



HAL
open science

La dynamique du courant profond de bord ouest dans l'Atlantique Nord et son influence sur la circulation méridienne moyenne

Claude Talandier

► **To cite this version:**

Claude Talandier. La dynamique du courant profond de bord ouest dans l'Atlantique Nord et son influence sur la circulation méridienne moyenne. Océan, Atmosphère. Université de Bretagne Occidentale, 2015. Français. NNT: . tel-01252595v1

HAL Id: tel-01252595

<https://theses.hal.science/tel-01252595v1>

Submitted on 7 Jan 2016 (v1), last revised 27 Aug 2019 (v2)

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

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



université de bretagne
occidentale



THÈSE / UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

sous le sceau de l'Université européenne de Bretagne

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

Mention : Océanographie Physique

École Doctorale des Sciences de la Mer

présentée par

Claude Talandier

Préparée au Laboratoire de Physique des Océans

Unité Mixte de Recherche n°6523

CNRS-IFREMER-UBO-IRD

La dynamique du courant profond de
bord ouest dans l'Atlantique Nord et son
influence sur la circulation méridienne
moyenne

Thèse soutenue le 31 mars 2015

devant le jury composé de :

Alain COLIN DE VERDIERE

Professeur des Universités, UBO, LPO Brest / *Président*

Bernard BARNIER

Directeur de recherche CNRS, LGGE Grenoble / *Rapporteur*

Joel HIRSCHI

Chercheur au NOC, University of Southampton / *Rapporteur*

Xavier CAPET

Chercheur CNRS, LOCEAN Paris / *Examineur*

Anne-Marie TREGUIER

Directrice de recherche CNRS, LPO Brest / *Directrice de thèse*

Julie DESHAYES

Chercheur CNRS, LOCEAN Paris / *Co-directrice de thèse*

Résumé

Cette thèse s'intéresse au courant profond de bord ouest dans l'Atlantique Nord, le Deep Western Boundary Current (DWBC). Ce courant transporte des eaux denses, formées dans la gyre subpolaire, vers l'équateur et constitue une des composantes majeures de la circulation méridienne Atlantique, l'AMOC (pour Atlantic Meridional Overturning Circulation). Cette circulation contribue au transport de chaleur vers les hautes latitudes et stabilise le climat actuel. L'AMOC calculée dans différents modèles de circulation générale de l'océan présente une diversité dans son intensité, sa structure spatiale et sa variabilité temporelle. De nombreux facteurs peuvent expliquer cette hétérogénéité de réponses, dont les incertitudes qui subsistent sur le lien entre la formation d'eau dense par convection dans la gyre subpolaire, qui contribue à connecter les branches supérieure et inférieure de l'AMOC, et l'intensité de l'AMOC aux moyennes latitudes. Ces incertitudes proviennent en grande partie d'une méconnaissance de la circulation profonde dans l'Atlantique Nord, car difficile à observer et souvent incorrecte dans les modèles d'océan de faible résolution spatiale.

L'objectif de cette thèse est donc d'étudier la dynamique du DWBC et son influence sur l'AMOC, à l'aide de simulations numériques réalistes d'un modèle de circulation générale de l'océan (NEMO). Dans cette optique, trois configurations de résolution horizontale croissante ont été mises en place en utilisant l'outil de raffinement de grille AGRIF : une grille globale de référence à $1/2^\circ$ de résolution (configuration ORCA), à laquelle a été ajoutée une première grille raffinée à $1/8^\circ$ couvrant l'Atlantique nord (configuration ERNA) incluant elle même une seconde grille à $1/32^\circ$ centrée sur la gyre subpolaire (configuration FER). ERNA et FER sont deux configurations originales, par la prise en compte du modèle de glace de mer dans l'emboîtement des grilles, et par la résolution horizontale de FER dans la gyre subpolaire.

Dans un premier temps, nous étudions l'influence de la résolution horizontale sur la circulation moyenne en Atlantique Nord avec un intérêt particulier pour l'AMOC en contrastant les simulations issues des configurations ORCA et ERNA. L'augmentation de la résolution se traduit par l'amélioration de la dynamique des courants de bord ouest, en surface et également en profondeur. En effet, le transport du DWBC s'intensifie de l'ordre de 8 Sv dans la gyre subpolaire, ce qui est en partie lié à une meilleure représentation de l'écoulement des eaux denses en provenance des Mers Nordiques. En outre, alors que dans ORCA le DWBC s'écoule vers le sud principalement le long de la ride médio-Atlantique, dans ERNA la route le long du bord ouest est privilégiée avec une circulation secondaire à l'intérieur de l'intergyre, ce qui est en meilleur accord avec les observations. Le chemin suivi par le DWBC le long du talus continental permet une interaction entre les courants en surface et en profondeur qui semble être à l'origine de l'intensification de l'AMOC et de la localisation de son maximum vers 35°N . Ce résultat tend à réduire l'influence de la convection aux hautes latitudes sur l'intensité de l'AMOC aux moyennes latitudes, souvent évoqué, et met en avant un processus de modulation de l'intensité de l'AMOC par l'intermédiaire de l'interaction des courants de surface et de fond.

Nous nous sommes intéressés par la suite à la structure dynamique et thermohaline du DWBC, en lien avec la représentation de la méso-échelle, dans la mer du Labrador, en utilisant la configuration FER. Dans cette configuration qui résoud explicitement les processus de méso-échelle dans la gyre subpolaire, la dérive en température et salinité est nettement moins importante que dans ERNA. De plus, la structure verticale du courant de bord, notamment sa barotropisation entre l'est et l'ouest de la section AR7W dans la mer du Labrador, est en très bon accord avec les observations. A partir d'une équation simplifiée de la vorticité relative, nous avons cherché à identifier les processus principaux qui contrôlent la dynamique du DWBC. Il ressort de cette analyse que le stretching associé aux vitesses verticales au dessus de la topographie et les échanges entre les couches isopycnales du courant de bord dominant l'équilibre en vorticité. Nous avons également identifié deux zones où se produisent des flux diapycnaux dans les courants de bord : le long du Courant du Labrador à l'ouest du bassin et au large de Cap Désolation où l'activité tourbillonnaire est intense. Ces résultats sont en accord avec deux études précédentes, basées sur un modèle conceptuel et un modèle de circulation générale en configuration idéalisée. Néanmoins, la mise en évidence de mélange diapycnal dans le Courant du Labrador est originale et encourage à étudier plus en détails ces processus de mélange, dans un contexte réaliste, afin de mieux comprendre leur contribution à l'AMOC et d'améliorer sa représentation dans les modèles de climat actuels.

Table des matières

1	Introduction	7
1.1	La circulation océanique de grande échelle	7
1.2	La MOC dans l'Atlantique	10
1.3	La circulation en profondeur dans l'Atlantique : le DWBC	13
1.4	Le rôle de la méso-échelle	15
1.5	Objet de la thèse	17
2	Stratégie de simulation	19
2.1	Contexte scientifique	19
2.2	Stratégie de simulation	21
2.2.1	La plateforme de modélisation NEMO	21
2.2.2	Les configurations	23
2.2.3	Les simulations numériques	26
3	L'impact de la résolution horizontale sur les courants de bord ouest dans l'Atlantique Nord	29
3.1	Improvements of Simulated Western North Atlantic current system and impacts on the AMOC	30
3.2	Discussions	50
3.2.1	Circulation du DWBC dans l'intergyre	50
3.2.2	L'influence du DWBC sur la circulation en surface	52
3.2.3	Perspectives	57
4	La structure verticale du DWBC dans la mer du Labrador	59
4.1	Processus diapycnal et dynamique du DWBC	59
4.2	Une simulation eddy-resolving de la mer du Labrador	62
4.3	Un modèle simplifié pour le DWBC dans la mer du Labrador	72
4.3.1	Equation simplifiée de la conservation de la vorticité relative	73
4.3.2	Analyse des termes de tendance de vorticité dans FER	77
4.4	Conclusions	88
5	Conclusions et Perspectives	91
	Annexe A	97
	References	105



Chapitre 1

Introduction

Contents

1.1	La circulation océanique de grande échelle	7
1.2	La MOC dans l'Atlantique	9
1.3	La circulation en profondeur dans l'Atlantique : le DWBC	13
1.4	Le rôle de la méso-échelle	15
1.5	Objet de la thèse	17

1.1 La circulation océanique de grande échelle

Les moyens d'observation de l'océan ont considérablement amélioré notre vision de l'océan à l'échelle globale au cours des dernières décennies. Au début des années 1990, le programme international WOCE (World Ocean Circulation Experiment) a su fédérer de grands moyens de mesures ; depuis les années 2000 le programme ARGO, à partir de flotteurs dérivant (plus de 3600 flotteurs à ce jour), permet d'explorer les 2000 premiers mètres de l'océan.

Récemment, Lumpkin and Johnson (2013) ont reconstruit la circulation de grande échelle en surface à partir de flotteurs dérivants en utilisant des données sur la période 1979-2012 (Figure 1.1). Cette reconstruction révèle des structures de très grande échelle (échelle des bassins océaniques) telles que des gyres aux moyennes et hautes latitudes, des courants de bord ouest intensifiés comme le Gulf Stream dans l'Atlantique nord, le Kuroshio le long de la côte est du Japon, le courant Antartique circumpolaire dans l'océan austral ou encore les jets zonaux au niveau de l'équateur.

Ces structures sont cohérentes avec les théories classiques de la circulation océanique induite par le vent (Sverdrup, Munk, Stommel) et les flux de chaleur entre océan et atmosphère (Colin de Verdière, 1988).

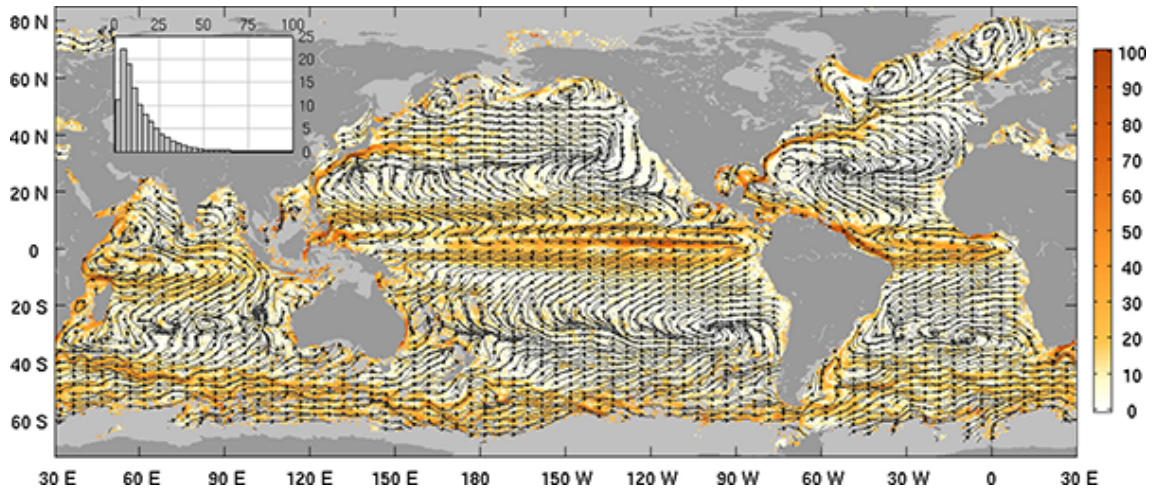


FIGURE 1.1 – Vitesse moyenne des courants (en couleur, cm s^{-1}) à partir de flotteurs proches de la surface avec les lignes de courants (en noir), l'insert correspond à la vitesse moyenne des flotteurs entre 0 et 100 (cm s^{-1} par interval de 3.125 cm s^{-1}) classés par milliers entre 0 et 25 000 flotteurs (Lumpkin and Johnson, 2013).

L'océan en profondeur, i.e. au-delà de 2000 m, est nettement plus difficile à observer. Il n'est pas possible d'avoir une vision globale de la circulation horizontale en profondeur car les observations sont inhomogènes dans le temps et dans l'espace et ne couvrent que de très petites parties de l'océan.

A défaut d'observations directes, la théorie propose ce que serait la circulation en profondeur. Stommel et Arons (1960) ont ainsi développé un modèle de circulation abyssale à l'échelle globale. Dans l'Atlantique nord, une source de masse alimente le bassin et est équilibrée par une remontée (upwelling) supposée uniforme sur l'ensemble du bassin. La circulation qui en résulte (figure 1.2) correspond à un courant profond de bord ouest du nord au sud qui s'écoule vers l'équateur associé à des recirculations vers le nord dans l'intérieur du bassin. Des sections hydrographiques le long du bassin ouest de l'Atlantique révèlent effectivement la présence d'un courant profond orienté vers l'équateur à différentes latitudes, par exemple Fischer (2004) à 53°N , Schott et al. (2006) à 43°N et Cunningham et al. (2007) à 26.5°N . Les branches de recirculation n'ont pour l'heure pas été directement observées.

L'observation d'une carte de température de surface de l'océan (figure 1.3) montre qu'il existe des gradients méridiens de température très marqués entre l'équateur et les pôles dûs au rayonnement solaire.

En combinant simplement la circulation de surface précédemment décrite avec la carte de température de surface, dans l'Atlantique nord par exemple, il en ressort que les eaux chaudes (et salées) sont advectées vers le nord par le Gulf Stream puis la dérive Nord Atlantique qui alimente la gyre subpolaire et les mers nordiques. Ce transport méridien de chaleur par l'océan, avec celui réalisé par l'atmosphère, compense le bilan radiatif du système terre qui est déficitaire

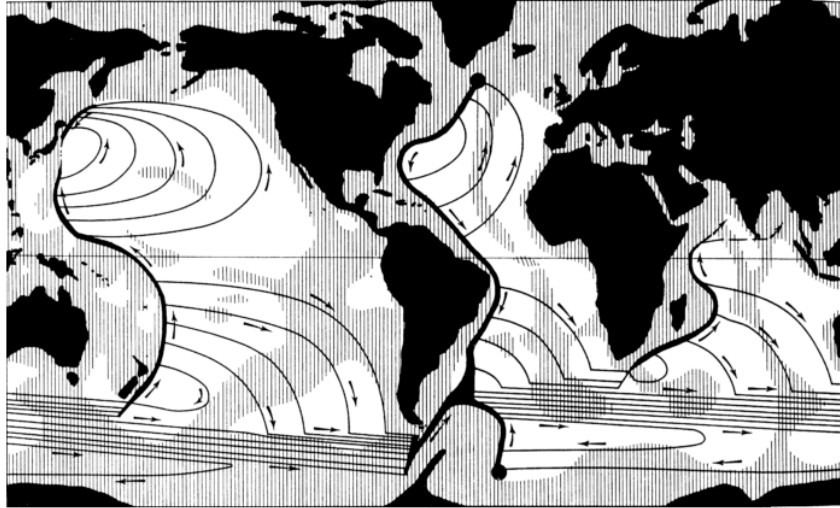


FIGURE 1.2 – Schéma de la circulation globale abyssale proposé par Stommel-Arons (Richardson, 2008).

(excédentaire) aux hautes latitudes (basses latitudes).

L'océan contribue à hauteur de 1.8 PW à 30°N (Ganachaud et Wunsch, 2000) à la redistribution de la chaleur de l'équateur vers les pôles. Sa contribution est variable selon la latitude et peut atteindre $\sim 50\%$ du transport de chaleur total à 20°N ; l'autre part étant réalisée par l'atmosphère.

Les masses d'eau transportées vers le nord cèdent peu à peu de leur chaleur à l'atmosphère, elles perdent progressivement de leur flottabilité (leur masse volumique augmente) et vont ainsi alimenter les couches inférieures en formant des masses d'eau intermédiaires ou modales. Mais c'est dans des zones de convection profonde (en mer du Labrador et dans les mers Nordiques), qui sont très limitées sur l'ensemble de la surface de l'océan, qu'elles vont perdre le plus de chaleur et ainsi alimenter la branche profonde de circulation. Ce sont ces zones qui permettent de relier la circulation de surface à celle en profondeur.

Le modèle de Stommel-Arons repose en partie sur l'existence d'un mouvement vers la surface (upwelling) des eaux froides afin d'équilibrer la source de masse située aux hautes latitudes. Ce mouvement peut se faire par le biais d'un mélange diapycnal sur la verticale mais également par un upwelling induit par le vent zonal très intense dans l'océan Austral.

La description précédente de la circulation de grande échelle est schématisée sur la figure 1.4. Elle reprend les éléments essentiels de la circulation de surface et en profondeur, établit les liens entre les différents bassins et localise les zones de connexion entre les couches supérieures et inférieures de l'océan à travers, d'une part les zones d'upwelling engendrées par le vent et le mélange diapycnal, et d'autre part les zones de convection profonde.

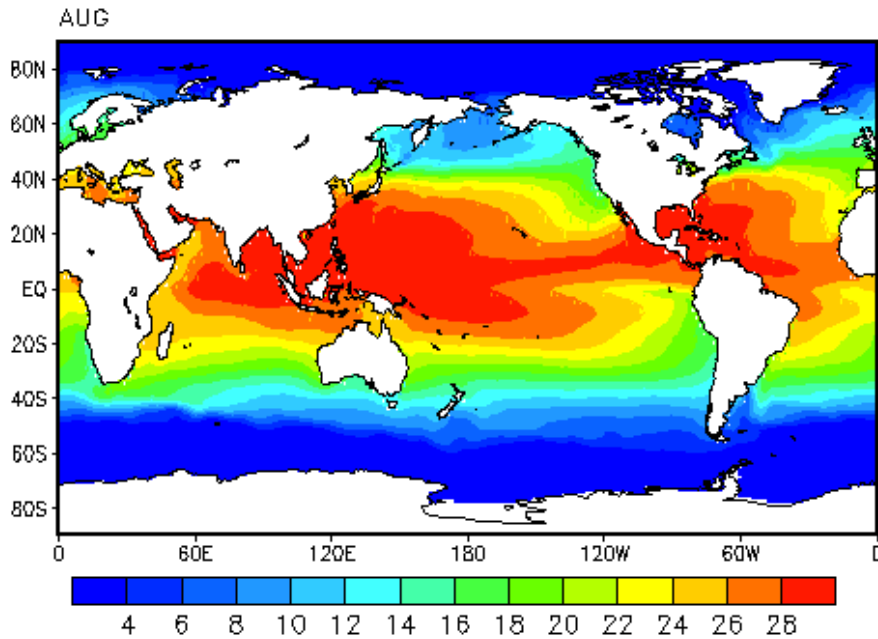


FIGURE 1.3 – Climatologie de la température de surface de l'océan ($^{\circ}\text{C}$) pour le mois d'août sur la période 1971-2000 (http://www.cpc.noaa.gov/products/predictions/long_range/lead14/SSTs/sst_aug_clim.html).

1.2 La MOC dans l'Atlantique

Pour quantifier le transport de masse méridien associé à la circulation décrite sur la figure 1.4, l'indice de circulation méridienne moyenne (Meridional Overturning Circulation, MOC dans la suite) est défini par une fonction de courant latitude/profondeur correspondant au transport net de volume méridien cumulé du fond vers la surface. Dans l'Atlantique, la MOC est constituée de deux cellules méridiennes occupant respectivement les 3000 premiers mètres et les abysses ; en profondeur elles transportent vers le sud la NADW (North Atlantic Deep Water) et vers le nord l'AABW (AntArctic Bottom Water). Cette structure tient en partie à l'existence de zones convectives profondes aux hautes latitudes de part et d'autre de l'équateur. La figure 1.5 représente schématiquement la circulation de grande échelle dans la gyre subpolaire de l'Atlantique Nord avec les principaux courants impliqués dans l'AMOC. La cellule de circulation méridienne moyenne supérieure est dominée i) en surface (en rouge) par le transport vers le nord des masses d'eau subtropicale par le Gulf Stream puis la dérive Nord Atlantique, et ii) en profondeur (au delà de 1000 m) par le Deep Western Boundary Current (DWBC) qui transporte le long du bord ouest du bassin des masses d'eau denses issues des sites convectifs (en blanc) et traversant les seuils entre le Groenland et l'Ecosse (en bleu) et qui composent la NADW.

Une estimation de l'intensité de l'AMOC à partir d'observations (sur la période 2004-2009) donne une valeur de 18.5 ± 1.0 Sv à la latitude de 26.5°N (Mccarthy et al., 2012). Parcequ'il

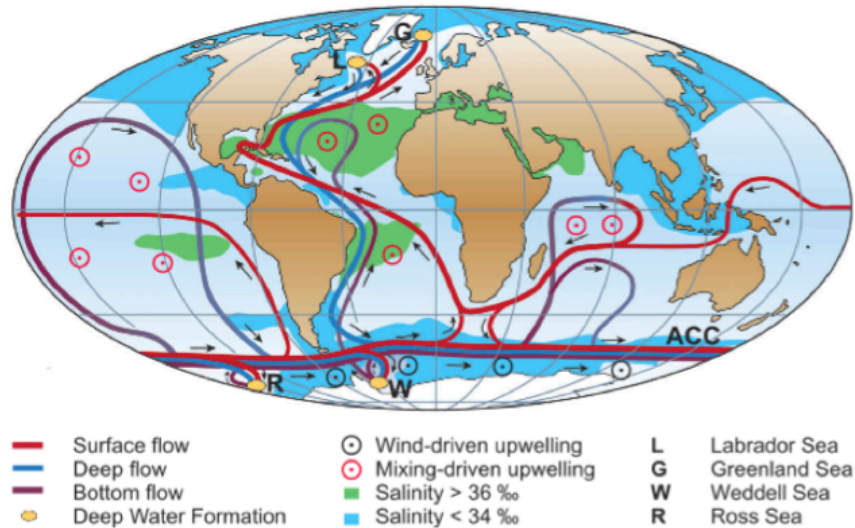


FIGURE 1.4 – Représentation schématique de la circulation de grande échelle dans les différents bassins, en surface (en rouge) en profondeur (en bleu); les sites de convection profonde (pastilles jaunes) et d'upwelling (cercles rouges) sont également positionnés (Rahmstorf (2006)).

transporte des eaux chaudes en surface et froides en profondeur, l'AMOC est associée à un transport méridien net de chaleur (dans les subtropiques, Biastoch et al. (2008)) et représente par conséquent un élément essentiel de la contribution de l'océan au climat terrestre.

Les études sur l'évolution du climat terrestre tentent de comprendre comment le "système terre" va s'ajuster à une augmentation anthropique des gaz à effet de serre. Ceci dépend en grande partie de l'évolution de l'AMOC de par son rôle dans la répartition de la chaleur entre hautes et basses latitudes. La terre est un système constitué de la cryosphère, des surfaces continentales, de l'atmosphère, de la biogéochimie marine et de l'océan. Des modèles numériques couplant les différentes composantes du système climatique sont utilisés pour tenter de prévoir l'évolution future du climat, e.g. Dufresne et al. (2013).

Ces modèles de climat, aussi appelés modèles couplés, sont complexes à mettre en oeuvre et à analyser. Ils présentent de nombreuses interactions et rétro-actions entre les différentes composantes. Chaque composante présente des biais susceptibles d'influencer les autres composantes. Par exemple, Weese and Bryan (2006), à l'aide d'un modèle couplé océan/atmosphère montrent l'impact d'une mauvaise position de la dérive nord Atlantique sur la route des "storm track". Hodson and Sutton (2012) constatent que, dans les modèles couplés, la représentation de la MOC est "compromise" et qu'il est donc nécessaire d'augmenter la résolution spatiale de ces modèles et d'en évaluer l'impact sur la MOC comme par exemple Winton et al. (2014). Mais même en réduisant le nombre de degrés de liberté du système étudié, i.e en se focalisant

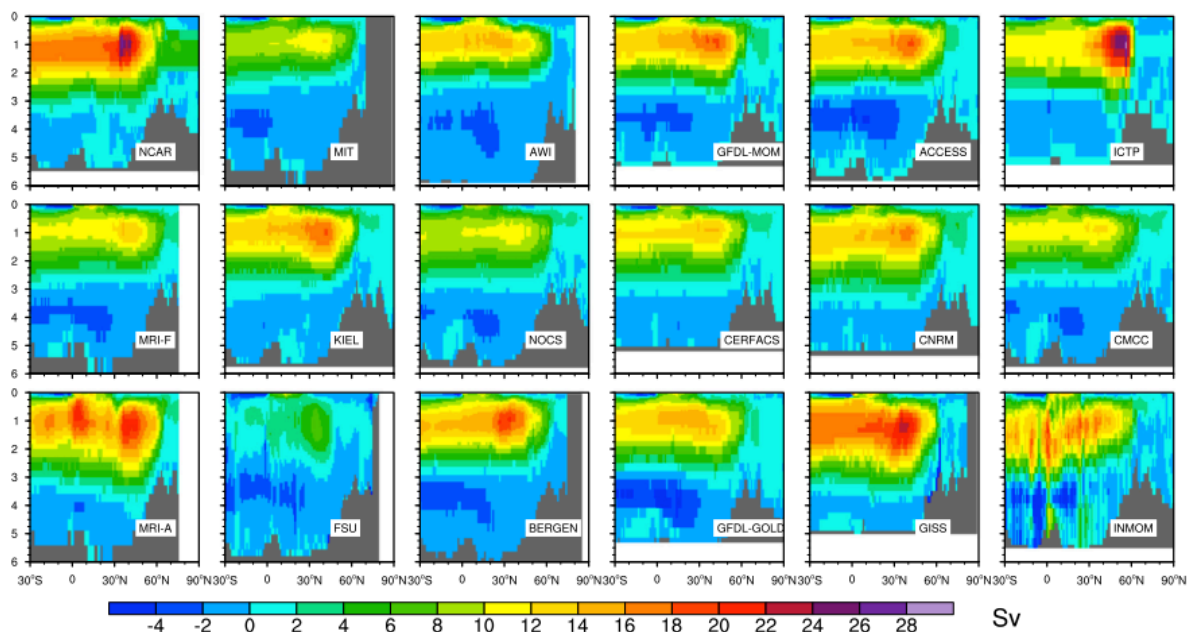


FIGURE 1.6 – AMOC moyenne en fonction de la profondeur/latitude calculées dans 18 OGCMs forcés par le forçage inter-annuel CORE, la moyenne correspond aux 20 dernières années d'une simulation de 300 ans (Danabasoglu et al., 2013).

et al. (2007); Bryan et al. (2007) en explorant la gamme de résolution [$1/6^\circ$ - $1/12^\circ$] avec des modèles régionaux forcés ou Spence et al. (2012); Hodson and Sutton (2012) avec des modèles couplés ayant une résolution autour du $1/2^\circ$ pour l'océan. Cependant leur attention s'est focalisée sur les améliorations en surface/subsurface mais peu sur la circulation en profondeur et particulièrement le DWBC dans l'Atlantique nord.

1.3 La circulation en profondeur dans l'Atlantique : le DWBC

Le Deep Western Boundary Current (DWBC), branche profonde de l'AMOC, transporte la North Atlantic Deep Water (NADW) de la gyre subpolaire, son lieu de formation, vers l'Atlantique sud.

La NADW, définie par une densité potentielle σ_0 supérieure à 27.68 kg m^{-3} , regroupe plusieurs masses d'eau différentes. Les plus denses sont la Denmark Strait Overflow Water (DSOW, $\sigma_0 > 27.88 \text{ kg m}^{-3}$) et l'Iceland Scotland Overflow Water (ISOW, $27.80 < \sigma_0 < 27.88 \text{ kg m}^{-3}$); ces masses d'eau passent les seuils avec des transports moyens évalués à 2.9 Sv selon Vage et al. (2011) et Beaird et al. (2013). Ces eaux constituent la branche la plus profonde (supérieure à $\sim 2000 \text{ m}$) du DWBC (en bleu sur la Fig. 1.5). En aval des seuils, leur écoulement entraîne les masses d'eau environnantes, augmentant ainsi progressivement le volume d'eau dense transpor-

tée au sein du DWBC. Les estimations du transport pour ces masses d'eau au passage du Cape Farewell vont de 9 Sv (Bacon and Saunders, 2010) à 13 Sv (valeur historique tirée de Clarke et al. 1984).

Plus légère, la Labrador Sea Water (LSW, $27.68 < \sigma_0 < 27.80 \text{ kg m}^{-3}$) résulte de processus convectifs hivernaux localisés principalement à l'intérieur et dans le courant de bord de la Mer du Labrador ainsi qu'en Mer d'Irminger (Vage et al. (2011), Deshayes et al. (2007)). Une fraction de la LSW, formée au centre de la mer du Labrador est exportée vers le DWBC puis advectée hors de la gyre subpolaire vers le sud ; une autre recircule vers la mer d'Irminger (Vage et al. (2011), en blanc sur la Fig. 1.5).

Hall et al. (2013) ont analysé six années de mesures hydrographiques (discontinues) à travers la section AR7W. Ils révèlent une structure verticale du DWBC barocline sur le flanc ouest du Groenland et quasi-barotrope au large des côtes du Labrador (leur figure 5). De plus le transport total évolue à la hausse ou à la baisse entre l'écoulement rentrant à l'est et sortant à l'ouest de la section (avec des écarts pouvant dépasser les 10 Sv selon les années). Dans le cas d'une intensification entre l'est et l'ouest, la localisation de la convection, i.e. dans le courant de bord ou au coeur de la mer du Labrador, peut être mise en avant comme explication possible de cette évolution entre le bord est et ouest de la section AR7W. Fischer et al. (2010) estiment le transport total du DWBC à 30 Sv à travers une section localisée à 53°N avec les 2/3 (soit ~ 20 Sv) pour la seule LSW et 15 Sv pour les eaux les plus denses ; plus au sud à 43°N Schott et al. (2006) évaluent le transport total à 17.5 Sv. La différence entre ces deux sections est attribuable à la recirculation du DWBC dans la gyre subpolaire à travers la fracture de Charlie Gibbs (trait blanc sur la Fig. 1.5).

Une fois sorti de la mer du Labrador, le DWBC croise en profondeur la dérive nord Atlantique au niveau de Flemish Cape. Bower et al. (2009) et Kieke et al. (2009) pour les observations, Getzlaff et al. (2006) et Spence et al. (2012) pour les expériences numériques montrent que le DWBC se scinde en deux branches dans l'intergyre avant d'atteindre les moyennes latitudes. Une première branche suit le talus continental le long du bord ouest et une seconde s'écoule vers l'est puis vers le sud le long de la ride médio-Atlantique. Cette circulation observée n'est pas toujours bien représentée dans les modèles (Spence et al., 2012; Deshayes et al., 2007).

Un fait marquant dans l'étude de Bower et al. (2009) est l'aspect très turbulent dans la zone de l'intergyre aux profondeurs de 700 m et 1500 m. Cette activité tourbillonnaire met ainsi en avant la notion de chemin intérieur suivi par le DWBC. Par ailleurs, Kieke et al. (2009) suggèrent que le croisement entre le DWBC et le NAC en surface est le moyen par lequel la LSW est extraite du courant de bord et advectée vers l'intérieur du bassin.

Au sud de l'intergyre, Zhang and Vallis (2007) suggèrent que l'interaction du DWBC avec la topographie au niveau des Grands Bancs contribue au développement d'une gyre de recirculation

localisée au nord du Gulf Stream. Par conséquent le DWBC semble influencer indirectement la circulation de surface.

Les quelques éléments mentionnés ci-dessus soulignent l'importance du DWBC. Celui-ci transporte des masses d'eau froides issues de la convection, des overflows et de l'entraînement vers le sud. Ces événements se produisent dans des zones géographiques différentes et contribuent ainsi chacun à l'évolution de la structure et de l'intensité du DWBC lors de sa progression vers l'équateur. De nombreuses incertitudes subsistent sur ce qui détermine, *in fine*, l'intensité du transport du DWBC : l'écoulement d'eau dense au travers des seuils, la formation d'eau dense dans la mer du Labrador, ou d'autres mécanismes encore mal connus. Ces incertitudes affectent directement notre compréhension de l'AMOC.

1.4 Le rôle de la méso-échelle

Les observations par satellites révèlent la présence de tourbillons (méso-échelle) presque partout en surface de l'océan et en particulier aux abords des grands courants tels que l'ACC, le Gulf Stream ou le Kuroshio. Ce sont des structures de petite échelle de l'ordre de la dizaine de km dans la gyre subpolaire et de la centaine de kilomètres dans la gyre subtropicale ayant une durée de vie de l'ordre de quelques jours à plusieurs mois pour les plus grands tourbillons. Ils représentent la source majeure d'énergie cinétique de l'océan en transformant l'énergie potentielle disponible au niveau des fronts de densité par le mécanisme d'instabilité barocline.

De récentes études ont montré dans des configurations numériques idéalisées et réalistes l'importance de la méso-échelle aux moyennes latitudes dans le transport de chaleur (Lévy et al., 2010) et de sel (Treguier et al., 2014).

Aux hautes latitudes dans les zones de convection profonde comme la mer du Labrador, l'activité de méso-échelle est particulièrement intense. Les études de Katsman et al. (2004); Chanut et al. (2008); Gelderloos et al. (2011), entre autres, ont mis en évidence la diversité des tourbillons dans la Mer du Labrador : ces tourbillons se différencient par leurs mécanismes de génération, leur origine géographique et leurs dynamiques. Ces auteurs suggèrent que ces tourbillons influencent à différentes périodes et de manière complémentaire la formation de la LSW en participant au processus de restratification post-convectif.

Par ailleurs, les observations (Straneo (2006a); Palter et al. (2008)) et les modèles théoriques (Spall, 2004) suggèrent que les tourbillons assurent les échanges de chaleur entre l'intérieur de la Mer du Labrador et les courants de bord, et exportent la LSW formée dans l'intérieur du bassin vers le DWBC.

Les modèles d’océan ayant une faible résolution spatiale ne peuvent pas représenter la méso-échelle aux hautes latitudes ; même en utilisant une paramétrisation des effets de la méso-échelle du type Gent and McWilliams (1990), on observe des biais systématiques dans la profondeur de la MLD (trop profonde car restratification insuffisante) et dans les propriétés des masses d’eau formées (plus denses que celles observées comme le montre Gulev et al. (2007)). Ces modèles révèlent souvent un lien direct entre la convection profonde, représentée par la profondeur de la couche mélangée (MLD), et le transport à la sortie de la Mer du Labrador.

Ceci amène par exemple Eden and Willebrand (2001) à montrer qu’il y a une intensification du transport dans le DWBC de 1 à 2 années après un approfondissement marqué de la MLD. Sur ces mêmes bases, Böning et al. (2006) suggèrent que l’intensité du transport du DWBC mesurée à la sortie de la Mer du Labrador pourrait être un bon indicateur de l’activité convective et de l’intensité de l’AMOC.

D’autres, Straneo (2006b); Pickart and Spall (2007); Deshayes et al. (2009) suggèrent que ce lien n’est pas aussi direct et que plusieurs mécanismes, dont la méso-échelle, doivent être pris en compte pour bien appréhender l’évolution de la structure verticale et de l’intensité du DWBC. Les observations menées par Schott (2004) sur l’intensité du DWBC à 43°N montrent que, malgré la diminution de l’activité convective entre deux périodes de mesures distantes de 6 années, l’intensité n’a pas évolué significativement. Ce résultat conforte l’hypothèse selon laquelle l’intensité du DWBC ne serait pas directement reliée à la convection.

Le processus convectif au coeur de la mer du Labrador génère un mélange diapycnal très important qui n’est pas associé à un transport (ou downwelling) vertical dans cette zone (Send and Marshall, 1995). Suite à l’export de LSW vers le courant bord par des flux turbulents de densité, Spall (2004) montre, à l’aide d’un modèle idéalisé, qu’un transport vertical ne peut se produire que dans une couche mince au sein du courant de bord et que ce flux résulte de l’interaction entre les tourbillons et la topographie. Par conséquent il est fort probable que ce downwelling contribue à la modification de la structure du DWBC. Dans une étude plus récente, Spall (2010), toujours à l’aide d’un modèle de bassin idéalisé, montre que le processus de downwelling se produit dans une zone où la méso-échelle est très active, notamment pour compenser la perte de chaleur à l’intérieur du bassin.

Il ressort de ces différentes études que la méso-échelle joue un rôle important dans le mécanisme de formation et d’export de la LSW et qu’elle a probablement un impact sur l’intensité et la structure verticale du DWBC dans la gyre subpolaire.

1.5 Objet de la thèse

Cette thèse traite de la structure verticale et de l'intensité du DWBC dans la gyre subpolaire et de son impact sur l'AMOC.

Les observations existent mais elles ne couvrent que de petites zones sur des périodes relativement courtes; elles ne permettent donc pas de décrire de manière continue la structure du DWBC dans son cheminement vers l'équateur sur de longues durées. Nous avons ainsi choisi l'outil de modélisation numérique afin de mieux appréhender le DWBC dans son ensemble.

Dans le premier chapitre, nous exposons *la stratégie de simulation* en détaillant la méthodologie mise en oeuvre. Celle-ci repose sur le développement de plusieurs configurations de haute résolution spatiale sur l'Atlantique Nord à partir d'un modèle de circulation générale de l'océan aux équations primitives. Nous disposons ainsi de 3 configurations ayant des résolutions horizontales de $1/2^\circ$ sur l'océan global, $1/8^\circ$ sur l'Atlantique Nord et $1/32^\circ$ sur l'ouest de la gyre subpolaire.

Ces configurations nous permettent d'aborder *l'impact de la résolution spatiale sur la circulation de grande échelle* (chapitre 2); plus particulièrement sur les courants de bord ouest en surface et en profondeur dans l'Atlantique nord. Il en ressort que, au même titre que les courants de surface, la dynamique des courants en profondeur est nettement améliorée par l'augmentation de la résolution et que la structure et l'intensité de l'AMOC sont notablement modifiées.

Nous abordons, dans le chapitre 3, *la structure verticale du DWBC dans la mer du Labrador* en particulier les processus impliqués dans la modification de sa dynamique et thermodynamique. Le régime eddy-resolving ($1/32^\circ$) permet d'identifier des zones géographiques, notamment au large de la côte ouest du Groenland et du Labrador, dans lesquelles la méso-échelle induit une densification du courant de bord par le biais de processus diapycnaux.

Chapitre 2

Stratégie de simulation

Contents

2.1	Contexte scientifique	19
2.2	Stratégie de simulation	21
2.2.1	La plateforme de modélisation NEMO	21
2.2.2	Les configurations	23
2.2.3	Les simulations numériques	26

2.1 Contexte scientifique

Nous exposons dans ce qui suit les arguments physiques qui ont influencé notre stratégie de modélisation.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une contribution à l'amélioration de la composante océanique des modèles de climat. Nous nous intéressons plus particulièrement à des processus océaniques qui ne sont pas directement liés aux forçages atmosphériques. Nous choisissons donc de nous concentrer sur des simulations océaniques forcées par une réanalyse atmosphérique. Par rapport à des simulations couplées océan-atmosphère, cette stratégie nous permet de réduire le nombre de degré de liberté du système étudié mais également de nous affranchir des conséquences dûes aux biais des modèles atmosphériques.

Notre étude porte sur la structure verticale du DWBC dans la gyre subpolaire en Atlantique nord. Ce courant représente la branche profonde de l'AMOC en transportant la NADW vers l'équateur. Cette masse d'eau est constituée d'eaux denses ($\sigma_0 > 27.80 \text{ kg m}^{-3}$, DSOW, ISOW) issues des détroits localisés le long de la ride Groenland-Islande-Ecosse, et d'eaux plus légères ($27.80 > \sigma_0 > 27.68 \text{ kg m}^{-3}$, uLSW et cLSW souvent unifiées en LSW) formées par processus convectif principalement dans la mer du Labrador, et dans une moindre mesure dans la mer

d'Irminger. Il semblerait que l'intensité du taux de formation de la LSW dans la mer du Labrador soit modulée par les processus de méso-échelle qui auraient, en conséquence, un impact sur la variabilité spatiale et temporelle du DWBC.

La méso-échelle

Les composantes océaniques des modèles de climat ont, de manière générale, une résolution spatiale de l'ordre du degré. A cette résolution, l'activité de méso-échelle ne peut être explicitement représentée bien qu'elle soit fondamentale dans la dynamique de l'océan (Treguier et al., 2014; Lévy et al., 2010). Par exemple dans la gyre subpolaire Atlantique nord, la méso-échelle est caractérisée par des tourbillons qui transportent des masses d'eau extraites des courants de bords vers l'intérieur de la mer du Labrador, contribuant ainsi à la stratification de cette zone comme l'a montré Chanut et al. (2008). L'instabilité barocline est le mécanisme dominant dans l'océan à l'origine de la méso-échelle. Afin que ce mécanisme soit explicitement résolu dans les modèles d'océan, il est nécessaire de représenter le premier rayon interne de déformation de Rossby : la résolution de cette échelle caractéristique va permettre à cette instabilité de croître si les conditions dynamiques nécessaires à son développement sont réunies. La figure 2.1 montre une moyenne zonale dans le bassin Atlantique du premier rayon interne de déformation évalué à partir d'une climatologie de Levitus. Celui-ci est proportionnel à la stratification et au paramètre de Coriolis, et approximé en intégrant la racine carrée de la fréquence de Brunt-Väisälä sur la colonne d'eau (Chelton et al., 1998), il décroît très rapidement avec la latitude passant de l'ordre de 50 km à 10° N à moins de 5 km au delà de 50° N. Par conséquent une configuration au 1/2° n'est pas en mesure de représenter un tel mécanisme. Dans ce cas une paramétrisation des effets de la méso-échelle, comme celle proposée par Gent and McWilliams (1990), est souvent utilisée. Néanmoins, cette paramétrisation a comme inconvénient de lisser les fronts de densité comme celui associé au Gulf Stream et donc de réduire l'intensité des courants. Atteindre une résolution suffisante pour résoudre l'échelle de déformation interne de Rossby est donc nécessaire pour atteindre nos objectifs.

La bathymétrie

Un autre élément d'importance pour la dynamique qui nous intéresse est la représentation de la bathymétrie dans certaines zones géographiques clefs. L'étude de Katsman et al. (2004) puis celle de Chanut et al. (2008) ont montré le rôle de la bathymétrie dans la génération d'une instabilité mixte barotrope-barocline localisée au sud-ouest du Groenland au large du Cap Désolation. L'activité de méso-échelle qui en résulte induit le développement d'Irminger Rings qui exportent vers le centre du bassin des eaux issues du courant de bord. Par conséquent la représentation la plus fine possible de la bathymétrie dans cette zone est importante afin de prendre en compte le rôle de ce type de méso-échelle sur la formation d'eau dense. Par ailleurs, dans

son cheminement vers l'équateur le DWBC interagit en permanence avec la topographie. Cette contrainte topographique constitue un élément supplémentaire en faveur d'une représentation la plus précise possible des caractéristiques topographiques.

Les flux d'eau douce

Les études de Treguier et al. (2005) et Rattan et al. (2010), basées sur des simulations océaniques forcées par des réanalyses atmosphériques, ont montré l'existence d'une forte dérive (salinisation) dans la gyre subpolaire dont l'origine est de nature advective et évoquent également l'importance des flux d'eau douce autour du Groenland. Rattan et al. (2010) montrent que la présence d'un modèle de glace de mer n'a que peu d'impact sur cette dérive en profondeur dans la mer du Labrador. Cependant la résolution de leur modèle ($1/4^\circ$) n'est pas suffisante pour résoudre la méso-échelle qui peut jouer un rôle dans l'export de l'eau douce de la côte vers l'intérieur et donc influencer les propriétés des masses d'eau dans la mer du Labrador. Nous souhaitons donc accéder à la méso-échelle dans cette zone tout en prenant en compte explicitement la glace de mer pour l'apport d'eau douce issue des zones côtières.

Au delà du bassin Atlantique Nord

Le bassin Atlantique nord est la zone d'intérêt géographique et nous pourrions restreindre l'emprise du domaine simulé à cette seule région. Cependant, nous pensons que l'utilisation d'une configuration régionale à haute résolution ne serait pas satisfaisante en raison des contraintes imposées le long des limites latérales du domaine, et des incertitudes inhérentes à ces conditions limites (transport interpolé issu d'une autre simulation, fréquence d'échantillonnage etc ...). Par ailleurs, le DWBC étant un élément majeur de l'AMOC, et donc de la circulation globale, nous souhaitons rester dans un contexte global.

Ces éléments nous ont permis de définir la stratégie de simulation que nous présentons dans la section suivante.

2.2 Stratégie de simulation

2.2.1 La plateforme de modélisation NEMO

Cette plateforme de modélisation Européenne (<http://www.nemo-ocean.eu>) est utilisée à la fois en océanographie opérationnelle et en recherche. Elle regroupe trois composantes physiques ; un modèle de glace de mer LIM, un modèle de biogéochimie marine PISCES et un modèle de circulation générale de l'océan (GCM) OPA (Madec, 2008).

Le GCM OPA décrit la dynamique de l'océan à partir d'un système d'équations primitives (PE).

