



# Influence de la formation d'eau profonde sur la variabilité de la circulation méridienne moyenne dans l'Océan Atlantique

Julie Deshayes

► **To cite this version:**

Julie Deshayes. Influence de la formation d'eau profonde sur la variabilité de la circulation méridienne moyenne dans l'Océan Atlantique. Océan, Atmosphère. UPMC Université Paris VI, 2006. Français. <tel-01138805>

**HAL Id: tel-01138805**

**<https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01138805>**

Submitted on 2 Apr 2015

**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 PARIS VI - PIERRE ET MARIE CURIE  
ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES DE L'ENVIRONNEMENT D'ÎLE DE FRANCE

Doctorat  
Océanographie Physique

**JULIE DESHAYES**

INFLUENCE DE LA FORMATION D'EAU PROFONDE SUR LA  
VARIABILITÉ DE LA CIRCULATION MÉRIDIENTE MOYENNE  
DANS L'OCÉAN ATLANTIQUE

Thèse dirigée par le Pr. C. Frankignoul

soutenue le 19 Octobre 2006

mention "Très Honorable"

**Jury :**

Mme Anne-Marie TRÉGUIER ..... Rapporteur  
M. Helge DRANGE ..... Examineur  
Pr. Claude FRANKIGNOUL ..... Directeur de thèse  
M. Gilles REVERDIN ..... Examineur  
Pr. Friedrich SCHOTT ..... Rapporteur  
Pr. Vladimir TSEITLINE ..... Président du jury

Thèse préparée au LOCEAN (Laboratoire d'Océanographie et de Climatologie - Expérimentation  
et Approches Numériques, ex LODYC)

4, Place Jussieu

75252 Paris Cedex 05

FRANCE

---

# Remerciements

Cette thèse a été pour moi une expérience extrêmement enrichissante, tant sur le plan personnel que pour mon apprentissage de l'océanographie. Cela n'aurait pas été possible sans la patience et la disponibilité de Claude Frankignoul. Je lui suis infiniment reconnaissante pour tout ce qu'il m'a appris pendant ces trois années. Je remercie également le Pr. V. Tseitline qui m'a soutenue depuis mon DEA et a présidé le jury de ma thèse, le Pr. F. Schott qui a accepté d'être rapporteur et Anne-Marie Tréguier pour tous ses commentaires détaillés sur le manuscrit. Merci aussi à Gilles Reverdin pour tous ses conseils qui m'ont beaucoup aidée.

Je remercie sincèrement Helge Drange, qui a rendu possible la collaboration franco-norvégienne à l'origine de la seconde partie de ma thèse, et qui m'a amicalement soutenue et encouragée. Je remercie également toute l'équipe du NERSC qui a réalisé les simulations que j'ai utilisées.

Je tiens à remercier l'équipe "interactions air-mer" du LOCEAN qui m'a chaleureusement entourée, et particulièrement Christophe Herbaut et Jérôme Sirven pour leurs nombreux conseils tant personnels que scientifiques. Je remercie aussi tous les acteurs du LODYC/LOCEAN, dont ses directeurs Pierre Soler et Laurence Eymard, pour leur accueil.

Ces trois années de thèse auraient été bien monotones sans les discussions très diverses mais toujours passionnantes avec Yoav, Tristan, Clement 4, Bahjat, Sebastien, Thomas, Clement 5, qui ont ponctué mon quotidien au laboratoire. J'ai énormément apprécié le soutien permanent d'Emilie, Hélène, Alexandra, Rym et Juliette, qui sont pour beaucoup dans ce travail. Je n'oublie pas les amis de l'extérieur, Mathilde, Jeremie, Laure, Jean-Pierre, Didier, Lisl, David, qui m'ont patiemment écoutée discuter sur l'océanographie et la recherche française. Je remercie sincèrement ma famille et tout particulièrement mes parents, Barbara et Maël, qui m'ont toujours soutenue et encouragée. Merci enfin à Stéphane, grâce à qui cette expérience s'est si bien terminée.

---



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Transport méridien de chaleur et circulation méridienne moyenne dans l’océan . . .	1
1.2	La MOC dans l’Océan Atlantique Nord . . . . .	4
1.3	La MOC et le climat terrestre . . . . .	7
1.4	Variabilité interannuelle à multidécennale de la MOC . . . . .	9
1.5	Influence de la formation d’eau profonde sur la variabilité de la MOC . . . . .	10
1.6	Objet de la thèse . . . . .	12
<b>2</b>	<b>Variabilité de la MOC induite par la formation d’eau profonde</b>	<b>15</b>
2.1	Mécanismes de variabilité . . . . .	15
2.2	<i>Spectral characteristics of the response of the MOC to deep-water formation</i> . . .	17
2.3	Résultats et perspectives . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Formation et exportation d’eau profonde dans l’Atlantique Nord</b>	<b>35</b>
3.1	Les observations . . . . .	35
3.2	Utilisation d’une simulation réaliste de la circulation dans l’Atlantique Nord . . .	38
3.3	<i>Formation and export of deep water in the Labrador and Irminger Seas in a GCM</i>	63
3.4	Résultats et perspectives . . . . .	95
<b>4</b>	<b>Variabilité de la circulation dans l’Atlantique Nord</b>	<b>99</b>
4.1	Influence de la variabilité atmosphérique sur la circulation dans l’Atlantique Nord	99
4.2	<i>Variability of the circulation in the North Atlantic from 1953 to 2003</i> . . . . .	101
4.3	Perspective : Variabilité de la gyre subpolaire de 1995 à 2003 . . . . .	127
	<b>Conclusion</b>	<b>129</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>137</b>

---



# Liste des abbréviations

De nombreuses abbréviations sont utilisées dans cette thèse pour alléger la syntaxe. Elles font référence à des éléments essentiels du sujet étudié, il est donc indispensable de les définir précisément.

**MOC** désigne la circulation méridienne moyenne dans l’océan (ou *Meridional Overturning Circulation*), définie comme la fonction de courant associée à la moyenne zonale de la vitesse méridienne.

**NADW** (*North Atlantic Deep Water*): ce sont les masses d’eau dense qui sont formées aux hautes latitudes de l’Atlantique Nord et transportées vers le sud par la branche profonde de la MOC, notamment par le ...

**DWBC** (*Deep Western Boundary Current*), courant profond dans l’Océan Atlantique qui s’écoule le long de la topographie autour de la mer d’Irminger et de la mer du Labrador, puis vers le sud le long du bord ouest.

