaluées au regard des observations et estimations disponibles de ces indices climatiques grande échelle. Il ressort de ce travail une importante diversité des solutions des modèles quant aux valeurs moyennes et aux variations de ces transports méridiens de volume et de chaleur. Les réanalyses océaniques étudiées ici, qui ont pourtant été contraintes vers un océan observé, peinent à converger vers des indices climatiques grande échelle cohérents, tant en moyenne qu'en variabilité interannuelle. Le manque de robustesse de ces réanalyses s'exprime par leur faible cohérence entre elles mais aussi au regard des estimations observationnelles disponibles, et illustre ainsi la difficulté de simuler des indices climatiques cohérents à grande échelle en assimilant avec des contraintes locales.

## ABSTRACT

This work aims to characterise and quantify the differences between large-scale oceanic climatic indices simulated by a 9-member set of realistic numerical ocean models (five hindcasts and four reanalyses). The focus is on the North Atlantic region. The following climatic indices : meridional overturning circulation and meridional heat transport, are diagnosed in the various models. The models are run over a common period of nine years. The focus of this study is climatic variability at interannual scales. The influence of numerical parameters, such as spatial configuration and resolution, and the influence of various sequential data assimilation schemes, are evaluated. We evaluate them through comparison with observed large-scale climatic indices. The model solutions exhibit a strong diversity concerning the averaged values and the temporal variations of the meridional volume and heat transports. The ocean reanalyses considered in this study, although constrained towards an observed ocean, do not converge towards the coherent large-scale climatic indices. These reanalyses are not coherent, neither between each other, nor compared to available observational estimations, underlying the difficulty to simulate coherent large-scale climatic indices with local data assimilation.

## MOTS CLÉS, KEY WORDS

Océanographie physique, Modélisation numérique, Assimilation de données, Résolution spatiale, Atlantique Nord, Circulation d'overtuning méridienne, Transport méridien de chaleur

Physical oceanography, Numerical modelling, Data assimilation, Spatial resolution, North Atlantic, Meridional Overturning Circulation, Meridional Heat Transport