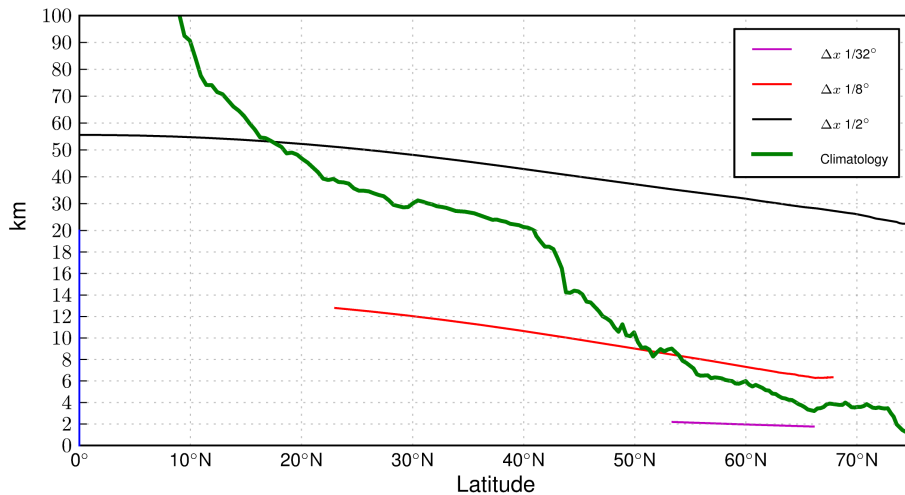


FIGURE 2.1 – Moyenne zonale du premier rayon interne déformation de Rossby calculée à partir de la climatologie de Levitus et al. (1998) (vert), moyenne zonale du Δx dans les configurations ORCA (noir), ERNA (rouge) et FER (magenta). L'axe des ordonnées est étiré sur les 20 premiers kilomètres.

Ce jeu d'équations est obtenu à partir des équations de Navier-Stokes ; d'une équation d'état reliant la température et la salinité aux équations du mouvement et des hypothèses suivantes :

1. la profondeur de l'océan est petite devant le rayon terrestre,
2. l'équilibre hydrostatique sur la verticale,
3. l'approximation de Boussinesq (variations de la masse volumique négligeables, sauf dans le terme associé à la flottabilité),

Ces équations primitives sont discrétisées en utilisant la méthode des différences finies sur une grille de type C suivant la nomenclature d'Arakawa.

Au moins deux raisons motivent l'utilisation d'un modèle PE. Tout d'abord parce que nous sommes dans une dynamique visant à contribuer à l'amélioration de la composante océanique qui est un modèle aux équations primitives. Ensuite parce qu'un modèle PE, contrairement à un modèle Quasi-Géostrophique, par exemple, permet de prendre en compte des flux de surface qui impactent directement l'intérieur. Ce point est fondamental dans les zones convectives comme la mer du Labrador où les flux sont importants et modifient les propriétés des masses d'eau sur plusieurs centaines de mètres en hiver.

L'outil de raffinement de grille AGRIF (Adapted Grid Refinement In Fortran) (Debreu et al., 2008) est au coeur des configurations que nous avons développées et fait également partie de la plateforme NEMO. Cet outil permet d'avoir une grille fine (zoom), i.e. avec une résolution horizontale augmentée sur une zone géographique d'intérêt, intégrée à une grille grossière. AGRIF peut fonctionner selon deux modes : le "one-way" ou le "two-way" nesting. Le premier

mode consiste à imposer aux frontières latérales du zoom la solution de la grille grossière sans que les signaux puissent sortir de la grille fine. Nos configurations reposent sur le second mode qui permet une communication bi-directionnelle entre la grille grossière et la grille fine. Les informations sont échangées le long des frontières latérales (transport de masse, de chaleur et de sel) et sous l’empreinte du zoom (transport barotrope et variables de glace de mer) ; de sorte que les deux grilles interagissent.

Les équations résolues sont identiques sur les deux grilles ; mais les paramètres physiques et numériques peuvent être différents comme les schémas d’advection, les coefficients de viscosité/diffusion ou encore le pas de temps. Sur la grille fine, ce dernier est une fraction entière du pas de temps de la grille grossière, comme pour la résolution horizontale.

Dans nos configurations, le GCM OPA est couplé au modèle de glace de mer LIM. Ce couplage est classique pour les configurations n’ayant aucun zoom AGRIF. L’originalité de nos configurations repose justement sur l’association du modèle de glace de mer LIM, déjà couplé à OPA, à l’outil AGRIF. Nos configurations sont donc à même de simuler le comportement de la glace de mer dans un zoom AGRIF et de permettre le transfert d’informations vers la grille grossière.

Cette combinaison LIM/AGRIF a nécessité un travail conséquent d’ajustement. Si la plupart des éléments techniques essentiels au fonctionnement étaient implémentés, il a fallu résoudre certains problèmes, nécessitant des modifications dans le code LIM, avant de pouvoir réaliser des simulations numériques viables avec la glace de mer explicitement résolue sur les grilles fines.

2.2.2 Les configurations

Nous décrivons, dans l’ordre croissant de résolution, les trois configurations auxquelles nous faisons référence dans la suite du manuscrit. A partir d’une configuration globale ORCA nous avons développé deux autres configurations incluant chacune respectivement un zoom (ERNA) et deux zooms (FER) en utilisant l’outil de raffinement de grille horizontale AGRIF. L’emprise géographique des zooms pour ces deux dernières configurations est représentée sur la figure 2.2.

Domaines et grilles

ORCA :

La configuration ayant la plus basse résolution est basée sur la grille tripolaire ORCA 05 qui représente les différents bassins océaniques à l’échelle globale avec une résolution nominale de $1/2^\circ$ à l’équateur. La grille ORCA05 (ORCA dans la suite) est une grille orthogonale curvilinéaire dont la résolution varie comme $1/2^\circ \times 1/2^\circ \cos\phi$, ϕ étant la latitude.

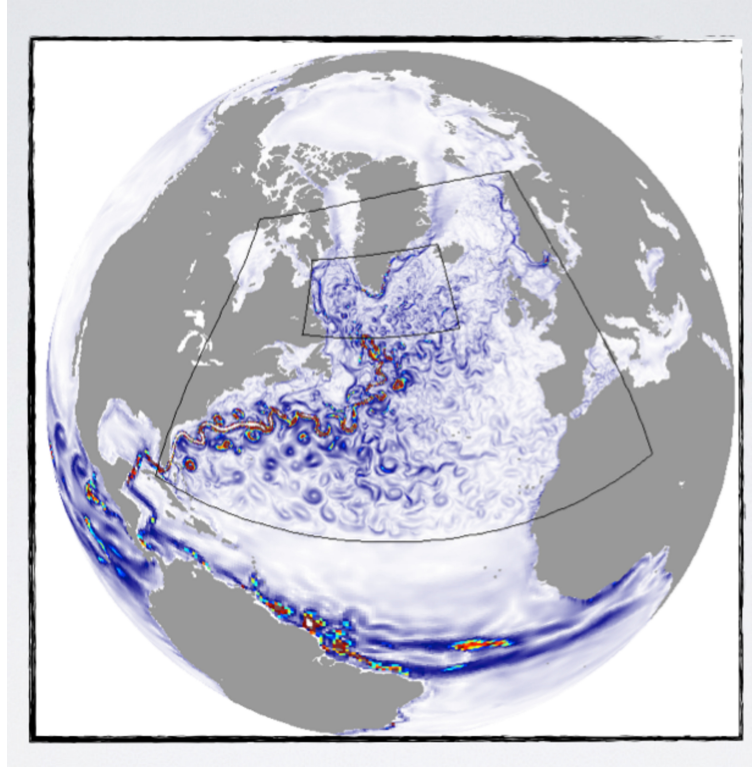


FIGURE 2.2 – Vitesses absolues en surface ($m s^{-1}$) dans la configuration FER incluant les deux zooms imbriqués.

ERNA :

Cette configuration repose sur la configuration ORCA dans laquelle est imbriqué un zoom AGRIF couvrant l'Atlantique Nord de la pointe sud de la Floride jusqu'au nord des mers Nordiques ($\sim 20^{\circ}N - 75^{\circ}N$). La résolution du zoom évolue comme $1/8^{\circ} \times 1/8^{\circ} \cos\phi$.

FER :

Cette dernière configuration inclut un niveau de zoom supplémentaire par rapport à ERNA positionné sur la partie ouest de la gyre subpolaire nord Atlantique, de $52^{\circ}N$ à $67^{\circ}N$ incluant ainsi dans son domaine le détroit du Danemark et la ride de Reykjanes. La résolution augmente d'un facteur quatre sur cette région par rapport à ERNA atteignant ainsi $1/32^{\circ} \times 1/32^{\circ} \cos\phi$.

La figure 2.1 donne un aperçu de la résolution horizontale dans les trois configurations en moyenne zonale dans l'Atlantique nord. Elle augmente d'un facteur quatre d'une configuration à l'autre de sorte que 1 point de la grille ORCA est représenté par 16 points dans ERNA et par 256 points dans FER. Dans la gyre subpolaire [$50^{\circ} - 65^{\circ}N$] la résolution passe ainsi de 37 km à 8 km puis à 2 km. La configuration FER permet d'accéder à un régime "Eddy resolving" sur l'ensemble de l'Atlantique nord, alors que ERNA ne l'est que sur la gyre subtropicale ; plus au nord ERNA est en régime "Eddy permitting". Cette évolution progressive dans la représentation explicite de la méso-échelle d'abord dans la gyre subtropicale puis dans la gyre subpolaire est

la caractéristique première de cet ensemble de configuration que nous exploitons dans la suite du manuscrit.

Ces configurations utilisent le système de coordonnées verticales en niveaux (coordonnées-Z) avec un ajustement du dernier niveau ("partial-steps") juste au-dessus de la topographie. Cette méthode d'ajustement en profondeur permet une meilleure représentation de la bathymétrie en particulier dans les zones où la pente topographique n'est pas trop marquée (Barnier et al., 2006; Penduff et al., 2007). La résolution sur la verticale est de 6 m en surface et de un peu plus de 200 m pour le dernier niveau avec un total de 64 niveaux.

Nous avons porté une attention particulière à l'élaboration des fichiers de bathymétrie pour les trois configurations. La bathymétrie est interpolée à partir de la référence ETOPOv2 au delà de 300 m et de GEBCO 1 minute version 2.0 dans les zones côtières. Nous n'avons pas effectué de lissage horizontal afin de préserver toutes les caractéristiques topographiques. A noter également que le trait de côte d'une grille fine est répercuté sur la grille grossière, i.e. du premier zoom ERNA ($1/8^\circ$) vers la grille ORCA et du second zoom FER ($1/32^\circ$) vers la grille ERNA. Ce choix nous permet d'assurer une répartition géographique identique des runoffs le long des côtes et en particulier autour du Groenland.

Les configurations ERNA et FER utilisent le "two-ways" nesting qui permet à un zoom AGRIF de communiquer avec la grille parent. C'est cet aspect essentiel qui va nous permettre d'aborder l'impact du DWBC à grande échelle sur l'ensemble de l'Atlantique nord puisque l'information est transmise d'une grille à l'autre. La figure 2.3 illustre la propagation d'information vers l'équateur de la grille fine ($1/8^\circ$) vers la grille grossière ($1/2^\circ$) sur les 4 premiers mois de simulation (phase de spinup). Sous l'empreinte du zoom, i.e. au nord de 23° N, les différences sont très marquées entre les 2 simulations qui représentent chacune un régime dynamique distinct ("Eddy resolving" dans le zoom AGRIF, "Non Eddy resolving" sans le zoom AGRIF). Au sud du zoom des différences apparaissent progressivement et sont associées à des ondes de Kelvin vers le sud le long du bord ouest puis vers l'est le long de l'équateur. Ces anomalies se propagent ensuite vers le nord et le sud le long des côtes africaines, d'où sont émises des ondes de Rossby qui rayonnent vers l'ouest à une vitesse qui décroît avec la latitude. Cet ajustement sur la grille grossière correspond à la propagation d'anomalies issues de la grille fine ; il illustre l'échange d'informations entre les 2 grilles et l'impact du zoom à distance au delà de la zone commune. Lors de la phase d'ajustement, des ondes existent également sur la grille grossière mais avec une amplitude plus faible que celles issues de la grille fine.

Nous terminons cette section avec quelques caractéristiques techniques concernant la réalisation des simulations pour les 3 configurations ORCA, ERNA et FER (Tableau 2.2). Ces

	FER	ERNA	ORCA
Δt Global/Zoom1/Zoom2	36'/12'/4'	36'/12'/-	36'/-/-
IxJxK Global	511x722x64	511x722x64	511x722x64
IxJxK Zoom1	724x632x64	724x632x64	-
IxJxK Zoom2	1176x696x64	-	-
MPI Decomposition ixj	24x16	16x8	16x8
Nbre Procs	384	128	128
Elapsed time (heures)	20	9	2
Volume des sorties (Go)	274	100	45

TABLE 2.2 – Tableau récapitulant le pas de temps pour chaque grille, le nombre de points de grille, le découpage MPI, le nombre de processeurs, le temps réel pour réaliser une année et le volume des sorties engendré pour une année simulée avec des moyennes à 5 jours.

simulations ont été réalisées sur la machine IBM ADA de l'IDRIS (centre de calcul du CNRS). Entre les grilles ORCA, ERNA et FER le nombre de points de grille à calculer double quasiment pour chaque zoom AGRIF supplémentaire passant ainsi de $23 \cdot 10^6$ à $53 \cdot 10^6$ et à $105 \cdot 10^6$. A titre de comparaison, une configuration globale ORCA de $1/12^\circ$ avec 75 niveaux verticaux comprend $991 \cdot 10^6$ points de grille soit un facteur 9 comparé à notre configuration FER.

2.2.3 Les simulations numériques

Nous avons réalisé des expériences numériques avec chacune de ces trois configurations. Nous développons dans la suite les éléments numériques et physiques spécifiques à chacune des expériences que nous analysons dans le chapitre 3 qui porte sur le bilan de vorticité potentielle dans la gyre subpolaire ; les expériences utilisées pour l'évaluation de l'impact de la résolution dans l'Atlantique nord sont détaillées dans l'article présenté dans le chapitre 3.

Etude de processus, bilan de vorticité potentielle dans la gyre subpolaire

Pour cette étude (Chapitre 3), nous avons réalisé deux expériences numériques en utilisant les configurations ERNA et FER avec comme zone géographique d'intérêt la gyre subpolaire et plus précisément le DWBC dans son cheminement autour de la mer du Labrador. La méthodologie que nous décrivons dans la suite est identique pour les deux expériences, sauf mention particulière.

Les expériences démarrent du repos avec comme état initial la climatologie de Levitus et al. (1998) pour la température et la salinité. La phase de spinup, d'une durée de 3 années est forcée avec les champs de l'année 1979 (bouclé 3 fois), se poursuit sur 30 ans [1980-2009] avec le

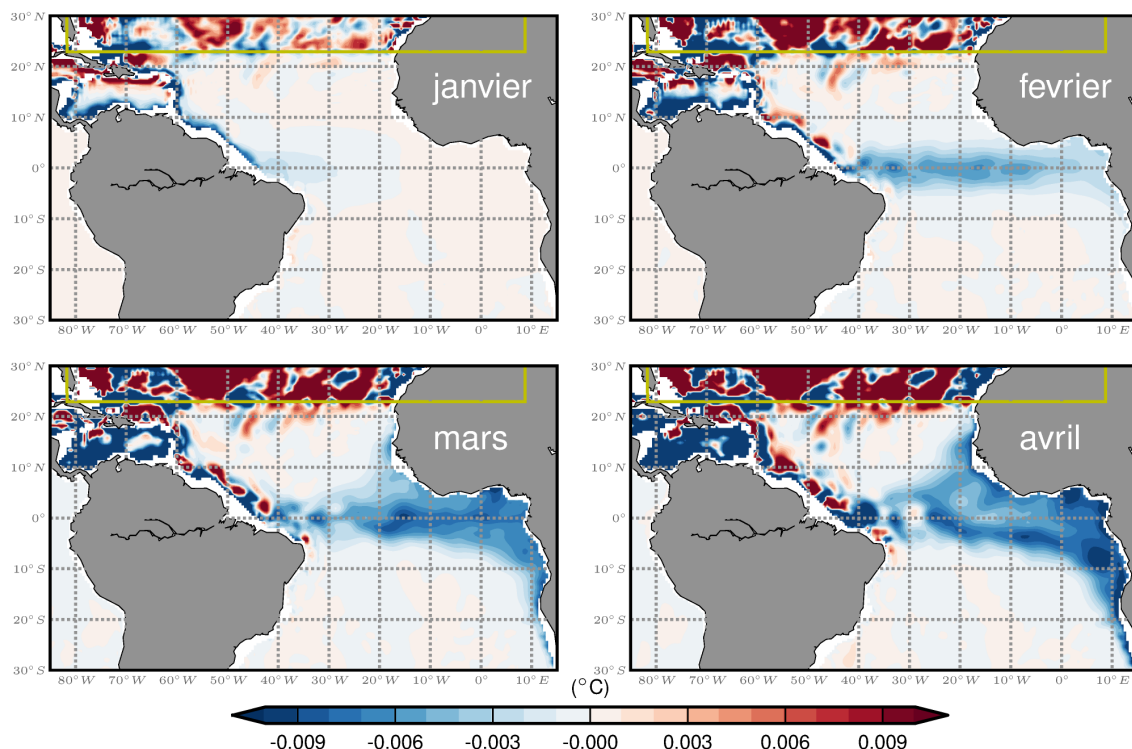


FIGURE 2.3 – Différences de température (moyenne mensuelle) à 503 m pour les 4 premiers mois de la première année de simulation entre 2 expériences basées sur les configurations ERNA et ORCA.

forçage inter-annuel DFS5.2 (DRAKKAR Forcing Set 5.2, Dussin and Barnier (2013)) qui est construit à partir de la réanalyse ERA-Interim. Les variables d'état atmosphérique de DFS5.2 sont utilisées avec les formules bulk CORE (Large and Yeager, 2004) pour calculer les flux turbulents, radiatifs et le stress du vent.

La surface libre linéaire est utilisée (Roulet and Madec, 2000). Le mélange sur la verticale est paramétrisé à l'aide d'un schéma de fermeture basé sur une équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente. Les processus convectifs sont représentés par une diffusion verticale renforcée (en augmentant la viscosité/diffusivité verticale à $10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ là où des instabilités statiques apparaissent). Sur la grille grossière ($1/2^\circ$), *intermédiaire* ($1/8^\circ$) et **fine** ($1/32^\circ$) une diffusion Laplacienne le long des surfaces isopycnales de $600/100/25 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et une viscosité bi-Laplacienne le long des surfaces géopotentielle de $12 \cdot 10^{11}/8.5 \cdot 10^9/0.5 \cdot 10^9 \text{ m}^4 \text{ s}^{-1}$ sont utilisées. Afin de conserver un nombre de Reynolds sur les grilles curvilinéaires, les coefficients de diffusion et de viscosité diminuent de l'équateur vers les pôles et sont respectivement proportionnels au $\max[\Delta_x, \Delta_y]/\Delta_{max}$ et $\max[\Delta_x, \Delta_y]^3/D_{max}^3$; Δ_x, Δ_y correspondent au pas d'espace zonal et méridien et D_{max} au maximum entre Δ_x et Δ_y sur l'ensemble de la grille. Les effets de la méso-échelle sur les traceurs actifs sont représentés avec la paramétrisation de Gent and McWilliams (1990) ($1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) (elle est active uniquement sur la grille grossière).

La condition limite latérale est une condition de non glissement (no-slip) à la paroi dans le

zoom au $1/32^\circ$ et de glissement partiel (partial-slip) sur les grilles de $1/8^\circ$ et de $1/2^\circ$. Dans ce cas la vitesse à la côte est fixée à la moitié de celle située juste au large.

Sur la grille fine de la configuration FER, un terme de rappel de la salinité de surface (SSS) vers la climatologie de Levitus est appliqué avec un temps caractéristique de 60 jours sur les 10 premiers m afin d'éviter que l'expérience ne dérive trop dans la gyre subpolaire en raison, entre autre, des incertitudes concernant les précipitations. Ce rappel est actif sur l'ensemble de la grille au $1/32^\circ$ à l'exception des zones proches de la côte où les runoffs existent. Ce choix fait suite à une première expérience de sensibilité dans laquelle nous avons relâché cette contrainte, et constaté que la dérive en salinité dans la gyre subpolaire était trop marquée.

Sur la grille de résolution intermédiaire le rappel en SSS est pleinement effectif à une distance de 400 km de la côte afin de ne pas affecter les courants de bord ouest dans l'Atlantique nord et décroît linéairement pour s'annuler à la côte.

La forme discrète des termes advectifs dans les équations de quantité de mouvement sur la grille grossière est une formulation vectorielle associée à un schéma conservant l'énergie et l'entrophie pour le terme de vorticité (Le Sommer et al., 2009; Penduff et al., 2007); sur les grilles intermédiaire, et fine c'est la formulation en flux combinée à un schéma conservant l'énergie qui a été utilisée.

Les paramètres de namelists pour les modèles d'océan OPA et de glace de mer LIM pour la configuration FER sont reproduites dans l'Annexe A.

Une analyse qualitative et quantitative de ces expériences est présentée dans les chapitres suivants. Dans le Chapitre 3, nous contrastons la circulation dans l'Atlantique nord représentée dans ORCA et ERNA; dans le Chapitre 4, nous abordons les processus impliqués dans la modification de la structure verticale du DWBC dans la gyre subpolaire lorsque la méso-échelle est explicitement résolue dans FER alors qu'elle ne l'est que partiellement dans ERNA et est inexistante dans ORCA.

Chapitre 3

L'impact de la résolution horizontale sur les courants de bord ouest dans l'Atlantique Nord

Contents

3.1	Improvements of Simulated Western North Atlantic current system and impacts on the AMOC	30
3.2	Discussions	50
3.2.1	Circulation du DWBC dans l'intergyre	50
3.2.2	L'influence du DWBC sur la circulation en surface	52
3.2.3	Perspectives	54

Des études antérieures (Danabasoglu et al. (2013); Griffies et al. (2009)) ont montré que la faible résolution sur l'horizontale (de l'ordre du 1°) des modèles d'océan, donc des modèles de climat, ne permet pas de représenter correctement les courants de bord entraînant ainsi l'apparition de biais. Le fameux "blue spot of death" dans l'Atlantique nord, bien connu des océanographes modélisateurs, en est un exemple. Cette structure correspond à un biais froid et peu salé localisé au large de Terre-Neuve dans l'intergyre (à noter que tous les modèles basse résolution ne présentent pas ce biais). Il a été baptisé ainsi à cause de son emprise spatiale et de son intensité, et révèle une position de la dérive nord Atlantique trop au sud dans l'intergyre. Dans ce chapitre nous abordons l'effet de la résolution sur la circulation avec un focus sur la circulation méridienne dans l'Atlantique Nord (AMOC), en contrastant deux configurations d'océan décrites dans le chapitre précédent : ORCA_REF avec une résolution nominale au $1/2^\circ$ et ERNA avec un raffinement de grille au $1/8^\circ$ couvrant l'Atlantique nord. Nous réalisons entre autre une quantification du transport du DWBC à travers des sections positionnées sur son parcours avec une comparaison systématique aux observations lorsqu'elles sont disponibles.

Les résultats de cette étude sont présentés dans la première section sous la forme d'un article publié dans la revue *Ocean Modelling* en janvier 2014 ; nous discutons dans la section suivante du cheminement du DWBC dans l'intergyre et de son impact sur la circulation en surface.

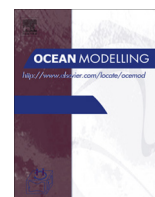
3.1 Improvements of Simulated Western North Atlantic current system and impacts on the AMOC



Contents lists available at ScienceDirect

Ocean Modelling

journal homepage: www.elsevier.com/locate/ocemod



Improvements of simulated Western North Atlantic current system and impacts on the AMOC



C. Talandier^{a,*}, J. Deshayes^{a,f}, A.-M. Treguier^a, X. Capet^b, R. Benshila^b, L. Debreu^c, R. Dussin^d, J.-M. Molines^d, G. Madec^{b,e}

^a LPO, CNRS-IFREMER-IRD-UBO, Plouzané, France

^b LOCEAN-IPSL, CNRS-UPMC-IRD-MNH, Paris, France

^c LJK, Université Joseph Fourier, Grenoble, France

^d LGGE, CNRS-UJF, Grenoble, France

^e OMFG, NOC, Southampton, United Kingdom

^f ICEMASA, University of Cape Town, South Africa

ARTICLE INFO

Article history:

Received 15 July 2013

Received in revised form 23 December 2013

Accepted 27 December 2013

Available online 31 January 2014

Keywords:

Deep Western Boundary Current
Atlantic Meridional Overturning Circulation
North Atlantic Current
Gulf Stream
Subpolar gyre

ABSTRACT

Previous studies have shown that low horizontal resolution (of the order of 1°) ocean models, hence climate models, are not able to adequately represent boundary currents nor mesoscale processes which affect the dynamics and thermohaline circulation of the ocean. While the effect of mesoscale eddies can be parameterized in low resolution models, boundary currents require relatively high horizontal resolution. We clarify the impact of increasing the resolution on the North Atlantic circulation, with emphasis on the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC), by embedding a $1/8^\circ$ nest covering the North Atlantic into a global $1/2^\circ$ model.

Increasing the resolution in the nest leads to regional improvements of the circulation and thermohaline properties in the Gulf Stream area, for the North Atlantic Current, in the subpolar gyre and the Nordic Seas, consistent with those of previous studies. In addition, we show that the Deep Western Boundary Current dense water transport increases with the nest, from the overflows down to Flemish Cap, due to an increase in the Denmark Strait overflow as well as dense water formation in the subpolar gyre. This increases the Atlantic Meridional Overturning Circulation in density space by about 8 Sv in the subpolar gyre in the nested configuration. When exiting the Labrador Sea around 53°N we illustrate that the Deep Western Boundary Current successively interacts with the upper ocean circulation composed with the North Atlantic Current in the intergyre region, the Northern Recirculation Gyre, and the Gulf Stream near Cape Hatteras. This surface/deep current interaction seems to induce an increase of the AMOC intensity in depth-space, giving rise to an AMOC maximum near 35°N . This process is missing in the configuration without nesting. At 26.5°N , the AMOC is 4 Sv larger in the nested configuration and is in good agreement with observations. Finally, beyond the nest imprint (i.e. in the low resolution area) in the South Atlantic the AMOC maximum at 40°S is 3 Sv larger at the end of the simulation meaning that information is able to propagate outside the nest without being fully damped. This underlines the benefit of using the nest for a reasonable computing time compared to a fully global higher resolution configuration.

© 2014 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

With respect to the ocean's contribution to climate, namely the transport of heat from the equator poleward, the Atlantic Ocean stands out as it transports heat northward in both hemispheres. This transport is associated with the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC) that combines a northward near-surface flow (from the surface down to approximately 1000 m depth),

referred to as the “upper limb”, with a compensating southward flow at depth known as the “lower limb”. The latter is mainly composed of the Deep Western Boundary Current (DWBC) carrying North Atlantic Deep Waters (NADW). The AMOC is thought to play a key role in the Earth's climate system (Srokosz et al., 2012), but it remains unclear what controls its strength and structure. Various modeling experiments have been developed to complement existing observations in this perspective.

Coupled climate models are useful to investigate climate change issues because they are able to simulate past and present climate, where they can be evaluated against observations, and

* Corresponding author. Tel.: +33 298224281.

E-mail address: claude.talandier@ifremer.fr (C. Talandier).

attempt to predict future climate assuming scenarios for external (including anthropogenic) forcings. Because these models combine various components of the Earth's climate, and must be spun up for long time periods to reach equilibrium, ocean and atmosphere components have resolutions of the order of 1° (as for the 5th phase of the Coupled Model Intercomparison Project). At this resolution, many oceanic processes are not explicitly resolved which leads to major well-known biases, in particular along oceanic western boundaries. Griffies et al. (2009) present a review of those biases based on an intercomparison of forced ocean models at this resolution. In the North Atlantic subtropical gyre, the separation of the Gulf Stream from the American East Coast, near Cape Hatteras, is not well reproduced by these models. As the simulated Gulf Stream follows the coast north of Cape Hatteras, a warm bias is observed in place of the relatively cold Northern Recirculation Gyre. In the intergyre region, the simulated North Atlantic Current (NAC) tends to flow eastward offshore Grand Banks without forming the well-observed NorthWest Corner (NWC). This results in a large cold and fresh anomaly off Newfoundland, also called “the Blue spot of death” by modelers (Gnanadesikan et al., 2007). In atmosphere–ocean coupled models, these oceanic anomalies significantly affect the atmospheric circulation, which influences the ocean in return via biases in surface buoyancy fluxes over the subpolar gyre (Weese and Bryan, 2006). Indeed, the peak winter mixed layer depths at high latitudes in the North Atlantic are most often badly located and/or overestimated in low-resolution ocean and climate models compared to observations; the overestimation may be due to the lack of restratification processes (Chanut et al., 2008). Because these oceanic biases have different signatures depending on model settings and parameters, the ocean model experiments by Griffies et al. (2009), albeit forced by the same atmospheric conditions, have very different AMOC strength and structure.

Numerical developments are underway to improve low resolution ocean models, developing parameterizations of unresolved processes or improving numerical schemes. For example, Penduff et al. (2007) illustrate the improvements of DWBC structure and intensity in a global $1/4^\circ$ configuration, obtained when combining partial steps (better representing the ocean topography) and an energy–entropy conserving momentum advection scheme (Le Sommer et al., 2009). Nevertheless, there are key physical processes for AMOC that cannot be easily reproduced nor mimicked. The large-scale adjustment of AMOC to dense water formation seems to be initiated by the propagation of Kelvin waves and/or topographic waves along the western boundary, as suggested by theoretical numerical experiments (Herbaut et al., 1987; Johnson and Marshall, 2002); the grid resolution and lateral viscosity are known to affect the propagation of such waves (Hsieh, 1983). Restratification of the upper ocean, after dense water formation by convection, involves mesoscale (Chanut et al., 2008; Katsman et al., 2004) and submesoscale processes (Fox-Kemper and Ferrari, 2008). Finally, subtropical and subpolar western boundary currents are intrinsically trapped in a layer where viscosity, lateral friction and non-linearities cannot be neglected. Several studies have attempted to clarify the impact of small scale processes on the large-scale circulation in the North Atlantic, by comparing models of varying resolution. Smith et al. (2000) and Bryan et al. (2007) suggest that a resolution of $1/10^\circ$ or higher is needed to reproduce the Gulf Stream separation properly. Treguier et al. (2005) investigate four ocean models of resolution spanning $[1/6^\circ\text{--}1/12^\circ]$ in the subpolar gyre, and suggest that increased horizontal resolution allows a better representation of large scale ocean features. Spence et al. (2012) also find that the representation of western boundary currents is improved with resolution. Because these regional circulation features contribute to AMOC, their improvement is beneficial to the accurate simulation of

AMOC. Our objective is to revisit these regional improvements due to increased resolution, in order to clarify their impact on AMOC.

The impact of spatial resolution on AMOC has been investigated by Hodson and Sutton (2012) in a coupled ocean–atmosphere model: they compare experiments after increasing the horizontal resolution of the ocean from 1° to $1/3^\circ$ (atmospheric resolution is increased as well, from 1.25° latitude \times 1.875° longitude to $0.83^\circ \times 1.25^\circ$). They find that the AMOC structure and strength is similar between both experiments, which may be due to the fact that their “high” oceanic resolution does not resolve mesoscale processes in the North Atlantic at subtropical and higher latitudes, and hence remains in the “eddy-permitting” regime. Here, we increase horizontal resolution from $1/2^\circ \times 1/2^\circ \cos\phi$ to $1/8^\circ \times 1/8^\circ \cos\phi$ (ϕ latitude) in the North Atlantic, extending the eddy-resolving regime over the subtropical gyre. This ensures a substantial improvement of Gulf Stream dynamics, which has repercussions for the whole North Atlantic and, subsequently, the AMOC, which contrasts with Hodson and Sutton's (2012) results. Rather than increasing the resolution of our whole global ocean model, which is expensive even in forced mode, we develop a configuration that includes a fully interactive nest covering the North Atlantic. This ocean configuration is forced by atmospheric reanalyses; thus we cannot investigate the impact of improved western boundary currents on the atmosphere. Still, this study may be useful in improving climate models as it demonstrates how increasing spatial resolution improves North Atlantic circulation and AMOC. The original model configuration, as well as experiments and forcings, are described in Section 2. In Section 3, we highlight regional improvements, similar to those obtained in previous studies. Then we demonstrate their impact on the AMOC (Section 4). We discuss our results in conjunction with those of previous studies, including Hodson and Sutton (2012), in Section 5, and then conclude (Section 6).

2. Model configuration

Experiments analysed hereafter are set up with the NEMO modeling platform (Madec, 2008), using the OPA Ocean General Circulation Model (OGCM) and sea-ice LIM2 components associated with Adaptive Grid Refinement In Fortran (AGRIF) (Debreu et al., 2008) capability. Three simulations presented in this study rely on two configurations that only differ in horizontal resolution in the North Atlantic.

2.1. Domain and grid characteristics

In this paper we refer to three numerical experiments. Two of them rely on global configurations at $1/2^\circ$ named ORCA_REF and ORCA_NOG; the first is our reference experiment, the second is a sensitivity experiment which differs from ORCA_REF only by the omission of the Gent and McWilliams parameterization. The third experiment is called ERNA and is the highlight of this study.

In detail, ORCA_REF and ORCA_NOG are based on the ORCA tri-polar and quasi-isotropic grid (Madec, 2008) at $1/2^\circ$ nominal resolution at the equator with 722×551 grid points (Biaostoch et al., 2008). ERNA combines a coarse grid that is the same as ORCA_REF, with a higher-resolution grid covering the North Atlantic from 20°N to 75°N (Fig. 1). A spatial grid ratio of 4 allows the model to reach a $1/8^\circ$ resolution over this area with 724×632 grid points. The “two-ways” interaction between fine and coarse grids in ERNA allows the exchange of information along lateral boundaries of the nest (for 3D variables including the baroclinic transport of mass, heat and salt) and over the whole surface of the nest (for 2D variables such as the barotropic transport and sea-ice characteristics). The sea-ice is explicitly simulated in both coarse and fine grids.

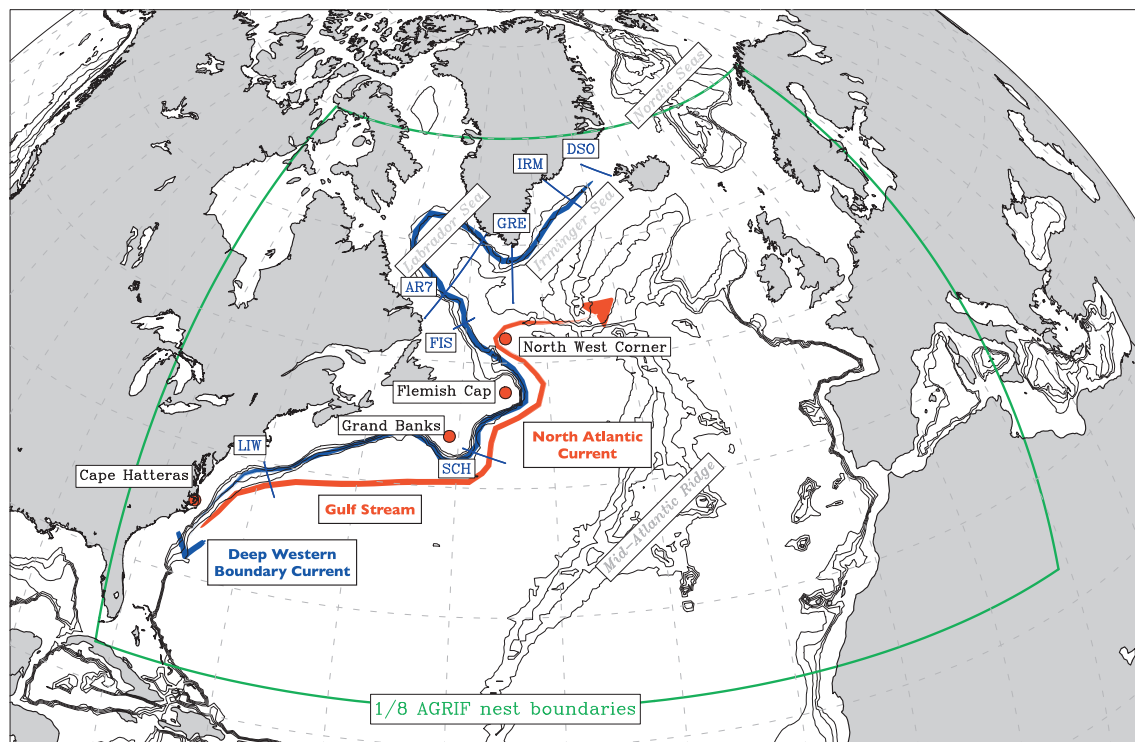


Fig. 1. Area covered by the $1/8^\circ$ nest over the North Atlantic in ERNA configuration, with a schematic location of major western boundary currents at the surface (red thick line) and at depth (blue thick line). Thin blue lines represent vertical sections location; LIW refers to “LineW” (Toole et al., 2011); SCH refers to Schott et al. (2006) section at 43°N ; FIS refers to Fischer et al. (2010) section at 53°N ; AR7 refers to the AR7W section in the Labrador Sea (Hall et al., 2013) and the DSO section through the Denmark Strait overflow (Vage et al., 2011b). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

The ORCA $1/2^\circ$ coarse grid is marginally “Eddy-Permitting” in equatorial regions. The $1/8^\circ$ grid fully resolves mesoscale eddies from the southern boundary of the domain to 45°N and can be considered “Eddy-Permitting” northward. Experiments share the same 64 vertical geopotential levels with an increasing cell thickness from 6 m near the surface to around 200 m in the deep ocean. The last level thickness just above the sea floor adjusts to the actual topography which allows a better representation of bathymetry (Barnier et al., 2006). The bathymetry is interpolated from ETOPO2v2 below 300 m depth and GEBCO One minute grid, version 2.0 in coastal areas, with no horizontal smoothing (except when required by AGRIF along the lateral boundaries of the nest).

2.2. Numerical aspects

The model solves the three-dimensional Primitive Equations in spherical coordinates discretized on an Arakawa C-grid with the hydrostatic, Boussinesq and non-divergent flow assumptions among a few others. The linearized free-surface formulation (Roullet and Madec, 2000) is used. The vertical mixing is parameterized with a turbulent kinetic energy closure scheme (Blanke and Delecluse, 1993), improved by including a surface wave breaking parameterization (Mellor and Blumberg, 2004) and an energetically consistent time and space discretization (Burchard, 2002; Marsaleix et al., 2008). The convective processes are mimicked using an enhanced vertical diffusion parameterization (increasing vertical viscosity/diffusivity to $10\text{ m}^2\text{ s}^{-1}$ where static instability occurs). On the coarse (respectively fine) grid a harmonic isopycnal diffusion of 600 (100) $\text{m}^2\text{ s}^{-1}$ and a biharmonic viscosity along geopotential surfaces of 12×10^{11} (8.5×10^9) $\text{m}^4\text{ s}^{-1}$ are used. To keep a constant Reynolds grid number, the diffusive and viscous coefficients decrease from the equatorial nominal value (given just above) poleward and are respectively proportional to $\max[\Delta x, \Delta y] / \Delta_{\max}$ and $\max[\Delta x, \Delta y]^3 / \Delta_{\max}^3$; Δx and Δy are the zonal and

meridional grid spacing and Δ_{\max} is the maximum of Δx and Δy taken over the whole ocean grid. The effect of mesoscale eddies on tracers relies on the Gent and McWilliams parameterization ($1000\text{ m}^2\text{ s}^{-1}$); it is used in the ORCA_REF and ERNA experiments (outside the nest only, where the resolution is $1/2^\circ$) while it is not activated in the ORCA_NOG one. A partial-slip sidewall boundary condition is used in momentum equations in all experiments; i.e. the tangential velocity at the coast is set to half the offshore velocity (Benshila et al., 2013). The discrete formulation used for the momentum advection term in the coarse grid is the vector form associated with an energy and enstrophy conserving scheme following the recommendation of Le Sommer et al. (2009) and Penduff et al. (2007) for the vorticity term, while in the fine grid the flux form is combined with an energy conserving scheme.

2.3. Experiments

Experiments start from rest and are initialised with the January Levitus et al. (1998) climatology. After a 3-year spinup using year 1989, they run over 20-years (1990–2009) with interannual ERA-Interim atmospheric conditions derived from reanalysis. Turbulent fluxes are computed through CORE bulk formulae from Large and Yeager (2004), using ERA-Interim atmospheric state variables. Precipitations come from satellite products (Brodeau et al., 2010). ERA-Interim short and long wave radiative fluxes are reduced respectively by 3% and 6%, on large scales only, to better match GEWEX satellite observations in the latitude band $[40^\circ\text{S}–40^\circ\text{N}]$ (following the methodology of Large and Yeager (2008) for ISCCP products). Temperature and humidity state variables are also adjusted in high latitudes (north of 70°N) following the methodology detailed in Brodeau et al. (2010). To limit salinity drift that is partly due to precipitation uncertainties, a moderate Sea Surface Salinity (SSS) relaxation towards Levitus et al. (1998) monthly climatology is applied with a 60-day timescale over the upper 10 m. This relax-

ation is restricted to large scale oceanic structures selected by a Shapiro filter on SSS. In addition, a linear tapering of this relaxation is applied along continental shelves (from 0 at the coast to 1400 km offshore), so almost no relaxation occurs in the Labrador and Irminger Seas.

3. Regional improvements

As a first step toward understanding the impact of model resolution on AMOC, we compare among simulations the circulation and hydrography in a few key regions of the Western North Atlantic current system. In the following, the time-mean characteristics if not specified, are computed over 1990–2009.

3.1. The subtropical gyre

Numerous studies contributed to explaining the Gulf Stream detachment from the coast near Cape Hatteras (e.g. Spall, 1996). Notwithstanding, modeling the Gulf Stream pathways remains a challenge in OGCMs even in higher resolution configurations (Bryan et al., 2007; Chassignet and Garraffo, 2001).

As done in previous studies (e.g. Coetlogon et al., 2006), the position of the Gulf Stream is identified and compared with observations using the 17 °C isotherm near 177 m depth (Fig. 2). Its climatological mean position in ERNA shows a fairly good agreement with Levitus climatology, while ORCA_REF simulates an excessively northward position downstream with a Gulf Stream trapped along the continental rise. The latter is associated with the absence of the Northern Recirculation Gyre whose cyclonic barotropic transport reaches 20 Sv in ERNA. Further east around 45°W, the 17 °C isotherm in ERNA shows a northward loop that is associated with the “Mann-Eddy”. This pattern is not resolved in either the Levitus climatology or in ORCA_REF and may be due to the insufficient resolution of both products (1° for observations, 1/2° for ORCA_REF) and, for the model output, to erroneous reproduction of the circulation along the Grand Banks, in relation with the North Atlantic pathways.

The amplitude of surface Eddy Kinetic Energy (EKE), averaged over the period 1993–2009 and computed from five-days-mean outputs in ERNA, compares well with observations (Ducet et al., 2000) and exceeds 1800 cm² s⁻² (Fig. 3). The shape is slightly different but such a bias is common to oceanic models at this resolution (Smith et al., 2000; Bryan et al., 2007). In ERNA, the

1200 cm² s⁻² contour is wider in the meridional direction to the west of 60°W and extends less to the east than observed, although the impact of New England seamounts near 61°W is in good agreement with observations (Ezer, 1994). The 1200 cm² s⁻² contour also reaches further upstream of Cape Hatteras along the Gulf Stream path in ERNA compared to observations, possibly due to an overly unstable simulated Gulf Stream related to the advection scheme used or/and to the lateral boundary condition. Note that the 50 cm² s⁻² EKE pattern related to the Azores current in ERNA is also in good agreement with observations. In ORCA_REF, EKE along the Gulf Stream pathway (not shown) is very weak (below 50 cm² s⁻²), which is primarily due to spatial resolution but also to the use of Gent and McWilliams parameterization (GM) (the experiment ORCA_NOG without GM reaches EKE levels of 100–150 cm² s⁻² in this area).

The vertical structure of the subtropical circulation along the western boundary is compared to repeated observations along Line W (courtesy of Curry, see Toole et al. (2011), their Fig. 4; see Fig. 1 for the section location). ERNA shows a remarkable extension of the Gulf Stream core over the top 1000 m depth and a clear shift from the continental slope, as observed. The signature of southward flowing DWBC is visible at depth, albeit with smaller amplitude than observed. In ORCA_REF, the Gulf Stream core is excessively diffuse and does not penetrate deeper than 500 m and the DWBC core is clearly missing.