**LSW** (*Labrador Sea Water*) est l’appellation usuelle des masses d’eau formées par convection dans la mer du Labrador. On distingue, en particulier:

**uLSW** ou *upper-LSW*, qui sont les plus légères, formées par convection dans le courant du Labrador, et

**cLSW** ou *classical-LSW*, formées dans l’intérieur du bassin.

**NAO** (*North Atlantic Oscillation*) est le mode de variabilité atmosphérique dominant dans l’Atlantique Nord.

---





# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Transport méridien de chaleur et circulation méridienne moyenne dans l'océan

Les flux radiatifs solaires sont la principale source d'énergie pour le système océan-atmosphère. Une partie des flux reçus est directement réfléchi (environ 30%), le reste est absorbé par l'océan et l'atmosphère et ré-émis sous forme de rayonnement infrarouge (Gill 1982). La somme des flux émis est inférieure à celle des flux reçus à basse latitude et supérieure à haute latitude (Fig.1.1). Cela signifie que les processus radiatifs du système océan-atmosphère agissent continuellement pour refroidir les hautes latitudes et réchauffer les basses latitudes. Seul un transport de chaleur de l'équateur vers les pôles peut compenser cet effet.

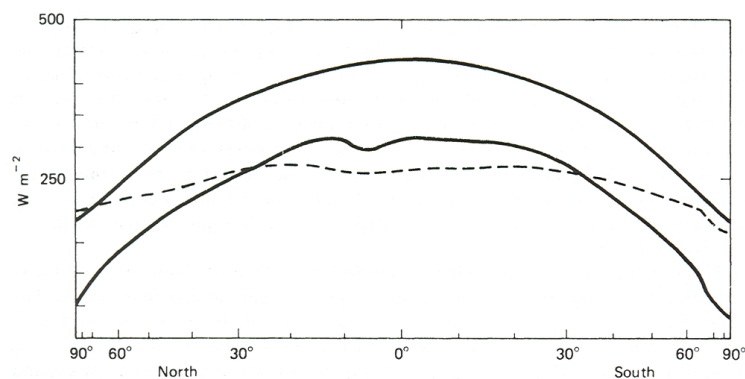


FIG. 1.1 – *Bilan radiatif pour le système océan-atmosphère : somme des flux solaires reçus (trait plein en haut), énergie absorbée par l'océan et l'atmosphère (trait plein en bas) et somme des flux émis (tirets), d'après Gill (1982).*

Ce transport méridien de chaleur est réalisé par l’atmosphère et l’océan. D’après Trenberth et Caron (2001), le transport océanique de chaleur est maximum vers  $20^{\circ}\text{N}$  et égal à 2 PW (Petawatts =  $10^{15}$  W), ce qui est du même ordre de grandeur que la contribution atmosphérique à cette latitude (Fig.1.2). Dans cette étude, le transport méridien de chaleur par l’océan est calculé à partir du transport méridien de chaleur par l’atmosphère, comme le résidu requis pour équilibrer le bilan radiatif terrestre. Wunsch (2005) souligne l’imprécision de cette méthode, due à l’incertitude de l’estimation du transport de chaleur dans l’atmosphère. Ganachaud et Wunsch (2000) estiment le transport méridien de chaleur par l’océan directement à partir des observations, et obtiennent 1.8 PW pour le transport de chaleur océanique à  $30^{\circ}\text{N}$ . Cette estimation est cohérente avec les résultats de Trenberth et Caron (2001), et confirme que l’océan transporte une part significative de chaleur vers les pôles. Trenberth et Caron (2001) montrent aussi que le transport océanique de chaleur dans l’hémisphère nord est essentiellement réalisé dans l’Océan Atlantique (Fig.1.3), ce qui est également cohérent avec les résultats de Ganachaud et Wunsch (2000).

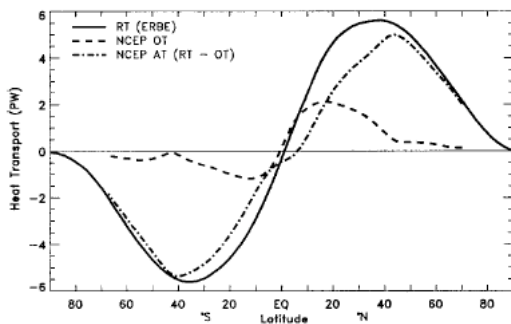


FIG. 1.2 – *Transport méridien de chaleur requis pour équilibrer les flux radiatifs (trait plein), et estimation du transport méridien de chaleur par l’océan (tirets) et par l’atmosphère (trait mixte), d’après Trenberth et Caron (2001). Le transport méridien est défini positif vers le nord.*

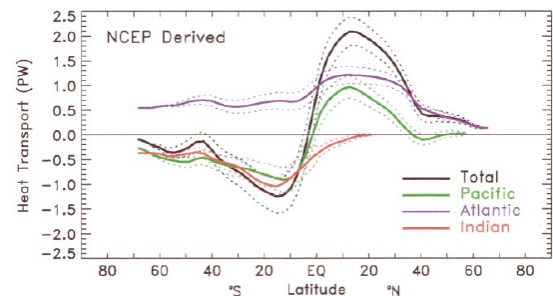


FIG. 1.3 – *Estimation du transport méridien de chaleur par océan, d’après Trenberth et Caron (2001). Les lignes pointillées indiquent les barres d’erreur.*

Le transport méridien de chaleur dans l’océan est en partie associé à la circulation méridienne moyenne<sup>1</sup> ou *Meridional Overturning Circulation* (noté MOC dans la suite), qui est définie comme la fonction de courant associée à la moyenne zonale de la vitesse méridienne. La figure 1.4 présente un schéma de la circulation méridienne moyenne dans les océans Atlantique, Indien

1. Nous nous abstenons d’utiliser le terme de ”circulation thermohaline” auquel on peut attribuer pas moins de sept définitions différentes et incohérentes dans la littérature (Wunsch 2002).

et Pacifique, et leurs connexions avec la circulation dans l'Océan Antarctique. Les circulations méridiennes sont associées à la formation d'eau profonde aux hautes latitudes de l'Atlantique Nord (NADW) et dans l'Océan Antarctique (AABW et CDW).