Observations (e.g. Bower and Hunt, 2000) revealed interactions between the upper ocean circulation near the Gulf Stream and circulation at depth in DWBC. Using model experiments, Zhang and Vallis (2007) invoked bottom vortex stretching as the mechanism that explains the Gulf Stream position off the continental slope downstream of Cape Hatteras and suggested that the intensified DWBC plays a role in the Northern Recirculation Gyre onset. It is not among our objectives to revisit these results. Still, based on the numerous sensitivity experiments that we ran and the diagnostics of the intensity of bottom vortex stretching, we confirm that the improvement of both Gulf Stream and DWBC pathways in ERNA compared to ORCA_REF is not fortuitous.

3.2. The Intergyre region

The North Atlantic Inter-Gyre region is the transition between the subtropical and the subpolar gyres (Marshall et al., 2001), extending from the Grand Banks tail up to the North West Corner

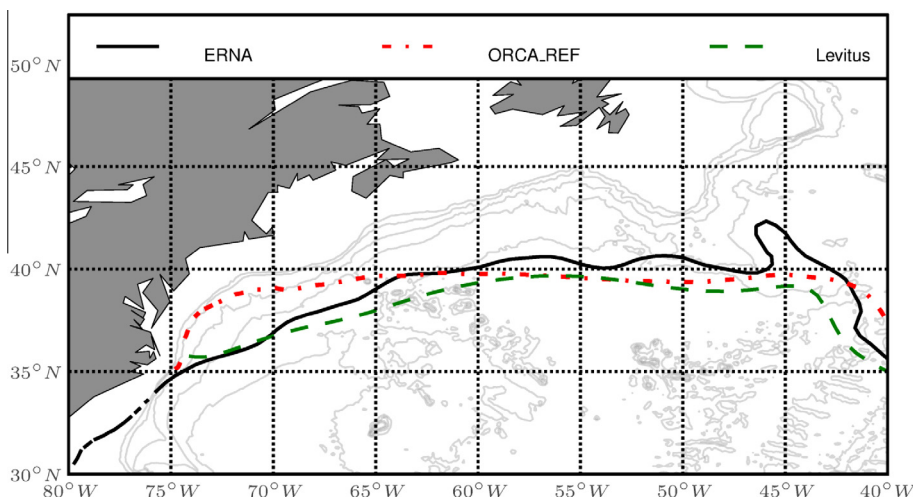


Fig. 2. Position of the Gulf Stream as indicated by the 17 °C isotherm at 177 m depth, averaged over the period 1990–2009, in simulations and observed climatology. Isobath contours [1000, 2000, 3000, 4000, 5000] m are drawn in thin grey lines.

3.1. IMPROVEMENTS OF SIMULATED WESTERN NORTH ATLANTIC CURRENT SYSTEM AND IMPACTS ON THE AMOC

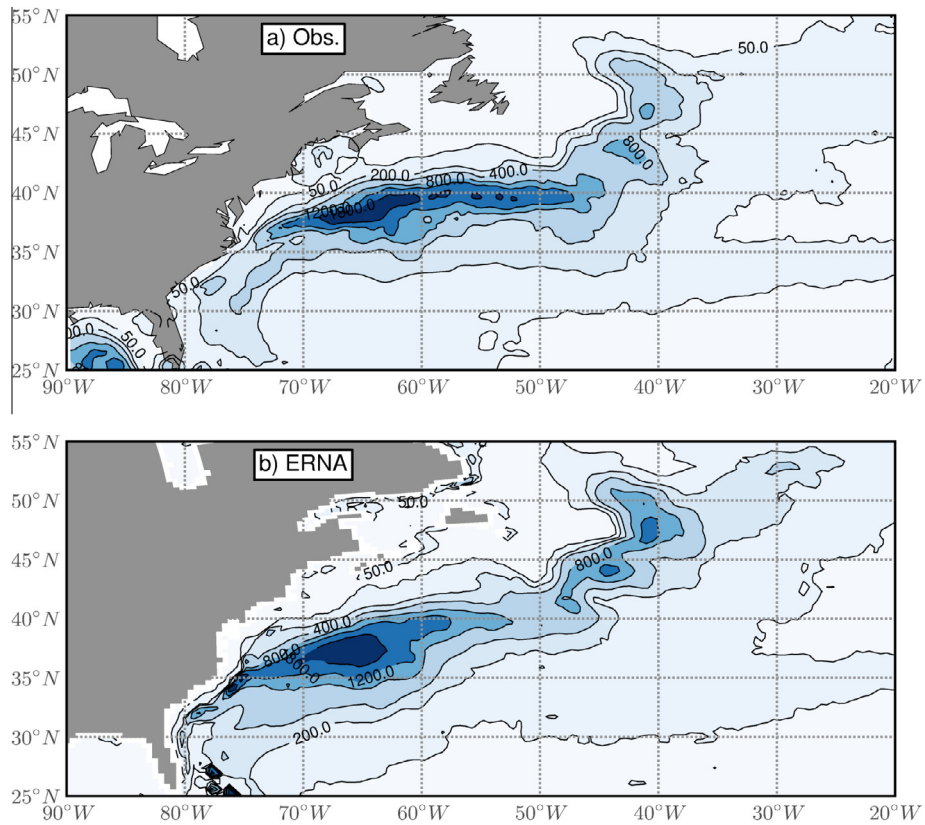


Fig. 3. Eddy Kinetic Energy (EKE) averaged over the period 1993–2009 in AVISO observations (a) and ERNA (b) in $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$.

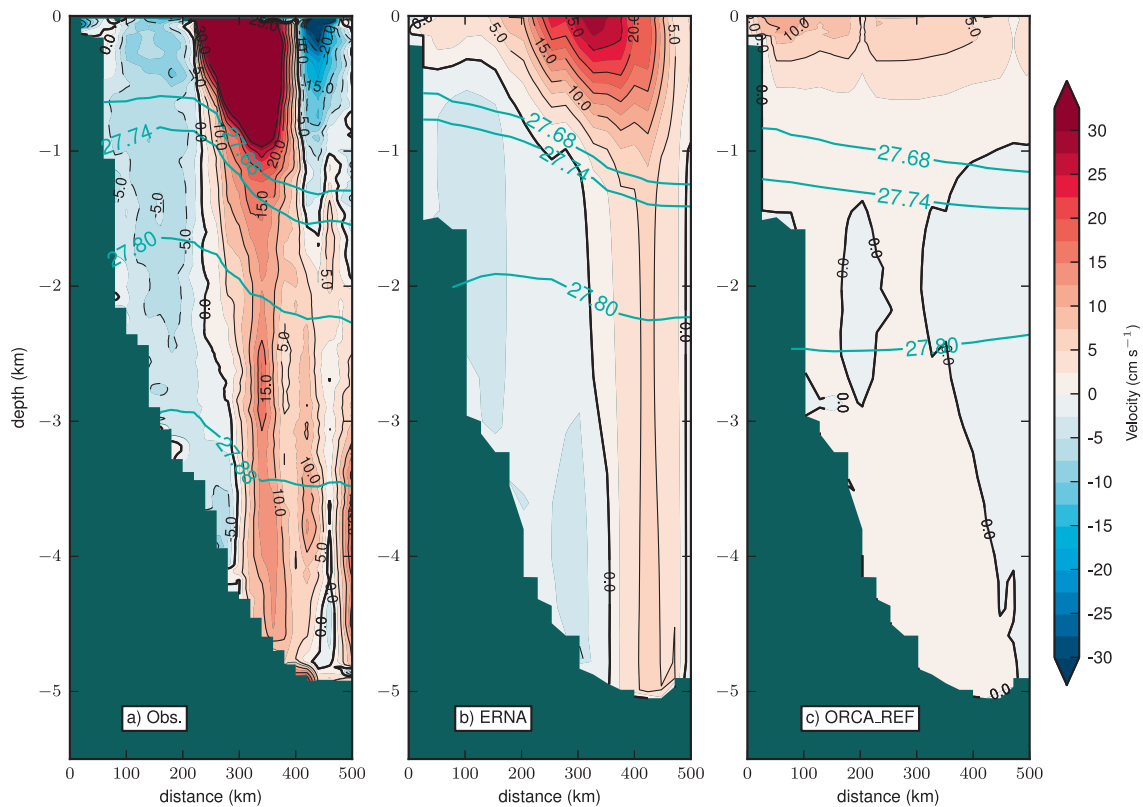


Fig. 4. Cross section velocities (cm s^{-1} , $\text{C.I. } 5 \text{ cm s}^{-1}$) through Line W (located on Fig. 1), in observations (a), ERNA (b) and ORCA_REF (c) with overlaid σ_0 isopycnals (blue contours density in kg m^{-3}). Observations are an average from all occupations of LineW, while simulation outputs are averaged over the period 1990–2009. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

(NWC), from the western boundary to the east of the Mid-Atlantic Ridge.

Sea Surface Height observations show that downstream of Cape Hatteras, around 45°W–44°N, the Gulf Stream current splits in two branches: one flows to the northeast Atlantic basin via the North Atlantic Current (NAC hereafter) through the NWC, and one joins the Worthington Gyre and the Azores current to the southeast (Fig. 5(a)). Such a bifurcation is well reproduced in ERNA where three troughs are clearly visible in the NAC pathways at 40°N, 44°N and 47°N, which is in very good agreement with observations (Fig. 5(b)). The NAC northward extension in the NWC is also well reproduced in ERNA, as we can see on the velocities structures at the surface (Fig. 6(a)). The eastward, almost zonal extension of the NAC centered around 50°N above the Mid-Atlantic Ridge is not as zonal in ERNA as observed, suggesting that the simulated subpolar gyre has an underestimated eastward extension. The NAC meandering structure is also visible in the EKE field, both in observations and ERNA with local maxima off the Grand Banks (Fig. 3).

The difference between ERNA and ORCA_REF is large in this region; in ORCA_REF the NAC flows further offshore, from the southeast of the Grand Banks to the Iceland basin without meandering off the Flemish Cap or forming a NWC (Figs. 5(c) and 6(a) and (b)). Hence the NAC moves to the northeast too far south of the Charlie Gibbs Fracture Zone which is associated with an overestimated southward extension of the subpolar gyre.

The NAC position strongly impacts thermohaline properties in the Inter-gyre region (Fig. 7). In ORCA_REF, the Sea Surface Temperature (SST) and the Sea Surface Salinity (SSS) exhibit large cold and fresh biases (Fig. 7(b) and (d)). Although these biases partly derive from a mismatch in scales between the simulation and climatology (which has an even coarser resolution), they are common to ocean models (Griffies et al., 2009), and hence to climate models. Weese and Bryan (2006) have shown, using a coupled model, that reducing those biases has a positive impact on the atmosphere and also suggests a potential impact on water masses at higher latitudes. These biases do not exist at all in ERNA, where surface anomalies are rather warm and salty (Fig. 7(a) and (c)). Temperature and salinity anomalies related to the wrong position of the NAC in ORCA_REF are also visible at depth, down to approximately 1000 m. By contrast, the thermohaline profile in ERNA computed offshore of the Flemish cap (not shown) compares well with observed climatology.

The vertical structure of the current along the Grand Banks is compared to observations (Schott et al., 2006, their Fig. 1(b) at 43°N; see Fig. 1 for section location). ERNA (Fig. 8(a)) shows a position and extension at depth (down to the bottom) that compares well with observations. The ERNA NAC mean intensity of 55 Sv is weaker by at least a factor of 2 compared to the evaluation by Schott et al., 2006 of 142 Sv, but is comparable to that obtained by Bryan et al. (2007) in their 1/10° model. In ORCA_REF (Fig. 8(b)), as already noticed for the Gulf Stream, the NAC surface currents are much slower and cover a wider area. The DWBC vertical extension is limited to 2900 m depth only and does not show an intensification along the topographic slope as in ERNA. As will be discussed later, the main pathway of DWBC is indeed located to the west of Mid-Atlantic Ridge (Fig. 6(d)), which is not covered by the section in Fig. 8.

3.3. The subpolar gyre

In the subpolar gyre, heat carried from the subtropics by the NAC, the upper part of AMOC, is released to the atmosphere as intermediate and dense water is formed. This water incorporates into the DWBC, together with denser water masses offflowing through the sills between Greenland and Scotland (Dickson and Brown, 1994). The DWBC, which is the deep limb of AMOC, merges with the deep barotropic subpolar gyre in this region. Hence inter-comparing the simulated subpolar gyre characteristics is relevant to our objective of understanding how model resolution affects the AMOC.

The Sea Surface Height structure and amplitude in the ERNA subpolar gyre are close to observations (Fig. 5(a) and (b)), in particular the extension of low sea level along Newfoundland down to the Grand Banks. In ORCA_REF, the Sea Surface Height structure is marked by its excessive southward extension due to the misrepresentation of NAC and NWC (Fig. 5(c)).

The maximum mean barotropic streamfunction ψ_{max} (not shown), measured in a box centered in Labrador Sea [55°W–53°W and 56.5°N–58.5°N], is 36 Sv and 31 Sv in ERNA and ORCA_REF respectively. When considering the convective years of the mid 1990s only, the annual mean maximum in ERNA is in the range [43–45] Sv which is close to the 43 Sv reference value obtained in Treguier et al. (2005) for a set of high resolution simulations [1/6–1/12°], while in ORCA_REF it remains at 34 Sv. In the Irminger Sea box [42°W–38°W and 59°N–61°N], ψ_{max} is 35 Sv in ERNA which is, again, comparable to the simulations of Treguier et al. (2005), while ORCA_REF reaches only 30 Sv.

To further analyse the structure of currents in the Labrador Sea, we compared both experiments with repeated observations along the AR7W section (Fig. 9; see Fig. 1 for section location). The West Greenland Current, visible at the northern end of the AR7W section

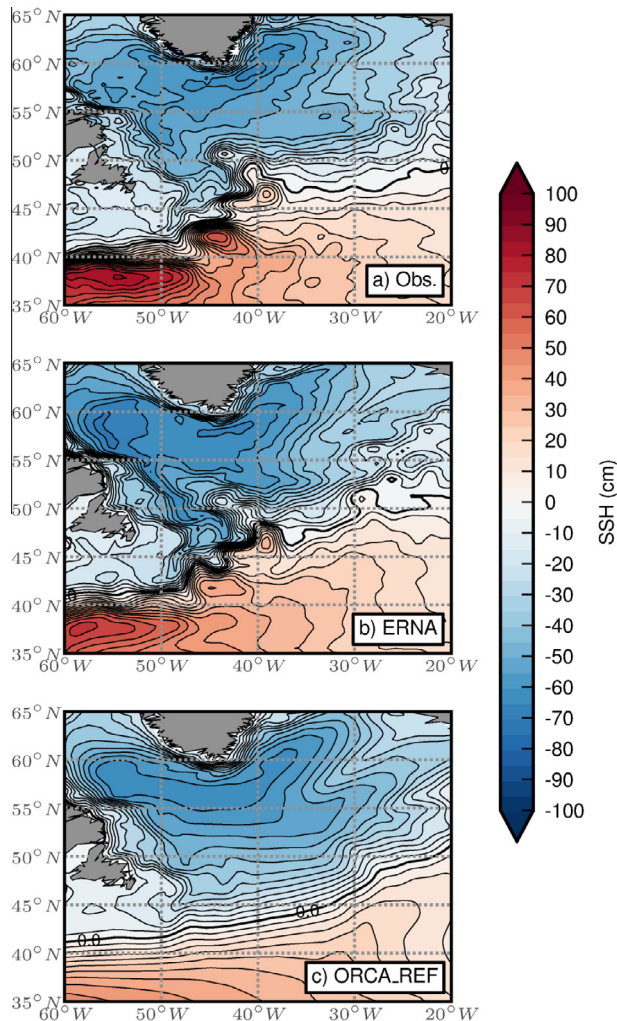


Fig. 5. Sea Surface Height (SSH) averaged over the period 1993–2009 in AVISO observations (a), ERNA (b) and ORCA_REF (c). Contour interval is 5 cm.

3.1. IMPROVEMENTS OF SIMULATED WESTERN NORTH ATLANTIC CURRENT SYSTEM AND IMPACTS ON THE AMOC

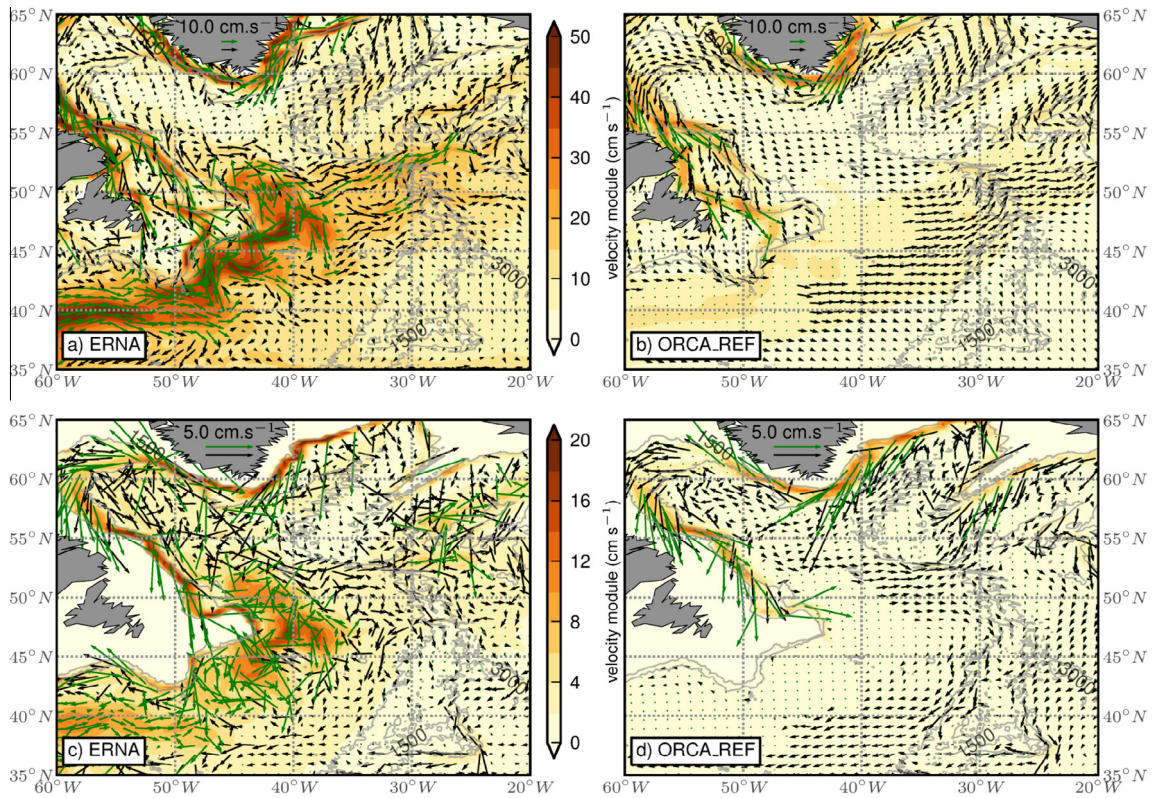


Fig. 6. Velocity fields in ERNA (a,c) and ORCA_REF (b,d) at the surface (top panels) and at 1511 m depth (bottom panels), averaged over the years 1990–2009. The background color corresponds to the modulus of velocity. Currents larger than 10 cm s^{-1} at the surface and 5 cm s^{-1} at depth are rescaled to the respective current speed threshold and shown in green.

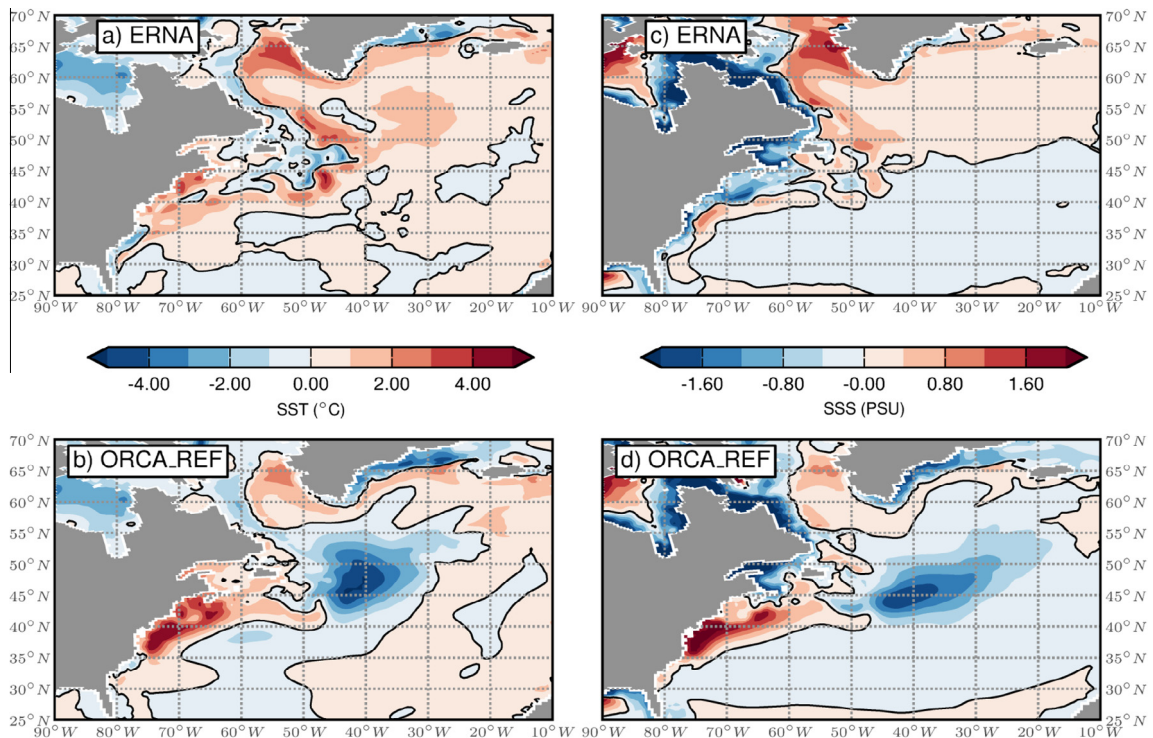


Fig. 7. Sea Surface Temperature (SST) (a,b) and Sea Surface Salinity (SSS) (c,d) anomalies to observed Levitus climatology (in $^{\circ}\text{C}$ and PSU) in ERNA (a,c) and ORCA_REF (b,d), averaged over the period 1990–2009.

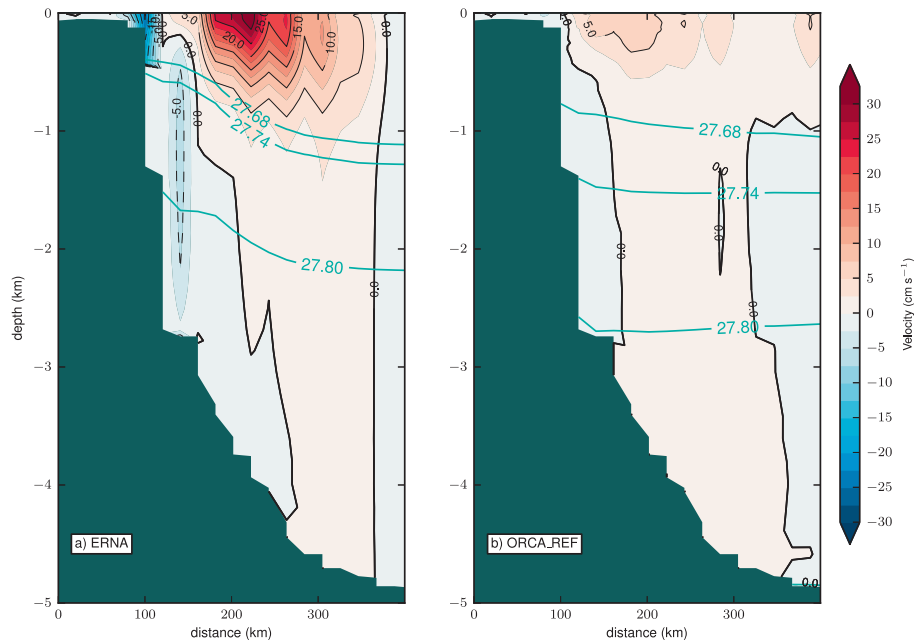


Fig. 8. Cross section velocities (cm s^{-1} , $\text{C.I } 5 \text{ cm s}^{-1}$) through SCH (located on Fig. 1), in ERNA (a) and ORCA_REF (b) with overlaid σ_0 isopycnals (blue contours density in kg m^{-3}). Simulation outputs are averaged over the period 1990–2009. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

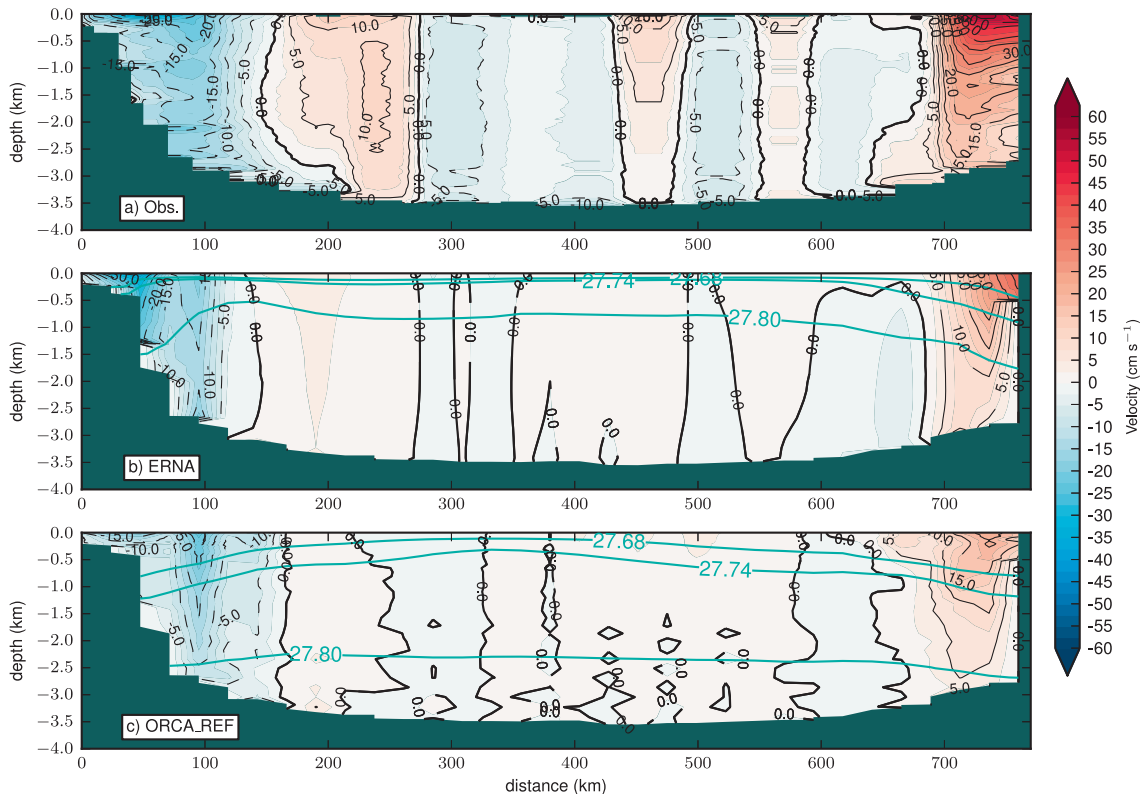


Fig. 9. Same as Fig. 4 for section AR7. Observations are composites of repeated measurements [1995–1996–1998–2001–2003–2008] (Hall et al., 2013).

and the Labrador Current at the southern end flow cyclonically around the Labrador Sea. In ERNA, the barotropic structure of currents matches quite well that of the composite of Hall et al. (2013) (see their Fig. 5(a)). Remarkable features arise in ERNA with anticyclonic recirculation cells offshore of both boundary currents, which

have already been described in observations (Lavender et al., 2000; Hall et al., 2013). Note also that the West Greenland Current is tilted offshore at depth as found in observations, although the simulated tilt is underestimated. This is presumably due to the underestimation of the Denmark Strait Overflow Water in ERNA, which

is also visible in the deep Labrador Current, a bias that is common to OGCM even at higher resolution (Treguier et al., 2005). In ORCA_REF, the boundary currents are weaker and broader than in ERNA and the interior recirculation cell is hardly visible.

Convective activity in the Labrador Sea, as illustrated by the winter (February–April) mixed layer depth (MLD), differs significantly between experiments with a deeper mixed layer over a larger area in ERNA than in ORCA_REF (Fig. 10, based on the 0.03 kg m^{-3} density criteria). In ERNA, contrary to ORCA_REF, deep winter mixed layers develop also in the narrow Labrador Current, consistent with observations of upper Labrador Sea Water formation (Pickart et al., 1997) and another high resolution model (Deshayes et al., 2007). Note that the presence of subtropical warm waters in the NWC contributes to limiting the southward extension of the negative convective patch in ERNA.

In the Irminger Sea, the mean winter MLD reaches 800 m depth to the southeast of Greenland in ERNA, a pattern apparently linked to the Labrador Sea convective patch which does not exist in ORCA_REF. Convection in the Irminger Sea is consistent with observations (Vage et al., 2011a; Vage et al., 2008; Pickart et al., 2003) and other simulations (Deshayes et al., 2007).

The climatology of observed winter MLD (de Boyer Montégut, 2004), updated to include ARGO float data to September 2008 on

a $2^\circ \times 2^\circ$ grid resolution) shows values hardly deeper than 400 m depth in the central Labrador Sea, suggesting that both simulations largely overestimate the mixed layer depth (it exceeds 2400 m and 1600 m in ERNA and ORCA_REF respectively).

It should be kept in mind that simulated mean values cover the period 1990–2009, different to the period of observation used for the climatology data (essentially ARGO data from 1995 to 2008). Still, it must be noted that winter MLD is overestimated in ERNA and ORCA_REF, a bias common to ocean hindcasts using NEMO (Rattan et al., 2010).

Although the winter mean MLD (Fig. 10(a) and (b)) over the period 1990–2009 seems lower in ORCA_REF than in ERNA, a monthly time series (not shown) of MLD, averaged in a box located in the central Labrador Sea, shows that this statement depends effectively on the period considered. During strong convective events in the early 1990s, the MLD is of the same order of magnitude in both experiments reaching deeper than 2500 m. It is only in late the 1990s that the MLD is significantly lower in ORCA_REF than in ERNA. Our interpretation is that the spatial resolution in ERNA is not sufficient to reproduce the mesoscale restratification processes parameterized with GM in ORCA_REF. An additional low-resolution experiment (ORCA_NOG) without GM parameterization has been performed over the same period to illustrate the impact of GM on

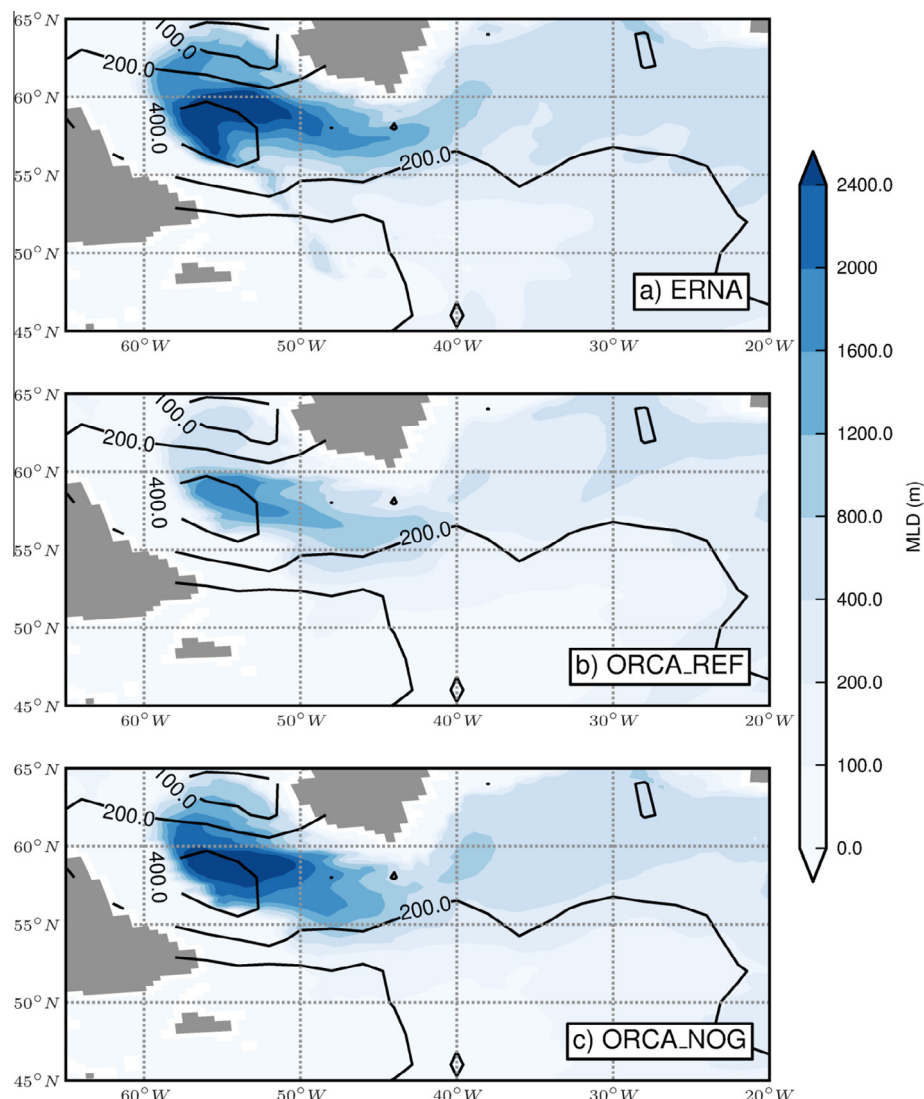


Fig. 10. Winter (February–April) mixed layer depth (m) over the period 1990–2009 in the Labrador and Irminger Seas in ERNA (a), ORCA_REF (b) and ORCA_NOG (c). Black contours represent (de Boyer Montégut, 2004) climatology.

convection. The winter mean MLD is very similar in amplitude to ERNA, but it differs in shape (Fig. 10(c)). Hence spatial resolution in ERNA hardly affects the spatial structure of the convective patch in the subpolar gyre, despite at least partially resolving the meso-scale activity. Mesoscale restratification processes can be indirectly evaluated via surface EKE. In ERNA, local maximum ($80 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ contour) arises north of 60°N and extends to the northwest along the Western Greenland Current (Fig. 11(b)). This pattern corresponds to a relatively shallower mixed layer (Fig. 10(a)). In observations it is shifted westward around 52°W and extends to the south. This structure is associated with eddies known as Irminger rings, which are important for restratification in the interior Labrador Sea (Chanut et al., 2008). Their mis-representation in ERNA largely contributes to the overestimated winter MLD. Irminger rings are related to a topographic feature near Cape Desolation with very close isobaths on the cross-shore direction (Katsman et al., 2004; Eden and Böning, 2002) which seems to require a representation of the bathymetry with an even higher resolution than the one of ERNA. Note that AVISO observations are not able to capture EKE activity beneath the sea-ice cover near the coast around the Irminger and Labrador Seas, so it is not possible to evaluate EKE local maxima in the coastal strip simulated in ERNA.

3.4. The Nordic Seas

Similarly to the subpolar gyre, the Nordic Seas receive heat from the subtropics via the NAC and release it to the atmosphere as dense water is formed. They are also the source region for water

masses overflowing the Greenland-Scotland ridge, which constitute the densest components of the DWBC. Spatial resolution seems to affect both processes, convection and overflow.

As found in the Labrador Sea, the mean winter mixed layer depth is substantially deeper in ERNA compared to ORCA_REF and, again, exceeds observed climatology (Fig. 12). Nevertheless, the spatial structure of the convective patch is clearly more realistic in ERNA, centered around $75^\circ\text{N}, 0^\circ\text{E}$, while it is located along the Norwegian coast in ORCA_REF. Simulation ORCA_NOG produces a mean winter MLD very similar to ORCA_REF, suggesting that convective processes are not well developed in both experiments in this area. As a result, it is likely that the location of the convective patch is improved in ERNA because the circulation and thermohaline properties are overall more realistic.

This notwithstanding, in ERNA the East Greenland Current is narrower and stronger than in ORCA_REF (observations are not available to make a direct comparison). This reduces the offshore extension of sea-ice, in particular in summer, which, in turn, induces large SST (up to 1°C) and SSS (up to 1 PSU) anomalies near the sea-ice edge as the ocean fraction that is free of ice is directly exposed to radiative and turbulent fluxes. These anomalies are then progressively advected southward toward the Irminger and Labrador Seas where they contribute to a large-scale warm and salty bias. Hence, the increase in resolution in the Nordic Seas has both positive (the improvement of convection location) and negative (warm and salty bias in the subpolar gyre) consequences.

Evaluating the simulated Nordic Seas in detail is beyond the scope of this paper. Still, we speculate here what we describe in

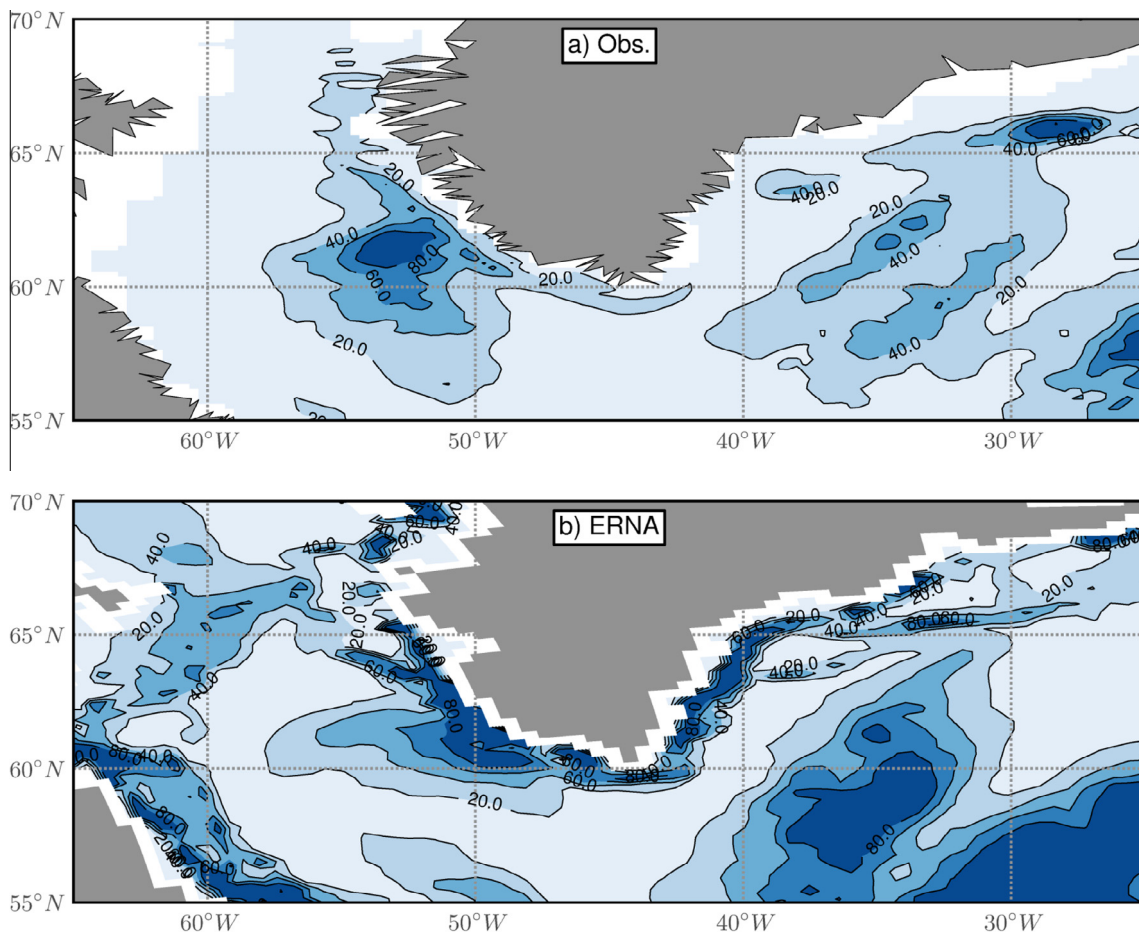


Fig. 11. Same as Fig. 3 for the subpolar gyre.

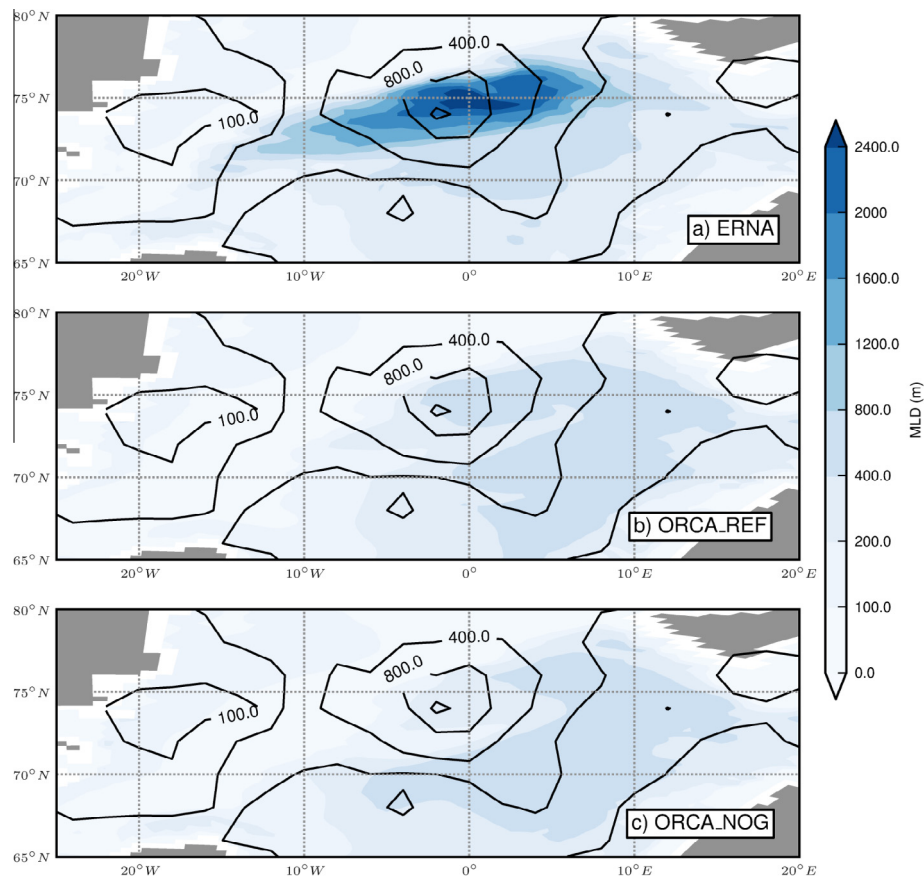


Fig. 12. Winter (February–April) mixed layer depth (m) over the period 1990–2009 in Nordic Seas in ERNA (a), ORCA_REF (b) and ORCA_NOG (c). Black contours represent (de Boyer Montégut, 2004) climatology.

the next section, namely that the improvement of Nordic Seas dense water formation is consistent with the improvement of dense water overflow through the Denmark Strait in ERNA.

4. Impacts on the AMOC

The Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC) is a synthetic representation of the large-scale northward surface flow of warm and salty water and the deep southward return flow of cold and fresh water. In the following we analyse how regional improvements related to the 1/8° nest impact the AMOC in underlining the role of dense water transported by the DWBC from the overflows downstream to mid-latitude. We follow on with a detailed analysis of the latitude dependence of the AMOC maximum, in both density and depth coordinates, to infer the upper ocean influence on the AMOC. Finally, we discuss and compare our findings with observations of the AMOC structure at 26.5°N, near the southern boundary of the nest.

4.1. Meridional overturning streamfunction

We choose to represent the AMOC in σ_2 density space (Fig. 13) because it reveals the contribution of newly formed dense water masses better than the classical depth space AMOC. We ensured that the initial three-year spinup, although short, does not influence the following results through the maximum AMOC at 43°N time series (not shown).

The temporal mean AMOC maximum arises at high latitude close to the North Atlantic convective areas and reaches 24 Sv at 54°N and 17 Sv at 58°N in ERNA and ORCA_REF respectively. A second local AMOC maximum arises to the south in both experiments

revealing again a 7 Sv difference between ERNA and ORCA_REF. These secondary maxima are located at the same latitude and have the same amplitude, namely 21 Sv and 14 Sv for ERNA and ORCA_REF respectively, as the AMOC maxima when calculated in depth space (not shown). This is consistent with previous studies comparing the AMOC in depth and density space (Danabasoglu et al., 2013; Zhang, 2010; Griffies et al., 2009), advocating the use of the latter representation for high latitudes AMOC investigations.