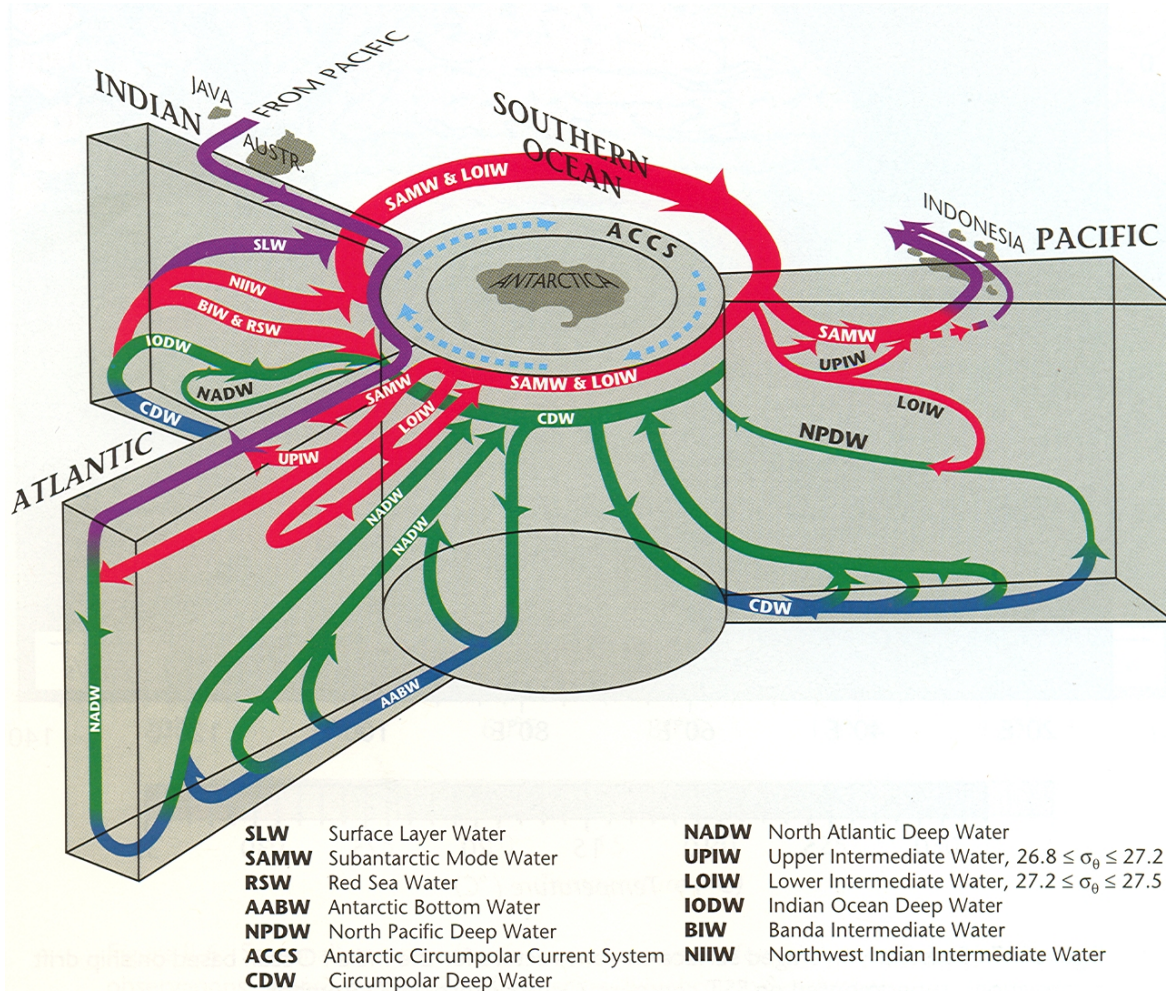


FIG. 1.4 – Schéma de la circulation méridienne moyenne dans les océans Atlantique, Indien et Pacifique, et les connexions avec la circulation dans l'Océan Antarctique, d'après Schmitz (1996). La circulation en surface est indiquée en violet, la circulation intermédiaire en rouge, la circulation en profondeur en vert et la circulation de fond en bleu.

L'eau profonde formée dans l'Océan Antarctique s'écoule vers le nord au fond des océans Atlantique, Indien et Pacifique, et se mélange avec les masses d'eau sus-jacentes. L'eau profonde formée aux hautes latitudes de l'Atlantique Nord est associée à une circulation vers le nord en surface et vers le sud en profondeur dans l'Océan Atlantique, au dessus de l'eau profonde provenant de l'Océan Antarctique. Cette circulation est caractéristique de la circulation méridienne moyenne dans l'Océan Atlantique. Comme les masses d'eau en surface transportées vers le nord

sont relativement chaudes, tandis que les masses d'eau en profondeur transportées vers le sud sont plus froides, elle résulte en un transport net de chaleur vers le nord.

Dans les océans Indien et Pacifique, où il n'y a pas de formation d'eau profonde comme dans l'Atlantique Nord, la circulation méridienne moyenne se résume à la circulation au fond vers le nord de l'eau dense formée dans l'Océan Antarctique, associée à une circulation intermédiaire et en profondeur vers le sud.

## 1.2 La MOC dans l'Océan Atlantique Nord

L'eau profonde formée dans l'Atlantique Nord est transportée vers le sud par le courant profond de bord ouest, ou *Deep Western Boundary Current* (noté DWBC dans la suite), qui constitue la branche profonde de la MOC (Fig.1.5, flèches bleues). Le DWBC est formé en aval des seuils entre le Groenland et l'Ecosse puis s'écoule en profondeur le long de la topographie autour des mers d'Irminger et du Labrador, puis vers le sud le long du bord ouest de l'Océan Atlantique (Dickson et Brown 1994). Dans les courants de bord de la gyre subpolaire, la circulation est quasi-barotrope (le cisaillement vertical est unidirectionnel, Fischer et al. 2004), ce qui est probablement dû à l'influence de la topographie. Le DWBC est donc fortement couplé aux courants de bord en surface autour de la mer d'Irminger et de la mer du Labrador. Cela suggère que la MOC dans l'Atlantique Nord est étroitement liée à la circulation horizontale dans la gyre subpolaire.

La branche supérieure de la MOC dans l'Atlantique Nord est essentiellement constituée par le Gulf Stream et la dérive Nord Atlantique, qui transportent des masses d'eau subtropicales, chaudes et salées, vers le nord (Fig.1.5, flèches rouges). Une partie de ces masses d'eau traverse les seuils entre l'Islande et l'Ecosse en direction des Mers Nordiques, tandis que le reste est transporté par le courant d'Irminger vers le nord de la mer d'Irminger (flèches oranges). Les masses d'eau subtropicales sont ensuite transportées vers le sud le long du Groenland par le courant du Groenland Est. Elles restent distinctes des masses d'eau froides et peu salées présentes le long de côte du Groenland, qui proviennent des Mers Nordiques et de la fonte des glaces du Groenland (Bacon 2002). Au sud du Groenland, le courant tourne vers le nord ouest et devient le courant du Groenland Ouest, qui transporte les masses d'eau subtropicales et les masses d'eau froide et peu salées vers le nord de la mer du Labrador. Le front est cependant beaucoup moins marqué, et de l'eau douce pénètre en surface au dessus du courant d'eau chaude et salée

(Pickart and Torres 2002), ce qui est probablement dû au mélange turbulent horizontal intense observé dans cette région (e.g. Prater 2002). Dans l'intérieur de la mer du Labrador et de la mer d'Irminger, les masses d'eau sont plus froides et moins salées. Le courant du Labrador suit la topographie au sud de la mer du Labrador et transporte vers le sud des masses d'eau froide et peu salée en provenance de l'Archipel Canadien au nord ouest du Groenland (non représenté sur la Fig.1.5).