In ERNA the AMOC maximum is located in density layers close to 36.78 kg m⁻³ at high latitude and 36.62 kg m⁻³ for the second maximum, while in ORCA_REF it is close to 36.52 kg m⁻³ at high latitude and 36.39 kg m⁻³ to the south. Hence water masses forming the deep limb of the AMOC are overall denser in ERNA than in ORCA_REF. This also suggests that these water masses tend to become lighter from 55°N southward. This is clearly visible in ERNA, where the overturning streamfunction contours for densities of 36.7–36.85 kg m⁻³ are oriented towards lower density at low latitude. Such trend is not obvious in ORCA_REF, where overturning streamfunction contours in the deep limb of AMOC are either flat or bending towards higher density at low latitude. The latter remains unexplained, although it seems to be a feature common to other ORCA 1/2° simulations (Biastoch et al., 2008, their Fig. 1(d)).

In summary, the contrast in shape and intensity of the AMOC between both experiments is important. Here an increase in horizontal resolution results in a 7 Sv stronger AMOC. It also improves the circulation at the bottom, with a clearly defined deep AMOC limb. The question is where these differences come from, i.e. whether: an increased horizontal resolution is amplifying existing processes or whether there are new processes being represented? We focus firstly on the deep limb of the AMOC, i.e. dense water transport by the DWBC, to answer this question.

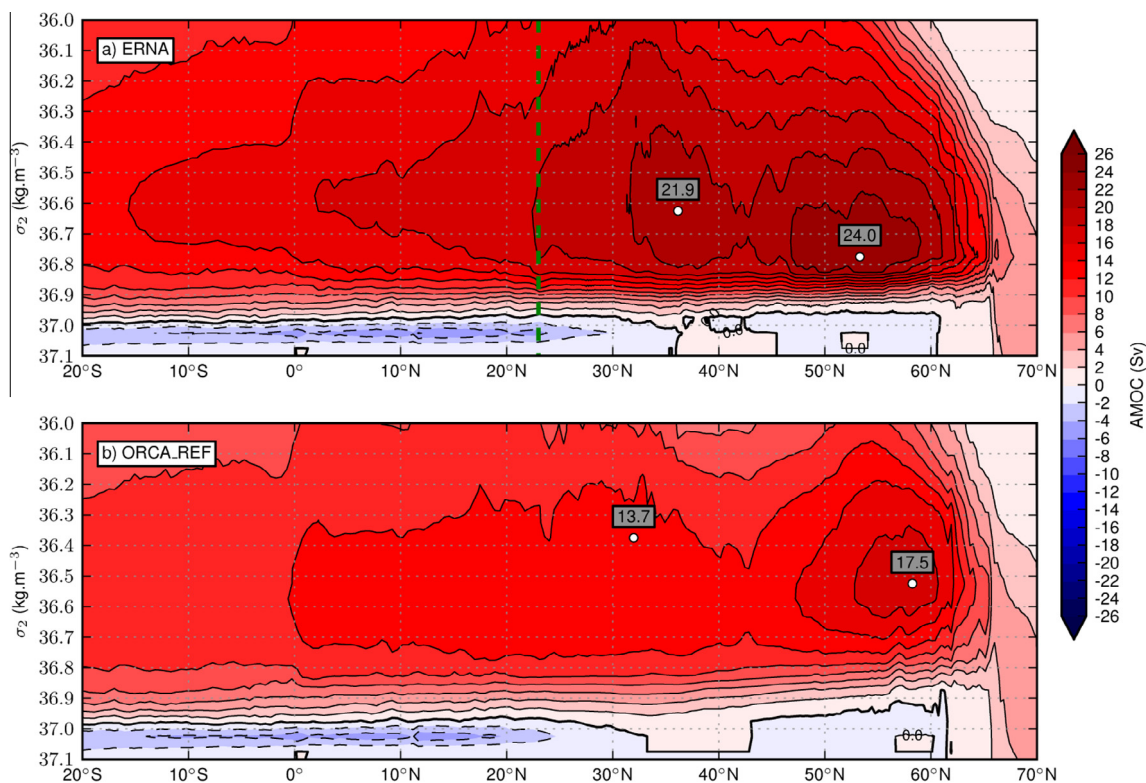


Fig. 13. AMOC in σ_2 coordinates averaged over the period 1990–2009 in ERNA (a) and ORCA_REF (b). Contour interval is 2 Sv. Vertical green dashed line locates the south boundary of the nest. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

4.2. Deep Western Boundary Current

The DWBC constitutes the AMOC deep limb exporting NADW equatorward (see [Lozier \(2012\)](#) for a review on AMOC). We hereafter analyse the DWBC transport and whenever possible compare it with direct observations along its pathways from the Denmark strait overflow down to Cape Hatteras. The total transport in the DWBC is computed for water masses denser than 27.68 kg m^{-3} . We also compute the transport of water masses denser than 27.80 kg m^{-3} that characterizes the North East Atlantic Deep Water and the Denmark Strait Overflow Water masses. All transport calculations are bound onshore by topography and offshore by zero isotach.

We chose seven sections to monitor dense water transport in the DWBC: at its origin at the Denmark strait (section DSO), in the Irminger sea (sections IRM, upstream of the local convection site, and GRE near Cape Farewell), in the Labrador Sea (the south-western part of AR7, and section FIS studied by [Fischer et al., 2010](#)), near Grand Banks (section SCH studied by [Schott et al. \(2006\)](#)) and finally near Cape Hatteras (section LIW along line W, <http://www.whoi.edu/science/PO/linew/index.htm>).

The DWBC total transport ([Fig. 14\(a\)](#)) and transport for densities greater than 27.80 kg m^{-3} ([Fig. 14\(b\)](#)) are systematically larger in ERNA than in ORCA_REF. They increase gradually from the Denmark strait down to the central Labrador Sea, then substantially decrease in the Inter-gyre region through FIS and SCH sections, and finally, in ERNA only, intensify again in the Northern Recirculation Gyre. In ORCA_REF, the DWBC transports at sections SCH and LIW almost vanish, as also indicated by cross-section velocities ([Fig. 8b, 4\(c\)](#)). As a result, both simulations differ in the intensity of DWBC transport, but also in their DWBC pathways through the Intergyre region. Below, we investigate each section in detail, contrasting both simulations and comparing them with observations.

At the Denmark strait, the dense DWBC transport (of water denser than 27.80 kg m^{-3}) is very close to observations in ERNA and

30% higher than in ORCA_REF, the difference reaching almost 1 Sv. The transport of water denser than 27.88 kg m^{-3} reaches 2.4 Sv in ERNA against 1.3 Sv in ORCA_REF, which represents 75% and 54% of the dense transport (of water denser than 27.80 kg m^{-3}) respectively. This suggests that water masses near sill depth are denser in ERNA than in ORCA_REF. Ultimately, the 27.80 kg m^{-3} isopycnal surface in GIN Seas (at about 100 m depth) occupies a larger horizontal area and is located shallower in ERNA than in ORCA_REF, which facilitates the formation of denser water masses by convection.

Downstream of the Denmark Strait through the IRM section the total transport significantly increases in both experiments, reaching almost the same intensity. The dense DWBC transport is strongly reduced in ORCA_REF while it increases in ERNA due to the better resolved entrainment and to the presence of denser water at the Denmark Strait compared to ORCA_REF. We have noted the absence of North East Atlantic Deep Water flowing northward on the western flank of the Reykjanes Ridge in ERNA, which increases the relative contribution of Denmark Strait Overflow Waters in the DWBC, a clear bias in ERNA. The entrainment process is not perfectly resolved in ERNA either as there is no water denser than 27.88 kg m^{-3} in the subpolar gyre, which is contrary to observations.

The total and dense water transports increase from IRM to GRE in both simulations, although to a larger extent in ERNA than in ORCA_REF. This reflects the contribution of the Irminger Gyre ([Vage et al., 2011a](#)). In addition, in ERNA there is a clear export of LSW from the Labrador Sea to the Irminger Sea which then returns to the DWBC, consistent with observations ([Lavender et al., 2000](#)), which is not visible in ORCA_REF. Moreover, convection occurs in the Irminger Sea in ERNA ([Fig. 10\(a\)](#)) and forms water masses denser than 27.74 kg m^{-3} in the 1990s, which contributes to an increase in the dense transport through GRE.

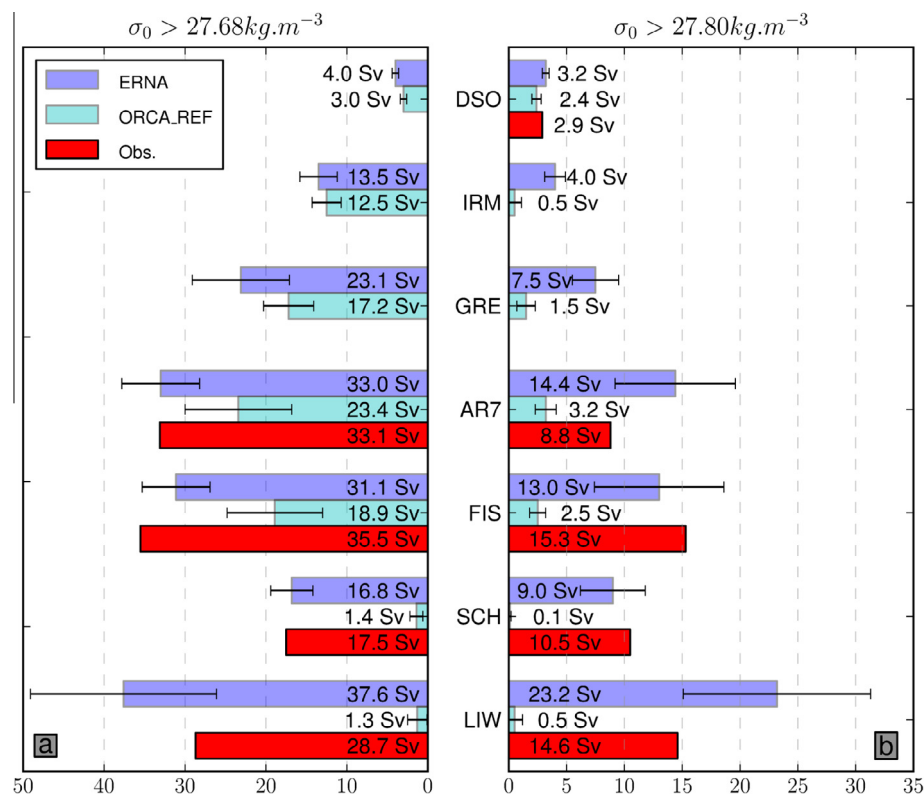


Fig. 14. DWBC transport for $\sigma_0 > 27.68 \text{ kg m}^{-3}$ (a) and $\sigma_0 > 27.80 \text{ kg m}^{-3}$ (b) through sections indicated in Fig. 1 (whiskers indicate the standard deviation). Observations are taken from Vage et al. (2011a) for DSO, Hall et al. (2013) for AR7, Fischer et al. (2010) for FIS, Schott et al. (2006) for SCH, Toole et al. (2011) for LIW.

The total DWBC transport is analysed in both experiments through section AR7. The simulated value in ERNA is very close to observations by Hall et al. (2013). In ORCA_REF it is 33% smaller; this is to be attributed to a weaker transport upstream as described before, a lower level of dense water formation in the Labrador Sea, and also to the missing recirculation in the interior Labrador Sea (Lavender et al., 2000) that feeds back into the Labrador Current (Fig. 9). The dense transport is also much larger in ERNA than in ORCA_REF, because (i) the currents are stronger at depth in ERNA (Fig. 9(b)), and (ii) 27.80 isopycnal is shallower in ERNA (around 1000 m depth) than in ORCA_REF (around 2500 m depth, blue contours in Fig. 9(c)). The latter is due to convection in ERNA that produces water masses denser than 27.80 kg m^{-3} , which is clearly unrealistic. As a result, dense transport in ERNA is larger than the observations.

Observations across section FIS (Fischer et al., 2010) yield similar total transport but larger dense transport than through AR7 (Hall et al., 2013). As at AR7, total and dense water transports in ERNA compares well with FIS observations, while both transports are smaller in ORCA_REF.

Near the Grand Banks, in both experiments the SCH section shows the first strong reduction in total DWBC transport, although already initiated at the FIS section. This region is a key location for interaction between the DWBC and the NAC in ERNA, as suggested by observations (Bower et al., 2011; Kieke et al., 2009), with the circulation of upper Labrador Sea Water eastward along with the NAC downstream of Flemish Cap. Although both experiments show an important decrease in the DWBC transports, it is dramatic in ORCA_REF as there is no dense transport through SCH and hardly any total transport. Indeed, the main pathway for the DWBC in ORCA_REF is eastward at the exit of the subpolar gyre and then southward on both sides of the Mid-Atlantic Ridge, as found in the simulation described by Deshayes et al. (2007) (see Fig. 6(d)). In

ORCA_REF, there is no interior pathway as described by Bower et al. (2009) and associated with a strong eddy activity eastward of the continental shelf between 40°N and 50°N . The pathway along the Mid-Atlantic-Ridge arises in ERNA (Fig. 6(c)), but it is clearly of minor importance (similar as observations by Kieke et al. (2009)), as the DWBC transport across section SCH is close to the AMOC strength at this latitude (20 Sv in density coordinates, and 17 Sv in depth coordinates). It also compares very well with observations, both for the total and for dense transport.

Observations of the circulation across Line W, located north of Cape Hatteras, exhibit the signature of the Northern Recirculation Gyre along with the DWBC at depth (Toole et al., 2011). As noted above, the Northern Recirculation Gyre does not exist in ORCA_REF, but it is well represented in ERNA (Fig. 4(b)). Accordingly, total and dense transport in ERNA compare well with observations, while there is hardly any southward transport through section LIW in ORCA_REF. Note that ERNA transports are actually overestimated, probably due to exaggerated recirculations along the DWBC within the Northern Recirculation Gyre.

In summary, the ERNA experiment is clearly different from ORCA_REF with a stronger DWBC representation all along the western boundary of the North Atlantic. At high latitudes the DWBC transport in ERNA increases gradually from the Denmark Strait, through entrainment downstream in the Irminger Sea and due to the convective process in both the Labrador and Irminger seas. All three processes are poorly simulated in ORCA_REF. In addition, recirculations along DWBC (in the Labrador Sea and the Northern Recirculation Gyre), well reproduced in ERNA only, strengthen the transports (in fact excessively so in the Northern Recirculation Gyre), which contributes to improving the comparison with observations. Finally, there is a clear bias in the pathway of the DWBC in the ORCA_REF Inter-gyre region, which affects all comparisons with observations further south of this region. As a result, DWBC

transports in ERNA are comparable to observations, while transports in ORCA_REF are much smaller and even null south of Flemish Cap.

4.3. Upper ocean influence on the AMOC

When computing the AMOC in density coordinates (AMOC- σ), it is relatively straightforward to relate the DWBC transport with AMOC intensity. By contrast, the AMOC intensity in depth coordinates (AMOC-z) can not be directly related to the DWBC transport because of compensations in the horizontal that are actually indicative of the influence of upper ocean circulation on the AMOC. We explore both perspectives by investigating the latitudinal dependence of AMOC maximum, first in density and then in depth coordinates.

According to the DWBC transport in ERNA, the AMOC- σ increases gradually southward from 5–6 Sv at 68°N (north of the Denmark Strait overflow), up to 24 Sv at 52°N (Fig. 15, black dashed line). This increase is due to entrainment and convective processes, as recirculations along DWBC do not contribute to intensify the AMOC (they nearly cancel out when averaging zonally). The AMOC maximum then decreases in the latitude band 52°–42°N (vertical yellow stripe) which corresponds to the Intergyre region, suggesting intensified mixing in this latitude band, with lighter subtropical water masses transported by NAC. It finally stabilizes around 22 Sv at 35°N, the secondary maximum of the overturning streamfunction (Fig. 13).

The picture emerging from ORCA_REF is very similar (Fig. 15, red dashed line), except that each process strengthening AMOC is hindered, as has already been noted for DWBC transports. On the other hand, the decrease in AMOC in the Intergyre region is more important in ORCA_REF than in ERNA. This suggests that along its peculiar path east of Flemish Cap, NADW experiences more diapycnal mixing with surrounding lighter water masses. Actually, the cumulated southward transport of dense water masses from Flemish Cap eastward reveals that most of the AMOC deep limb is located on both sides of the Mid-Atlantic Ridge (not shown). This considerably lengthens the pathway of NADW from the Labrador Sea southward, hence increasing the amount of diapycnal mixing undergone along the route. Indeed, we observe a deepening of the isopycnal surface $\sigma_2 = 36.925 \text{ kg m}^{-3}$ (at a mean rate of [10–20] m year^{-1}) throughout the simulation, with the largest amplitude to the west of the Mid-Atlantic Ridge, in the latitude band that corresponds to the AMOC decrease (purple and yellow stripes), which corresponds to the mean pathway of the DWBC in ORCA_REF.

In calculations of the AMOC in depth coordinates, only one maximum appears at about 35°N in both simulations (Fig. 15, plain lines), as most of the (dense) southward flow in the subpolar gyre is compensated for by a (lighter) northward flow at the same

depth. The latitudinal dependence of the AMOC maximum differs a lot among simulations. In ORCA_REF, the AMOC maximum increases almost linearly from the overflows (vertical cyan stripe) to 35°N, reflecting both (i) the deepening of DWBC (as revealed by the overturning streamfunction in depth coordinates, not shown), and (ii) the uplifting of the penetration depth of the gyre circulation (from barotropic in the subpolar gyre to baroclinic in the subtropical gyre). By contrast, in ERNA there are two sharp increases in AMOC: at the latitudes of Flemish Cap (vertical yellow stripe) and Cape Hatteras (vertical pink stripe), where there are major interactions between the upper ocean circulation and the DWBC. At higher latitudes, the very close depth-coordinates AMOC in ERNA and ORCA_REF, despite the substantial difference in AMOC- σ , is consistent with previous studies (Danabasoglu et al., 2013; Zhang, 2010; Griffies et al., 2009) which support the claim that AMOC-z is not the proper way to investigate the NADW fraction associated with deep water formation.

At 35°N, AMOC-z and AMOC- σ have similar values (22 Sv in ERNA and 14 Sv in ORCA_REF). These are 2 Sv in ERNA and 4 Sv in ORCA_REF smaller than the maximum AMOC- σ at higher latitude. Hence the difference between σ - and z-AMOC maxima is the smallest in ERNA, in which the NAC and the Gulf Stream interact with the DWBC. This suggests that the NADW formation rate alone does not set the amplitude of AMOC at mid-latitude, as the interaction with the upper ocean circulation plays a role as well.

South of 35°N, AMOC- σ and AMOC-z have similar values which are relatively stable in ORCA_REF while they decrease continuously in ERNA, suggesting that both upwelling and diapycnal mixing are very active in the northern part of the subtropical gyre in ERNA.

4.4. AMOC at the RAPID section

Continuous observations along the RAPID section yield an unprecedented direct monitoring of the AMOC strength at 26.5°N. The AMOC amplitude in ERNA, which is 18 Sv at this latitude, compares well with 17.3 Sv from observations (<http://www.noc.soton.ac.uk/rapidmoc/>), although the depth-cumulated transport differs in the deep AMOC limb, the thickness of the simulated one being underestimated (Fig. 16(a)). Such a bias also exists in ORCA_REF, which in addition has a weak AMOC amplitude (about 13 Sv). It is important to keep in mind that interannual variability in AMOC is substantial, based on observations (Cunningham et al., 2007) as well as modeling experiments (Biastoch et al., 2008), hence comparing AMOC amplitude averaged over different time periods (2004–2011 for RAPID data vs 1990–2009 for model simulations) may lead to significant differences. However, interannual variability cannot explain the large difference in AMOC strength between ERNA and ORCA_REF, associated with a 250 m shallower AMOC maximum depth in ERNA.

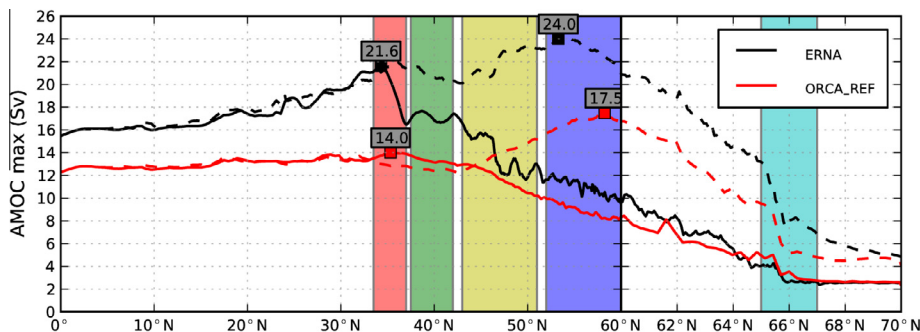


Fig. 15. ERNA (black) and ORCA_REF (red) AMOC maximum at each latitude calculated in depth (solid lines) and density (σ_2 , dash lines) space over the period 1990–2009. Shaded color bands are used in the text for clarity. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

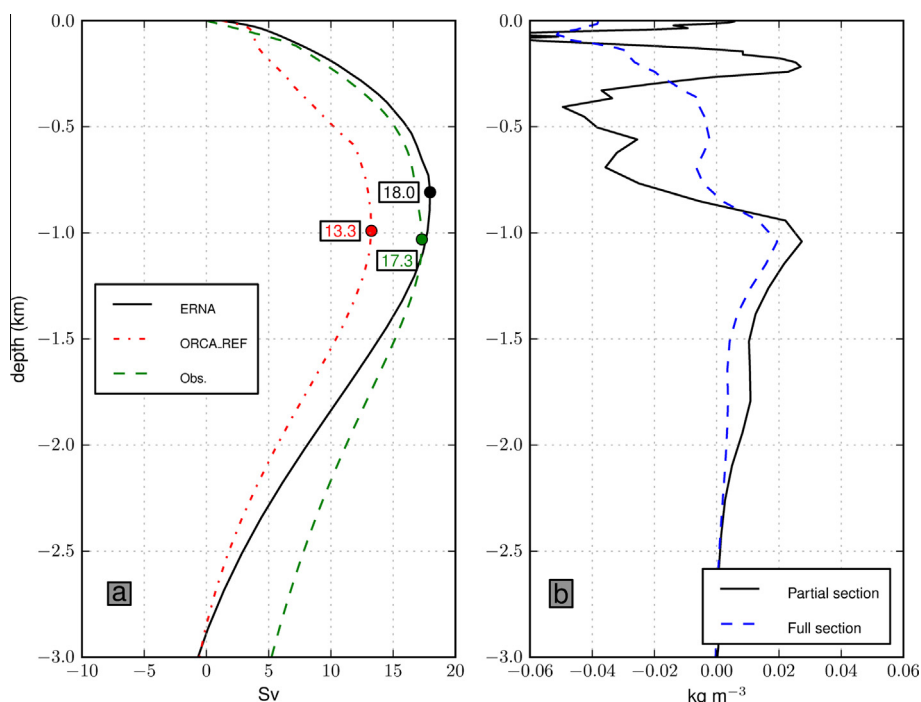


Fig. 16. Thermohaline and circulation characteristics at 26.5°N: (a) zonally integrated meridional transport cumulated from the surface downward (Sv) in ERNA (solid line), ORCA_REF (dash-dotted line) and RAPID observations (dashed line, <http://www.noc.soton.ac.uk/rapidmoc/>) and (b) σ_0 zonal mean differences (kg m^{-3}) between ERNA and ORCA_REF (calculated over the full section, dashed line, and in the western part only, solid line). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

Finally, we compare the two simulated density structures at this latitude (Fig. 16(b)), averaged over the whole basin (blue line) and along the western boundary (85°W–70°W, black line). Two patterns clearly emerge above and beneath 900 m depth. From 900 m down to 3000 m depth, ERNA is denser than ORCA_REF. This is particularly the case along the western boundary, suggesting a primary contribution from the NADW transported by the DWBC. Between 300 m and 900 m depth, ERNA is lighter than ORCA_REF along the western boundary, but this difference almost disappears when averaging it over the whole section, indicating that ERNA is denser than ORCA_REF in the eastern part of the basin. Both effects can be seen as changes in the thermocline depth (confirmed by temperature and salinity differences over the section, not shown) that is deeper to the west and shallower to the east of the basin in ERNA compared to ORCA_REF. It is expected that increasing spatial resolution intensifies horizontal fronts, but how this would project onto thermocline depth remains unclear. At the eastern part of the basin, thermocline uplifting is also due to a better representation of the Mediterranean overflow in ERNA (vertical sections not shown).

5. Discussions

This study shows how an increase in the resolution significantly impacts the North Atlantic circulation at surface and at depth. We now discuss these improvements and their impact on AMOC as it remains difficult, even at $1/8^\circ$ resolution, to represent some processes.

5.1. Bathymetry and numerics

The horizontal resolution increase is a major difference between the ORCA_REF and ERNA experiments, together with a few numerical changes. This increase allows the model to better reproduce the topographic constraint on currents that flow, for instance,

over the continental rise as the DWBC. The topography impacts the behavior of currents in key regions such as the Grand Banks where the NAC and the DWBC cross, or off the Southwest Greenland coast where abrupt topographic changes contribute to the generation of eddies (Katsman et al., 2004). In addition, we also point out that improvements in the representation of boundary currents are related to numerical choices such as horizontal viscosity and momentum advection scheme which are known to impact dynamics in the North Atlantic.

5.2. DWBC assessment

In order to assess the impact of improved western boundary current systems on the AMOC, we compare the transport in the DWBC through a few sections in ERNA, ORCA_REF and from observations. We acknowledge that we compare, in Fig. 14, the simulated DWBC transport averaged over 1990–2009 with sparse and irregularly sampled observations. However, we are restricting the simulated mean values over the same years as observations does not significantly change the result. In particular, the transport of the densest water masses ($\sigma_0 > 27.80 \text{ kg m}^{-3}$) through the AR7 south-west end section is overestimated. This is due to an excessive transformation of surface water masses in the Labrador Sea similar to that detailed in Gulev et al. (2007). Those overly dense water masses formed in the Labrador Sea replace both the missing Denmark Strait Overflow Water and the Iceland Scotland Overflow Water in ERNA; this explains why the total DWBC transport in ERNA is close to observations. The DWBC transport in ERNA is then improved for incorrect reasons; we are currently investigating whether and how this affects the mechanisms of AMOC variability in ERNA.

5.3. Overflows

Not surprisingly for a vertical Z-level model, overflows are not well resolved either in ERNA or in ORCA_REF. Nevertheless, dense

water transport ($\sigma_0 > 27.80 \text{ kg m}^{-3}$) through the Denmark strait in ERNA is closer to observations than in ORCA_REF (Fig. 14). A section showing normal velocities and isopycnals (not shown) reveals that this improvement is related to stronger southward currents as well as the presence of denser water masses in the range [$\sigma_0 > 27.80$ and 27.88] kg m^{-3} . We show that convective activity has been enhanced in the Nordic Seas in ERNA compared to ORCA_REF, which increases dense water production in this density range.

5.4. NAC short-cut

From ORCA_REF to ERNA, the NAC circulation off Newfoundland has clearly improved, leading to more realistic water mass characteristics in the intergyre region at the surface (Fig. 7(b)) and at depth. Nevertheless, it is also worth noting the existence of a NAC short-cut on the southeast side of the subpolar gyre that directly feeds the Irminger current with warm and salty water advected from the subtropical gyre. This feature and its baroclinic destabilization likely explain the overestimated EKE (exceeding $80 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ seen in Fig. 11). It occupies a large area in the southeastern part of the Irminger Sea. This pattern, which also appeared in $1/12^\circ$ NEMO regional configurations (see Dussin and Treguier (2010), their Fig. 1), develops rapidly after the beginning of the simulation (within a few years). We hypothesize that this pattern is a consequence of existing biases in water masses leading to a weaker vertical density gradient in the eastward flow (from the northwest corner). It then becomes more barotropic and thus more sensitive to the Reykjanes ridge tail topography which constrains the flow to follow planetary potential vorticity contours, oriented meridionally in this area. This idea is supported by numerical experiments in Zhu et al. (2010) (their Fig. 9): the NAC short-cut does not exist in a simulation using full spectral nudging on temperature and salinity while it appears when relaxing this forcing. As a consequence of this short-cut in ERNA, temperature and salinity biases (Fig. 7(a) and (c)) remain in the North Atlantic at surface and at depth. Biases are even amplified very locally off the Greenland and the Labrador coasts with respect to ORCA_REF.

The salinization bias in particular is common to numerous configurations as illustrated by Treguier et al. (2005) when analysing four high resolution model spanning [$1/6^\circ$ – $1/12^\circ$]. They suggest an advective origin and rule out surface forcing and vertical mixing which differed between models. Rattan et al. (2010) go further, emphasizing that the initial central Labrador Sea salinity drift (lasting for 10 years) is linked to misrepresented freshwater pathways on both sides of Greenland, and to overestimated transport of warm and salty water by the Irminger current. We found the same drift and adjustment time period in both ERNA and ORCA_REF, using either inter-annual or a repeated normal year forcing. Interestingly, following the suggestion of Rattan et al. (2010), we apply a very weak SSS restoring within a 400 km wide band offshore (so almost no salinity restoring is applied in the subpolar gyre) to avoid spurious weak Eastern Greenland Current freshwater transport, but it has no clear impact on this salinity drift either in ERNA or ORCA_REF.

5.5. Deep intergyre circulation

The Intergyre surface circulation differs drastically between ERNA and ORCA_REF; this is also the case at depth. Indeed, in ORCA_REF almost all DWBC transport exiting the Labrador Sea is exported eastward from Flemish Cap. One fraction flows through the Charlie Gibbs Fracture Zone and then recirculates in the subpolar gyre, while the rest flows southward along both sides of the Mid-Atlantic Ridge. Observations reported in Kieke et al. (2009) suggest that such an interior pathway exists for NADW, but that the main

southward core of NADW remains along the continental shelf in the intergyre region. In ORCA_REF, the interior pathway is predominant and almost no NADW flows across the SCH section. Spence et al. (2012) suggest that coarse resolution models (1°) using high viscosity values have difficulties representing interior pathways for NADW towards low latitudes. Perhaps because it employs relatively low viscosity, ORCA_REF is not affected by this issue. In ERNA, both pathways are visible but the DWBC path along the western continental shelf is, by far, predominant, in agreement with observations.

5.6. Model-dependency of the results

Increasing the horizontal resolution over the North Atlantic from $1/2^\circ$ to $1/8^\circ$ leads to a strong intensification of the time mean AMOC maximum in our experiments. It is noteworthy that this result contrasts with the one obtained by Hodson and Sutton (2012). Indeed, when using two coupled AOGCM with oceanic resolution 1° and $1/3^\circ$, the time mean maximum AMOC intensities (over 70 years of integration) were 22 Sv and 20 Sv at Cape Hatteras respectively. Hence the AMOC of their 1° ocean presents a higher intensity than the $1/2^\circ$ ORCA_REF (whose average is only 14 Sv and endures a weakening trend over 20 years), while their $1/3^\circ$ has a value of the same order as ERNA $1/8^\circ$. In Hodson and Sutton (2012), AMOC magnitudes arise concurrently with an overestimation (by nearly a factor 2 in the 1° ocean configuration) of mean mass transports through both the Denmark and Iceland-Scotland straits compared to observations (Shaffrey et al., 2009). So the tendency to increase the mean AMOC as resolution increases, demonstrated in our forced model, may be hindered by compensating biases in coupled models. It is also important to keep in mind the resolution increase when performing experiments like the ones for this study and for those conducted by Hodson and Sutton (2012): their highest resolution remains insufficient to resolve mesoscale processes in the subpolar region or in the subtropical North Atlantic. Hence our results are not directly comparable to theirs, although the methodology may look similar.

5.7. Impact of the nest outside its imprint

The grid refinement over the north Atlantic uses a two-way nesting approach that allows information exchange from fine to coarse grids. Hence anomalies arise when comparing ERNA and ORCA_REF outside the nested area.

To the North of the nest, near FRAM strait, an intensified Western Svalbard Current transports more subtropical water northward, leading to warmer (0.3°C) and saltier (0.1 PSU) water masses at 500 m depth. These changes develop on annual time scale; hence a longer simulation is necessary to assert their overall impact on the Arctic heat budget, and hence thermohaline circulation and other changes rapidly appear immediately after the beginning of the simulation. To the west of Svalbard, a strong local warming (up to 1°C) appears at the surface; its origin remains unclear. At the same time, a large salinization patch (up to 0.4 PSU) arises along the northeast Greenland coast over the shelf. The latter seems to be due to an intensified northward coastal current in ERNA that transports relatively salty water masses from lower latitudes. Concurrently, we notice 1 Sv cyclonic anomaly in barotropic stream function around Greenland.

To the South of the nest, a large cooling pattern at 500 meter depth develops (reaching -0.5°C at the end of the simulation) in ERNA compared to ORCA_REF over a large area of the South Atlantic basin (from the equator to 35°S). It clearly reflects an oceanic adjustment through rapid (within the first year) Kelvin waves propagating southward along the American coast, followed by Rossby waves propagating westward (on an interannual timescale)

from the African coast, consistent with the theoretical study of Johnson and Marshall (2002). The process that triggers initial Kelvin waves remains unclear, but it is without doubt located within the nest and not present in ORCA_REF. As for the Arctic, ERNA should be integrated for much longer time periods in order to clarify the role of these anomalies in the South Atlantic and beyond.

Finally, differences in maximum AMOC between ERNA and ORCA_REF are visible far beyond the southern boundary of the nest. They increase progressively in time and reach after approximately 15 years, respectively 4.0 Sv, 3.2 Sv and 2.8 Sv at the equator, 20°S and 40°S. We cannot exclude that larger AMOC anomalies develop on a longer time scale, as thermohaline properties are advected through the South Atlantic to the Southern Ocean.

6. Conclusion

In this paper we determine the impact of horizontal resolution on the North Atlantic western current system and the AMOC, using two hindcast ocean simulations: ERNA (a 1/8° grid refinement over the North Atlantic embedded in a global ORCA 1/2° grid) and ORCA_REF (a global ORCA 1/2° grid only) that have been integrated for 20 years using the same interannual forcing. The higher horizontal resolution clearly leads to large improvements in the Gulf Stream, North Atlantic Current and Deep Western Boundary Current mean pathways. We perform a detailed analysis of the DWBC behavior and show that it is stronger in ERNA than in ORCA_REF, both due to the formation of overly dense water in the Labrador and Irminger Seas and improved overflows. Besides, we describe substantial changes in the DWBC pathway between ERNA and ORCA_REF in the intergyre region. While in ORCA_REF, the DWBC pathway follows a dominant unrealistic interior route, while it hugs the continental rise in ERNA (with a secondary interior pathway in agreement with observations, Kieke et al. (2009)). Improvements in amplitude and structures of both the upper and deep circulation all contribute to improving the mean AMOC.

When computing the AMOC in density space, which is more adapted to follow dense water mass transport, the AMOC shape and maximum intensity look very different. The first (second) AMOC maximum arising in the subpolar gyre (at low latitudes near Cape Hatteras) presents a stronger intensity in ERNA of 6 Sv (up to 8 Sv) than in ORCA_REF. We point out an important process, setting the AMOC maximum in addition to overflows and convection through the interaction between the upper ocean circulation and the DWBC mainly near Flemish Cap and Cape Hatteras. This interaction seems to control the intensity of the second AMOC maximum at low latitudes. In ORCA_REF, the decrease of AMOC from the Subpolar to Subtropical latitudes is due to the dominant DWBC interior pathway which does not allow for a proper interaction with NAC and enhances diapycnal mixing of NADW with surrounding lighter water masses, hence the subsequent AMOC decrease. Following Hodson and Sutton (2012), density anomalies linked to deep water formation in high latitudes propagate along the DWBC down to the subtropics, therefore a biased DWBC interior pathway as simulated in ORCA_REF may potentially affect the AMOC adjustment to high latitude perturbations, hence its variability. In this framework it would be interesting to extend this analysis to other low resolution ocean models that tend to underestimate the AMOC as illustrated in Griffies et al. (2009). The relative low AMOC intensities [4–14 Sv at 45°N] may be partly due to the DWBC behavior in the intergyre region as illustrated in ORCA_REF.

Despite the numerous improvements highlighted in the ERNA experiment, limited salinity and temperature biases remain especially in the subpolar gyre where mesoscale processes are not correctly reproduced and further resolution increase or specific parameterizations for fine scale processes may be needed. These

biases tend to be amplified as resolution increases, which may be due to a positive feedback from sea-ice in the Nordic Seas.

Due to the two-way nesting, consequences of the increased resolution and associated circulation changes are generated outside the nest boundaries, and these are noticeable. For instance, differences in the AMOC maximum in the North Atlantic propagate into most of the Southern Atlantic and reach almost 3 Sv at 40°S at the end of the simulation. Thus we anticipate significant changes in the Southern Ocean circulation for longer integrations in ERNA. The same is true for the Arctic Ocean, where substantial changes are already visible, in particular around Greenland. Thus for local and global reasons and because the North Atlantic exerts such an important role in water mass formation, we believe that this configuration could be a good alternative to global high resolution configurations in ocean-only mode as well as coupled to an atmospheric model.

Acknowledgments

We are grateful to R. Curry, M. Hall and D. Torres for providing ready-to-use observations of the circulation across AR7W and Line W; to G. Garric for his advice when preparing the atmospheric forcing dataset; to M. Vancoppenolle and P. Mathiot for their help on the sea-ice model; and to all contributors to the DRAKKAR consortium from which this work has benefited a great deal. For the analysis of simulated transports through DWBC sections, PAGO tools were used (<http://www.whoi.edu/science/PO/pago>). Simulations have been realized using HPC resources from GENCI-IDRIS (Grant 2012-i2013012202). This work was funded by the European Commission's 7th Framework Programme, under Grant Agreement number 282672, EMBRACE project. We also acknowledge the three anonymous reviewers for their helpful comments.

References

- Barnier, B., Madec, G., Penduff, T., Molines, J.M., Treguier, A.M., 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., Cuevas, B., 2006. Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy-permitting resolution. *Ocean Dyn.* 56 (5–6), 543–567. <http://dx.doi.org/10.1007/s10236-006-0082-1>, URL: <http://www.springerlink.com/index/10.1007/s10236-006-0082-1>.
- Benshila, R., Durand, F., Masson, S., Bourdall-Badie, R., de Boyer Montgut, C., Papa, F., Madec, G., 2013. The upper bay of bengal salinity structure in a high-resolution model. *Ocean Modell.* <http://dx.doi.org/10.1016/j.ocemod.2013.12.001>, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1463500313002059>.
- Biastoch, A., Böning, C.W., Getzlaff, J., Molines, J.M., Madec, G., 2008. Causes of interannualdecadal variability in the meridional overturning circulation of the midlatitude North Atlantic Ocean. *J. Clim.* 21 (24), 6599–6615. <http://dx.doi.org/10.1175/2008JCLI2404.1>, URL: <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2008JCLI2404.1>.
- Blanck, B., Delecluse, P., 1993. Low frequency variability of the tropical atlantic ocean simulated by a general circulation model with mixed layer physics. *J. Phys. Oceanogr.* 23, 1363–1388.
- Bower, S., Hunt, H., 2000. Lagrangian observations of the Deep Western Boundary Current in the North Atlantic Ocean. Part II: The Gulf Stream Deep Western Boundary Current crossover *. *J. Phys. Oceanogr.* 1990, 784–804.
- Bower, A.S., Lozier, M.S., Gary, S.F., Böning, C.W., 2009. Interior pathways of the North Atlantic meridional overturning circulation. *Nature* 459 (7244), 243–247. <http://dx.doi.org/10.1038/nature07979>, URL: <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/19444214>.
- Bower, A., Lozier, S., Gary, S., 2011. Export of labrador sea water from the subpolar North Atlantic: a Lagrangian perspective. *Deep Sea Res. Part II: Top. Stud. Oceanogr.* 58 (17–18), 1798–1818. <http://dx.doi.org/10.1016/j.dsr2.2010.10.060>, URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0967064511000233>.
- Brodeau, L., Barnier, B., Treguier, A.M., Penduff, T., Gulev, S., 2010. An ERA40-based atmospheric forcing for global ocean circulation models. *Ocean Modell.* 31 (3–4), 88–104. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ocemod.2009.10.005>, URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500309002017>.
- Bryan, F.O., Hecht, M.W., Smith, R.D., 2007. Resolution convergence and sensitivity studies with North Atlantic circulation models. Part I: The western boundary current system. *Ocean Modell.* 16 (3–4), 141–159. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ocemod.2006.08.005>, URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500306000904>.