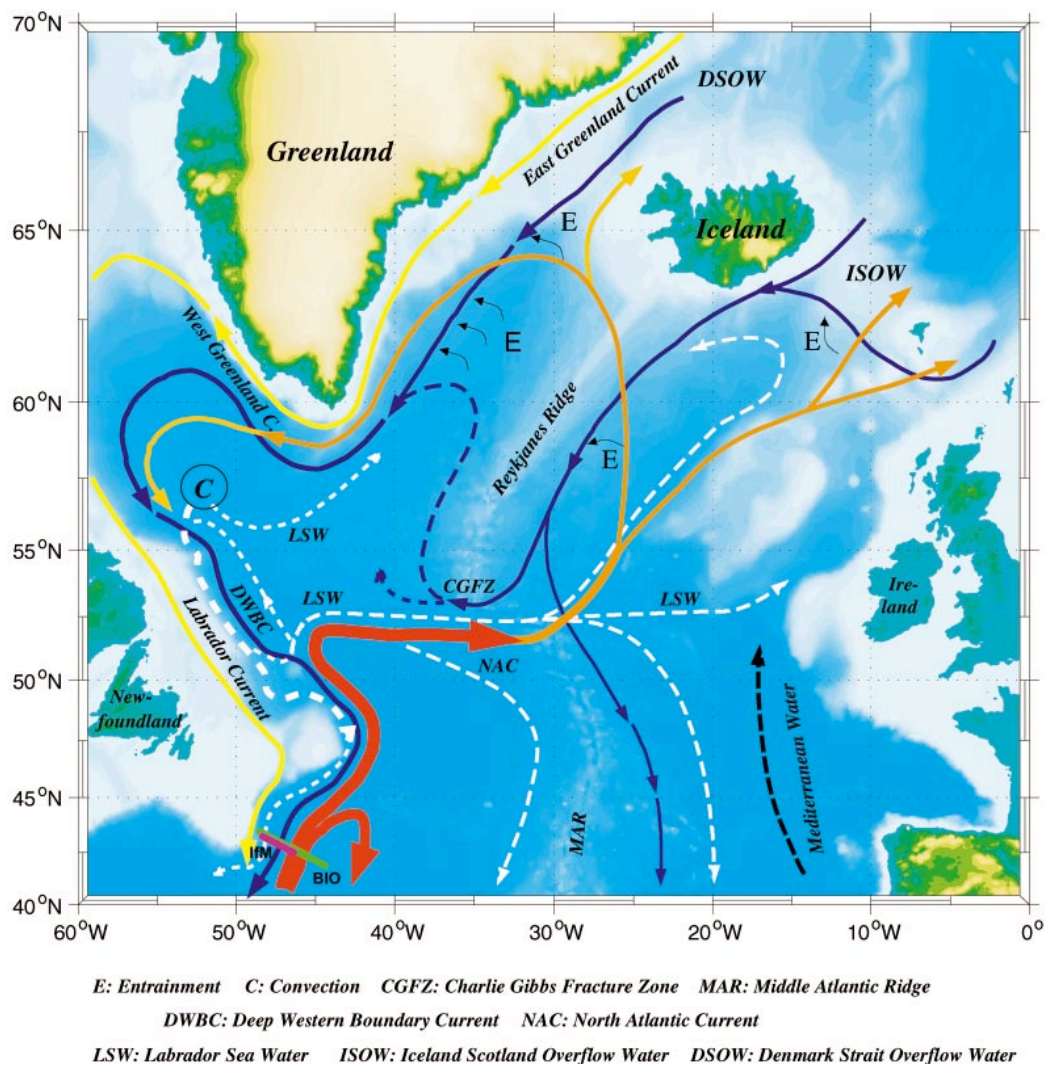


FIG. 1.5 – Schéma de la circulation en surface (flèches rouges, oranges et jaunes) et en profondeur (flèches bleues et blanches) dans l'Atlantique Nord, d'après Schott et al. (2004).

En hiver, le refroidissement dû aux flux de chaleur latente et sensible de l'océan vers l'atmosphère entraînent une augmentation de la densité en surface dans l'intérieur de la mer du Labrador et de la mer d'Irminger. La stratification peut alors devenir instable et la colonne d'eau

homogène jusqu'à plusieurs centaines de mètres de profondeur. C'est le phénomène de convection profonde (Marshall et Schott 1999), qui induit la formation de nouvelles masses d'eau en profondeur. La stratification réapparaît rapidement en surface, à cause des échanges horizontaux avec les masses d'eau relativement chaude et salée des courants de bord (Lazier et al. 2002, Straneo 2005a). Les masses d'eau formées par convection dans la gyre subpolaire sont transportées par le DWBC hors de la gyre subpolaire, ou bien recirculent dans l'intérieur de la gyre subpolaire (Fig.1.5, flèches blanches). Elles sont ensuite transportées vers le sud le long du bord ouest et dans la partie Est de l'Atlantique Nord via la fracture de Charlie Gibbs (CGFZ sur la Fig.1.5, Cunningham et Haine 1995).

Les masses d'eau subtropicales qui traversent les seuils entre le Groenland et l'Ecosse décrivent une circulation cyclonique autour des Mers Nordiques (mers du Groenland, d'Islande et de Norvège). Leur densité augmente progressivement en surface à cause des flux de chaleur de l'océan vers l'atmosphère en hiver (Mauritzen 1996). La convection profonde a également lieu dans l'intérieur des Mers Nordiques. Dans la partie ouest des Mers Nordiques, le courant du Groenland Est transporte vers le sud de l'eau douce en surface, sous forme liquide et solide, et des masses d'eau plus salée en profondeur, en provenance de l'Océan Arctique. Le transport d'eau subtropicale vers le nord à travers les seuils entre le Groenland et l'Ecosse est compensé par un transport vers le sud d'eau dense en profondeur et d'eau froide et peu salée en surface le long du Groenland. Les masses d'eau formées dans les Mers Nordiques qui passent à travers les seuils sont plus denses que les masses d'eaux produites dans la gyre subpolaire, et s'écoulent donc au fond de la gyre subpolaire, ce qui est à l'origine du DWBC.

La NADW est donc constituée de masses d'eau denses provenant des Mers Nordiques à travers les seuils entre le Groenland et l'Ecosse, et de masses d'eau plus légères formées par convection dans la gyre subpolaire. Le taux de formation d'eau profonde dans la mer du Labrador est d'environ 9.6 Sv (Smethie et Fine 2001). Le transport d'eau dense à travers les seuils entre le Groenland et l'Ecosse est de 5.6 Sv en moyenne. Il est associé à un mélange intense avec les masses d'eau moins denses avoisinantes, ce qui augmente progressivement le transport dans le DWBC (phénomène dit d'entraînement,  $E$  sur la Fig.1.5, Dickson et Brown 1994). Finalement, le taux de formation de NADW est de 17.2 Sv environ (Smethie et Fine 2001). Le transport de NADW dans le DWBC à la sortie de la mer du Labrador est de 26 Sv environ. Une partie de ces masses d'eau recircule vers la gyre subpolaire, de sorte que le transport net hors de la gyre

est seulement de 17 Sv (Fischer et al. 2004), ce qui est cohérent d'une part avec le taux moyen de formation de NADW, et d'autre part avec l'intensité de la MOC dans l'Atlantique Nord qui est estimée à 18 Sv (Talley et al. 2003, voir Fig.3.7, droite).