- Burchard, H., 2002. Energy-conserving discretisation of turbulent shear and buoyancy production. *Ocean Modell.* 4 (34), 347–361. [http://dx.doi.org/10.1016/S1463-5003\(02\)00009-4](http://dx.doi.org/10.1016/S1463-5003(02)00009-4), URL: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1463500302000094>>.
- Chanut, J., Barnier, B., Large, W., Debret, L., Penduff, T., Molines, J.M., Mathiot, P., 2008. Mesoscale eddies in the Labrador Sea and their contribution to convection and restratification. *J. Phys. Oceanogr.* 38 (8), 1617–1643. <http://dx.doi.org/10.1175/2008JPO3485.1>, URL: <<http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2008JPO3485.1>>.
- Chassignet, E.P., Garraffo, Z.D., 2001. Viscosity parameterization and the Gulf Stream separation. In: From Stirring to Mixing in a Stratified Ocean: Proc. Aha Huliioa Hawaiian Winter Workshop, Honolulu, HI, University of Hawaii at Manoa, pp. 37–41.
- Coetlogon, D., Frankignoul, C., Bentsen, M., 2006. Gulf stream variability in five oceanic general circulation models. *J. Phys. Oceanogr.* 36, 2119–2135.
- Cunningham, S.A., Kanzow, T., Rayner, D., Baringer, M.O., Johns, W.E., Marotzke, J., Longworth, H.R., Grant, E.M., Hirschi, J.J.M., Beal, L.M., Meinen, C.S., Bryden, H.L., 2007. Temporal variability of the Atlantic meridional overturning circulation at 26.5°N. *Science (New York, NY)* 317 (5840), 935–938. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1141304>, URL: <<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/17702940>>.
- Danabasoglu, G., Yeager, S.G., Bailey, D., Behrens, E., Bi, D., Biastoch, A., Bozec, A., Cassou, C., Chassignet, E., Danilov, S., Diansky, N., Farneti, R., Fernandez, E., Fogli, P.G., Forget, G., Gusev, A., Heimbach, P., Howard, A., Griffies, S.M., Kelley, M., Large, W.G., Leboissetier, A., Lu, J., Marsland, S.J., Masina, S., Navarra, A., George, A.J., Samuels, B.L., Scheinert, M., Terray, L., Treguier, A.M., Tsujino, H., Valcke, S., Voldoire, A., Wang, Q., 2014. North Atlantic simulations in coordinated oceanic reference experiments phase II (CORE-II). Part I: Mean. *Ocean Modell.* 73, 76–107. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ocemod.2013.10.005>, URL: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500313001868>>.
- de Boyer Montégut, C., 2004. Mixed layer depth over the global ocean: an examination of profile data and a profile-based climatology. *J. Geophys. Res.* 109 (C12), C12003. <http://dx.doi.org/10.1029/2004JC002378>, URL: <<http://www.agu.org/pubs/crossref/2004/2004JC002378.shtml>>.
- Debret, L., Vouland, C., Blayo, E., 2008. AGRIF: adaptive grid refinement in Fortran. *Comput. Geosci.* 34 (1), 8–13. <http://dx.doi.org/10.1016/j.cageo.2007.01.009>, URL: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S009830040700115X>>.
- Deshayes, J., Frankignoul, C., Drange, H., 2007. Formation and export of deep water in the Labrador and Irminger Seas in a GCM. *Deep Sea Res. Part I: Oceanogr. Res. Papers* 54 (4), 510–532. <http://dx.doi.org/10.1016/j.dsr.2006.12.014>, URL: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0967063707000039>>.
- Dickson, R., Brown, J., 1994. The production of North Atlantic deep water: sources, rates, and pathways. *J. Geophys. Res.* 99 (C6), 12319–12341.
- Ducet, N., Le Traon, P.Y., Reverdin, G., 2000. Global high-resolution mapping of ocean circulation from TOPEX/Poseidon and ERS-1 and -2. *J. Geophys. Res.* 105 (C8), 19477. <http://dx.doi.org/10.1029/2000JC900063>, URL: <<http://www.agu.org/pubs/crossref/2000/2000JC900063.shtml>>.
- Dussin, R., Treguier, A.M., 2010. Evaluation of the NATL12-BRD81 simulation. Technical Report. URL: <<http://www.drakkar-ocean.eu/publications/reports>>.
- Eden, C., Böning, C., 2002. Sources of eddy kinetic energy in the Labrador Sea. *J. Phys. Oceanogr.* 32 (12), 3346–3363. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0485\(2002\)032<3346:SOEKEI>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0485(2002)032<3346:SOEKEI>2.0.CO;2), URL: <[http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485\(2002\)032<3346:SOEKEI>2.0.CO;2](http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485(2002)032<3346:SOEKEI>2.0.CO;2)>.
- Ezer, T., 1994. On the interaction between the Gulf stream and the New England Seamount chain. *J. Phys. Oceanogr.*, 24.
- Fischer, J., Visbeck, M., Zantopp, R., Nunes, N., 2010. Interannual to decadal variability of outflow from the Labrador Sea. *Geophys. Res. Lett.* 37 (24), L24610. <http://dx.doi.org/10.1029/2010GL045321>, URL: <<http://www.agu.org/pubs/crossref/2010/2010GL045321.shtml>>.
- Fox-Kemper, B., Ferrari, R., 2008. Parameterization of mixed layer eddies. Part II: Prognosis and impact. *J. Phys. Oceanogr.* 38 (6), 1166–1179. <http://dx.doi.org/10.1175/2007JPO3788.1>, URL: <<http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2007JPO3788.1>>.
- Gnanadesikan, A., Griffies, S.M., Samuels, B.L., 2007. Effects in a climate model of slope tapering in neutral physics schemes. *Ocean Modell.* 16 (1–2), 1–16. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ocemod.2006.06.004>, URL: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500306000679>>.
- Griffies, S.M., Biastoch, A., Böning, C., Bryan, F., Danabasoglu, G., Chassignet, E.P., England, M.H., Gerdes, R., Haak, H., Hallberg, R.W., Hazeleger, W., Jungclaus, J., Large, W.G., Madec, G., Pirani, A., Samuels, B.L., Scheinert, M., Gupta, A.S., Severijns, C.A., Simmons, H.L., Treguier, A.M., Winton, M., Yeager, S., Yin, J., 2009. Coordinated ocean-ice reference experiments (COREs). *Ocean Modell.* 26 (1–2), 1–46. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ocemod.2008.08.007>, URL: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500308000182>>.
- Gulev, S.K., Barnier, B., Molines, J.M., Penduff, T., Chanut, J., 2007. Impact of spatial resolution on simulated surface water mass transformations in the Atlantic. *Ocean Modell.* 19 (3–4), 138–160. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ocemod.2007.07.004>, URL: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500307000960>>.
- Hall, M.M., Torres, D.J., Yashayaev, I., 2013. Absolute velocity along the AR7W section in the Labrador Sea. *Deep Sea Res. Part I: Oceanogr. Res. Papers* 72, 72–87. <http://dx.doi.org/10.1016/j.dsr.2012.11.005>, URL: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0967063712002257>>.
- Herbaut, C., Sirven, J., Deshayes, J., 1987. Sensitivity of the meridional transport in a 1.5-layer ocean model to localized mass sources. *J. Mar. Res.* 2006 (64), 819–833.
- Hodson, D.L.R., Sutton, R.T., 2012. The impact of resolution on the adjustment and decadal variability of the Atlantic meridional overturning circulation in a coupled climate model. *Clim. Dyn.* <http://dx.doi.org/10.1007/s00382-012-1309-0>, URL: <<http://www.springerlink.com/index/10.1007/s00382-012-1309-0>>.
- Hsieh, W., 1983. The free kelvin wave in finite-difference numerical models. *J. Phys. Oceanogr.* 13 (8), 1383–1397.
- Johnson, H., Marshall, D.P., 2002. A theory for the surface Atlantic response to thermohaline variability. *J. Phys. Oceanogr.* 32, 1121–1132.
- Katsman, C.A., Spall, M.A., Pickart, R.S., 2004. Boundary current eddies and their role in the restratification of the Labrador Sea. *J. Phys. Oceanogr.* 34, 1967–1983.
- Kieke, D., Klein, B., Stramma, L., Rhein, M., Koltermann, K.P., 2009. Variability and propagation of Labrador Sea water in the southern subpolar North Atlantic. *Deep Sea Res. Part I: Oceanogr. Res. Papers* 56 (10), 1656–1674. <http://dx.doi.org/10.1016/j.dsr.2009.05.010>, URL: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0967063709001058>>.
- Large, W., Yeager, S., 2004. Diurnal to decadal global forcing for ocean sea ice models: the data set and fluxes climatologies. Rep. NCAR/TN-460+STR, National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado.
- Large, W.G., Yeager, S.G., 2008. The global climatology of an interannually varying air-sea flux data set. *Clim. Dyn.* 33 (2–3), 341–364. <http://dx.doi.org/10.1007/s00382-008-0441-3>, URL: <<http://link.springer.com/10.1007/s00382-008-0441-3>>.
- Lavender, K., Davis, R., Owens, W., 2000. Mid-depth recirculation observed in the interior Labrador and Irminger seas by direct velocity measurements. *Nature* 407 (6800), 66–69. <http://dx.doi.org/10.1038/35024048>, URL: <<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/10993072>>.
- Levitus, S., Boyer, T., Conrigh, M., Johnson, D., O'Brien, T., Antonov, J., Stephens, C., Garfield, R., 1998. World Ocean Database 1998, Introduction. vol. I, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., NOAA Atlas NESDIS 18, 346 pp.
- Le Sommer, J., Penduff, T., Theetten, S., Madec, G., Barnier, B., 2009. How momentum advection schemes influence current-topography interactions at eddy permitting resolution. *Ocean Modell.* 29 (1), 1–14. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ocemod.2008.11.007>, URL: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500308001753>>.
- Lozier, M.S., 2012. Overturning in the North Atlantic. *Annu. Rev. Mar. Sci.* 4 (1), 291–315. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-marine-120710-100740>, URL: <<http://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev-marine-120710-100740>>.
- Madec, G., 2008. NEMO ocean engine. Technical Report; Note du Pole de modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France, No. 27, ISSN No. 1288-1619.
- Marsaleix, P., Auclair, F., Floor, J.W., Herrmann, M.J., Estournel, C., Pairaud, I., Ulses, C., 2008. Energy conservation issues in sigma-coordinate free-surface ocean models. *Ocean Modell.* 20 (1), 61–89. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ocemod.2007.07.005>, URL: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1463500307000984>>.
- Marshall, J., Johnson, H., Goodman, J.A., 2001. Study of the Interaction of the North Atlantic Oscillation with Ocean Circulation. *J. Clim.* 14 (7), 1399–1421. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442\(2001\)014<1399:ASOTIO>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442(2001)014<1399:ASOTIO>2.0.CO;2), URL: <<http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0442%282001%29014%3C1399%3AASOTIO%3E2.0.CO%3B2>>.
- Mellor, G., Blumberg, A., 2004. Wave breaking and ocean surface layer thermal response. *J. Phys. Oceanogr.* 34, 693–698.
- Penduff, T., Le Sommer, J., Barnier, B., Treguier, A.M., Molines, J.M., Madec, G., 2007. Influence of numerical schemes on current-topography interactions in 1/4 global ocean simulations. *Ocean Sci.*, 509–524.
- Pickart, R.S., Spall, M.A., Lazier, J.R., 1997. Mid-depth ventilation in the western boundary current system of the sub-polar gyre. *Deep Sea Res. Part I: Oceanogr. Res. Papers* 44 (6), 1025–1054. [http://dx.doi.org/10.1016/S0967-0637\(96\)00122-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0967-0637(96)00122-7), URL: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0967063796001227>>.
- Pickart, R.S., Straneo, F., Moore, G., 2003. Is Labrador Sea water formed in the Irminger basin? *Deep Sea Res. Part I: Oceanogr. Res. Papers* 50 (1), 23–52. [http://dx.doi.org/10.1016/S0967-0637\(02\)00134-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0967-0637(02)00134-6), URL: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0967063702001346>>.
- Rattan, S., Myers, P.G., Treguier, A.M., Theetten, S., Biastoch, A., Böning, C., 2010. Towards an understanding of Labrador Sea salinity drift in eddy-permitting simulations. *Ocean Modell.* 35 (1–2), 77–88. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ocemod.2010.06.007>, URL: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500310001009>>.
- Roulet, G., Madec, G., 2000. Salt conservation, free surface, and varying levels: a new formulation for ocean general circulation models. *J. Geophys. Res.* 105, 23,927–23,942.
- Schott, F.A., Fischer, J., Dengler, M., Zantopp, R., 2006. Variability of the Deep Western Boundary Current East of the grand banks. *Geophys. Res. Lett.* 33 (21), 3–7. <http://dx.doi.org/10.1029/2006GL026563>, URL: <<http://www.agu.org/pubs/crossref/2006/2006GL026563.shtml>>.
- Shaffrey, L.C., Stevens, I., Norton, W.A., Roberts, M.J., Vidale, P.L., Harle, J.D., Jrrar, A., Stevens, D.P., Woodage, M.J., Demory, M.E., Donners, J., Clark, D.B., Clayton, A., Cole, J.W., Wilson, S.S., Connolley, W.M., Davies, T.M., Iwi, A.M., Johns, T.C., King, J.C., New, A.L., Slingo, A., Steenman-Clark, L., Martin, G.M.U.K., 2009. HiGEM: the new UK high-resolution global environment model description and basic evaluation. *J. Clim.* 22 (8), 1861–1896. <http://dx.doi.org/10.1175/2008JCLI2508.1>, URL: <<http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2008JCLI2508.1>>.

3.1. IMPROVEMENTS OF SIMULATED WESTERN NORTH ATLANTIC CURRENT SYSTEM AND IMPACTS ON THE AMOC

C. Talandier et al./Ocean Modelling 76 (2014) 1–19

19

- Smith, R.D., Maltrud, M.E., Bryan, F.O., Hecht, M.W., 2000. Numerical Simulation of the North Atlantic Ocean at 1/10. *J. Phys. Oceanogr.*, 1532–1561.
- Spall, M.A., 1996. Dynamics of the Gulf Stream/Deep Western Boundary Current Crossover. Part II: Low-frequency internal oscillations. *J. Phys. Oceanogr.* 26, 2169–2182.
- Spence, P., Saenko, O.A., Sijp, W., England, M., 2012. The role of bottom pressure torques on the interior pathways of North Atlantic deep water. *J. Phys. Oceanogr.* 42 (1), 110–125. <http://dx.doi.org/10.1175/2011JPO4584.1>, URL: <<http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2011JPO4584.1>>.
- Srokosz, M., Baringer, M., Bryden, H., Cunningham, S., Delworth, T., Lozier, S., Marotzke, J., Sutton, R., 2012. Past, present, and future changes in the Atlantic meridional overturning circulation. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 93 (11), 1663–1676. <http://dx.doi.org/10.1175/BaMs-d-11-00151.1>.
- Toole, J.M., Curry, R.G., Joyce, T.M., McCartney, M., Pen, B., 2011. Transport of the North Atlantic Deep Western Boundary Current. *Deep-Sea Res.* 58, 1768–1780. <http://dx.doi.org/10.1016/j.dsr2.2010.10.058>.
- Treguier, A.M., Theetten, S., Chassignet, E.P., Penduff, T., Smith, R.D., Talley, L.D., Beisman, J., Boning, C.W., 2005. The North Atlantic subpolar gyre in four high-resolution models. *J. Phys. Oceanogr.* 2002, 757–774.
- Vage, K., Pickart, R.S., Moore, G.W.K., Ribergaard, M.H., 2008. Winter mixed layer development in the central Irminger Sea: the effect of strong, intermittent wind events. *J. Phys. Oceanogr.* 38 (3), 541–565. <http://dx.doi.org/10.1175/2007JPO3678.1>, URL: <<http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2007JPO3678.1>>.
- Vage, K., Pickart, R.S., Sarafanov, A., Knutsen, O.Y., Mercier, H., Lherminier, P., van Aken, H.M., Meincke, J., Quadfasel, D., Bacon, S., 2011a. The Irminger gyre: circulation, convection, and interannual variability. *Deep Sea Res. Part I: Oceanogr. Res. Papers* 58 (5), 590–614. <http://dx.doi.org/10.1016/j.dsr.2011.03.001>, URL: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0967063711000562>>.
- Vage, K., Pickart, R.S., Spall, M.A., Valdimarsson, H., Jónsson, S., Torres, D.J., Østerhus, S., Eldevik, T., 2011b. Significant role of the North Icelandic Jet in the formation of Denmark Strait overflow water. *Nat. Geosci.* 4. <http://dx.doi.org/10.1038/NNGEO1234>.
- Weese, S.R., Bryan, F.O., 2006. Climate impacts of systematic errors in the simulation of the path of the North Atlantic Current. *Geophys. Res. Lett.* 33 (19), 1–6. <http://dx.doi.org/10.1029/2006GL027669>, URL: <<http://www.agu.org/pubs/crossref/2006/2006GL027669.shtml>>.
- Zhang, R., 2010. Latitudinal dependence of Atlantic meridional overturning circulation (AMOC) variations. *Geophys. Res. Lett.* 37 (16), 1–6. <http://dx.doi.org/10.1029/2010GL044474>, URL: <<http://www.agu.org/pubs/crossref/2010/2010GL044474.shtml>>.
- Zhang, R., Vallis, G.K., 2007. The role of bottom vortex stretching on the path of the North Atlantic Western Boundary Current and on the Northern recirculation gyre. *J. Phys. Oceanogr.* 37 (8), 2053–2080. <http://dx.doi.org/10.1175/JPO3102.1>, URL: <<http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JPO3102.1>>.
- Zhu, J., Demirov, E., Dupont, F., Wright, D., 2010. Eddy-permitting simulations of the sub-polar North Atlantic: impact of the model bias on water mass properties and circulation. *Ocean Dyn.* 60 (5), 1177–1192. <http://dx.doi.org/10.1007/s10236-010-0320-4>, URL: <<http://www.springerlink.com/index/10.1007/s10236-010-0320-4>>.

3.2 Discussions

Comme nous l'avons montré dans l'article, augmenter la résolution entraîne des améliorations régionales de la circulation et des propriétés thermohalines dans les zones du Gulf Stream, de la dérive Atlantique Nord, dans la gyre subpolaire ainsi que les mers Nordiques mais également en profondeur en lien avec le DWBC.

Nous développons par la suite deux aspects relatifs au DWBC mentionnés dans l'article : le premier concerne la route empruntée par le DWBC dans son écoulement de la gyre subpolaire vers la gyre subtropicale ; le second aborde ces conséquences sur la circulation en surface.

3.2.1 Circulation du DWBC dans l'intergyre

Le contraste de la circulation en surface et sub-surface dans l'intergyre est très marqué entre ERNA et ORCA_REF comme détaillé dans l'article. En profondeur ce contraste est tout aussi important. Nous avons évalué dans l'article (Fig. 14), le transport du DWBC à travers plusieurs sections pour les deux classes de densité supérieure à 27.68 kg m^{-3} et 27.80 kg m^{-3} . Dans l'expérience ERNA(ORCA_REF), ce transport à travers la section à 43° N est de 16.8 Sv (1.4 Sv) et de 9 Sv (0.1 Sv) et les estimations tirées de Schott et al. (2006) donnent des valeurs de 17.5 Sv et 10.5 Sv pour les deux classes de densités. Alors que le transport est en bon accord avec les observations dans ERNA, celui-ci est largement sous-estimé dans ORCA_REF du fait de la quasi-inexistence du DWBC à travers cette section comme le montre les vitesses à cette latitude (Figure 8 de l'article). Pourtant juste à la sortie de la mer du Labrador à 53° N , il existe bien un transport du DWBC dans ORCA_REF, bien que plus faible par rapport aux observations données par Fischer et al. (2010).

La carte des vitesses à 1500 m (Figure 6 de l'article) donne un premier éclairage sur la route effectivement empruntée par le DWBC dans les deux expériences. Dans ORCA_REF, le DWBC s'oriente vers l'est juste après la sortie de la mer du Labrador, avec une fraction qui traverse la fracture de Charlie Gibbs pour alimenter le bassin d'Islande et l'est de la ride Médio-Atlantique (MAR), et une autre vers le sud le long du flanc ouest de la MAR. Dans ERNA on distingue les mêmes branches de courant, bien que le champ de vitesse révèle plus de petites échelles, mais avec une présence bien marquée du DWBC le long du talus dans toute la zone de l'intergyre.

Pour confirmer ce constat, nous avons calculé le transport méridien cumulé pour les eaux plus denses que 27.68 kg m^{-3} (correspondant à la branche profonde de l'AMOC) du bord ouest au bord est du bassin Atlantique à 48° N (Figure 3.1). A cette latitude, le transport vers le

sud le long du talus dans ORCA_REF est très faible (de l'ordre de 1 Sv) contre presque 40 Sv dans ERNA. En s'éloignant de la côte vers l'est ce transport s'inverse vers le nord avant de basculer de nouveau vers le sud de part et d'autre de la MAR autour de 30° W (avec environ 10 Sv (5 Sv) sur le flanc ouest (est) vers le sud).

D'après les observations, il semble que l'export de la Labrador Sea Water (LSW), qui compose la partie supérieure du DWBC, vers la gyre subtropicale ne se fait pas uniquement par le DWBC le long du talus continental. En effet, à partir de flotteurs Lagrangiens lâchés à des profondeurs de 700 m et 1500 m, Bower et al. (2009) montrent que la LSW est exportée vers le sud par le biais de routes intérieures après interaction entre le DWBC et le NAC au niveau de Flemish Cape puis des Grands Bancs. L'étude de Kieke et al. (2009) montre, à partir de sections qui traversent l'intergyre d'ouest en est, et de mouillages positionnés sur le flanc ouest de la MAR qu'il existe bien des routes intérieures comme suggéré par Bower et al. (2009), mais ce passage de LSW vers le sud au niveau de la ride médio-Atlantique (MAR) n'est que très occasionnel ; en outre Kieke et al. (2009) insistent sur le fait que ce passage sur le flanc ouest de la MAR est largement minoritaire.

Par conséquent ces observations permettent de conclure que dans ORCA_REF la route dominante du DWBC le long du flanc ouest de la MAR n'est pas réaliste.

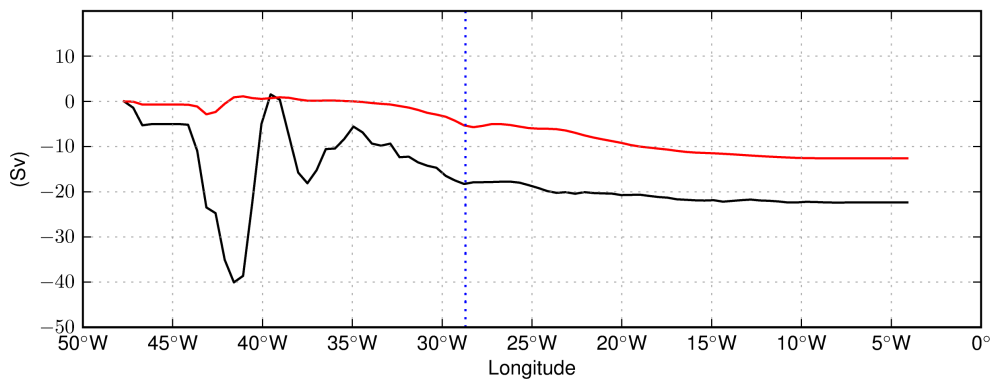


FIGURE 3.1 – Moyenne sur la période 1990-2009 du transport méridien cumulé d'ouest en est à 48° N pour les eaux plus denses que 36.75 kg m^{-3} dans l'expérience ERNA (noir) et ORCA_REF (rouge). En tirets bleus la localisation approximative de la ride médio-Atlantique.

La route suivie par le DWBC dans l'expérience ORCA_REF a des conséquences à la fois sur les propriétés thermohaline des masses d'eau et sur l'intensité de l'AMOC. En suivant une route de part et d'autre de la MAR dans ORCA_REF, le parcours du DWBC vers le sud est plus long que la route prédominante le long du talus entre Flemish Cape et les Grands Bancs. Lors de sa progression le DWBC peut subir un mélange diapycnal plus important entraînant une perte progressive des masses d'eau le constituant.

Afin de mettre en avant ce phénomène nous avons repris la méthodologie développée par Lee

et al. (2002) qui consiste à calculer le taux de changement de la profondeur d'une surface isopycnale entre deux instants soit le terme $\partial z/\partial t$, z étant la profondeur d'une isopycne. Ce diagnostique repose sur le principe que le mouvement vertical d'une isopycne, dans un modèle en coordonnées Z , est dû à la convergence/divergence de l'écoulement et/ou d'un flux diapycnal à travers la surface considérée. En supposant très faible le mélange diapycnal naturel et en se plaçant en profondeur, i.e. éloigné des flux atmosphériques, il est alors possible d'évaluer une vitesse diapycnal W_{dia} en faisant la différence entre la vitesse verticale issue de l'équation de continuité W_{div} , et la vitesse absolue d'une surface isopycnale $\partial z/\partial t$ soit $W_{dia} = W_{div} - \frac{\partial z}{\partial t}$. La convention de signe est positive orientée vers le fond pour être en accord avec Lee et al. (2002). La figure 3.2 représente une carte latitude/ σ_2 du taux de changement $\partial z/\partial t$, entre 1990 et 2009, pour la moyenne zonale de la profondeur z de chaque isopycne σ_2 . Un signe positif correspond à un approfondissement de l'isopycne considérée.

Dans l'expérience ORCA_REF, les isopycnes de densité supérieure à 36.75 kg m^{-3} s'approfondissent entre le début et la fin de la simulation, à une vitesse comprise entre 5 et 10 m an^{-1} entre 35° N et 47° N . Cette vitesse dépasse même les 15 m an^{-1} lorsque la moyenne zonale est restreinte entre 40° W et 30° W . En outre, une carte de ce terme pour l'isopycne 36.925 kg m^{-3} (Figure 3.3) montre que l'approfondissement se produit en grande partie sur le flanc ouest de la MAR à un taux compris entre 10 et 20 m an^{-1} , i.e. le long de la route empruntée par le DWBC vers le sud. Nous notons également qu'au niveau de la pointe de la ride de Reykjanes, ce taux atteint les 30 m an^{-1} .

Nous pensons que le déplacement en profondeur de ces isopycnes le long de la MAR est associé à un flux diapycnal de densité orienté vers la surface (des eaux denses vers les eaux légères). L'évaluation du terme de divergence W_{div} permettrait de trancher mais celui-ci s'avère très bruité et il est donc difficile de conclure. Néanmoins, la structure spatiale du terme $\partial z/\partial t$ qui coïncide avec la position du DWBC sur le flanc ouest de la MAR ainsi que la diminution du maximum de l'intensité de l'AMOC- σ_2 (Fig. 15 de l'article), nous laissent penser qu'un mélange diapycnal est bien à l'oeuvre dans ORCA_REF. D'une part, parce que l'interaction courant/topographie doit engendrer de la turbulence et donc du mélange sur la verticale et d'autre part, parce que le maximum d'intensité de l'AMOC- σ_2 décroît avec la latitude sur toute la zone de l'intergyre dans ORCA_REF diminuant ainsi de plus de 5 Sv ce maximum entre 58° N et 43° N (contre 4 Sv dans ERNA sur une gamme de latitude réduite).

3.2.2 L'influence du DWBC sur la circulation en surface

Les améliorations de la dynamique de surface, détaillées dans l'article, s'expliquent en partie par la présence et l'intensité du DWBC le long du talus dans l'intergyre et la gyre subtropicale dans l'expérience ERNA comme le suggère Zhang and Vallis (2007).

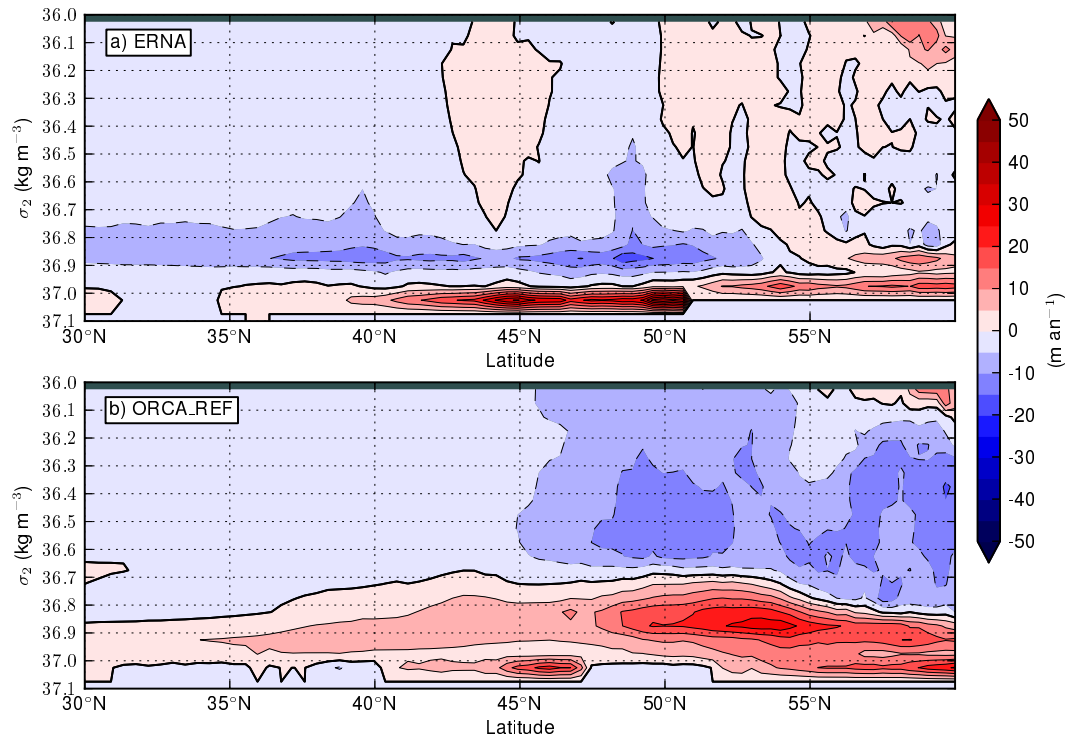


FIGURE 3.2 – Taux de changement σ_2 ($\partial z / \partial t$) de la moyenne zonale de la profondeur des isopycnes entre 1990 et 2009 dans ERNA et ORCA_REF.

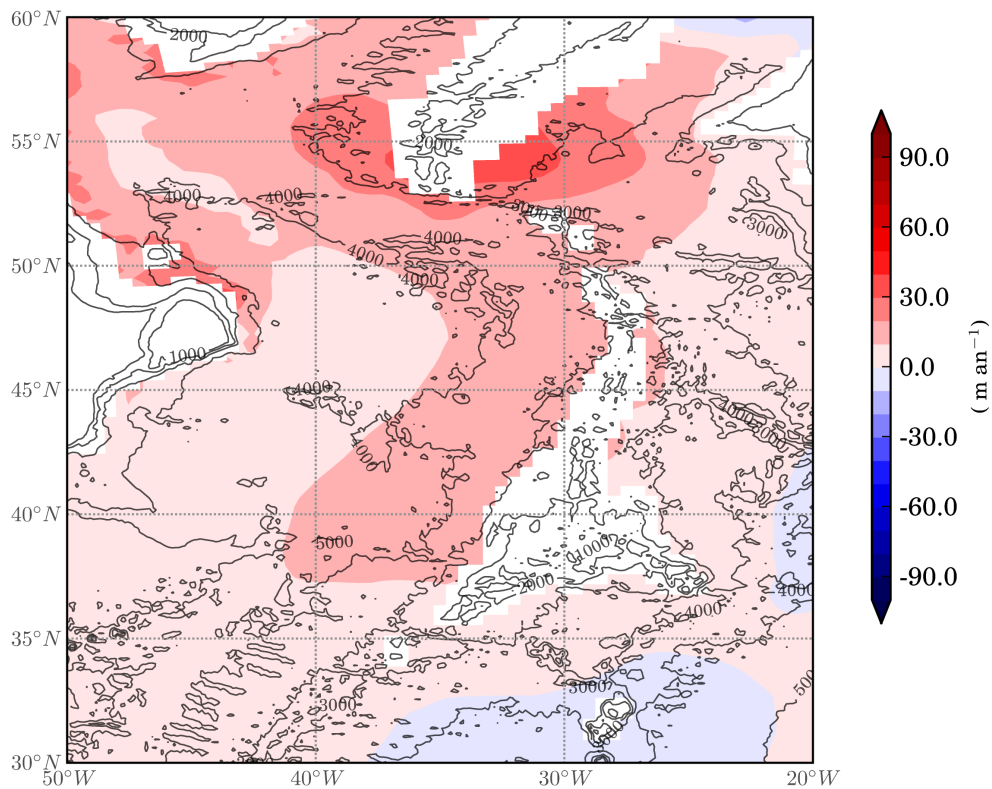


FIGURE 3.3 – Carte du taux de changement de la profondeur de l'isopycne 36.925 kg m^{-3} ($\partial z / \partial t$) entre 1990 et 2009 dans ORCA_REF.

Ces auteurs mettent en avant le mécanisme de "bottom vortex-stretching" comme contribution à ces améliorations. Le terme associé à ce mécanisme apparaît en intégrant sur la verticale l'équation de vorticité linéaire, stationnaire pour un océan homogène en faisant l'approximation du plan β ; soit l'équation $\beta V = \frac{\mathbf{k} \cdot \nabla \wedge \tau}{\rho_0} + A_h \Delta \mathbf{U}_h - f W_b$. La vorticité planétaire (βV , avec V la vitesse méridienne intégrée sur la profondeur) est équilibrée par trois termes qui sont respectivement proportionnels au rotationnel du vent ($\nabla \wedge \tau$),   la viscosité latérale (A_h) et à la vitesse verticale au fond ($-f W_b$); ce dernier représentant le "bottom vortex-stretching". Physiquement, ce terme exprime l'étirement ou la compression de la colonne d'eau résultant du pompage d'Ekman de la couche de fond et de l'écoulement du DWBC à travers les isobaths ($-\mathbf{U}_b \cdot \nabla H$). Zhang and Vallis (2007) montrent que le mécanisme de "bottom vortex-stretching" domine l'équilibre de vorticité dans des zones géographiques où la topographie est abrupte et expliquent ainsi les améliorations mentionnées ci-dessus. Nous avons diagnostiqué le terme de bottom vortex-stretching dans les deux expériences ORCA_REF et ERNA (Figure 3.4). Dans ORCA_REF, ce terme est important le long du talus au large de la côte du Labrador jusqu'à Flemish Cape et présente de larges structures cohérentes dominées par un bottom downwelling ($W_b < 0$) en rouge, i.e. associé à un DWBC orienté vers le large et qui traverse les contours f/H . Plus au sud, l'intensité de ce terme est très faible d  à l'absence du DWBC le long du talus.

ERNA présente de plus petites structures et en plus grand nombre que celles existantes dans ORCA_REF. Le bottom vortex-stretching est relativement important le long du talus continental des gyres subpolaire et subtropicale, mais également dans l'intergyre.

La figure 3.5 représente le terme associé au pompage d'Ekman en surface $\mathbf{k} \cdot \nabla \wedge \tau$. Sans surprise il est rigoureusement identique dans les deux expériences, mais surtout sa valeur est bien inférieure (jusqu'à un ordre de grandeur)   celle du "bottom vortex-stretching" sur le talus continental, là ou il existe bien un DWBC dans les deux expériences.

Par conséquent le terme de "bottom vortex-stretching" domine celui du pompage d'Ekman dans les zones géographiques où le DWBC va interagir avec une topographie marquée et parcequ'il est relativement intense.

Par exemple dans l'expérience ERNA, au niveau de la pointe sud des Grands Bancs ($50^\circ\text{W} - 40^\circ\text{N}$), le passage du DWBC sur la topographie engendre un bottom vortex-stretching positif; la colonne d'eau est donc étirée, générant ainsi une source vorticité positive pour la colonne d'eau qui alimente la gyre de recirculation cyclonique au nord du Gulf Stream. La présence de cette gyre de recirculation influence la position du Gulf Stream et potentiellement celle en aval du NAC.

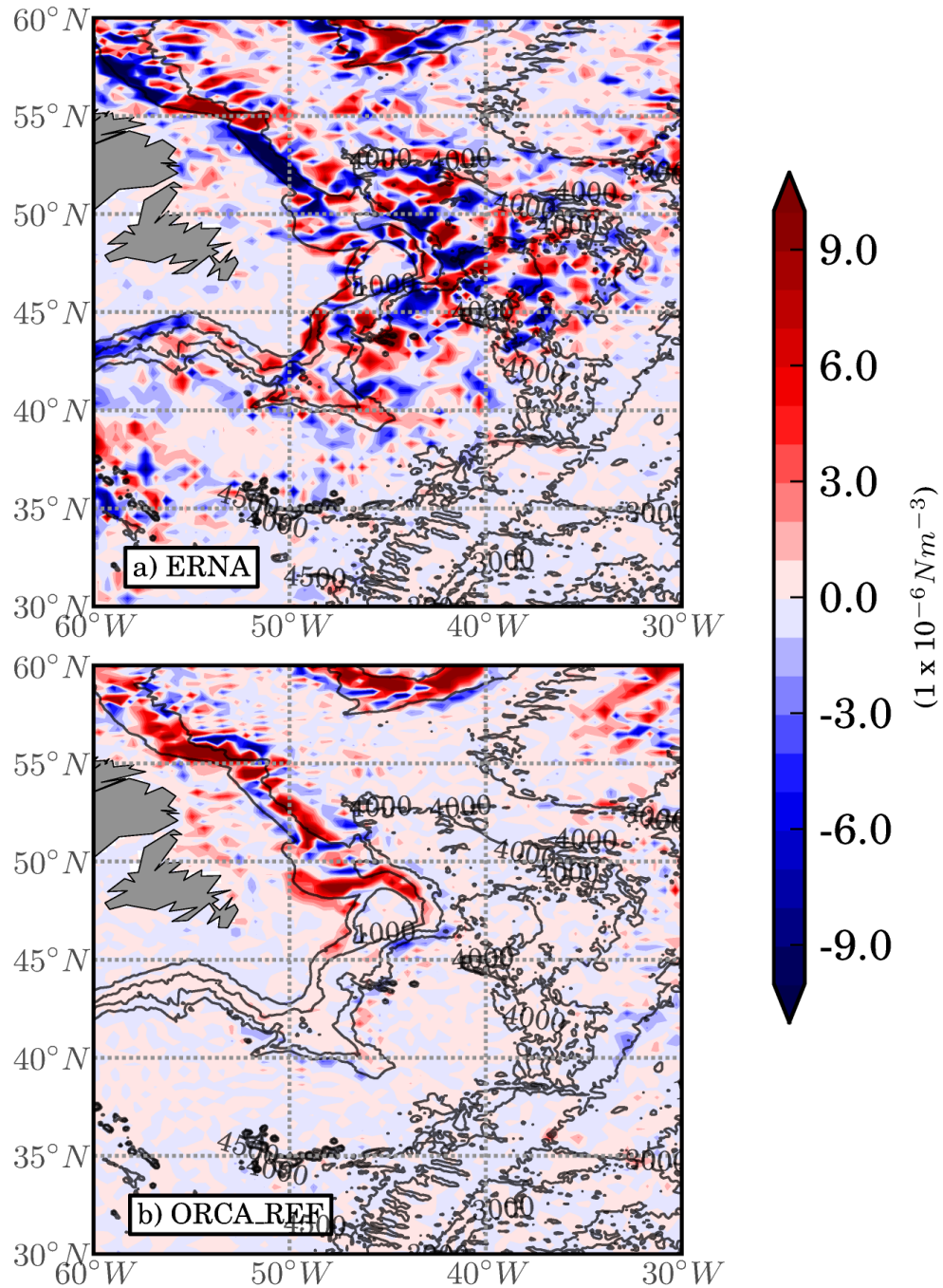


FIGURE 3.4 – Moyenne sur la période 1990-2009 du bottom vortex-stretching $(-\rho_0 f W_b)$ calculée dans ERNA (a) et ORCA_REF (b).

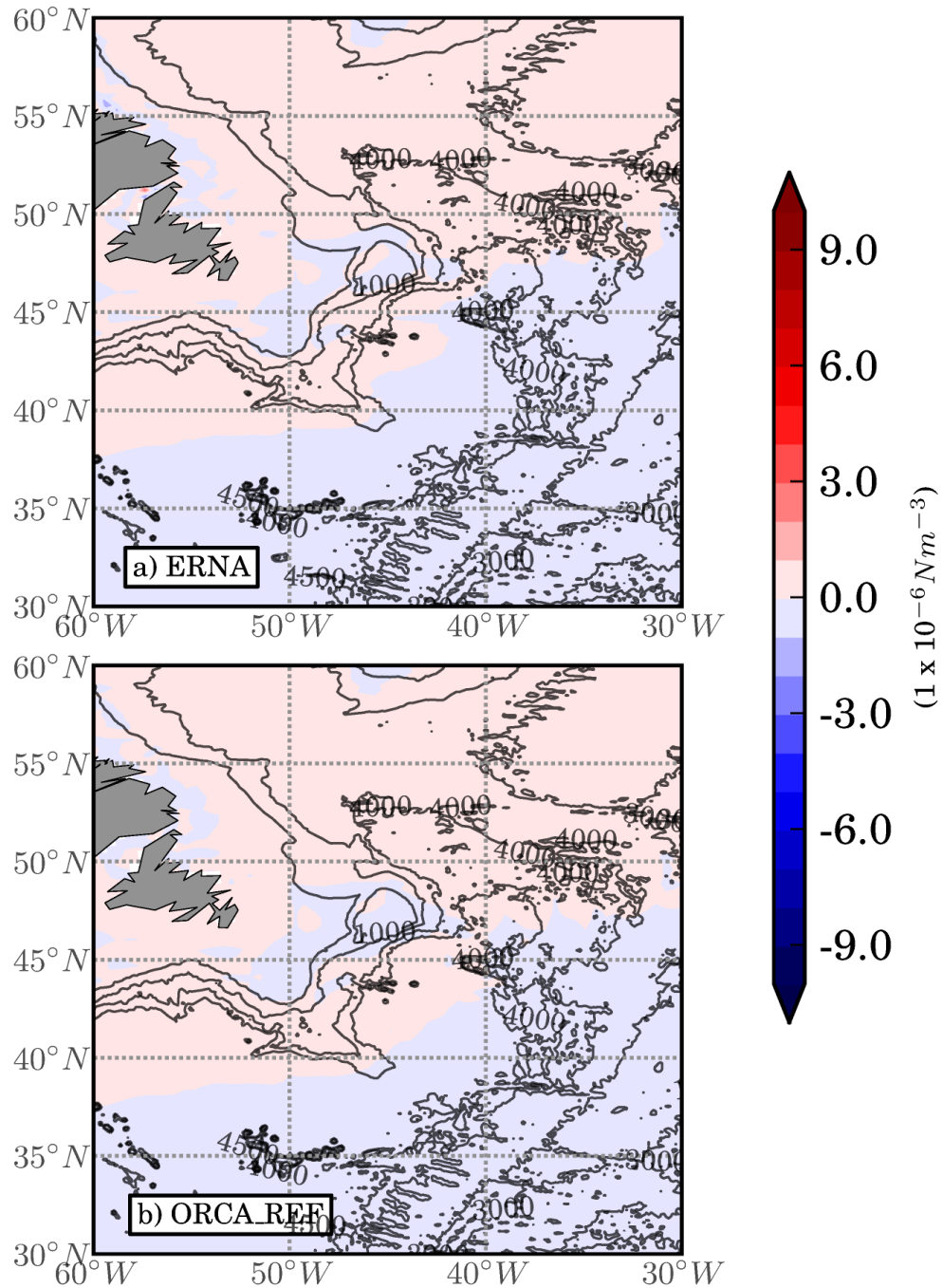


FIGURE 3.5 – Moyenne, sur la période 1990-2009, du terme associé au pompage d'Ekman en surface ($k \cdot \nabla \wedge \tau$) calculée dans ERNA (a) et ORCA_REF (b).

3.2.3 Perspectives

Dans l'expérience ORCA_REF ($1/2^\circ$) le DWBC est représenté de manière quasi-exclusive le long du flanc ouest de la ride médio-Atlantique, ce qui d'après les observations est irréaliste. Nous avons montré que ce comportement a des conséquences sur les propriétés des masses d'eau mais aussi sur l'intensité de l'AMOC.

Un enjeu pour les modèles de circulation générale présentant un comportement similaire serait de comprendre le(s) mécanisme(s) impliqué(s) dans le contrôle du DWBC à la sortie de la gyre sub-polaire. Dans l'étude de Zhang et al. (2011), l'importance des overflows sur l'intensité du DWBC est mise en avant via le mécanisme de bottom vortex-stretching. Néanmoins, dans ORCA_REF, ce terme de bottom vortex-stretching est bien présent au niveau de Flemish Cape, et pourtant le DWBC ne s'écoule pas le long du bord ouest dans l'intergyre; il réfléchit au niveau de Flemish Cape avant de s'orienter vers l'est autour de 50°N . Il y a donc certainement d'autres mécanismes qui ne sont pas pris en compte et qu'il conviendrait de clairement identifier comme l'avaient initié Bryan et al. (2007) avec des résolutions horizontales allant de 0.4° à 0.1° et de nombreux tests de sensibilité aux paramètres de viscosité et de diffusion par exemple.

Concernant l'impact du DWBC sur la dynamique de surface comme la dérive nord Atlantique et le Gulf Stream, le mécanisme de "bottom vortex-stretching" semble être un bon candidat, comme le suggère Zhang and Vallis (2007). Néanmoins, comme nous l'avons fait remarqué précédemment, avec une résolution spatiale plus fine comme dans ERNA ($1/8^\circ$), les structures spatiales associées au bottom vortex-stretching sont bien plus nombreuses, mais aussi plus petites et moins cohérentes que celles présentes dans ORCA_REF. Son rôle peut être moins important en certains endroits et d'autres mécanismes peuvent entrer en ligne de compte. De plus, dans leur étude, Zhang and Vallis (2007) se sont placés dans le cas simplifié d'une couche homogène. Dans la réalité, le DWBC est stratifié et donc composé de plusieurs masses d'eau que l'on peut réduire schématiquement à la LSW et à la DSOW. Il serait intéressant d'explorer l'influence du "bottom vortex-stretching" en réalisant un bilan de vorticité dans un modèle simplifié à deux couches représentant les deux masses d'eau précitées. En outre la méso-échelle pourrait aussi jouer un rôle comme source de vorticité modifiant ainsi la structure sur la verticale du DWBC. C'est l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 4

La structure verticale du DWBC dans la mer du Labrador

Contents

4.1	Processus diapycnal et dynamique du DWBC	59
4.2	Une simulation eddy-resolving de la mer du Labrador	62
4.3	Un modèle simplifié pour le DWBC dans la mer du Labrador . .	72
4.3.1	Equation simplifiée de la conservation de la vorticité relative	73
4.3.2	Analyse des termes de tendance de vorticité dans FER	77
4.4	Conclusions	89

Dans le précédent chapitre, nous avons étudié le comportement du DWBC dans l'Atlantique nord sur l'ensemble de son parcours, i.e. de la gyre subpolaire jusqu'au large de la Floride et notamment son influence sur l'AMOC. Le DWBC transporte plusieurs masses d'eau, formées dans la gyre subpolaire, vers l'équateur contribuant ainsi à la branche profonde de l'AMOC. Dans la suite, nous nous intéressons au DWBC dans la gyre subpolaire et plus précisément aux processus impliqués dans la modification de sa structure dynamique et thermohaline dans la mer du Labrador.

4.1 Processus diapycnal et dynamique du DWBC

Plusieurs études établissent un lien direct entre la formation d'eau dense, la LSW, au coeur de la mer du Labrador et l'intensité de l'AMOC plus au sud. Au cours de son cheminement vers le sud, le DWBC collecte la LSW puis l'exporte en dehors de la gyre subpolaire. Ainsi une modulation du processus diapycnal à l'origine de la LSW se transmettrait directement, via le DWBC, vers le sud. Ce comportement est assez largement observé dans les modèles de climat

ayant une résolution horizontale de l'ordre du degré.

D'autres études modèrent l'importance de la convection à l'intérieur du bassin sur l'intensité du DWBC et par conséquent sur l'AMOC (Pickart and Spall, 2007). Straneo (2006a), Deshayes et al. (2007) mettent en avant, par exemple, un temps de résidence de la LSW de quelques années à l'intérieur de la mer du Labrador pour les eaux nouvellement formées avant d'être exportées dans le courant de bord. Celui-ci est constitué entre autre du DWBC qui évolue en subsurface. Le cisaillement vertical de ce courant est nettement plus marqué à l'ouest des côtes du Groenland qu'il ne l'est au large des côtes du Labrador. Cette évolution est dûe en partie à la modification de la structure dynamique et thermohaline du DWBC entre le nord-est et le sud-ouest de la mer du Labrador. Ce changement est lié à une modification des masses d'eau qui le constituent, en particulier la LSW qui est générée essentiellement au coeur de la mer du Labrador. Sa formation au sein même du courant de bord peut également se produire.

La mer du Labrador peut être divisée en 2 zones distinctes (de façon très schématique) : l'intérieur du bassin, où se produisent des évènements convectifs profond en hiver associés à des flux diapycnaux, et autour du bassin où il y a une circulation intense cyclonique.

La composante barotrope et cyclonique de cette circulation de bord est contrôlée au premier ordre par le rotationnel du vent (positif) à l'échelle de la gyre subpolaire (Eden and Willebrand, 2001; Deshayes et al., 2009). On distingue notamment, proche des côtes le Western Greenland Current (WGC) à l'ouest du Groenland et le Labrador Current (LC) au large des côtes du Labrador qui advectent des eaux froides et peu salées. Au-dessus du talus continental circule l'Irminger Current (IC) qui transporte des eaux relativement chaudes et salées provenant de la gyre subtropicale. Le DWBC circule au-delà de 700 m de profondeur. Ce dernier comprend la Labrador Sea Water (LSW) issue de la convection profonde au coeur de la mer du Labrador et les eaux denses qui passent les seuils entre le Groenland et l'Islande (DSOW) et entre l'Islande et l'Ecosse (ISOW).

Le coeur de la mer du Labrador est caractérisé par des processus convectifs en hiver à l'origine de la formation de la LSW. Sous l'action combinée des vents et des flux de chaleur les eaux légères de surface subissent un refroidissement intense qui se solde par une perte de flottabilité à l'origine de la formation de la LSW.

Send and Marshall (1995) montrent que le processus convectif est un processus de transformation de masse d'eau associé à des plumes convectives de très petites échelles, de l'ordre du km, avec des mouvements verticaux qui se compensent au coeur de la plume orientés vers le fond et vers la surface tout autour. Le flux de masse net intégré à l'échelle du coeur de la mer du Labrador est donc très faible. Ces plumes convectives sont le siège d'un mélange intense

qui tend à homogénéiser la colonne d'eau. La LSW est donc peu stratifiée et acquiert ainsi un minimum en vorticité potentielle de 700 m à 2000 m d'après Pickart and Spall (2007). Ces observations révèlent également la présence de LSW dans le courant de bord au large des côtes du Labrador.

Palter et al. (2008) explorent, à partir d'observations issues de flotteurs PALACE, l'importance relative de 3 mécanismes potentiellement impliqués dans l'origine de la LSW dans le DWBC : la formation de LSW directement dans le DWBC, l'export de LSW par les flux turbulents horizontaux et l'advection moyenne de l'intérieur du bassin vers le DWBC. Ces auteurs concluent au rôle dominant des 2 premiers mécanismes.

Dans une configuration idéalisée reproduisant les caractéristiques d'un bassin convectif encerclé par un courant cyclonique Spall (2003, 2004) met en avant l'existence d'un transport vertical (downwelling) dans le courant de bord qui résulte de l'export, par des flux turbulents, des eaux denses formées à l'intérieur du bassin convectif. Ce downwelling est maximum vers 1000 m au dessus d'un talus. Un bilan de chaleur dans le courant de bord montre que ce flux vertical équilibre les flux turbulents et la diffusion horizontale de chaleur et que la vorticité générée par ce downwelling (via le terme de stretching de vorticité planétaire $f \frac{\partial w}{\partial z}$) est équilibrée (à l'ordre zéro) par la dissipation le long du bord (Spall, 2010). Il y a donc un couplage thermohalin et dynamique dans le courant de bord.

Straneo (2006b), Deshayes et al. (2009) à partir d'un modèle conceptuel confirment également la densification du courant de bord sous l'influence des flux turbulents et montrent l'influence de ce downwelling sur la dynamique du courant de bord. Comme le gradient de densité horizontal entre le courant de bord et l'intérieur du bassin diminue progressivement le long du DWBC du fait des échanges horizontaux de chaleur, le cisaillement vertical (via la relation du vent thermique) doit donc diminuer ce qui implique une "barotropisation" du courant de bord, telle qu'observée.

Dans ces études la méso-échelle est l'élément dynamique qui relie l'intérieur de la mer du Labrador à sa périphérie. Cette méso-échelle est à l'origine des flux turbulents de température qui exportent les eaux chaudes du courant de bord vers l'intérieur. Chanut et al. (2008); Gelderloos et al. (2011) ont étudié et mis en avant la diversité de cette méso-échelle le long du courant de bord (Boundary Current Eddies, Irminger Rings) et autour des sites convectifs (Convective Eddies).

Outre l'importance très locale de la topographie dans la génération des Irminger Rings- la convergence des isobaths au large de Cape Désolation contribue au développement de l'instabilité barotrope, un des mécanismes, avec l'instabilité barocline, à l'origine de ces tourbillons très énergétiques (Katsman et al., 2004) - la topographie est un élément fondamental pour l'écoulement du DWBC vers le sud et cela commence aux hautes latitudes dans la gyre subpolaire. En

effet, le courant de bord va être contraint de suivre les contours f/H afin de conserver sa vorticité potentielle, au premier ordre. L'influence de la topographie est d'autant plus importante que la gyre subpolaire est peu stratifiée comparée à la gyre subtropicale où une thermocline permanente isole la circulation de surface (1000 premiers mètres) de la topographie. L'interaction courant-topographie va donc influencer la colonne d'eau en l'étirant ou en la comprimant, modifiant ainsi l'équilibre de vorticité par le biais du terme de "bottom vortex stretching" comme évoqué par exemple par Zhang and Vallis (2007).

Les précédentes études reposent sur des modèles idéalisés, pour mettre en valeur le processus de downwelling, ou conceptuel, pour montrer l'évolution de la structure verticale du courant de bord. On se propose dans la suite de localiser des zones où se produit un downwelling et d'en identifier l'influence sur le courant de bord dans le cadre d'une configuration réaliste.

C'est dans cette perspective que nous avons développé la configuration FER présentée dans le Chapitre I. Grâce à un raffinement de la grille sur l'horizontale au $1/32^\circ$ sur la Gyre Subpolaire la méso-échelle, dont l'échelle caractéristique horizontale est de l'ordre de 7 km dans la Mer du Labrador, est explicitement représentée comme on peut le voir sur la figure 4.3 représentant un champ instantané de la vorticité relative en surface. La section suivante aborde les caractéristiques dynamique et thermohaline de la simulation qui sera analysée par la suite.

4.2 Une simulation eddy-resolving de la mer du Labrador

Les spécificités numériques de la configuration FER et des simulations analysées ci-après sont données dans le Chapitre I. Les figures qui suivent sont réalisées à partir des champs issus du second zoom ($1/32^\circ$) et, sauf mention contraire, ils sont moyennés sur la période 1990-1993 qui est associée à une activité convective particulièrement marquée liée à un indice NAO positif persistant. Les raisons du choix de cette période d'analyse sont détaillées plus loin dans ce chapitre.

La dynamique des courants de bord

La circulation barotrope (Fig. 4.1) atteint un maximum de 41 Sv au large des côtes du Labrador ce qui est proche des 44 Sv reportés par Pickart et al. (2002). Ce transport décrit un mouvement cyclonique tout autour de la mer du Labrador et correspond, au premier ordre, à l'ajustement de l'océan au forçage par le vent (rotationnel positif).

Une cellule de recirculation cyclonique existe également dans la mer du Labrador ; elle s'étend

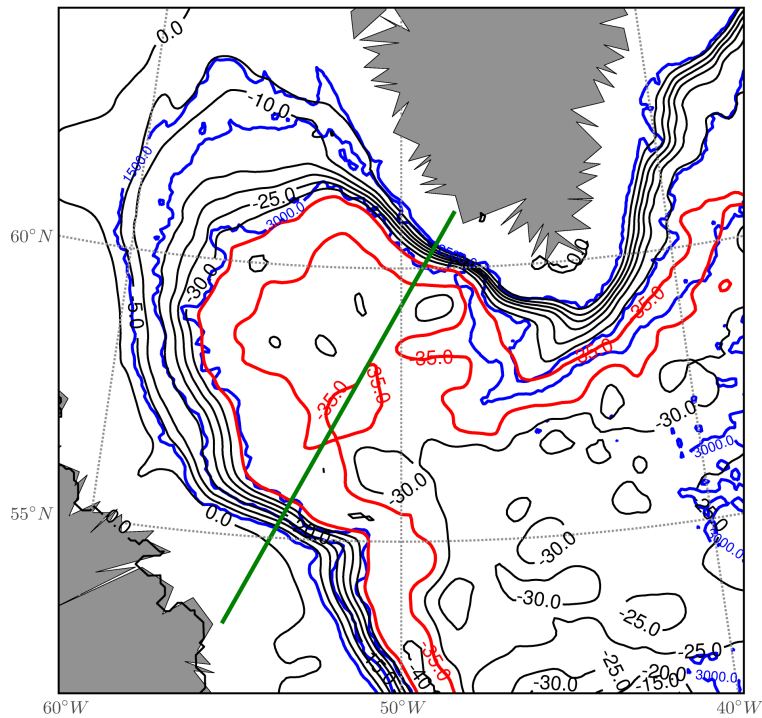


FIGURE 4.1 – Fonction de courant barotrope (C.I. de 5 Sv). Le contour en rouge correspond à un transport de 35 Sv. Les contours en bleu correspondent aux isobaths 500 m, 1500 m, 2500 m et 3000 m. La section AR7W est représentée par la ligne verte.

jusque dans la mer d'Irminger comme décrit dans les observations de Lavender et al. (2000). Spall (2003) avance un contrôle à distance pour expliquer cette circulation ; elle serait ainsi liée au développement d'une structure intense cyclonique du vent en hiver et localisée au large de la côte est du Groenland.

La figure 4.2 permet d'aborder la structure verticale de cette circulation dans la mer du Labrador. Elle représente les vitesses à travers la section AR7W comparées aux observations de Hall et al. (2013). La similitude des structures du courant de bord aux deux extrémités de la section entre la simulation et les observations est tout à fait remarquable. Les courants de bord révèlent une structure verticale barocline à l'est et quasi-barotrope à l'ouest. En profondeur, au-delà de 2500 m, la présence des eaux denses issues des seuils entre le Groenland et l'Ecosse est caractérisée par une extension en forme de "lobe" vers l'intérieur du bassin ce qui est aussi en bon accord avec les observations. Vers le centre du bassin, l'alternance nord-ouest/sud-est des vitesses est également assez bien représentée dans FER malgré une intensité plus faible par rapport aux observations. Cette représentation de la circulation dans la Mer du Labrador illustre bien les éléments dynamiques principaux mentionnés précédemment : des courants de bord cycloniques, de structure verticale variable tout autour du bassin, dans l'intérieur duquel la circulation moyenne est très faible.

Les transports des différentes masses d'eau qui composent le DWBC aux deux extrémités de

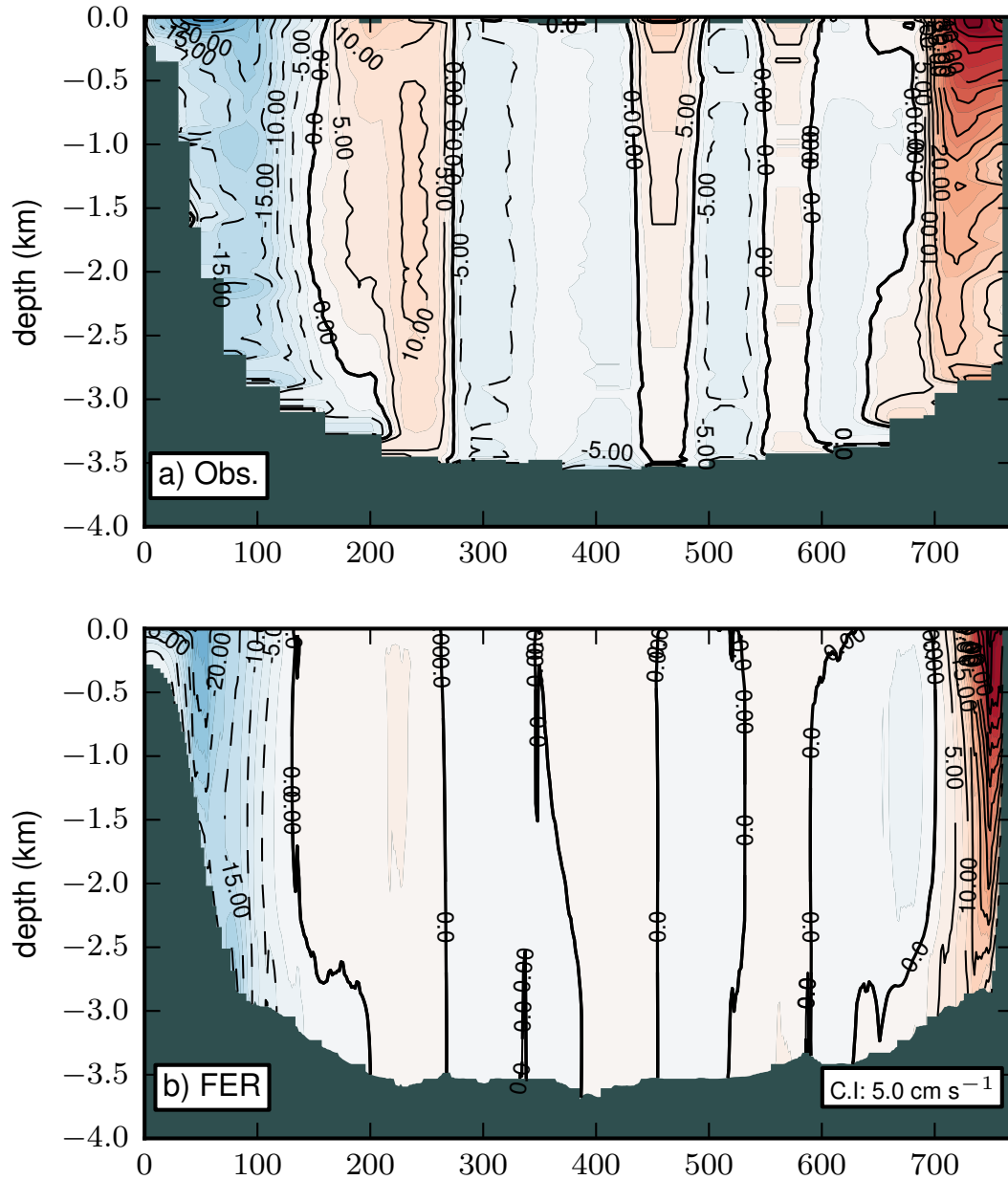


FIGURE 4.2 – Vitesses normales à la section AR7W (ligne verte sur la figure 4.1) issues des observations de Hall et al. (2013) (mesures LADCP) a) et dans la configuration FER b). Les années 1995, 1996, 1998, 2001 et 2003 sont utilisées pour FER, les observations intègrent également l'année 2008. En rouge(en bleu) les vitesses sont orientées vers le nord-ouest(sud-est).

la section AR7W sont donnés dans le tableau 4.2. Le calcul est réalisé en prenant quasiment les mêmes années que Hall et al. (2013), i.e. 1995,1996,1998,2001,2003, seule manque l'année 2008 (La simulation analysée s'arrête en 2004). Les masses d'eau sont identifiées par leur densité potentielle σ_0 comme dans la plupart des études basées sur des observations. La bathymétrie et l'isotach zéro délimitent les vitesses utilisées pour le calcul du transport.

Dans FER le transport total est de 37.3 Sv à l'est de la section ce qui est en bon accord avec l'estimation de Hall et al. (2013). A l'ouest FER présente un transport bien supérieur par rapport aux observations de Hall et al. (2013) mais qui reste dans la gamme des valeurs observées par Fischer et al. (2010) (35.5 Sv) à travers une section localisée à 53°N en aval de l'AR7W.

On note également que, contrairement aux observations dans lesquelles le transport total diminue entre l'est et l'ouest passant ainsi de 37.9 Sv à 33.1 Sv, dans FER le transport augmente sensiblement avec une évolution des transports par classe de densité assez différente. Les observations montrent une diminution d'intensité associée aux masses d'eau légères ($\sigma_0 < 27.74$ kg m⁻³). L'explication avancée par Hall et al. (2013) est qu'une partie du courant d'Irminger quitte le courant de bord pour s'orienter vers le détroit de Davis au lieu de faire le tour de la mer du Labrador. Cette tendance est également présente dans FER avec une baisse d'intensité de plus de 50%. Mais l'augmentation du transport entre l'est et l'ouest dans FER se produit essentiellement pour les masses d'eau supérieure à 27.74 kg m⁻³ passant ainsi de 21 Sv à 31 Sv respectivement entre l'est et l'ouest. Alors que celui de la upper LSW (uLSW) (LSW formée dans le courant de bord) reste quasiment inchangé, il double pour la classical LSW (cLSW) (formée à l'intérieure de la mer du Labrador et d'Irminger) et augmente sensiblement pour les 2 masses d'eau les plus denses. Cette augmentation s'explique en partie par une convection trop dense et profonde directement dans le courant de bord ainsi qu'à l'intérieur de la mer du Labrador. Ce dernier point sera abordé plus loin dans la section concernant l'évaluation du flux de masse diapycnal. Le transport de la LSW (uLSW+cLSW) domine le transport total à l'ouest de la section avec 17.4 Sv ce qui est proche des 20.2 ± 1.7 Sv de Fischer et al. (2010) à 53°N.

Enfin la présence des eaux les plus denses ($\sigma_0 > 27.88$ kg m⁻³) est nette dans FER. Avec un transport de 5 Sv(4 Sv) à l'ouest(à l'est), ce transport est 2 fois plus intense que celui reporté par Hall et al. (2013) 2.4 Sv(1.9 Sv) mais néanmoins proche de l'estimation de Fischer et al. (2010) (sur la période 1997-2009) qui est de 4.8 Sv. A l'est les données de Holliday et al. (2009) donnent 7.7 Sv pour l'année 2005. Ces éléments montrent que le passage d'eau dense à travers le détroit du Danemark est bien présent dans FER et qu'il résulte certainement de l'augmentation de la résolution horizontale comme nous l'avions déjà constaté dans ERNA par rapport à ORCA.

Années 1995-1996-1998-2001-2003	WBC (Sv)		EBC (Sv)	
	Obs.	FER	Obs.	FER
Classes de densité σ_0 (kg m ⁻³)				
27.74 > σ_0	14.7	7.0	20.0	16.3
27.74 > uLSW > 27.68	-	4.1	-	4.2
27.80 > cLSW > 27.74	9.7	13.3	9.3	7.0
27.88 > ISOW > 27.80	6.4	12.9	6.7	10.0
DSOW > 27.88	2.4	5.0	1.9	4.0
Total (Sv)	33.1	38.2	37.9	37.3

TABLE 4.2 – *Transports (Sv) pour différentes masses d'eau au sein du DWBC au sud-ouest (WBC) et nord-est (EBC) de la section AR7W dans FER et les observations (Hall et al., 2013).*

L'augmentation significative de la résolution spatiale dans la configuration FER, grâce au second zoom AGRIF au 1/32° dans la gyre subpolaire, est motivée par la représentation explicite de la méso-échelle. Avec une résolution inférieure à 2 km dans la mer du Labrador, nous nous assurons ainsi de résoudre à minima le premier rayon de déformation interne de Rossby qui est de l'ordre de 7 km dans cette région (Chelton et al., 1998); ce qui n'était pas le cas avec la configuration ERNA.

La nature turbulente de l'écoulement dans FER est clairement visible sur une carte de la vorticité relative (instantanée du 22 mai 1993) en surface (Fig. 4.3). On note la présence de larges structures avec une signature en vorticité relative négative qui correspondent aux Irminger Rings tels que décrits notamment par Katsman et al. (2004). Il y a également des structures filamenteuses étroites qui s'étirent sur plusieurs centaines de km avec des vitesses verticales intenses. Il est intéressant de mentionner que les Irminger Rings ont une signature en profondeur jusqu'à 1500 m.

Le calcul de l'énergie cinétique turbulente (EKE) permet de quantifier l'intensité de la méso-échelle. La figure 4.4 révèle une structure large et intense d'EKE en surface au large du Cape Desolation qui s'étire jusqu'à la zone convective située plus au sud. L'intensité de l'EKE dépasse le seuil des 100 cm² s⁻² sur une large surface et est associée à la déstabilisation du courant d'Irminger (processus d'instabilité mixte barotrope-barocline d'après Katsman et al. (2004)) qui génère les Irminger Rings (ils transportent l'eau relativement chaude et salée extraite du courant d'Irminger vers l'intérieur du bassin). Au coeur même du courant de bord entre les isobaths 2500 m et 3000 m, l'intensité atteint même les 300 cm² s⁻². L'accord de cette structure du modèle avec les observations de Reverdin (2003) est remarquable de par son étendue spatiale et son intensité. Nous soulignons également que la différence entre la configuration FER et ERNA est importante sur ce point. Cette amélioration est liée à une représentation encore plus fine de la bathymétrie, notamment de la zone où convergent les isobaths au large du Cape Désolation, qui joue clairement un rôle dans la déstabilisation barotrope du WGC.

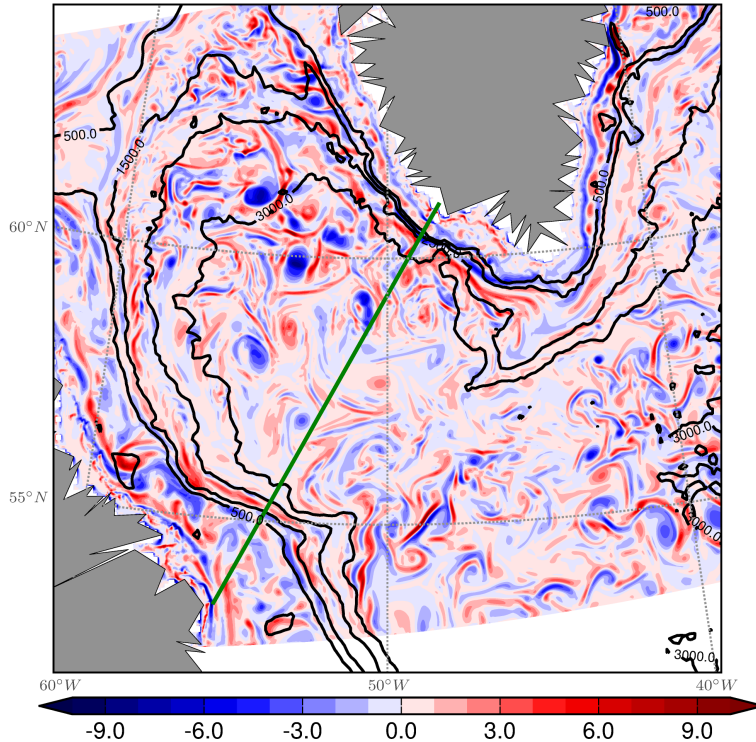


FIGURE 4.3 – Vorticité relative (s^{-1}) en surface à la date du 22 mai 1993 (moyenne à 5 jours) dans FER; C.I $1 \cdot 10^{-5} s^{-1}$.

Les propriétés thermohalines des masses d'eau

Nous décrivons dans ce paragraphe l'évolution des propriétés des masses d'eau au sein même du courant de bord dans la mer du Labrador.

Les masses d'eau qui pénètrent dans la mer du Labrador subissent des transformations sous l'action, entre autre, des flux atmosphériques et de la méso-échelle.

Dans les couches de surface ($< 100 m$) la dérive en température/salinité à la sortie de la mer du Labrador dans FER (calculée dans la boîte cyan sur la figure 4.4) est très marquée ($1^{\circ}C$ et 0.5 PSU) et cela malgré, entre autre, un rappel modéré en salinité de surface. Mais plus à l'intérieur, entre $300 m$ - $2500 m$, la dérive est inférieure à $0.2^{\circ}C$ et à 0.1 PSU à partir de l'initialisation (en 1979) jusqu'en 1995 année associée à un réchauffement et une salinisation en surface dans la gyre subpolaire. En profondeur au delà $3000 m$, un réchauffement s'amplifie régulièrement pour atteindre $0.8^{\circ}C$, mais cette tendance est nettement moins marquée en salinité. Comparé à la configuration ERNA, la dérive est nettement moins importante et mieux contrôlée dans FER.

Les diagrammes θ/S calculés aux 2 extrémités de la section AR7W au sein même du DWBC entre les isobaths $500 m$ - $3000 m$, permettent de mettre en évidence l'évolution des propriétés

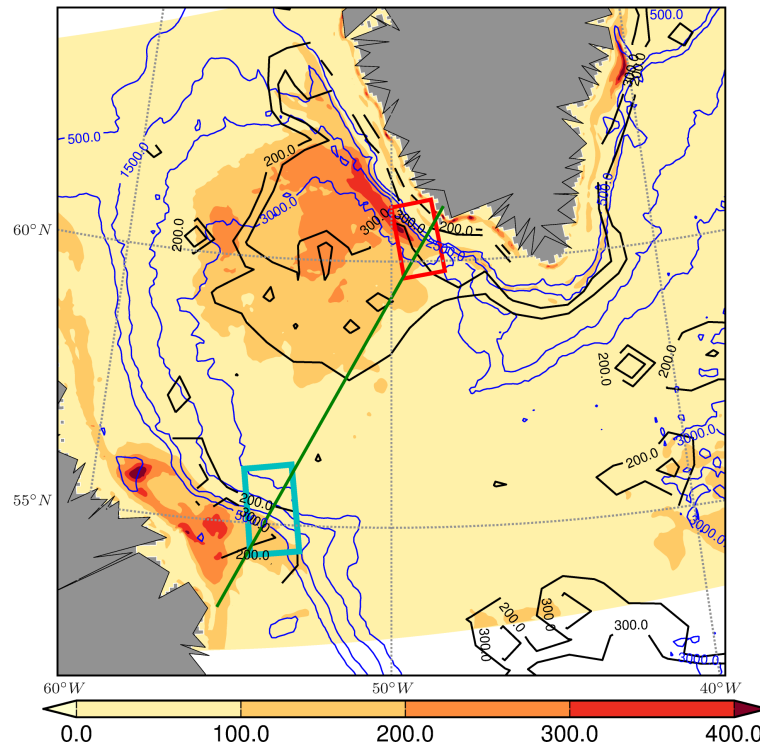


FIGURE 4.4 – EKE moyenne à 3 m dans FER ($\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$). Le contour interval est de $100 \text{ cm}^2 \text{s}^{-2}$. Les isobaths 500m, 1500m, 2500m et 3000m sont représentées en bleu. Les boîtes rouge et cyan délimitent des zones dans lesquelles sont extraites les caractéristiques thermohalines. Les contours en noir représentent les valeurs de 200 et $300 \text{ cm}^2 \text{s}^{-2}$ de Reverdin (2003).

des masses d'eau entre l'est et l'ouest (Fig. 4.5 et 4.6).

La climatologie de Lévitus (courbe en rouge) montre un refroidissement et un désallement très important (de plus de 2°C et 0.3 PSU) des masses d'eau situées dans les 500 premiers mètres entre l'est et l'ouest de la section AR7W. Cette baisse est liée d'une part à la perte de chaleur par les flux de surface mais également par l'advection d'une partie des eaux issues du courant d'Irminger vers le détroit de Davis comme suggéré par Hall et al. (2013). Les eaux douces issues de la baie de Baffin viennent alimenter le courant du Labrador et contribuent ainsi à la désalinisation. On notera que cette tendance est également présente dans FER, bien que les températures et salinités soient plus grandes par rapport à Levitus.

Les masses d'eau plus profondes subissent moins de changements car isolées de la surface. Néanmoins dans FER les masses d'eau au delà de 1000 m se refroidissent légèrement ($\sim 0.2^\circ\text{C}$) ce qui se traduit par une densification.

Les propriétés des masses d'eau advectées dans la mer du Labrador influencent le processus de convection profonde en son centre. Le refroidissement intense en hiver par les flux net de chaleur en surface (qui peuvent atteindre 180 W m^{-2} en hiver) conduit à l'érosion de la stratification et à la densification des eaux de surface. C'est ce processus qui est à l'origine de la formation de la Labrador Sea Water (LSW). La convection génère ainsi une colonne d'eau

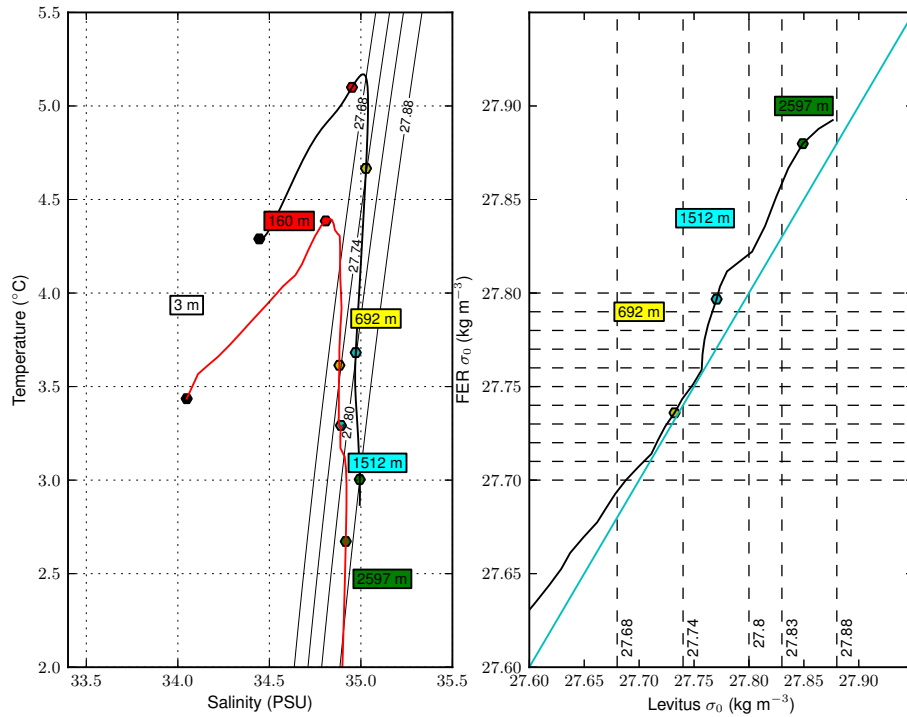


FIGURE 4.5 – (à gauche) diagramme θ/S calculé dans la boîte localisée au **nord-est de la section AR7W** au sein du DWBC; en rouge dans la climatologie Levitus, en noir dans FER. Les étiquettes indiquent des profondeurs. (à droite), correspondance entre les densités σ_0 issues de la climatologie de Levitus (abscisse) et celles de FER (ordonnée). La ligne de couleur cyan indique une correspondance "parfaite". Les principales masses d'eau qui composent le DWBC sont identifiées par les pointillés sur la verticale.

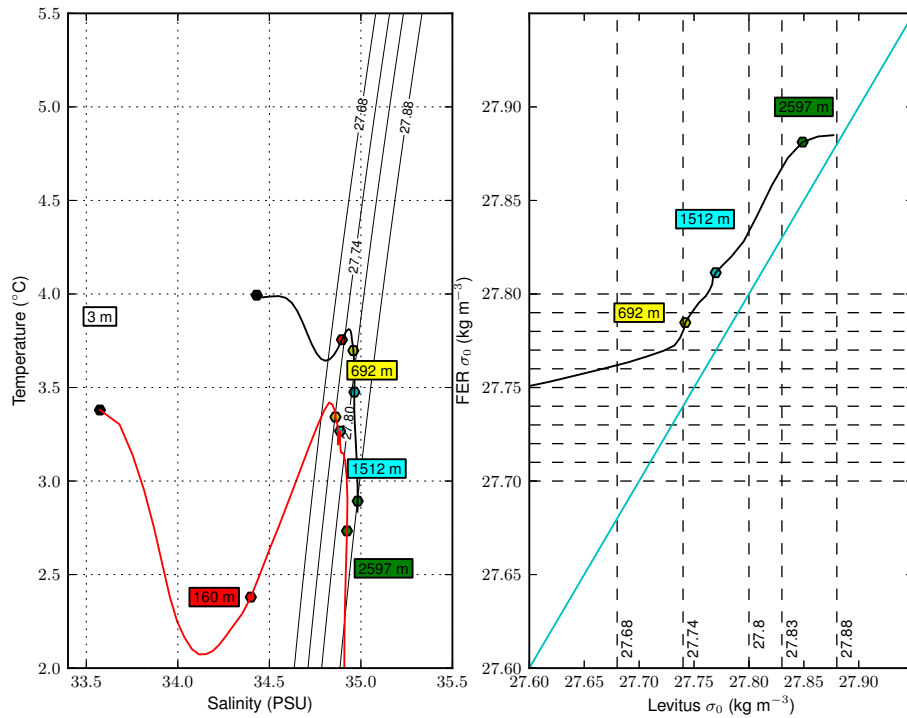


FIGURE 4.6 – Figure identique à 4.5 mais cette fois le calcul est effectué dans la boîte localisée au **sud-ouest de la section AR7W** au sein du DWBC.

quasi-homogène sur la verticale sur une profondeur pouvant atteindre plus de 1500 m. Cette masse d'eau étant relativement peu stratifiée, elle présente une signature en vorticité potentielle caractéristique (minimum local de PV). La figure 4.7 le montre bien avec un minimum de PV au coeur de la mer du Labrador le long de la section AR7W mais également au sein du DWBC à l'extrémité sud-ouest de la section, proche des observations de Pickart and Spall (2007) .

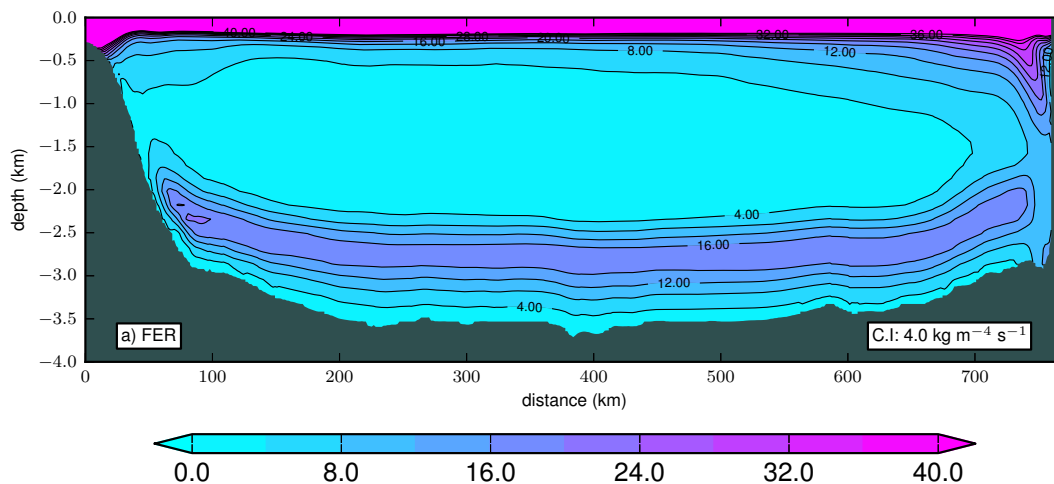


FIGURE 4.7 – Vorticité potentielle $(\xi + f)\frac{\partial \rho}{\partial z}$ ($\text{kg m}^{-4} \text{s}^{-1}$) dans FER le long de la section AR7W (moyenne sur la période 1990-1993).

Une façon de diagnostiquer l'intensité de la convection profonde est de calculer la profondeur de la couche mélangée (MLD). La période 1990-1993 est connue pour être associée à des événements convectifs marqués générant ainsi des MLD relativement profondes (figure 4.8).

La MLD moyenne est calculée en hiver (Février-Avril) avec un critère en densité de 0.03 kg m^{-3} . La MLD atteint plus de 2400 m au coeur de la mer du Labrador dans FER. On note également des profondeurs de l'ordre de 1600 m au sein du courant de bord à l'ouest du bassin (58°W - 59°W) ainsi qu'en mer d'Irminger. Au sud de 55°N la MLD peu profonde est liée à la représentation du North West Corner avec des eaux relativement chaudes et salées advectées par le NAC qui vont par la suite alimenter l'est de la gyre subpolaire. Au nord de 60°N la présence des Irmingers Rings contribue très certainement à la réduction de la MLD.

La profondeur moyenne hivernale de la MLD dans la mer d'Irminger atteint 1600 m durant cette période de forte convection. Vage et al. (2008) reportent que dans des conditions très particulières des jets à la pointe du Groenland peuvent entraîner le développement d'une MLD de cet ordre de grandeur. Néanmoins il est peu probable que la résolution de nos forçages permette le développement de telles structures, on peut donc plutôt mettre en avant l'advection des propriétés de la LSW de la mer du Labrador vers la mer d'Irminger qui va participer au pré-conditionnement de la convection dans cette zone. Dans des conditions atmosphériques hivernales standard la MLD est plutôt de l'ordre de 400 m-500 m. Nous le vérifions sur la série

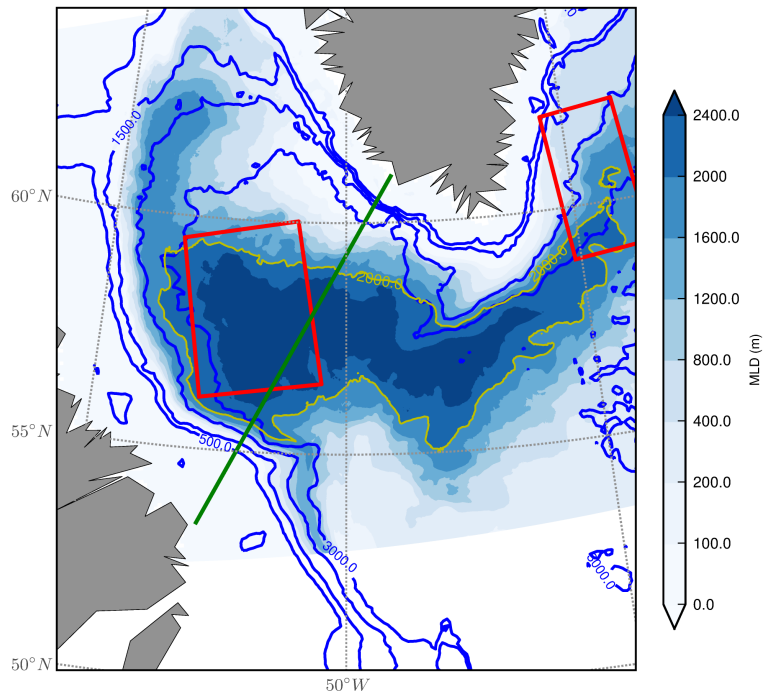


FIGURE 4.8 – MLD hivernale moyenne (Février-Avril) (critère en densité 0.03 kg m^{-3}). Le contour en jaune détermine la limite des 2000 m. Les isobaths 1500 m, 2500 m et 3000 m sont représentées en bleu. Les 2 boîtes en rouge localisent les zones dans lesquelles sont extraites des séries temporelles.

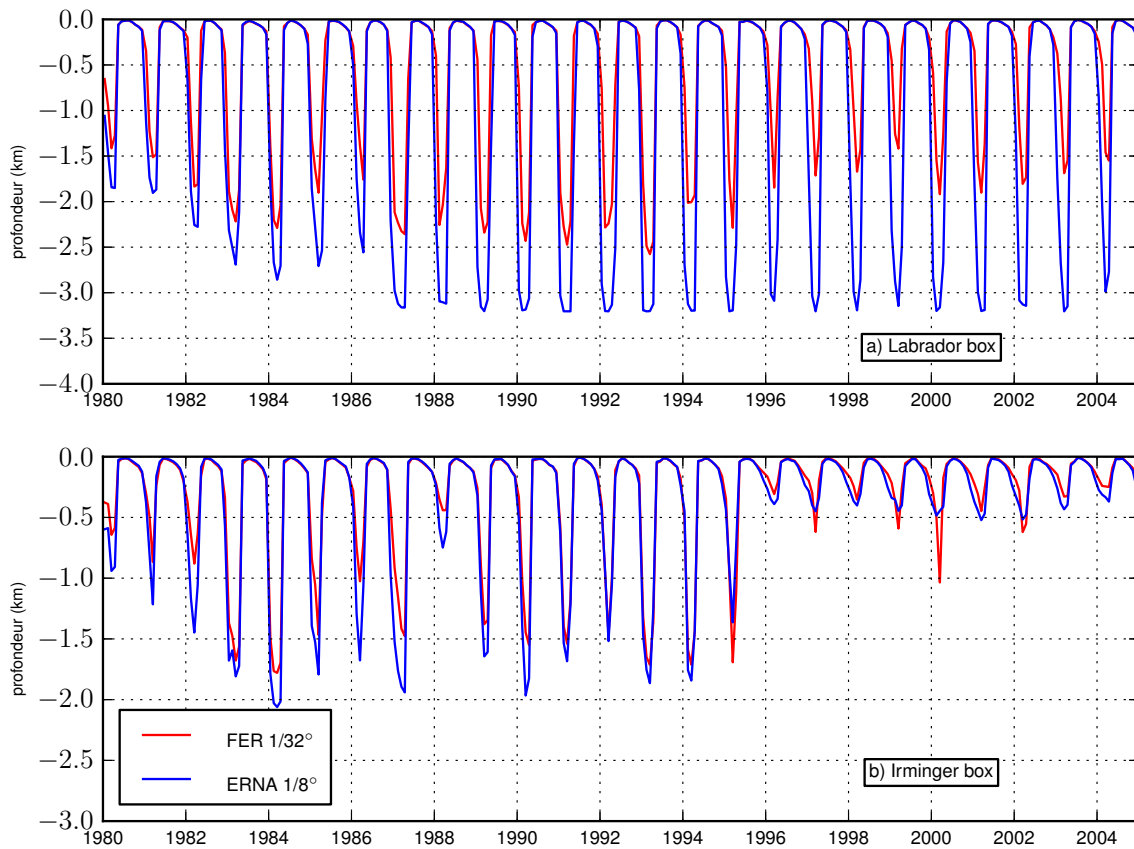


FIGURE 4.9 – Série temporelle de la MLD mensuelle moyenne sur la période 1980-2004 dans FER et ERNA calculée dans la "Labrador box" a) et "l'Irminger box" b) localisées sur la figure 4.8.

temporelle de la MLD moyenne (Fig. 4.9) calculée dans les 2 boîtes localisées sur la figure 4.8. Au delà de 1995 la MLD dans la mer d'Irminger est inférieure à 500 m alors qu'elle est de l'ordre de 1500 m au début des années 1990.

La configuration FER montre des MLD nettement moins importante que ERNA particulièrement dans la mer du Labrador. Cette réduction est bien marquée; elle est de l'ordre de 800 m au début des années 90 mais dépasse largement 1200 m après 1995 et au tout début des années 2000.

Un autre fait remarquable est la vitesse d'approfondissement de la MLD au début de l'hiver. Celle-ci est clairement ralentie au début de l'hiver évoquant une érosion de la stratification plus lente dans FER par rapport à ERNA alors que les conditions atmosphériques sont identiques. Ce comportement dans FER peut s'expliquer par la combinaison d'au moins 2 facteurs. Dans FER, les masses d'eau advectées dans la mer du Labrador sont mieux représentées, i.e. la dérive est nettement moins importante par rapport à ERNA notamment en ce qui concerne la salinité. Enfin la présence explicite de la méso-échelle dans FER contribue très certainement à une meilleure restratification post-convective après chaque hiver.

Nous venons de montrer que les caractéristiques thermohaline et dynamique dans la mer du Labrador sont globalement en bon accord avec les observations. Ces 2 points sont importants pour l'analyse que nous proposons dans la section suivante.

4.3 Un modèle simplifié pour le DWBC dans la mer du Labrador

Spall (2010) montre dans un bassin convectif qu'un downwelling se produit à sa périphérie dans une zone d'intense activité tourbillonnaire. Les flux turbulents réalisés par la méso-échelle sont à l'origine de l'export de l'eau dense nouvellement formée vers le courant de bord et connecte ainsi l'intérieur du bassin à sa périphérie.

Cette section tente de retrouver ce résultat dans un cadre réaliste comme celui de la mer du Labrador en posant 2 questions : est il possible de localiser un downwelling, comme dans le modèle idéalisé de Spall (2010) ? L'équilibre en vorticité dans le courant de bord est-il le même que celui obtenu dans un cadre idéalisé ?

Spall (2010) introduit l'équation de vorticité relative afin de comprendre ce qui équilibre la vitesse verticale Eulérienne, i.e. le downwelling dans le courant de bord. La configuration idéalisée qu'il utilise lui permet assez "facilement" de calculer une moyenne méridienne des vitesses verticales afin de mettre en valeur une structure spatiale localisée dans une bande assez étroite située au-dessus de la topographie régulière. Dans notre configuration réaliste, nous ne pou-

vons pas effectuer une telle opération car la topographie est très irrégulière tout autour de la mer du Labrador. De plus la moyenne temporelle des vitesses verticales montre une alternance de vitesses positives et négatives sans structure spatiale cohérente, exceptée dans le Western Greenland Current. C'est ce qui nous amène à nous placer dans un cadre plus simple afin de mettre en évidence les flux diapycnaux au sein du courant de bord dans FER. Nous choisissons donc de nous baser sur le modèle à 2 couches développé par Straneo (2006b) qui représente de façon idéalisée le courant de bord et son évolution tout autour du bassin convectif.

L'analyse que nous réalisons est grossière. Nous ne prétendons pas fermer un bilan de vortacité dans chacune des 2 couches isopycnales car nous n'avons pas l'ensemble des termes de l'équation de conservation. Nous essayons plutôt de dégager les termes dominants et aussi d'identifier des zones privilégiées du processus de flux diapycnal mis en avant par Spall (2010).

Nous commençons par développer l'équation de la vortacité relative dans le cas d'un modèle à 2 couches isopycnales comme celui de Straneo (2006b) avant de présenter notre analyse de la vortacité dans FER.