### 1.3 La MOC et le climat terrestre

La dernière période glaciaire (de -10 000 ans à -120 000 ans environ) a été interrompue par des périodes relativement courtes de climat plus tempéré. Les observations suggèrent que ces fluctuations rapides du climat correspondent à des états différents de la MOC, faible pendant les périodes les plus froides et proche de son état actuel pendant les périodes tempérées intermédiaires. Les intervalles glaciaires auraient été caractérisés par la présence d'eau douce aux hautes latitudes de l'Atlantique Nord, ayant un effet stabilisateur sur la stratification, ce qui aurait empêché la formation d'eau profonde et induit une faible circulation en profondeur, donc une faible MOC (McManus et al. 2004). Les études numériques à partir de modèles couplés océan-atmosphère (Manabe et Stouffer 1999) et de modèles de complexité intermédiaire (Ganopolski et al. 1998) confirment l'existence de deux états d'équilibres pour la MOC, l'un proche de l'état actuel, l'autre caractérisé par une MOC très faible et la présence d'eau douce aux hautes latitudes de l'Atlantique Nord.

Les transitions d'un état d'équilibre de la MOC à l'autre sont encore mal comprises. Rahmstorf (2000) insiste sur le caractère non linéaire de la sensibilité de la MOC aux flux d'eau douce aux hautes latitudes de l'Atlantique Nord. Cela suggère l'existence de seuils à franchir pour passer d'un état d'équilibre à l'autre. Cependant, cela a été reproduit uniquement dans des simulations numériques de modèles couplés océan-atmosphère de complexité intermédiaire.

Dans les modèles couplés des circulations générales océaniques et atmosphériques, lorsqu'on impose une forte augmentation du flux d'eau douce aux hautes latitudes de l'Atlantique Nord, une halocline se forme en surface qui empêche la formation d'eau profonde et la MOC diminue rapidement (e.g., Schiller et al. 1997, Vellinga et al. 2002, Otterå et al. 2003). D'après les expériences de sensibilité de Cheng et Rhines (2004) à l'aide d'un modèle de circulation générale océanique, la diminution de la MOC est plus importante si les flux d'eau douce proviennent de la baie de Baffin, plutôt que du détroit de Fram, ce qui suggère une sensibilité particulière de la MOC à la formation d'eau profonde dans la mer du Labrador. Cette diminution de la MOC est associée à une diminution du transport de chaleur vers le nord, ce qui induit une diminution notable



de la température dans l'hémisphère nord et une faible augmentation de la température dans l'hémisphère sud (Vellinga et Wood 2002). Le changement de gradient méridien de température induit un déplacement vers le sud de la zone d'interconvergence tropicale (ITCZ), ce qui tend à réduire (respectivement augmenter) les précipitations dans l'hémisphère nord (sud). Cependant, la diminution de la température de surface dans l'Atlantique Nord tend à réduire la stratification à haute latitude. En outre, le déplacement vers le sud de l'ITCZ favorise la formation d'anomalies positives de salinité aux moyennes latitudes de l'Atlantique Nord, qui sont transportées vers les hautes latitudes par la circulation forcée par le vent. Ces anomalies contribuent à destabiliser la stratification dans l'Atlantique Nord. Finalement, ces différents mécanismes induisent la reprise de la formation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord et le rétablissement de la MOC, 120 ans (Vellinga et al. 2002) à 200 ans (Schiller et al. 1997) après l'arrêt des anomalies de flux d'eau douce.

L'influence des variations de la MOC sur le climat a été également suggérée par Delworth et Mann (2000), à partir de reconstructions de la température de surface et de simulations à l'aide d'un modèle couplé océan-atmosphère. Ils montrent que les variations multidécennales de la température de surface, décrites comme l'oscillation Atlantique multidécennale, ou *Atlantic Multidecadal Oscillation* par Kerr (2000), sont associées aux fluctuations de la MOC. Ces successions de périodes chaudes puis froides de la température de surface dans l'Océan Atlantique ont un impact significatif sur le climat Américain et Européen (Knight et al. 2006), notamment sur les températures et les précipitations en Amérique du Nord (Enfield et al. 2001) et sur la variabilité multidécennale des ouragans dans l'Océan Atlantique (Landsea et al. 1999).

Pendant le siècle dernier, les émissions anthropogéniques de gaz à effet de serre dans l'atmosphère ont atteint un niveau sans précédent depuis 500 milliers d'années. Les modèles de climat prévoient une diminution significative de la MOC, induite d'une part par l'augmentation des flux d'eau douce dans l'Atlantique Nord mais aussi directement par l'augmentation de température (Grégory et al. 2005, Stouffer et al. 2006). Cependant, le réchauffement climatique semble toujours dominer la diminution de température dans l'hémisphère nord induite par la diminution de la MOC.

Les observations récentes suggèrent un ralentissement de 30% environ de la MOC depuis 1957 (Bryden et al. 2005), mais ne sont pas suffisantes pour confirmer que la tendance est significative. Si c'est le cas, les observations restent insuffisantes pour déterminer si cette tendance

---

fait partie de la variabilité naturelle de la MOC ou bien révèle une modification profonde liée au réchauffement climatique. Dans ce contexte, il paraît essentiel de mieux comprendre la variabilité naturelle de la MOC dans son état actuel.

## 1.4 Variabilité interannuelle à multidécennale de la MOC

Dans cette section, on examine la variabilité naturelle de la MOC. Plusieurs simulations à l'aide de modèles couplés océan-atmosphère, ont montré que la variabilité interannuelle à multidécennale de l'intensité de la MOC est liée à la variabilité de la convection profonde dans l'Atlantique Nord. Ces simulations, dites de contrôle, reproduisent la variabilité des circulations atmosphériques et océaniques dans le climat actuel, non influencées par le réchauffement climatique. Elles suggèrent une variabilité importante de la MOC aux échelles de temps décennales à multidécennales. Cependant, les caractéristiques précises de la variabilité de la MOC et les mécanismes qui l'influencent dépendent fortement du modèle utilisé. Quelques unes de ces études sont citées ci-dessous.

Delworth et al. (1993) décrivent des oscillations irrégulières de la MOC de période 50 ans environ dans une simulation de 600 ans du modèle couplé du GFDL<sup>2</sup>. Ces oscillations semblent liées à l'advection d'anomalies de salinité vers les hautes latitudes de l'Atlantique Nord qui influencent la convection via des modifications de la stratification. Cela suggère l'existence d'une rétroaction de la MOC sur la convection. Cependant, Delworth et Greatbatch (2000) montrent dans une simulation plus longue que la variance est maximale pour les périodes de 70 à 100 ans. Par des expériences de sensibilité, ils montrent que la variabilité basse fréquence de la MOC est au premier ordre forcée par la variabilité basse fréquence des flux atmosphériques, sans rétroaction significative de la MOC sur la convection.

Dong et Sutton (2005) analysent une simulation de contrôle de 1000 ans du modèle couplé HadCM3<sup>3</sup>. Ils décrivent des oscillations fortement amorties de la MOC de période 25 ans environ. Ces oscillations sont forcées par l'atmosphère, mais leur échelle de temps semble être déterminée par l'océan. Quand la MOC est faible, des anomalies positives de salinité sont formées aux moyennes latitudes et transportées vers les hautes latitudes de l'Atlantique Nord, ce qui favorise la convection et entraîne une intensification de la MOC. La période des oscillations est donc

---

2. modèle couplé développé au *Geophysical Fluid Dynamics Laboratory*, GFDL.