4.3.1 Equation simplifiée de la conservation de la vortacité relative

Les caractéristiques du modèle

Nous cherchons à représenter les caractéristiques qui nous semblent essentielles dans la représentation du DWBC dans son évolution autour d'un site convectif comme la mer du Labrador.

- comme mentionné précédemment, la représentation de la bathymétrie est importante dans notre cas, en particulier pour l'interaction courant-topographie à travers le terme de bottom vortex stretching mais également pour son rôle dissipatif
- nous considérons un modèle isopycnal à 2 couches représentant en surface les eaux subtropicales chaudes et salées (incluant la uLSW), et en subsurface les eaux froides et peu salées nouvellement formées (la cLSW) regroupée avec les masses d'eau plus denses provenant des mers Nordiques (DSOW, ISOW)
- on fait l'hypothèse que la contribution de la vitesse verticale, dans le terme advectif, à la conservation de la quantité de mouvement est négligeable comparée à celle de la vitesse horizontale. Le vecteur vitesse s'écrit $\vec{u} = (u, v)$.

A partir des éléments mentionnés précédemment l'équation de quantité de mouvement simplifiée (en négligeant la viscosité) s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla u - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + F_x \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla v + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + F_y \quad (4.2)$$

u, v désignent les vitesses zonales, méridiennes, p la pression, $F = F_{[x,y]}$ la friction de fond et ρ_0 une densité de référence . L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4.3)$$

En prenant le rotationnel des équations (4.1) et (4.2) associé à l'équation de continuité (4.3), nous obtenons l'équation de vorticité relative suivante :

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \nabla \times (\vec{u} \cdot \nabla \vec{u}) - f \frac{\partial w}{\partial z} + \beta v = (\nabla \times F)^z \quad (4.4)$$

le terme $(\nabla \times F)^z$ correspond à la composante verticale du rotationnel du terme de friction.

Le terme advectif de vorticité

Le terme non-linéaire de vorticité peut être entièrement développé pour donner :

$$\begin{aligned} \nabla \times (\vec{u} \cdot \nabla \vec{u}) &= \frac{\partial}{\partial x} (\vec{u} \cdot \nabla v) - \frac{\partial}{\partial y} (\vec{u} \cdot \nabla u) \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

En utilisant l'équation de continuité (4.3), cela nous amène au développement suivant :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = u \frac{\partial \xi}{\partial x} + v \frac{\partial \xi}{\partial y} - \xi \frac{\partial w}{\partial z} \quad (4.6)$$

L'équation (4.4) devient alors :

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -\vec{u} \cdot \nabla \xi + (\xi + f) \frac{\partial w}{\partial z} - \beta v + (\nabla \times F)^z \quad (4.7)$$

Cette dernière est valable en chacun des niveaux du modèle. Dans le membre de droite, nous identifions le terme d'advection non-linéaire de vorticité, le terme de stretching, la vorticité planétaire et le terme dissipatif avec le frottement au fond issue de l'interaction entre le courant et la bathymétrie. Dans FER, nous vérifions que le terme de Coriolis domine la vorticité relative ($\xi \ll f$) ce qui peut entraîner une simplification supplémentaire de l'équation (4.7).

La viscosité horizontale

Spall (2010) inclut la dissipation de la vorticité dans son bilan de vorticité (son equation 3) et c'est même un élément important qui détermine la largeur sur laquelle se produit le flux de masse diapycnal. Dans FER, la viscosité horizontale est paramétrisée avec un opérateur bi-Laplacien. Tenter de recouvrir ce terme à partir de sorties moyenn es temporellement risque d'être très imprécis. Donc dans notre étude, nous n'incluons que le terme dissipatif de vorticité par la friction de fond.

Intégration par couche

On souhaite obtenir une équation de vorticité dans chacune des 2 couches. L'intégration sur la verticale de l'éq. (4.7) nous amène au développement suivant :

$$\frac{1}{h_i} \int_i \frac{\partial \xi}{\partial t} dz = \frac{1}{h_i} \int_i \left(-\vec{u} \cdot \nabla \xi + (\xi + f) \frac{\partial w}{\partial z} - \beta v + (\nabla \times F)^z \right) dz \quad (4.8)$$

l'indice i fait référence à la couche et $h_i = \int_i dz$ est l'épaisseur de la couche considérée. Dans la suite on pose $u_i = \frac{1}{h_i} \int_i u dz$, $v_i = \frac{1}{h_i} \int_i v dz$ et $\xi_i = \frac{1}{h_i} \int_i \xi dz$.

Le terme de stretching se développe de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \frac{1}{h_i} \int_i (\xi + f) \frac{\partial w}{\partial z} dz &= \frac{(\xi_i + f)}{h_i} \int_i \frac{\partial w}{\partial z} dz + \frac{1}{h_i} \int_i (\xi - \xi_i) \frac{\partial w}{\partial z} dz \\ &\approx \frac{(\xi_i + f)}{h_i} \int_i \frac{\partial w}{\partial z} dz \end{aligned} \quad (4.9)$$

Dans le membre de droite, le second terme de l'équation doit être plus faible que le premier car on suppose que $\xi \approx \xi_i$.

Le terme non-linéaire de vorticité se développe de la manière suivante (seul le développement du terme d'advection zonale est présenté, il est identique pour l'advection méridienne) :

$$\begin{aligned} \frac{1}{h_i} \int_i u \frac{\partial \xi}{\partial x} dz &= \frac{1}{h_i} \int_i (u - u_i + u_i) \frac{\partial (\xi - \xi_i + \xi_i)}{\partial x} dz \\ &= \frac{1}{h_i} \left[\int_i ((u - u_i) \frac{\partial (\xi - \xi_i + \xi_i)}{\partial x} + u_i \frac{\partial (\xi - \xi_i)}{\partial x}) dz \right] + u_i \frac{\partial \xi_i}{\partial x} \\ &\approx u_i \frac{\partial \xi_i}{\partial x} \end{aligned} \quad (4.10)$$

Dans le membre de droite, le premier terme dans l'intégrale verticale doit être plus faible que le dernier terme car on suppose que $\xi \approx \xi_i$ et que $u \approx u_i$ en chacun des niveaux.

Les développements (4.9) et (4.10) nous permettent au final d'obtenir :

$$\frac{\partial \xi_i}{\partial t} \approx -u_i \frac{\partial \xi_i}{\partial x} - v_i \frac{\partial \xi_i}{\partial y} + \frac{(\xi_i + f)}{h_i} \int_i \frac{\partial w}{\partial z} dz - \beta v_i + \frac{1}{h_i} \int_i (\nabla \times F)^z dz \quad (4.11)$$

A partir de l'éq. (4.11) on applique une décomposition de Reynolds, dans ce cas une variable x peut s'écrire $x = \bar{x} + x'$, la somme de sa moyenne temporelle et de ses fluctuations.

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial (\bar{\xi}_i + \xi'_i)}{\partial t} &\approx -(\bar{u}_i + u'_i) \frac{\partial (\bar{\xi}_i + \xi'_i)}{\partial x} \\
 &\quad -(\bar{v}_i + v'_i) \frac{\partial (\bar{\xi}_i + \xi'_i)}{\partial y} \\
 &\quad + \frac{(\bar{\xi}_i + \xi'_i + f)}{h_i} \int_i \frac{\partial (\bar{w} + w')}{\partial z} dz \\
 &\quad - \beta (\bar{v}_i + v'_i) + \frac{1}{h_i} \int_i (\nabla \times F)^z dz
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

en explicitant l'ensemble des termes on obtient :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial (\bar{\xi}_i + \xi'_i)}{\partial t} &\approx -\bar{u}_i \frac{\partial \bar{\xi}_i}{\partial x} - u'_i \frac{\partial \xi'_i}{\partial x} - u'_i \frac{\partial \bar{\xi}_i}{\partial x} - u'_i \frac{\partial \bar{\xi}_i}{\partial x} \\
 &\quad -\bar{v}_i \frac{\partial \bar{\xi}_i}{\partial y} - v'_i \frac{\partial \xi'_i}{\partial y} - v'_i \frac{\partial \bar{\xi}_i}{\partial y} - v'_i \frac{\partial \bar{\xi}_i}{\partial y} \\
 &\quad + \frac{(\bar{\xi}_i + \xi'_i + f)}{h_i} \int_i \frac{\partial (\bar{w} + w')}{\partial z} dz \\
 &\quad - \beta (\bar{v}_i + v'_i) + \frac{1}{h_i} \int_i (\nabla \times F)^z dz
 \end{aligned} \tag{4.13}$$

en prenant la moyenne temporelle de l'éq. (4.13) (par construction la moyenne temporelle des fluctuations est nulle $\overline{x'} = 0$ et $\overline{x'y'} = \overline{x'y} = 0$) seuls les termes suivant subsistent :

$$\begin{aligned}
 0 &\approx -\overline{\bar{u}_i \frac{\partial \bar{\xi}_i}{\partial x}} - \overline{u'_i \frac{\partial \xi'_i}{\partial x}} \\
 &\quad -\overline{\bar{v}_i \frac{\partial \bar{\xi}_i}{\partial y}} - \overline{v'_i \frac{\partial \xi'_i}{\partial y}} \\
 &\quad + \frac{(\bar{\xi}_i + f)}{h_i} \int_i \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} dz \\
 &\quad - \beta \overline{\bar{v}_i} + \frac{1}{h_i} \int_i \overline{(\nabla \times F)^z} dz
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

ce qui s'écrit encore :

$$0 \approx -\overline{u_i \frac{\partial \xi_i}{\partial x}} - \overline{v_i \frac{\partial \xi_i}{\partial y}} + \frac{(\bar{\xi}_i + f)}{h_i} \int_i \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} dz - \beta \overline{\bar{v}_i} + \frac{1}{h_i} \int_i \overline{(\nabla \times F)^z} dz \tag{4.15}$$

La friction de fond

Dans la configuration FER, une formulation quadratique est utilisée pour représenter la friction de fond. Dans le cas présent et en première approximation, on retient la formulation

linéaire. La formulation tirée du NEMO book v3.3, eq. 10.27 est la suivante :

$$F_{[x,y]} = -\frac{c_b}{h_b} [u_b, v_b]$$

où h_b est l'épaisseur de la couche la plus profonde en contact avec la topographie dans notre modèle en coordonnées Z ; u_b, v_b sont les vitesses au fond; c_b est un coefficient de frottement de fond que l'on fixe à $4 \cdot 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$, ce qui donne finalement :

$$0 \approx -u_i \frac{\partial \bar{\xi}_i}{\partial x} - v_i \frac{\partial \bar{\xi}_i}{\partial y} + \frac{(\bar{\xi}_i + f)}{h_i} \int_i \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} dz - \beta \bar{v}_i - \frac{1}{h_i} \int_i \frac{c_b \bar{\xi}_b}{h_b} dz \quad (4.16)$$

Les équilibres dans chacune des 2 couches

L'éq.(4.16) s'écrit alors pour chacune des couches :

$$-u_1 \frac{\partial \bar{\xi}_1}{\partial x} - v_1 \frac{\partial \bar{\xi}_1}{\partial y} - (\bar{\xi}_1 + f) \frac{\bar{w}_i}{h_1} - (\bar{\xi}_1 + f) \frac{\bar{w}_B}{h_1} + (\bar{\xi}_1 + f) \frac{\bar{w}_E}{h_1} - \beta \bar{v}_1 - \frac{c_b \bar{\xi}_b}{h_1} \approx 0 \quad (4.17)$$

$$-u_2 \frac{\partial \bar{\xi}_2}{\partial x} - v_2 \frac{\partial \bar{\xi}_2}{\partial y} + (\bar{\xi}_2 + f) \frac{\bar{w}_i}{h_2} - (\bar{\xi}_2 + f) \frac{\bar{w}_B}{h_2} - \beta \bar{v}_2 - \frac{c_b \bar{\xi}_b}{h_2} \approx 0 \quad (4.18)$$

où $h_1(h_2)$ est l'épaisseur de la couche 1(2) et \bar{w}_i représente la vitesse diapycnale entre les 2 couches. \bar{w}_E correspond à la vitesse verticale induite par le vent au dessus de la couche 1 (nous nous plaçons dans le cas où la couche supérieure se trouve juste en dessous de la couche d'Ekman). $\bar{w}_B = -\vec{u}_2 \cdot \nabla H$ est la vitesse verticale due à l'interaction du courant avec la bathymétrie. La friction de fond est différente de zéro uniquement au fond sur une épaisseur h_b ; les valeurs de c_b et ξ_b sont calculées à partir des vitesses au fond.

4.3.2 Analyse des termes de tendance de vorticité dans FER

Chacun des termes de tendance des équations (4.17) et (4.18) est calculé à partir des sorties du modèle FER sur la période 1990-1993, lorsque la convection est la plus intense et que l'on s'attend, par conséquent, à une signature importante des flux diapycnaux liés à la formation d'eau dense dans l'intérieur sur la dynamique du courant de bord.

La distinction des 2 couches dans le DWBC

Afin de faire cette distinction, il faut dans un premier temps identifier l'isopycne qui délimite la couche supérieure (h_{sup}), incluant la uLSW, de la couche inférieure (h_{inf}) comprenant la cLSW et les masses d'eau provenant des seuils. Dans la plupart des études basées sur des observations, l'isopycne 27.74 kg m^{-3} correspond à cette limite.

Les 2 diagrammes θ/S réalisés au sein du DWBC aux 2 extrémités de la section AR7W (Fig. 4.5

et 4.6) nous encourageant à sélectionner l'isopycne 27.77 kg m^{-3} dans FER, pour tenir compte des biais moyens des caractéristiques des masses d'eau.

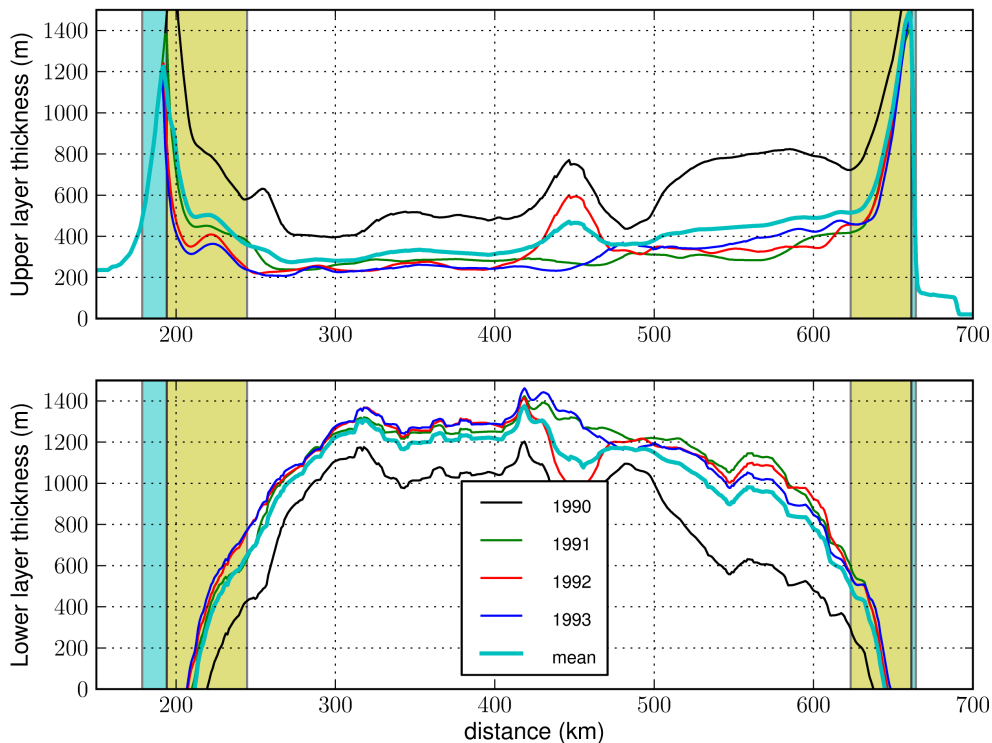


FIGURE 4.10 – Moyenne annuelle de l'épaisseur de la couche supérieure (haut) et inférieure (bas) à travers la section AR7W pour les années 1990-1993 ainsi que la moyenne. Pour la couche inférieure nous avons retranché 2000 m pour une meilleure lisibilité de la figure. Les bandes verticales, de part et d'autre de la section AR7W, délimitent les isobaths 500 m-1500 m (cyan), 1500 m-3000 m (jaune) de l'extérieur vers l'intérieur.

Dans le modèle conceptuel de Straneo (2006b) le flux de masse diapycnal entre la couche supérieure et inférieure entraîne une augmentation progressive de l'épaisseur de la couche inférieure de l'ordre de 120 m entre les 2 extrémités du courant de bord simplifié. Sur la figure 4.10, nous avons tracé les épaisseurs des 2 couches dans FER le long de la section AR7W.

L'évolution rapide de l'épaisseur des couches entre 1500 m-3000 m (bandes verticales jaunes) est associée à la localisation du front de densité horizontal. L'épaisseur moyenne de la couche h_{sup} est bien contrastée entre l'est et l'ouest avec une épaisseur qui diminue de l'ordre de 200 m à la sortie de la mer du Labrador alors que celle de la couche h_{inf} augmente du même ordre de grandeur avec un contraste est-ouest inversé par rapport à la couche supérieure.

Un autre point remarquable, commun aux 2 couches, est le peu de variabilité de l'épaisseur à l'extrémité est de la section comparé à ce qui se passe à l'ouest. Par exemple, la différence d'épaisseur entre les années 1991 et 1993 est quasi-inexistante à l'est alors qu'elle atteint près de 200 m à l'extrémité ouest de la section. Cela révèle que le(s) processus qui influencent l'épaisseur des couches, entre ces 2 années, au sein de la mer du Labrador est (sont) différent(s)

en intensité.

Cette évolution spatiale des épaisseurs de couche au sein du DWBC lors de son parcours autour de la mer du Labrador est donc en accord qualitativement avec ce que propose l'étude de Straneo (2006b).

Les termes de tendance par couche

Les termes de tendances des équations (4.17) et (4.18) sont diagnostiqués dans le modèle FER dans les 2 couches séparées par l'isopycne 27.77 kg m^{-3} ; ils sont présentés sous la forme de cartes centrées sur la mer du Labrador (Figs. 4.11, 4.12 et 4.13 pour le terme de friction de fond). On s'intéresse plus particulièrement à ce qui se passe dans le courant de bord entre les isobaths 500 m-3000 m puisque les équations de vorticités précédentes ont été développées dans ce cadre.

Dans la couche supérieure *Hupper*

Le terme advectif de vorticité planétaire $-\beta v_1$ se distingue de part et d'autre de la pointe du Groenland par rapport au reste du bassin. Le sens de l'écoulement conditionne le signe de ce terme, positif à l'est du Groenland et au large des côtes du Labrador pour un écoulement orienté vers le sud et négatif lorsque l'écoulement est orienté vers le nord. Ce terme est un ordre de grandeur plus faible ($\sim 10^{-12} \text{ s}^{-2}$) que les autres termes de l'équation de vorticité.

Le terme non-linéaire de vorticité le long du courant est assez bruité avec une alternance de valeurs positives/négatives de vorticité. Aucune structure spatiale cohérente ne ressort. Ce terme est dominant essentiellement de part et d'autre du Groenland.

Le terme de stretching associé au vent $(\xi_2+f)W_{Ek}$ est aussi faible ce qui est en accord avec Zhang and Vallis (2007). Les vitesses verticales induites par le vent sont de l'ordre de 10^{-6} m.s^{-1} au dessus du courant de bord. On note l'existence d'une structure d'upwelling ($W_{Ek} > 0$) au sud est du Groenland associée à la gyre de recirculation dans la mer d'Irminger décrite par (Vage et al., 2011). Au sud-ouest du Groenland le long du talus entre 45°W et 53°W on peut observer proche de la côte un upwelling (vorticité > 0) et un downwelling au large (vorticité < 0) mais au-dessus du DWBC.

Le terme qui représente l'interaction courant/topographie, aussi appelé "bottom vortex stretching", est celui qui domine assez largement l'équation de la couche supérieure. Pour rappel, ce terme représente la traversée des isobaths par le courant. Il domine la dynamique sur le talus de part et d'autre du Groenland, mais surtout autour de l'isobath 500 m de 61°N à 53°N le long du chemin emprunté par le courant du Labrador. Les valeurs dépassent en certains endroits $1.10^{-10} \text{ s}^{-2}$ dans cette zone.

Quant au terme de frottement au fond, celui-ci est également très faible et globalement positif.

Par conséquent le terme d'interaction courant/topographie avec le terme non-linéaire domine la couche supérieure.

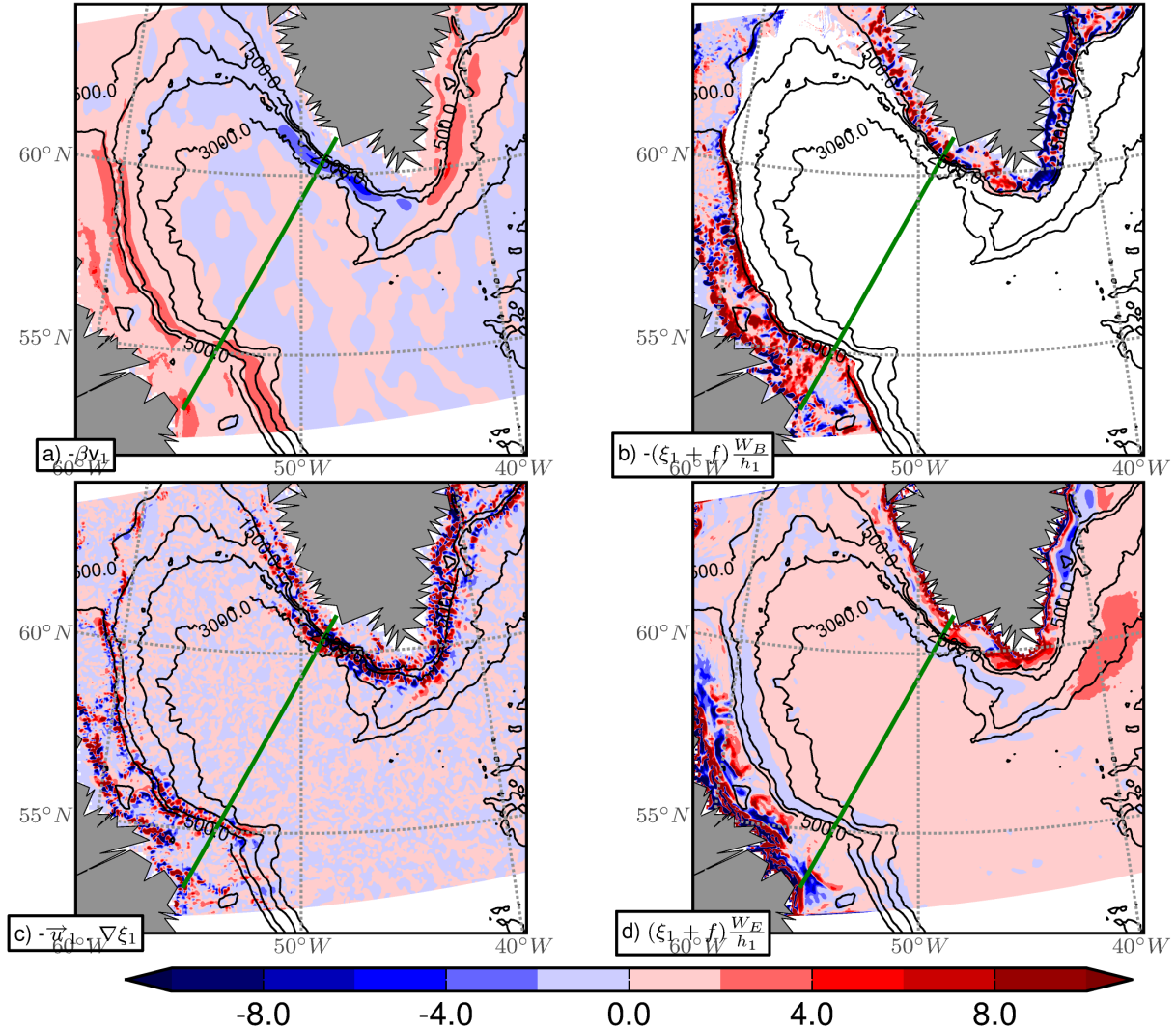


FIGURE 4.11 – Termes de tendances de l'équation de vorticité relative dans la couche supérieure ($10^{-11} s^{-2}$) ($10^{-12} s^{-2}$ pour la vorticité planétaire et le pompage d'Ekman). Les termes de stretching b) et advectifs c) représentés ci-dessus ont été lissés à l'aide d'un filtre de Hanning sur 15 points de grille.

Dans la couche inférieure H_{lower}

Comme pour la couche supérieure, le terme $-\beta v_2$ reste faible comparé aux autres termes. Il se distingue uniquement au large de Cape Désolation dans la zone où le WGC est déstabilisé et au large des côtes du Labrador localisé entre les isobaths 2500 m - 3000 m.

Le terme non-linéaire est globalement faible sauf au sud du Groenland.

Le terme de bottom vortex stretching domine nettement avec une tendance positive bien mar-

quée notamment tout le long du courant du Labrador. L'effet de la topographie sur l'écoulement est remarquable au large du Cape Farewell où les isobaths s'orientent sud-ouest/nord-ouest contraignant ainsi le courant de bord à "remonter" la topographie (vorticité < 0) avant de "redescendre" (vorticité > 0) une fois de l'autre côté du versant entraînant respectivement une compression/étirement de la colonne d'eau.

Enfin le terme de frottement au fond $-C_b \xi_b / h_2$ est très faible ($\sim 10^{-12} s^{-2}$) comparé aux termes de bottom vortex stretching.

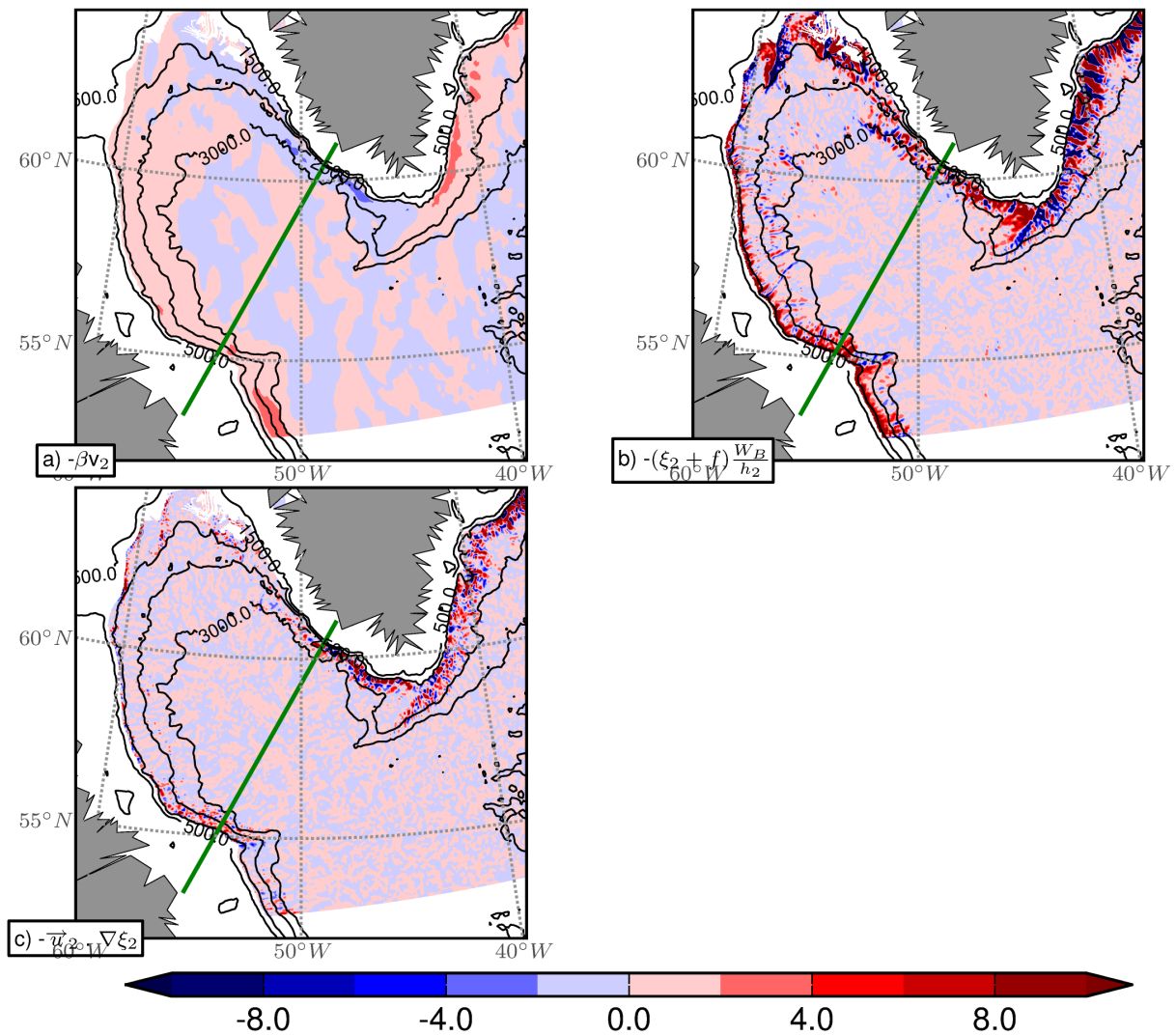


FIGURE 4.12 – Termes de tendances de l'équation de vorticité relative dans la couche inférieure ($10^{-11} s^{-2}$) ($10^{-12} s^{-2}$ pour la vorticité planétaire). Les termes de stretching b) et advectifs c) représentés ci-dessus ont été lissés à l'aide d'un filtre de Hanning sur 15 points de grille.

A partir des termes de tendances dans chacune des 2 couches, nous avons estimé la vitesse associée au flux de masse diapycnal w_i . Si tous les termes s'équilibraient entre eux dans chacune des 2 couches, le champ w_i serait identique qu'il soit calculé dans la couche inférieure ou su-

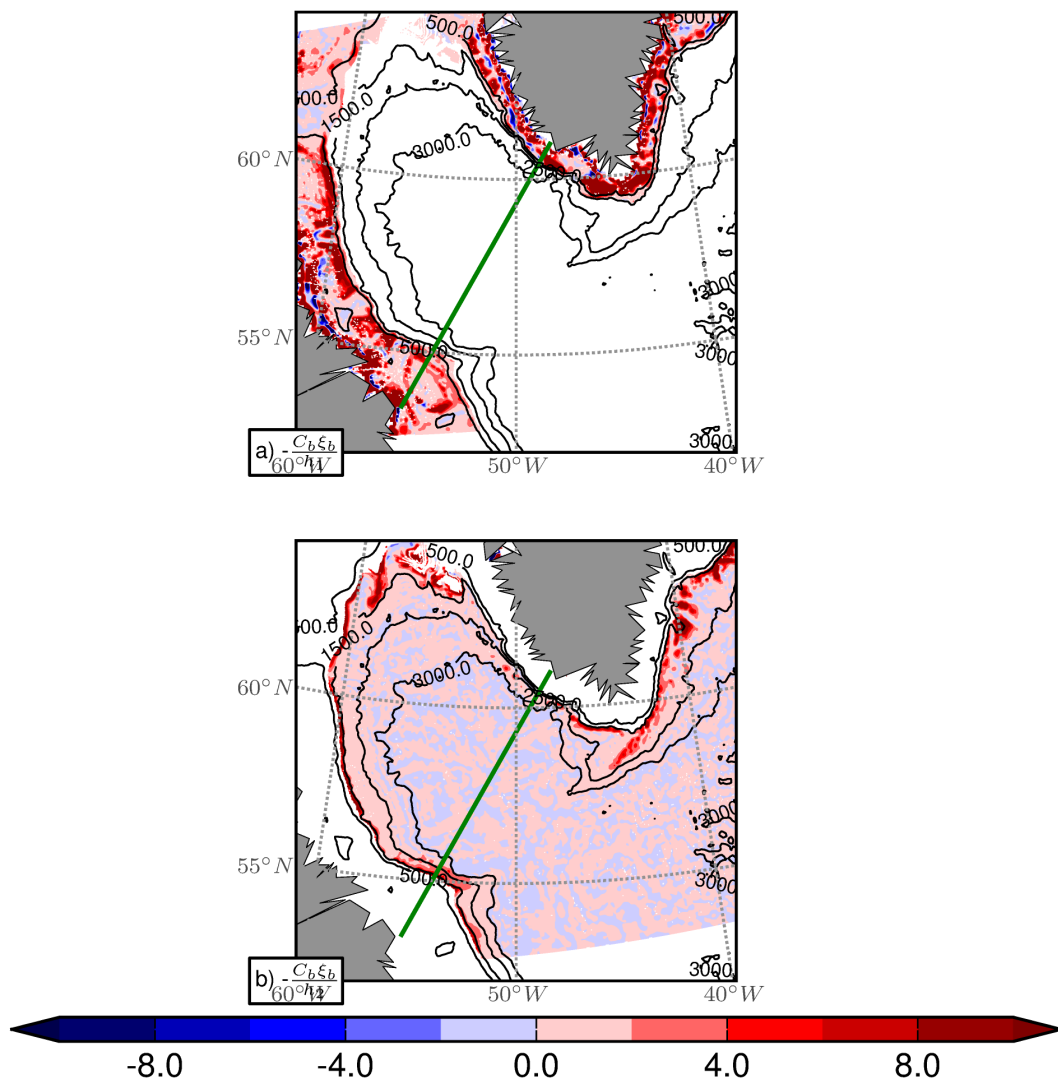


FIGURE 4.13 – Terme de frottement au fond dans la couche, supérieure a), inférieure b) (10^{-12} s^{-2}). Les termes de friction représentés ci-dessus ont été lissés à l'aide d'un filtre de Hanning sur 15 points de grille.

périeure. Ce n'est clairement pas le cas puisque les structures obtenues sont très bruitées mais surtout elles sont totalement différentes dans les 2 couches. Ce résultat n'est pas surprenant et montre bien que dans le bilan que nous avons réalisé ci-dessus, certains termes manquent. Spall (2010) notamment a mis en évidence l'importance de la dissipation de vorticité par viscosité, qui équilibre le terme de stretching au premier ordre; les termes advectifs contribuant dans une moindre mesure à l'équilibre. On notera que le terme de stretching lié à l'interaction courant/topographie domine l'équilibre de vorticité dans notre cas et dans Spall (2010). En particulier ce terme est positif en profondeur au contact de la bathymétrie dans les diagnostics de Spall (2010) (sa figure 5.b). Nous avons remarqué précédemment que ce terme était également positif, dans FER, autour de l'isobath 1500 m dans la couche inférieure sur une assez longue distance méridienne, le long du trajet du Labrador Current. Ce comportement peut être la réponse de la couche inférieure à l'effet d'un flux de masse diapycnal $w_i < 0$ issu de la couche supérieure; afin de conserver sa vorticité le courant s'écarterait du bord générant ainsi un bottom vortex stretching positif ($w_B < 0$). L'existence de flux turbulents le long de cette isobath est caractérisée par des niveaux d'EKE de l'ordre de $25\text{-}30 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$   500 m dans FER comme dans Chanut et al. (2008) associé aux tourbillons issus du courant de bord (boundary current eddies). La présence de telles structures peut donc potentiellement générer un flux diapycnal dans le courant de bord.

Néanmoins, cette zone ne correspond pas à celle mise en avant par Spall (2010) qui, sans le mentionner explicitement, a développé une configuration ayant les caractéristiques bathymétriques identiques à celles qui existent au large du Cape Désolation où sont générés les Irminger Rings. Spall (2010) montre (sa figure 2b) une section représentant les vitesses verticales orientées vers le fond avec un maximum autour de 1000 m qu'il associe au processus de downwelling dans sa configuration idéalisée. Cette zone correspond à la zone où sont générés les Irminger Rings dans la mer du Labrador. La figure 4.14 représente une carte des vitesses verticales à 991m dans FER centrée sur la côte ouest du Groenland. On note la présence d'une structure étirée entre 60.5°N et 62°N tout le long de l'isobath 2500 m en aval de la section AR7W avec des vitesses atteignant 1 mm s^{-1} . Cette structure s'étend également sur la verticale avec des intensités comparables. On note également que cette localisation est associée à un maximum d'EKE (supérieur à $300 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-2}$ en surface sur la figure 4.4) ce qui est en accord avec le processus de downwelling tel que décrit par Spall (2010).

A défaut de pouvoir établir plus précisément la répartition spatiale du flux diapycnal w_i , nous pouvons évaluer le transport net associé à travers l'isopycne commune aux 2 couches.

Le flux diapycnal

Le terme w_i dans les éq. (4.17) et (4.18) reflète l'ajustement du courant de bord :

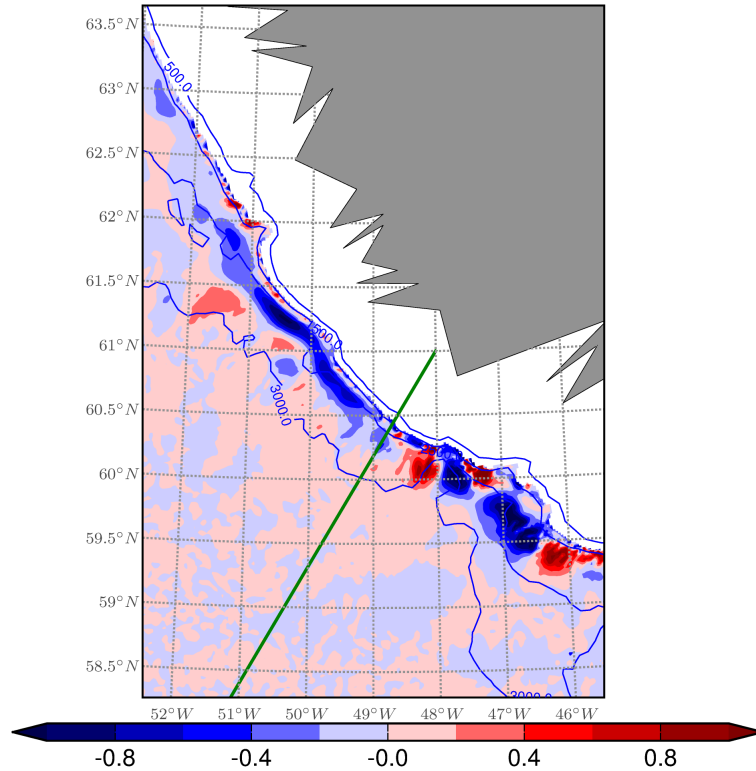


FIGURE 4.14 – Carte des vitesses verticales dans FER à 991 m (C.I. de 0.2 mm s^{-1}). Les contours en bleu correspondent aux isobaths 500 m, 1500 m, 2500 m et 3000 m. L'extrémité nord-est de la section AR7W est représentée par la ligne verte

- (i) aux flux net de densité en surface au-dessus du courant de bord
- (ii) aux flux turbulents de chaleur avec l'intérieur du bassin. Nous faisons l'hypothèse que les courants moyens de l'intérieur vers le courant de bord ou du courant de bord vers l'extérieur du bassin, i.e. vers la baie de Baffin, sont négligeables.

A l'équilibre dans le modèle conceptuel de Straneo (2006b) le courant de bord est supposé être isolé des flux de surface, le flux de masse diapycnal w_i entre les 2 couches représente donc uniquement le point (ii) précédent. Et en l'absence de flux de masse latéral, les échanges entre l'intérieur du bassin et le courant de bord sont uniquement turbulents. Ces flux turbulents équilibrent la perte de flottabilité liée aux flux de surface à l'intérieur du bassin (Katsman et al., 2004) ce qui peut s'écrire de la manière suivante :

$$w^* = \frac{1}{\Delta\rho} \int \int \overline{u'\rho'} dl dz = \frac{\mathcal{A}_{int} Q_{int}}{g'}$$

où w^* est le flux de masse diapycnal total qui se produit entre les 2 couches dans le courant de bord. dl correspond à un élément de longueur le long d'une isobath. Il traduit en quelque sorte l'overturning qui se produit dans la seule mer du Labrador du fait de la perte de chaleur dans l'intérieur du bassin. $\Delta\rho$ est l'anomalie de densité entre les 2 couches isopycnales, $\overline{u'\rho'}$ est le flux turbulent de densité entre le courant de bord et l'intérieur du bassin, $g' = g\Delta\rho/\rho_0$ est

la gravité réduite, Q_{int} (exprimé en $m^2 s^{-3}$) est le flux de flottabilité de surface à l'intérieur du bassin (supposé uniforme dans le modèle conceptuel) et \mathcal{A}_{int} est l'aire totale du bassin intérieur exposé au flux de flottabilité. On obtient cette égalité en combinant les éqs. (6), (14) et (15) de Straneo (2006b), en supposant que le modèle est à l'équilibre.

Le flux de masse diapycnal total w^* est relié au flux de masse w_i entre les 2 couches dans les éqs. (4.17) et (4.18) en intégrant ce dernier sur toute la surface commune à ces 2 couches, soit :

$$w^* = \int \int_{interface} w_i dx dy$$

Dans un modèle réaliste, de l'eau dense peut être formée directement dans le courant de bord, dans ce cas nous devons en tenir compte dans le calcul du flux de masse diapycnal :

$$\begin{aligned} w^* &= w_b + \frac{1}{\Delta\rho} \int \int \overline{u'\rho'} dl dz \\ &= \frac{\mathcal{A}_b Q_b}{g'} + \frac{\mathcal{A}_{int} Q_{int}}{g'} \end{aligned} \quad (4.19)$$

où w_b est le flux de masse diapycnal issu des flux de surface dans le courant de bord noté Q_b (\mathcal{A}_b est la surface totale du courant de bord exposé à ces flux). Dans ces conditions, w^* intègre à la fois la signature des tourbillons qui échangent de la chaleur entre le courant de bord et l'intérieur du bassin et la convection directement dans le courant de bord. Notons qu'il n'est pas nécessaire de diagnostiquer la contribution directe des tourbillons au flux de masse diapycnal totale w^* . En comparant les termes $\mathcal{A}_b Q_b$ et $\mathcal{A}_{int} Q_{int}$, il est possible d'estimer si w^* est dû essentiellement à la convection dans le courant de bord ou dans l'intérieur du bassin.

Il est important de souligner que l'hypothèse d'un état stationnaire est faite. Durant un état transitoire, lorsque l'océan et le courant de bord s'ajustent aux flux de flottabilité, les tourbillons jouent un rôle dominant dans le bilan de chaleur du courant de bord et le flux diapycnal n'est plus une fonction simple des flux de surface (Deshayes et al., 2009).

Nous avons réalisé une estimation du flux diapycnal total entre la couche supérieure et inférieure au sein du courant de bord à partir des flux de surface comme proposé dans l'éq. (4.19). La distinction entre le courant de bord et l'intérieur de la mer du Labrador est faite de la manière suivante ; la surface occupée par le courant de bord est celle comprise entre les isobaths 1500 m et 3000 m et celle de l'intérieur du bassin correspond aux profondeurs supérieures à 3000 m et située au nord-ouest de la section AR7W.

L'aire totale occupée par le courant de bord(l'intérieur) est de l'ordre de 224 000 km^2 (188 000 km^2) ; ce sont des valeurs proches de celles du modèle conceptuel. Comme dans Straneo (2006b) nous prenons un $\Delta\rho$ de 0.05 $kg m^{-3}$.

Avec ces paramètres nous obtenons une estimation du flux diapycnal de l'ordre de 39 Sv avec 24 Sv dans le courant de bord et 15 Sv dans l'intérieur du bassin sur la période 1990-1993. Cette valeur de 15 Sv est bien plus importante que la valeur de 2 Sv calculée par Straneo (2006b) dans le cas stationnaire. On peut donc s'interroger sur l'interprétation d'un tel résultat.

Une différence majeure réside dans le flux net de chaleur appliqué en surface à l'intérieur du bassin convectif du modèle simplifié avec une valeur de 25 W m^{-2} répartie de manière uniforme toute l'année. Dans FER, le flux moyen à l'intérieur du bassin dépasse les 140 W m^{-2} sur la période 1990-1993 (100 W m^{-2} sur la période 1995-1998) (Fig. 4.15) soit un flux de chaleur quasiment 6 fois plus intense dans FER par rapport à celui utilisé dans le modèle conceptuel. Cette intensité dans FER est même supérieure à celle des données NCEP avec une valeur de flux moyen de l'ordre 60 W m^{-2} localisé au nord-ouest de la section AR7W. Il y a donc, dans FER, une surestimation des flux net de chaleur en surface, et un décalage de la structure spatiale de ces flux vers le nord-ouest du Labrador, i.e. au niveau du courant de bord ce qui peut favoriser la convection dans cette zone. La carte de MLD (Fig. 4.8) confirme cette tendance avec une structure le long du bord ouest du bassin et des profondeurs hivernales de l'ordre de 1600 m.

Par conséquent la combinaison d'un flux de chaleur intense dans FER ainsi que la prise en compte de la convection dans le courant de bord contribue à une surestimation du flux diapycnal w^* évalué à partir des flux de surface. Le flux diapycnal de 15 Sv estimé dans l'intérieur du bassin sur la période 1990-1993 (9.5 Sv entre 1995-1998) est supérieur au maximum de 10 Sv diagnostiqué dans d'autres études.

Enfin dernier point, une valeur de w^* de 39 Sv n'est pas du tout du même ordre de grandeur que l'intensité de l'AMOC autour de 18 Sv. Par conséquent ce calcul correspond à un taux de formation brut de LSW en supposant qu'elle soit exportée dans sa totalité vers le courant de bord chaque année ce qui n'est pas le cas d'après Straneo (2006a); Deshayes et al. (2007); la fraction qui est effectivement exportée dans le courant de bord n'est pas connue (Pickart and Spall, 2007).

Le flux diapycnal a également été évalué en différenciant le transport sortant de la mer du Labrador sous l'isopycne 27.77 kg m^{-3} à travers l'extrémité sud-ouest de la section AR7W avec le transport entrant à l'extrémité nord-est de la même section. Il en résulte pour le w^* une valeur de 13 Sv sur la période 1990-1993 et de l'ordre de 6.6 Sv sur la période 1995-1998. Le processus convectif au sein même du courant de bord influence fortement ce transport entre les 2 couches. Par ailleurs, ces estimations sont nettement plus faibles que celles obtenues à partir des flux de chaleur en surface mais toujours plus grandes que l'estimation de Straneo (2006b) de 2 Sv.

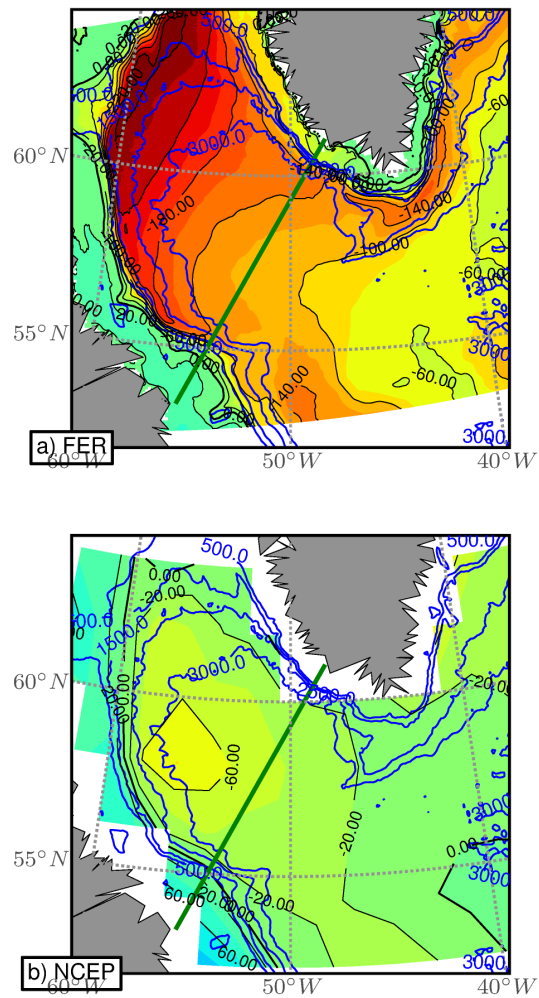


FIGURE 4.15 – Flux net moyen dans FER et dans les données b) NCEP (C.I. de 20 W m^{-2}).
Les contours en bleu correspondent aux isobaths 500 m, 1500 m, 2500 m et 3000 m. La section AR7W est représentée par la ligne verte

Quelques hypothèses peuvent expliquer ces estimations ; d'une part le processus convectif au sein même du courant de bord dans FER a été exclu dans le modèle conceptuel et est sans doute trop important dans FER. Nous ne pouvons ainsi pas attribuer ce transport diapycnal au seul effet de la méso-échelle. Ensuite le transport que nous avons calculé prend en compte une recirculation qui contribue à surestimer ce transport diapycnal. Par exemple Fischer et al. (2010) évalue à 3 Sv le transport associé à la cellule de recirculation uniquement pour la LSW. Il est donc légitime de supposer que les masses d'eau plus denses que la LSW subissent également une recirculation et contribueraient ainsi à la surestimation de ce transport diapycnal.

4.4 Conclusions

Ce chapitre aborde la dynamique du courant de bord dans la mer du Labrador en lien avec la formation d'eau dense en son centre. Certaines études montrent qu'un processus de downwelling, qui résulte de flux turbulents liés à la méso-échelle, se produit dans le courant de bord et entraîne une modification de la dynamique du DWBC. L'objectif a été de localiser et de quantifier ce downwelling dans une configuration réaliste.

Dans cette perspective, une configuration eddy-resolving centrée sur la mer du Labrador a été développée. Les caractéristiques dynamiques et thermohalines de cette configuration sont globalement en bon accord avec les observations. On souligne qu'elles sont même améliorées par rapport à une configuration eddy-permitting.

Afin de localiser des zones privilégiées du processus de downwelling, une équation de vorticité relative simplifiée a été développée dans deux couches considérées homogènes en densité et chacun des termes de tendance de cette équation a été diagnostiqué à partir des sorties modèles en supposant un état stationnaire.

Il ressort de cette analyse que le terme de stretching lié à la topographie domine dans les deux couches ; ceux associés au pompage d'Ekman, à l'advection de vorticité planétaire et au frottement de fond sont inférieurs d'un ordre de grandeur. Le terme advectif de vorticité relative ne révèle pas de structure spatiale cohérente mais il est du même ordre de grandeur que le stretching de fond dans la couche supérieure, tandis qu'il reste plus faible dans la couche inférieure. Au final, la localisation spatiale du downwelling dans le courant de bord s'avère difficile car l'équilibre en vorticité est loin d'être fermé. On note que dans l'équation simplifiée le terme de dissipation de la vorticité par la viscosité n'est pas pris en compte et explique certainement en partie ce résultat. Par ailleurs on peut aussi supposer que nos diagnostics sont sensibles au choix de l'isopycne à l'interface entre les deux couches, ce qui n'a pas été vérifié.

Malgré ces difficultés, cette étude révèle l'existence d'un flux diapycnal dans le courant du Labrador, responsable d'un stretching interne entre les deux couches du courant de bord, qui

compense le bottom vortex stretching dans la couche inférieure.

Le West Greenland Current semble être également le siège d'un downwelling, directement révélé par des vitesses verticales négatives à ~ 1000 m le long de l'isobath 2500 m. Ce résultat est directement en accord avec l'étude de Spall (2010) dans un contexte idéalisé.

Ce downwelling est associé à la formation de la Labrador Sea Water au coeur de la mer du Labrador via les flux turbulents horizontaux entre intérieur et courant de bord. En faisant l'hypothèse du cas stationnaire, la quantification de ce transport dans le modèle réaliste à partir des flux de surface est de 39 Sv. Cette intensité est sans commune mesure avec l'estimation de 2 Sv des modèles idéalisés. Cela s'explique par la prise en compte de la convection au sein du courant de bord qui est très importante dans ce modèle réaliste et par une forte intensité des flux de chaleur (140 W m^{-2} dans la configuration réaliste contre 25 W m^{-2} dans le modèle conceptuel); mais il est important de souligner que la période d'analyse couvre les années de forte convection 1990-1993. Enfin ce résultat s'explique également par le fait que sur le total des 39 Sv de LSW nouvellement formée, seule une fraction va effectivement être exportée dans le courant de bord chaque année, ce qui n'est pas pris en compte dans nos estimations des flux diapycnaux.

Une autre manière d'estimer ce transport a été de différencier le transport sortant et entrant dans la couche inférieure. L'estimation de 13 Sv est supérieure aux autres études et aux observations et révèle encore une fois la signature d'un processus convectif surestimé dans le courant de bord.

Par conséquent, malgré la reproduction explicite de la méso-échelle dans FER, qui améliore notablement les propriétés dynamiques et thermohalines de la mer du Labrador, la convection dans le courant de bord et dans l'intérieur du bassin est encore trop profonde et produit des masses d'eau trop denses. La structure et l'intensité des flux de chaleur pose question ainsi que les propriétés des masses d'eau qui sont advectées dans la mer du Labrador en subsurface et qui jouent un rôle essentiel dans le pré-conditionnement du processus convectif.

Néanmoins, les résultats obtenus sur la vorticité du courant de bord profond semblent robustes car en accord avec d'autres études employant un modèle conceptuel et un modèle de circulation générale dans un contexte idéalisé. Ils mettent en évidence l'importance de flux diapycnaux dans le courant de bord, qui font le lien entre la formation d'eau dense et la circulation en profondeur, via les flux turbulents horizontaux réalisés par les processus de méso-échelle.

Chapitre 5

Conclusions et Perspectives

Cette thèse traite de la dynamique du DWBC dans l'Atlantique nord et de son influence sur la MOC. Le DWBC transporte la North Atlantic Deep Water (NADW) de la gyre subpolaire, son lieu de formation, vers l'équateur. Il constitue une des composantes majeures de la MOC et à notre connaissance, peu d'études ont évalué la dynamique du DWBC dans son ensemble dans les modèles d'océan de basse résolution bien que l'indice de la MOC montre une grande diversité spatiale et temporelle dans ces mêmes modèles (Danabasoglu et al., 2013; Griffies et al., 2009). Cette disparité révèle une sensibilité multi-factorielle des modèles. Outre les différents schémas numériques et paramétrisations employées, certains processus physiques sont absents ou mal pris en compte ; entraînant ainsi le développement de biais récurrents bien identifiés en Atlantique Nord, comme la dynamique des courants de bords ouest en surface et en profondeur (décollement du Gulf Stream, position de la dérive Nord Atlantique), la dérive des propriétés thermohalines ou les profondeurs de couche mélangée excessives aux hautes latitudes. Ces biais doivent être réduits afin d'améliorer la fiabilité de ces modèles en particulier en augmentant la résolution afin d'identifier les processus clés pour l'AMOC comme le suggèrent par exemple Hodson and Sutton (2012).

C'est dans cette perspective que nous avons développé trois configurations numériques de résolution croissante : ORCA, ERNA et FER (Chapitre 2). Ces configurations reposent sur le modèle de circulation générale de l'océan NEMO-OPA et de la glace de mer NEMO-LIM combinés à la capacité de raffinement de grille horizontale AGRIF. Ainsi la configuration ORCA utilise une grille globale de référence à $1/2^\circ$ de résolution à laquelle a été ajouté une première grille raffinée à $1/8^\circ$ couvrant l'Atlantique nord entre 20° - 70° N (configuration ERNA), incluant elle même une seconde grille à $1/32^\circ$ centrée sur la gyre subpolaire (configuration FER). L'originalité des configurations ERNA et FER réside dans l'intégration du modèle de glace de mer sur les grilles raffinées, l'échange d'information entre chacune des grilles et la résolution horizontale atteinte dans la gyre subpolaire dans FER.

Dans une première étude (Chapitre 3), nous avons donc cherché à clarifier l'impact de la résolution sur la circulation moyenne en Atlantique Nord en portant un intérêt particulier à l'AMOC. Pour cet objectif nous avons contrasté deux expériences, intégrées sur 20 ans, l'une avec le zoom (ERNA) et l'autre sans le zoom (ORCA).

Augmenter la résolution entraîne des améliorations régionales de la circulation et des propriétés thermohaline dans les zones du Gulf Stream, de la dérive Atlantique Nord, dans la gyre subpolaire ainsi que les mers Nordiques, en accord avec les précédentes études. En outre, nous montrons que le transport par le Deep Western Boundary Current augmente avec le raffinement horizontal, des seuils jusqu'à Flemish Cape, dû à l'augmentation de l'overflow à travers le détroit du Danemark et de la formation d'eau dense dans la gyre subpolaire. Cela intensifie la circulation méridienne dans l'Atlantique, calculée par classe de densité, de l'ordre de 8 Sv dans la gyre subpolaire dans la configuration incluant le raffinement de grille. En aval de la mer du Labrador, nous montrons que le Deep Western Boundary Current interagit successivement avec la circulation de surface constituée de la dérive Nord Atlantique dans la région de l'intergyre, la gyre de recirculation et le Gulf Stream au large de Cape Hatteras. Cette interaction surface/fond semble induire une augmentation de l'intensité de l'AMOC calculée en fonction de la profondeur, donnant lieu à un maximum vers 35°N. Ce processus est inexistant dans la configuration sans le zoom. A 26.5° N, l'AMOC est plus intense de 4 Sv dans la configuration avec zoom et en meilleur accord avec les observations que dans la version sans zoom. Enfin au-delà de l'empreinte du zoom (i.e. dans la zone de basse résolution), dans l'Atlantique Sud, le maximum de l'AMOC à 40°S est plus intense de 3 Sv en fin de simulation signifiant que l'information est capable de se propager en-dehors du zoom.

Dans la configuration ERNA (1/8°), l'intensité moyenne du DWBC est correcte par rapport aux observations mais pas pour les bonnes raisons. En effet, cette intensité est due à une formation d'eau profonde excessive dans la gyre subpolaire (formation excessive en volume et surestimation de la densité des masses d'eau produites). Les eaux ainsi formées remplacent les eaux denses normalement issues des détroits entre le Groenland et l'Ecosse. Or les processus de variabilité des overflows sont différents de ceux qui influencent la formation d'eau profonde. La surestimation de la MLD dans les modèles d'océan de basse résolution est un biais récurrent qui est très probablement lié à la non représentation des tourbillons de méso-échelle impliqués dans la phase de restratification qui suit un évènement convectif.

La Labrador Sea Water (LSW) résulte de processus convectif hivernaux localisés principalement à l'intérieur de la Mer du Labrador, dans le courant du Labrador ainsi qu'en mer d'Irminger. La LSW est une des masses d'eau qui constitue le DWBC (les autres sont plus denses, issues des mers Nordiques). Les observations (Straneo, 2006b; Palter et al., 2008) et les modèles idéalisés

(Spall, 2004) suggèrent que les tourbillons assurent les échanges de chaleur entre intérieur de la Mer du Labrador et courants de bord, et jouent un rôle dans l'export de la LSW formée dans l'intérieur du bassin vers le DWBC. Il ressort donc de ces différentes études que la méso-échelle module le mécanisme de formation et d'export de la LSW dans les Mers du Labrador et d'Irminger ; elles suggèrent également qu'un transport vertical (downwelling) se produit préférentiellement dans le courant de bord, modifiant ainsi l'intensité et la structure verticale du DWBC dans la gyre subpolaire.

C'est dans cette perspective que nous avons exploré (Chapitre 4) l'évolution de la structure dynamique et thermohaline du DWBC, en lien avec la représentation de la méso-échelle, dans la mer du Labrador à l'aide de la configuration FER.

Dans cette configuration eddy-resolving, la dérive en température et salinité est nettement moins importante que dans ERNA et la dynamique est en accord avec les observations. En particulier la barotropisation du courant de bord entre l'est et l'ouest de la section AR7W est bien présente.

A partir d'une équation simplifiée de la vorticité relative dans un modèle à deux couches isopycnales, nous avons cherché à identifier des zones où se produit un transport vertical comme suggéré par Spall (2010). Il ressort de cette analyse que les termes de stretching associés à la vitesse verticale au fond et entre les couches dominant l'équilibre en vorticité. En particulier, il semble qu'un downwelling se produit le long du Labrador Current à l'ouest du bassin ; ce transport vertical orienté vers le fond engendrerait une déviation de la colonne d'eau inférieure vers le large via le terme de bottom vortex stretching. Les autres termes de l'équation de vorticité simplifiée sont un ordre de grandeur inférieur au stretching. Il est important de considérer cette étude comme une première approche vers l'analyse en vorticité (non barotrope) du DWBC dans un contexte réaliste. En effet, notre analyse repose sur de nombreuses hypothèses, et un bilan complet de la vorticité est indispensable (mais difficile à effectuer dans un contexte réaliste) pour conclure.

En outre, cette configuration permet de montrer qu'il existe un transport vertical au large de Cape Désolation dans une zone de forte activité tourbillonnaire en accord avec l'étude de Spall (2010). La quantification du transport diapycnal à partir des flux de surface (en supposant un état stationnaire) ou en différenciant les transports du DWBC sortant et entrant à travers la section AR7W révèle que la convection au sein du courant de bord est encore surestimée dans la configuration FER.

Finalement, la résolution explicite de la méso-échelle permet de réduire significativement la profondeur de MLD au coeur de la mer du Labrador et de la mer d'Irminger par rapport une configuration eddy-ermitting, ce qui est en accord avec les précédentes études (Chanut et al., 2008; Gelderloos et al., 2011). Néanmoins, la représentation des processus qui interviennent

dans la transformation des masses d'eau n'est pas encore totalement satisfaisante. On note qu'une dérive des masses d'eau persiste en sub-surface et affecte le processus convectif. Nous évoquerons plus loin les origines possible de ce biais.

Cette thèse met en évidence en quoi la résolution spatiale affecte la circulation moyenne dans l'Atlantique Nord, en surface et en profondeur, et finalement l'AMOC. En poursuite de ce travail, il serait intéressant d'adresser la variabilité du DWBC dans les trois configurations de résolution croissante dont nous disposons.

Dans la première étude nous avons mis en avant le fait que la convection n'était pas le seul mécanisme impliqué dans l'établissement de l'intensité de l'AMOC : le croisement sur la verticale entre le DWBC et les courants de surface à des endroits clés a également un effet sur l'intensité moyenne de l'AMOC. Kieke et al. (2009) supportent l'importance de l'interaction entre le DWBC et le NAC au niveau de Flemish Cap, où une fraction de la LSW est exportée vers l'intérieur du bassin Atlantique à l'aide d'observations. Plus au sud, Zhang and Vallis (2007) mettent en avant l'importance du DWBC (notamment son intensité) au niveau des Grands Bancs dans le développement du Northern Recirculation Gyre et du décollement du Gulf Stream au niveau de Cap Hatteras. Il est nécessaire de clarifier le rôle de ces processus pour la variabilité interannuelle de l'AMOC. En effet, chaque interaction entre les courants de surface et le DWBC est susceptible d'affecter le lien entre formation d'eau dense dans la gyre subpolaire et l'AMOC aux latitudes subtropicales. Il serait donc intéressant d'explorer comment la variabilité du DWBC, établie dans la gyre subpolaire, est affectée par son croisement avec les courants de surface qui ont eux mêmes leur propre variabilité, en particulier dans deux zones spécifiques : (i) entre Flemish Cap et la pointe des Grands Bancs, où le DWBC croise la dérive Nord Atlantique, (ii) au niveau de Cap Hatteras pour le croisement avec le Gulf Stream. Ces différentes interactions peuvent ainsi potentiellement modifier la cohérence méridienne de l'AMOC, mais cela ne sera évident que dans des modèles capables de reproduire correctement la structure verticale et horizontale de la circulation en profondeur.

Alors que l'augmentation successive de la résolution spatiale dans la gyre subpolaire a clairement permit de réduire des biais récurrents, certains comportements persistent ou émergent. Par exemple la dérive des propriétés thermohalines en sub-surface, bien que plus faible, persiste dans la gyre subpolaire. Ce comportement est sans doute multi-factoriel. La glace de mer à très haute résolution ($1/32^\circ$) peut expliquer en partie cette dérive. La limite d'extension de la glace de mer peut ainsi exposer une fraction de l'océan aux flux turbulents qui génèrent des eaux trop denses dans le courant de bord dans la mer du Labrador.

Les incertitudes concernant les flux turbulents et les flux d'eau douce aux hautes latitudes via la fonte des glaces autour du Groenland, la glace de mer et les précipitations contribuent très certainement à cette dérive thermohaline avec des conséquences sur la réponse de l'AMOC

(Behrens et al., 2013).

La nature advective de cette dérive a déjà été mentionnée dans de précédentes études (Treguier et al., 2005; Rattan et al., 2010). La route empruntée par la dérive nord Atlantique va dans ce sens. En effet, elle s'oriente en partie vers le nord à l'extrémité de la ride de Reykjanes (dans certaines configurations de basse résolution et également dans FER) alimentant ainsi la mer d'Irminger avec des eaux chaudes et salées sans qu'elles aient circulé au préalable dans le bassin d'Islande où sont normalement formées les eaux modales subpolaires.

Enfin certains processus, non représentés dans FER, sont susceptibles d'affecter les processus de formation d'eau dense (par exemple le déferlement des ondes de marée au niveau des talus et des rides océaniques).

Il sera donc nécessaire de clarifier les mécanismes à l'origine de ces biais et d'y remédier.

Une dernière perspective intéressante concerne la prise en compte de l'effet des tourbillons par le biais des paramétrisations de la méso et sous méso-échelle dans les modèles de climat (Gent and McWilliams, 1990; Fox-Kemper et al., 2011). Bien qu'elle permette de corriger la profondeur hivernale de la MLD aux hautes latitudes, la paramétrisation de la méso-échelle (Gent and McWilliams, 1990), par exemple, ne résoud pas les biais concernant les courants de bord ouest. En effet, elle tend à lisser les fronts en densité comme le Gulf Stream aux moyennes latitudes et entraîne une diminution d'intensité ainsi qu'une largeur de courant augmentée. Cela n'est donc pas favorable à une bonne localisation des courants, en surface et en profondeur, afin qu'ils interagissent pour établir l'intensité de l'AMOC comme nous l'avons évoqué dans le Chapitre 2. Dans la gyre subpolaire, il est ainsi nécessaire d'évaluer dans quelles mesures ces paramétrisations peuvent reproduire les flux diapycnaux dans le courant de bord et modifier ainsi la dynamique du DWBC. Le jeu des trois configurations de résolution croissante ORCA, ERNA et FER dont nous disposons, semble opportun pour réaliser une telle étude.

Annexe A

Les tableaux ci-dessous reprennent les principaux éléments concernant la configuration FER pour les modèles d'océan et de glace de mer.

Liste des clefs cpp activées lors de la compilation.

Clefs cpp
key_orca_r05=64
key_lim2
key_dynspg_ft
key_dynldf_c2d
key_traldf_c2d
key_trabbl
key_ldfslp
key_zdftke
key_zdfddm
key_traldf_eiv
key_agrif
key_mpp_mpi

Valeurs des principaux paramètres utilisés pour le modèle de glace de mer dans FER.

Grille	1/2°	1/8°	1/32°
hicrit	0.3,0.6	0.3,0.6	0.3,0.6
pstar	1.5e ⁰⁴	1.5e ⁰⁴	2.e ⁰⁴
creepI	5.0e ⁻⁰⁹	5.0e ⁻⁰⁹	5.0e ⁻⁰⁹
ahi0	200.	100.	70.
nevp	300	300	300
tlast	2880	2880	120

Valeurs des principaux paramètres utilisés pour le modèle d'océan dans FER.

Grille	1/2°	1/8°	1/32°
Δt	2160	720	240
nn_fsbc	4	12	6
ln_ssr	true	true	true
ln_ssr_bnd	true	true	true
rn_deds	-166.67	-166.67	-166.67
rn_ssr_bnd	4.	4.	4.
ln_abswind	false	false	false
ln_abswind_ice	false	false	false
rn_shlat	0.5	2.	2.
nn_cln_update	1	1	3
rn_sponge_tra	2880	2880	300
rn_sponge_dyn	2880	2880	300
nn_bbl_ldf	1	1	0
rn_ahtbbl	500.	500.	0.
nn_bbl_adv	0	0	0
ln_traadv_tvd	true	true	true
ln_traldf_lap	true	true	true
ln_traldf_iso	true	true	true
rn_aeiv_0	1000.	0	0.
rn_aht_0	600.	100.	25.
namdyn_adv	ln_dynadv_vec	ln_dynadv_cen2	ln_dynadv_cen2
namdyn_vor	ln_dynvor_een	ln_dynvor_ene	ln_dynvor_ene
ln_dynldf_bilap	true	true	true
ln_dynldf_hor	true	true	true
rn_ahm_0_blp	-12e ¹¹	-8.5e ⁹	-0.5e ⁹
ln_zdfevd	true	true	true
nn_evdm	1	1	1
rn_avevd	10	10	10

Bibliographie

- Bacon, S., Saunders, P.M.. The Deep Western Boundary Current at Cape Farewell : Results from a Moored Current Meter Array. *Journal of Physical Oceanography* 2010;40(4) :815–829. URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2009JP04091.1>. doi :10.1175/2009JP04091.1.
- Barnier, B., Madec, G., Penduff, T., Molines, J.M., Treguier, A.M., 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., Cuevas, B.. Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy-permitting resolution. *Ocean Dynamics* 2006 ;56(5-6) :543–567. URL : <http://www.springerlink.com/index/10.1007/s10236-006-0082-1>. doi :10.1007/s10236-006-0082-1.
- Beird, N.L., Rhines, P.B., Eriksen, C.C.. Overflow Waters at the Iceland–Faroe Ridge Observed in Multiyear Seaglider Surveys. *Journal of Physical Oceanography* 2013;43(11) :2334–2351. URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JP0-D-13-029.1>. doi :10.1175/JP0-D-13-029.1.
- Behrens, E., Biastoch, A., Böning, C.W.. Spurious AMOC trends in global ocean sea-ice models related to subarctic freshwater forcing. *Ocean Modelling* 2013;69 :39–49. URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500313000899>. doi :10.1016/j.ocemod.2013.05.004.
- Biastoch, A., Böning, C.W., Getzlaff, J., Molines, J.M., Madec, G.. Causes of Inter-annual–Decadal Variability in the Meridional Overturning Circulation of the Midlatitude North Atlantic Ocean. *Journal of Climate* 2008 ;21(24) :6599–6615. URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2008JCLI2404.1>. doi :10.1175/2008JCLI2404.1.
- Böning, C.W., Scheinert, M., Dengg, J., Biastoch, A., Funk, A.. Decadal variability of subpolar gyre transport and its reverberation in the North Atlantic overturning. *Geophysical Research Letters* 2006 ;33(21) :1–5. URL : <http://www.agu.org/pubs/crossref/2006/2006GL026906.shtml>. doi :10.1029/2006GL026906.
- Bower, A.S., Lozier, M.S., Gary, S.F., Böning, C.W.. Interior pathways of the North Atlantic meridional overturning circulation. *Nature* 2009;459(7244) :243–7. URL : <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/19444214>. doi :10.1038/nature07979.
- Bryan, F.O., Hecht, M.W., Smith, R.D.. Resolution convergence and sensitivity studies with North Atlantic circulation models. Part I : The western boundary current system. *Ocean Modelling* 2007 ;16(3-4) :141–159. URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500306000904>. doi :10.1016/j.ocemod.2006.08.005.

- Chanut, J., Barnier, B., Large, W., Debreu, L., Penduff, T., Molines, J.M., Mathiot, P. Mesoscale Eddies in the Labrador Sea and Their Contribution to Convection and Restratification. *Journal of Physical Oceanography* 2008 ;38(8) :1617–1643. URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2008JP03485.1>. doi :10.1175/2008JP03485.1.
- Chelton, D.B., Roland, D.A., Schlax, M.G.. Geographical Variability of the First Baroclinic Rossby Radius of Deformation. *Journal of Physical Oceanography* 1998 ;28 :433–460.
- Colin de Verdière, A.. Buoyancy driven planetary flows. *Journal of Marine Research* 1988 ;46(2).
- Cunningham, S.a., Kanzow, T., Rayner, D., Baringer, M.O., Johns, W.E., Marotzke, J., Longworth, H.R., Grant, E.M., Hirschi, J.J.M., Beal, L.M., Meinen, C.S., Bryden, H.L.. Temporal variability of the Atlantic meridional overturning circulation at 26.5 degrees N. *Science (New York, NY)* 2007 ;317(5840) :935–8. URL : <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/17702940>. doi :10.1126/science.1141304.
- Danabasoglu, G., Yeager, S.G., Bailey, D., Behrens, E., Bi, D., Biastoch, A., Bozec, A., Cassou, C., Chassignet, E., Danilov, S., Diansky, N., Farneti, R., Fernandez, E., Fogli, P.G., Forget, G., Gusev, A., Heimbach, P., Howard, A., Griffies, S.M., Kelley, M., Large, W.G., Leboissetier, A., Lu, J., Marsland, S.J., Masina, S., Navarra, A., George, A.J., Samuels, B.L., Scheinert, M., Terray, L., Treguier, A.m., Tsujino, H., Valcke, S., Voltaire, A., Wang, Q.. North Atlantic Simulations in Coordinated Ocean-ice Reference Experiments phase II (CORE-II). Part I : Mean. *Ocean Modelling* 2013 ;.
- Debreu, L., Vouland, C., Blayo, E.. AGRIF : Adaptive grid refinement in Fortran. *Computers & Geosciences* 2008 ;34(1) :8–13. URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S009830040700115X>. doi :10.1016/j.cageo.2007.01.009.
- Deshayes, J., Frankignoul, C., Drange, H.. Formation and export of deep water in the Labrador and Irminger Seas in a GCM. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers* 2007 ;54(4) :510–532. URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0967063707000039>. doi :10.1016/j.dsr.2006.12.014.
- Deshayes, J., Straneo, F., Spall, M.A.. Mechanisms of variability in a convective basin. *Journal of Marine Research* 2009 ;67(3) :273–303. URL : <http://openurl.ingenta.com/content/xref?genre=article&issn=0022-2402&volume=67&issue=3&page=273>. doi :10.1357/002224009789954757.
- Dufresne, J.L., Foujols, M.a., Denvil, S., Caubel, A., Marti, O., Aumont, O., Balkanski, Y., Bekki, S., Bellenger, H., Benshila, R., Bony, S., Bopp, L., Braconnot, P., Brockmann, P., Cadule, P., Cheruy, F., Codron, F., Cozic, A., Cugnet, D., Noblet, N., Duvel, J.P., Ethé, C., Fairhead, L., Fichet, T., Flavoni, S., Friedlingstein, P., Grandpeix, J.Y., Guez, L., Guilyardi, E., Hauglustaine, D., Hourdin, F., Idelkadi, A., Ghattas, J., Joussaume, S., Kageyama, M., Krinner, G., Labetoulle, S., Lahellec, A., Lefebvre, M.P., Lefevre, F., Levy, C., Li, Z.X., Lloyd, J., Lott, F., Madec, G., Mancip, M., Marchand, M., Masson, S., Meurdesoif, Y., Mignot, J., Musat, I., Parouty, S., Polcher, J., Rio, C., Schulz, M., Swingedouw, D., Szopa, S., Talandier, C., Terray, P., Viovy, N., Vuichard, N.. Climate change projections using the IPSL-CM5 Earth System Model : from CMIP3 to CMIP5. *Climate Dynamics* 2013 ;40(9-10) :2123–2165. URL : <http://link.springer.com/10.1007/s00382-012-1636-1>. doi :10.1007/s00382-012-1636-1.

- Dussin, R., Barnier, B.. The Making of DFS5.1. Technical Report; 2013. URL : <http://www.drakkar-ocean.eu/publications/reports>.
- Eden, C., Willebrand, J.. Mechanism of Interannual to Decadal Variability of the North Atlantic Circulation. *Journal of Climate* 2001;14(10) :2266–2280. URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0442%282001%29014%3C2266%3AM0ITDV%3E2.0.CO%3B2>. doi :10.1175/1520-0442(2001)014<2266:M0ITDV>2.0.CO;2.
- Fischer, J.. Boundary Circulation at the Exit of the Labrador Sea. *Journal of Physical Oceanography* 2004 ; :1548–1570.
- Fischer, J., Visbeck, M., Zantopp, R., Nunes, N.. Interannual to decadal variability of outflow from the Labrador Sea. *Geophysical Research Letters* 2010 ;37(24) :L24610. URL : <http://www.agu.org/pubs/crossref/2010/2010GL045321.shtml>. doi :10.1029/2010GL045321.
- Fox-Kemper, B., Danabasoglu, G., Ferrari, R., Griffies, S., Hallberg, R., Holland, M., Maltrud, M., Peacock, S., Samuels, B.. Parameterization of mixed layer eddies. III : Implementation and impact in global ocean climate simulations. *Ocean Modelling* 2011 ;39(1-2) :61–78. URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500310001290>. doi :10.1016/j.ocemod.2010.09.002.
- Gelderloos, R., Katsman, C.a., Drijfhout, S.S.. Assessing the Roles of Three Eddy Types in Restratifying the Labrador Sea after Deep Convection. *Journal of Physical Oceanography* 2011 ;41(11) :2102–2119. URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JPO-D-11-054.1>. doi :10.1175/JPO-D-11-054.1.
- Gent, P.R., McWilliams, J.C.. Isopycnal Mixing in Ocean Circulation Models. *Journal of Physical Oceanography* 1990 ;20 :150–155.
- Getzlaff, K., Böning, C.W., Dengg, J.. Lagrangian perspectives of deep water export from the subpolar North Atlantic. *Geophysical Research Letters* 2006 ;33(21) :L21S08. URL : <http://www.agu.org/pubs/crossref/2006/2006GL026470.shtml>. doi :10.1029/2006GL026470.
- Griffies, S.M., Biastoch, A., Böning, C., Bryan, F., Danabasoglu, G., Chassignet, E.P., England, M.H., Gerdes, R., Haak, H., Hallberg, R.W., Hazeleger, W., Jungclaus, J., Large, W.G., Madec, G., Pirani, A., Samuels, B.L., Scheinert, M., Gupta, A.S., Severijns, C.a., Simmons, H.L., Treguier, A.M., Winton, M., Yeager, S., Yin, J.. Coordinated Ocean-ice Reference Experiments (COREs). *Ocean Modelling* 2009 ;26(1-2) :1–46. URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500308001182>. doi :10.1016/j.ocemod.2008.08.007.
- Gulev, S.K., Barnier, B., Molines, J.M., Penduff, T., Chanut, J.. Impact of spatial resolution on simulated surface water mass transformations in the Atlantic. *Ocean Modelling* 2007 ;19(3-4) :138–160. URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500307000960>. doi :10.1016/j.ocemod.2007.07.004.
- Hall, M.M., Torres, D.J., Yashayaev, I.. Absolute velocity along the AR7W section in the Labrador Sea. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers* 2013 ;72 :72–87. URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0967063712002257>. doi :10.1016/j.dsr.2012.11.005.

- Hodson, D.L.R., Sutton, R.T.. The impact of resolution on the adjustment and decadal variability of the Atlantic meridional overturning circulation in a coupled climate model. *Climate Dynamics* 2012; URL : <http://www.springerlink.com/index/10.1007/s00382-012-1309-0>. doi :10.1007/s00382-012-1309-0.
- Holliday, N.P., Bacon, S., Allen, J., McDonagh, E.L.. Circulation and Transport in the Western Boundary Currents at Cape Farewell, Greenland. *Journal of Physical Oceanography* 2009;39(8) :1854–1870. URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2009JP04160.1>. doi :10.1175/2009JP04160.1.
- Katsman, C.A., Spall, M.A., Pickart, R.S.. Boundary Current Eddies and Their Role in the Restratification of the Labrador Sea *. *Journal of Physical Oceanography* 2004;34 :1967–1983.
- Kieke, D., Klein, B., Stramma, L., Rhein, M., Koltermann, K.P.. Variability and propagation of Labrador Sea Water in the southern subpolar North Atlantic. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers* 2009;56(10) :1656–1674. URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0967063709001058>. doi :10.1016/j.dsr.2009.05.010.
- Large, W.G., Yeager, S.G.. Diurnal to Decadal Global Forcing for Ocean and Sea-Ice Models : the Data Sets and Flux Climatologies. Technical Report ; 2004.
- Lavender, K., Davis, R., Owens, W.. Mid-depth recirculation observed in the interior Labrador and Irminger seas by direct velocity measurements. *Nature* 2000;407(6800) :66–9. URL : <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/10993072>. doi :10.1038/35024048.
- Le Sommer, J., Penduff, T., Theetten, S., Madec, G., Barnier, B.. How momentum advection schemes influence current-topography interactions at eddy permitting resolution. *Ocean Modelling* 2009;29(1) :1–14. URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500308001753>. doi :10.1016/j.ocemod.2008.11.007.
- Lee, M.M., Coward, A.C., Nurser, A.J.G.. Spurious Diapycnal Mixing of the Deep Waters in an Eddy-Permitting Global Ocean Model. *Journal of Physical Oceanography* 2002;32 :1522–1535.
- Levitus, S., Boyer, T., Concright, M., Johnson, D., O'Brien, T., Antonov, J., Stephens, C., Garfield, R.. *World Ocean Database 1998, vol. I, Introduction*. Technical Report ; 1998.
- Lévy, M., Klein, P., Tréguier, A.M., Iovino, D., Madec, G., Masson, S., Takahashi, K.. Modifications of gyre circulation by sub-mesoscale physics. *Ocean Modelling* 2010;34(1-2) :1–15. URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500310000582>. doi :10.1016/j.ocemod.2010.04.001.
- Lumpkin, R., Johnson, G.C.. Global ocean surface velocities from drifters : Mean, variance, El Niño-Southern Oscillation response, and seasonal cycle. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 2013;118(6) :2992–3006. URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/jgrc.20210>. doi :10.1002/jgrc.20210.
- Madec, G.. "NEMO ocean engine". Technical Report ; Note du Pole de modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France, No 27 ISSN No 1288-1619; 2008.

- Mccarthy, G., Johns, W.E., Baringer, M.O., Meinen, C.S., Bryden, H.L., Rayner, D., Duche, A., Roberts, C., Cunningham, S.A.. Observed interannual variability of the Atlantic meridional overturning circulation at 26 . 5 N. *Geophysical Research Letters* 2012 ;39 :1–5. doi :10.1029/2012GL052933.
- Palter, J.B., Lozier, M.S., Lavender, K.L.. How Does Labrador Sea Water Enter the Deep Western Boundary Current ? *Journal of Physical Oceanography* 2008 ;38(5) :968–983. URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2007JP03807.1>. doi :10.1175/2007JP03807.1.
- Penduff, T., Le Sommer, J., Barnier, B., Treguier, A.M., Molines, J.M., Madec, G.. Influence of numerical schemes on current-topography interactions in 1/4° global ocean simulations. *Ocean Science* 2007 ; :509–524.
- Pickart, R.S., Spall, M.A.. Impact of Labrador Sea Convection on the North Atlantic Meridional Overturning Circulation. *Journal of Physical Oceanography* 2007 ;37(9) :2207–2227. URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JP03178.1>. doi :10.1175/JP03178.1.
- Rattan, S., Myers, P.G., Treguier, A.M., Theetten, S., Biastoch, A., Böning, C.. Towards an understanding of Labrador Sea salinity drift in eddy-permitting simulations. *Ocean Modelling* 2010 ;35(1-2) :77–88. URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500310001009>. doi :10.1016/j.ocemod.2010.06.007.
- Reverdin, G.. North Atlantic Ocean surface currents. *Journal of Geophysical Research* 2003 ;108(C1). URL : <http://www.agu.org/pubs/crossref/2003/2001JC001020.shtml>. doi :10.1029/2001JC001020.
- Rhein, M., Kieke, D., Hüttl-Kabus, S., Roessler, A., Mertens, C., Meissner, R., Klein, B., Böning, C.W., Yashayaev, I.. Deep water formation, the subpolar gyre, and the meridional overturning circulation in the subpolar North Atlantic. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography* 2011 ;58(17-18) :1819–1832. URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0967064511000440>. doi :10.1016/j.dsr2.2010.10.061.
- Richardson, P.L.. On the history of meridional overturning circulation schematic diagrams. *Progress in Oceanography* 2008 ;76(4) :466–486. URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0079661108000086>. doi :10.1016/j.pocean.2008.01.005.
- Roulet, G., Madec, G.. Salt conservation, free surface, and varying levels : a new formulation for ocean general circulation models. *Journal of Geophysical Research* 2000 ;105 :23,927–23,942.
- Schott, F.A.. Circulation and Deep-Water Export at the Western Exit of the Subpolar North Atlantic. *Journal of Physical Oceanography* 2004 ;(1993) :817–843.
- Schott, F.a., Fischer, J., Dengler, M., Zantopp, R.. Variability of the Deep Western Boundary Current east of the Grand Banks. *Geophysical Research Letters* 2006 ;33(21) :3–7. URL : <http://www.agu.org/pubs/crossref/2006/2006GL026563.shtml>. doi :10.1029/2006GL026563.
- Send, U., Marshall, J.. Integral Effects of Deep Convection. *Journal of Physical Oceanography* 1995 ;25.

- Smith, R.D., Maltrud, M.E., Bryan, F.O., Hecht, M.W.. Numerical Simulation of the North Atlantic Ocean at 10. *Journal of Physical Oceanography* 2000 ; :1532–1561.
- Spall, M.A.. On the thermohaline circulation in flat bottom marginal Seas. *Journal of Marine Research* 2003 ;61(1) :1–25.
- Spall, M.A.. Boundary Currents and Watermass Transformation in Marginal Seas*. *Journal of Physical Oceanography* 2004 ;34(5) :1197–1213. URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/1520-0485%282004%29034%3C1197%3ABCAWTI%3E2.0.CO%3B2>. doi :10.1175/1520-0485(2004)034<1197:BCAWTI>2.0.CO;2.
- Spall, M.A.. Non-local topographic influences on deep convection : An idealized model for the Nordic Seas. *Ocean Modelling* 2010 ;32(1-2) :72–85. URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1463500309002054>. doi :10.1016/j.ocemod.2009.10.009.
- Spence, P., Saenko, O.a., Sijp, W., England, M.. The Role of Bottom Pressure Torques on the Interior Pathways of North Atlantic Deep Water. *Journal of Physical Oceanography* 2012 ;42(1) :110–125. URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2011JP04584.1>. doi :10.1175/2011JP04584.1.
- Straneo, F.. Heat and Freshwater Transport through the Central Labrador Sea *. *Journal of Physical Oceanography* 2006a ;(36) :606–628.
- Straneo, F.. On the Connection between Dense Water Formation, Overturning, and Poleward Heat Transport in a Convective Basin*. *Journal of Physical Oceanography* 2006b ;36(9) :1822–1840. URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JP02932.1>. doi :10.1175/JP02932.1.
- Treguier, A.M., Deshayes, J., Le Sommer, J., Lique, C., Madec, G., Penduff, T., Molines, J.M., Barnier, B., Bourdalle-Badie, R., Talandier, C.. Meridional transport of salt in the global ocean from an eddy-resolving model. *Ocean Science* 2014 ;10(2) :243–255. URL : <http://www.ocean-sci.net/10/243/2014/>. doi :10.5194/os-10-243-2014.
- Treguier, A.M., Theetten, S., Chassignet, E.P., Penduff, T., Smith, R.D., Talley, L.D., Beisman, J., Boning, C.W.. The North Atlantic Subpolar Gyre in Four High-Resolution Models. *Journal of Physical Oceanography* 2005 ;(2002) :757–774.
- Vage, K., Pickart, R.S., Moore, G.W.K., Ribergaard, M.H.. Winter Mixed Layer Development in the Central Irminger Sea : The Effect of Strong, Intermittent Wind Events. *Journal of Physical Oceanography* 2008 ;38(3) :541–565. URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/2007JP03678.1>. doi :10.1175/2007JP03678.1.
- Vage, K., Pickart, R.S., Sarafanov, A., Knutsen, O.y., Mercier, H., Lherminier, P., van Aken, H.M., Meincke, J., Quadfasel, D., Bacon, S.. The Irminger Gyre : Circulation, convection, and interannual variability. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers* 2011 ;58(5) :590–614. URL : <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0967063711000562>. doi :10.1016/j.dsr.2011.03.001.
- Weese, S.R., Bryan, F.O.. Climate impacts of systematic errors in the simulation of the path of the North Atlantic Current. *Geophysical Research Letters* 2006 ;33(19) :1–6. URL : <http://www.agu.org/pubs/crossref/2006/2006GL027669.shtml>. doi :10.1029/2006GL027669.

- Winton, M., Anderson, W.G., Delworth, T.L., Griffies, S.M., Hurlin, W.J., Rosati, A.. Has coarse resolution biased simulations of transient climate sensitivity? *Geophysical Research Letters* 2014; :8522–8529doi :10.1002/2014GL061523.Received.
- Zhang, R., Delworth, T.L., Rosati, A., Anderson, W.G., Dixon, K.W., Lee, H.C., Zeng, F.. Sensitivity of the North Atlantic Ocean Circulation to an abrupt change in the Nordic Sea overflow in a high resolution global coupled climate model. *Journal of Geophysical Research* 2011;116(C12) :1–14. URL : <http://www.agu.org/pubs/crossref/2011/2011JC007240.shtml>. doi :10.1029/2011JC007240.
- Zhang, R., Vallis, G.K.. The Role of Bottom Vortex Stretching on the Path of the North Atlantic Western Boundary Current and on the Northern Recirculation Gyre. *Journal of Physical Oceanography* 2007;37(8) :2053–2080. URL : <http://journals.ametsoc.org/doi/abs/10.1175/JP03102.1>. doi :10.1175/JP03102.1.