3. troisième version du modèle couplé développé au *Hadley Centre*.

déterminée par le temps d'advection des anomalies de salinité des moyennes latitudes vers les zones de convection. Ce mécanisme de variabilité est similaire à celui décrit par Delworth et al. (1993). Dans une simulation plus longue du modèle couplé HadCM3, Vellinga et Wu (2004) montrent que les interactions océan-atmosphère multidécennales induisent des oscillations de la MOC de période 100 ans environ. Ils suggèrent l'existence d'une rétroaction de la MOC sur l'atmosphère aux latitudes tropicales, aux échelles de temps multidécennales, qui induit la formation d'anomalies de salinité en surface. Ces anomalies sont ensuite advectées vers les hautes latitudes de l'Atlantique Nord où elles influencent la convection et par conséquent modifient la MOC en retour.

Dans le modèle couplé BCM<sup>4</sup>, la MOC semble être également influencée par l'advection d'anomalies de salinité tropicales vers les régions de convection (Mignot et Frankignoul 2005). Cependant la variabilité de la MOC est caractérisée par un spectre rouge, sans pic de variabilité significatif, et une variance maximum pour les périodes décennales (Bentsen et al. 2004).

Dans le modèle ECHAM-3/LSG<sup>5</sup>, Timmermann et al. (1998) décrivent un mode couplé océan-atmosphère de période 35 ans environ, basé sur des interactions entre les fluctuations de la MOC et la variabilité atmosphérique dans l'Atlantique Nord. Ils suggèrent également l'influence d'interactions océan-atmosphère dans le Pacifique Nord sur la variabilité de la MOC.

## 1.5 Influence de la formation d'eau profonde sur la variabilité de la MOC

Dans les simulations décrites précédemment à l'aide de modèles couplés océan-atmosphère, la variabilité de la MOC est directement influencée par la variabilité de la convection profonde dans la gyre subpolaire ou dans les Mers Nordiques. La variabilité de la convection dans les Mers Nordiques influence la MOC via la densité des masses d'eau qui s'écoulent à travers les seuils entre le Groenland et l'Ecosse. Noter cependant que les masses d'eau qui s'écoulent à travers les seuils sont les eaux intermédiaires des Mers Nordiques, dont les caractéristiques ne sont pas directement liées à la formation d'eau profonde dans les Mers Nordiques. Pour simplifier, on parle uniquement dans la suite de la variabilité du transport d'eau dense à travers les seuils, qui reflète indirectement la variabilité de la convection dans les Mers Nordiques.

---

4. Bergen Climate Model, modèle couplé du NERSC.

5. modèle couplé développé au *Max-Planck-Institut für Meteorologie*, Hamburg.

Dans des simulations à l'aide de modèles de circulation générale océanique forcés par des flux atmosphériques observés, la climatologie et les flux atmosphériques sont plus réalistes. La résolution est également plus fine, ce qui permet une meilleure représentation de la circulation en profondeur dans l'Atlantique Nord, notamment au travers des seuils entre le Groenland et l'Ecosse. Il est alors possible d'étudier l'influence respective du transport d'eau dense à travers les seuils et de la convection dans la gyre subpolaire sur la variabilité de la MOC.

Böning et al. (1996) réalisent des expériences de sensibilité à l'aide d'un modèle régional de la circulation dans l'Atlantique Nord forcé par les flux atmosphériques observés. Ils montrent que la quantité de NADW formée est essentiellement déterminée par le transport d'eau dense à travers les seuils entre le Groenland et l'Ecosse. D'après ces expériences, les flux de chaleur dans la mer d'Irminger et la mer du Labrador ont peu d'influence sur le taux de formation de NADW, même dans le cas extrême où la convection profonde n'a pas lieu. Les auteurs montrent enfin qu'une MOC et un transport méridien de chaleur réalistes peuvent être reproduits, avec un taux de formation de NADW de 15 – 16 Sv, si la résolution horizontale du modèle est suffisante et la paramétrisation du mélange à petite échelle adéquate. Döscher et Redler (1997) utilisent le même modèle pour étudier l'importance relative de la formation de NADW par convection dans la gyre subpolaire ou par écoulement à travers les seuils entre le Groenland et l'Ecosse. Ils montrent que si la représentation du transport d'eau dense à travers les seuils est réaliste, l'intensité de la MOC n'est pas influencée par le taux de formation d'eau profonde par convection dans la gyre subpolaire.

Beismann et Barnier (2004) réalisent une simulation de la circulation dans l'Atlantique Nord forcée par les flux atmosphériques observés de 1958 à 1997, et précisent que c'est l'état moyen de la MOC qui est contrôlé par le transport d'eau dense à travers les seuils entre le Groenland et l'Ecosse. Cependant, ils suggèrent que la variabilité interannuelle à décennale de la MOC est influencée par la variabilité atmosphérique via la convection dans la gyre subpolaire. Ce résultat est confirmé par Schweckendiek et Willebrand (2005), qui montrent également que la variabilité de la MOC à plus basse fréquence est forcée par les fluctuations du transport d'eau dense à travers les seuils entre le Groenland et l'Ecosse.

Les simulations étudiées par Häkkinen (1999) et Gulev et al. (2003) de la circulation dans l'Atlantique Nord pendant les 50 dernières années confirment que la variabilité de la MOC est influencée par la variabilité atmosphérique et la formation d'eau profonde dans la gyre

subpolaire. Cependant, Eden et Willebrand (2001) suggèrent que la variabilité interannuelle de la MOC est essentiellement associée à la variabilité de la circulation forcée par le vent, tandis que la variabilité interdécennale est influencée par la variabilité des flux de chaleur dans la gyre subpolaire via la convection profonde (Eden et Jung 2001).

En outre, Mauritzen et Häkkinen (1999) utilisent un modèle régional de la circulation dans l’Océan Atlantique forcé par les flux atmosphériques observés pour tester la sensibilité de la MOC à la formation d’eau profonde dans la mer du Labrador. Lorsque les conditions en surface sont altérées de sorte que le taux de formation d’eau profonde dans la mer du Labrador est réduit, les caractéristiques des masses d’eau en profondeur sont modifiées mais la MOC diminue relativement peu aux échelles de temps décennales, ce qui diffère des résultats précédents.

Dans les observations, la variabilité du transport dans le DWBC, qui constitue l’essentiel de la circulation méridienne en profondeur, ne semble pas avoir de lien direct avec les fluctuations de la convection dans la mer du Labrador. En effet, le transport dans le DWBC à la sortie de la gyre subpolaire, mesuré lors d’observations répétées à 6 ans d’écart, a peu varié bien que la convection ait été très différente pendant les deux périodes d’observations (Schott et al. 2004). En aval, la variabilité du DWBC semble essentiellement influencée par le Gulf Stream (Bower et Hunt, 2000), les cellules de recirculations et les ondes de Rossby topographiques (Pickart and Watts 1990). Cependant, les observations ne sont pas suffisantes pour décrire la variabilité interannuelle à décennale du transport de NADW dans le DWBC.

## 1.6 Objet de la thèse

L’objectif de cette thèse est de mieux comprendre la variabilité interannuelle à multidécennale de la MOC. En particulier, nous tentons de clarifier l’influence de la formation d’eau profonde dans l’Atlantique Nord sur la variabilité de la MOC. Les moyens utilisés pour mener à bien ces objectifs, sont :

- (1) un modèle théorique analytique, qui nous permet de décrire la variabilité de la MOC induite par la formation d’eau profonde dans l’Atlantique Nord,
- (2) une simulation réaliste de la circulation dans l’Atlantique Nord, qui est utilisée pour comprendre la variabilité de la convection profonde dans la gyre subpolaire de 1953 à 2003 et son influence sur la MOC.

Nous commençons par étudier la réponse de la MOC à un forçage stochastique qui représente la variabilité de la formation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord, à l'aide d'un modèle théorique simple (chapitre 2). Il en résulte que la MOC peut être décrite, au premier ordre, comme un intégrateur des fluctuations du taux de formation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord. La variabilité de la MOC n'a pas d'échelle de temps privilégiée, à l'exception des échelles de temps de variabilité associées aux fluctuations du taux de formation d'eau profonde. Cela nous conduit naturellement à étudier la variabilité associée à la formation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord.

Dans la suite de la thèse, nous utilisons une simulation de la circulation dans l'Atlantique Nord de 1953 à 2003 qui reproduit la convection dans la gyre subpolaire de façon réaliste, mais le transport d'eau dense à travers les seuils entre le Groenland et l'Ecosse est beaucoup trop faible. Par conséquent, seule la variabilité associée à la formation d'eau profonde par convection dans la gyre subpolaire est étudiée, ainsi que son influence sur la MOC. Le travail est séparé en 2 chapitres. Dans le chapitre 3, on identifie les mécanismes de variabilité associés à la convection dans la gyre subpolaire, et à l'exportation des masses d'eau formées. Les résultats de cette étude nous permettent de comprendre la variabilité du transport dans le DWBC et son lien avec la variabilité de la convection profonde dans la gyre subpolaire. Dans le chapitre 4, l'influence de la convection profonde sur la circulation dans la gyre subpolaire est étudiée, et on détermine précisément les mécanismes qui lient la variabilité de la convection profonde dans la gyre subpolaire et la variabilité de la MOC dans l'Atlantique Nord.



## Chapitre 2

# Variabilité de la MOC induite par la formation d'eau profonde

La réponse de la MOC aux fluctuations du taux de formation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord est étudiée analytiquement à l'aide d'un modèle "Shallow water" à  $1^{1/2}$  couches. Dans ce modèle, la couche inférieure est au repos tandis que la couche supérieure est forcée par un transport de masse imposé à la frontière nord du domaine ( $T_N$ , Fig.2.1). Les fluctuations de ce transport représentent les variations du taux de formation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord. Autrement dit, ce modèle ne résout pas les mécanismes de variabilité associés à la formation d'eau profonde à haute latitude dans l'Atlantique Nord, mais tente de reproduire, à moyenne et basse latitude de part et d'autre de l'équateur, les modifications de la circulation océanique induites par des fluctuations du taux de formation d'eau profonde.

### 2.1 Mécanismes de variabilité

L'ajustement de la circulation à une modification du transport imposé à la frontière nord du bassin a été étudié par Johnson et Marshall (2002a). Ils décrivent la propagation d'ondes de Kelvin le long du bord ouest vers le sud jusqu'à l'équateur, puis vers l'est le long de l'équateur jusqu'au bord est. Au bord est, les ondes de Kelvin se propagent vers les pôles et sont associées à l'émission d'ondes de Rossby longues qui se propagent vers l'ouest. Ces dernières sont responsables de la mise en mouvement de l'intérieur du bassin au nord et au sud de l'équateur. Nous utilisons un modèle semblable à celui de Johnson et Marshall (2002a) pour étudier les



caractéristiques spectrales de la réponse à un forçage stochastique. Nous nous intéressons en particulier à la variabilité du transport méridien intégré zonalement, qui constitue la branche supérieure de la MOC.

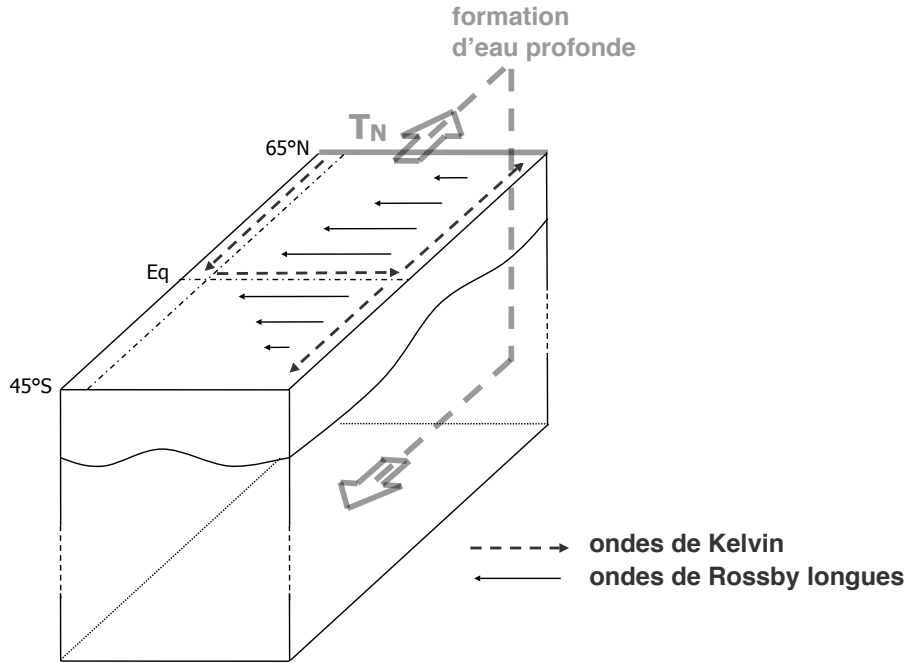


FIG. 2.1 – Schéma d'un modèle à  $1^{1/2}$  couches forcé par un transport de masse à la frontière nord du bassin qui représente l'influence de la formation d'eau profonde sur la circulation.

Les ondes de Rossby longues jouent un rôle primordial dans l'ajustement de la circulation océanique aux échelles de temps interannuelles à décennales (suite à une modification du vent par exemple, e.g. Frankignoul et al. 1997). Dans un bassin fermé où la masse est conservée, LaCasce (2000) et Cessi et Primeau (2001) montrent l'existence de modes libres basés sur la propagation des ondes de Rossby dans l'intérieur du bassin et des ondes de Kelvin le long des côtes et de l'équateur, et dont la période est déterminée par le temps de propagation des ondes de Rossby à travers le bassin. Pour un bassin aux dimensions de l'Océan Atlantique, le mode le moins dissipé, qui est celui de plus basse fréquence, a une échelle de variabilité de 15 ans environ et une structure spatiale de grande échelle.

Si le temps de propagation des ondes de Rossby à travers le bassin varie avec la latitude, les modes libres sont plus difficiles à exciter (Primeau 2002). Le mode le moins dissipé peut néanmoins être excité par des forçages de structure spatiale bien choisie qui représentent la variabilité du vent (Cessi et Louazel 2001, Cessi et Otheguy 2003). Un des objectifs de notre

étude est d'établir si ce mode peut être excité par un forçage par transport de masse imposé à la frontière nord du bassin, et par conséquent s'il a une influence sur la variabilité de la MOC induite par les variations du taux de formation d'eau profonde.

## ***2.2 Spectral characteristics of the response of the MOC to deep-water formation***

**Julie Deshayes and Claude Frankignoul**

published in Journal of Physical Oceanography, October, 2005

### **Résumé**

*La réponse de la branche supérieure de la MOC à la variabilité du taux de formation d'eau profonde est étudiée analytiquement à l'aide d'un modèle linéaire à gravité réduite dans des bassins de géométrie simple. Les caractéristiques spectrales de la réponse du modèle sont d'abord décrites lorsque le transport méridien imposé à la frontière nord du domaine est un bruit blanc. Bien que les modes de bassin à basse fréquence soient des solutions du modèle non forcé, ils sont trop dissipés pour pouvoir être significativement excités par le forçage à la frontière. L'épaisseur de la couche supérieure a un spectre rouge sans pic de variabilité à l'exception d'un mode équatorial à haute fréquence. Le spectre s'aplatit aux échelles de temps millénaires à cause de la diffusivité verticale. La circulation est fortement asymétrique par rapport à l'équateur : le transport méridien dans l'hémisphère nord est directement influencé par le forçage, tandis que la circulation dans l'hémisphère sud est principalement induite par les ondes de Rossby longues. Ainsi l'équateur joue le rôle d'un filtre passe-bas pour l'hémisphère sud. La circulation dans un deuxième bassin connecté par un canal circumpolaire au sud a une variabilité très réduite à haute fréquence, et influence peu la circulation dans le bassin forcé. La variabilité dans le bassin forcé est également réduite à haute fréquence si l'on utilise un forçage plus réaliste, extrait de simulations réalisées avec des modèles de circulation générale. Finalement ce modèle linéaire permet d'expliquer qualitativement certaines caractéristiques de la variabilité basse fréquence de la MOC observées dans plusieurs modèles de climat telles qu'un spectre rouge et une plus grande variabilité dans l'Océan Atlantique Nord.*

## Spectral Characteristics of the Response of the Meridional Overturning Circulation to Deep-Water Formation

JULIE DESHAYES AND CLAUDE FRANKIGNOUL

*LOCEAN Unité Mixte de Recherche, CNRS-IRD-UPMC, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France*

(Manuscript received 26 October 2004, in final form 25 March 2005)

### ABSTRACT

The response of the upper limb of the meridional overturning circulation to the variability of deep-water formation is investigated analytically with a linear, reduced-gravity model in basins of simple geometry. The spectral characteristics of the model response are first derived by prescribing white-noise fluctuations in the meridional transport at the northern boundary. Although low-frequency basin modes are solutions to the eigenproblem, they are too dissipative to be significantly excited by the boundary forcing, and the thermocline depth response has a red spectrum with no prevailing time scale other than that of a high-frequency equatorial mode, only flattening at the millennial time scale because of vertical diffusivity. The meridional transport is asymmetric about the equator because the northern part of the basin is directly influenced by the boundary forcing while the southern part is mostly set in motion by long Rossby waves. This results in the equator acting as a low-pass filter for the Southern Hemisphere, which clarifies the so-called buffering effect of the equator. In a basin connected by a southern circumpolar channel, the thermocline depth and the transport spectra are redder than in the forced basin and, when a somewhat more realistic stochastic forcing derived from general circulation model simulations is considered, the variability is strongly reduced at high frequency. The linear model qualitatively explains several features of the low-frequency variability of the meridional overturning circulation in climate models, such as its red spectrum and its larger intensity in the North Atlantic Ocean.

### 1. Introduction

The meridional overturning circulation (MOC) is an important element of the global climate system because it transports a substantial amount of heat from low latitudes to high latitudes [about  $1.3 \times 10^{15}$  W in the Atlantic Ocean at  $25^\circ\text{N}$  according to Ganachaud and Wunsch (2000)]. Although it is not clear to what extent changes of the MOC were responsible for the strong fluctuations of the last glacial period (Boyle 2000), variations of the intensity of the MOC are likely to change the climate significantly (e.g., Manabe and Stouffer 1999). However, its main time scales and mechanisms of variability are poorly known. The observations are too sparse to document the MOC time scales, but simulations with realistic climate models provide useful guidance, albeit with some model depen-

dence. Delworth et al. (1993) found that the natural variability of the MOC in the Geophysical Fluid Dynamics Laboratory climate model had an enhanced variance in a fairly broad frequency band around 50-yr period that seemed to be linked to the advection of salinity anomalies by the wind-driven circulation in the sinking regions, but a longer simulation showed that the maximum variance was at periods of 70–100 yr and that the MOC variability primarily reflected the oceanic response to the low-frequency surface heat flux forcing (Delworth and Greatbatch 2000). Timmermann and Latif (1998) suggested that an active ocean–atmosphere coupling at high northern latitudes explained the dominant 35-yr period of the MOC variability in another coarse-resolution climate model. On the other hand, Bentsen et al. (2004) found no clear evidence of an active coupling with the atmosphere in the higher-resolution Bergen Climate Model. They suggested that the MOC variability was forced by the atmosphere through deep convection at high latitudes and was characterized by a red spectrum with a substantial amount of variance at periods from 10 to 100 yr, without any

---

*Corresponding author address:* Dr. Julie Deshayes, LOCEAN (LODYC), UPMC, Boite 100, 4 place Jussieu, 75252 Paris, France.  
E-mail: julie.deshayes@lodyc.jussieu.fr

significant spectral peak. The advection of salinity anomalies from the Tropics to the northern North Atlantic has also been suggested as a cause of low-frequency MOC variability (Latif et al. 2000; Vellinga and Wu 2004; Mignot and Frankignoul 2005).

In most of these modeling studies, the changes in the deep-water production are assumed to be the main cause of MOC variability. However, the MOC and the rate of deep-water formation may not be tightly linked on the decadal time scale (Mauritzen and Häkkinen 1999). Observations also suggest that the deep transport variability may not be directly related to deep-water production (Schott et al. 2004). In addition, as the variability of the Ekman transport drives the MOC on short time scales, wind forcing in the North Atlantic (e.g., Eden and Willebrand 2001) and in the Southern Ocean (e.g., Rahmstorf 1997) also plays a role. In view of this complexity, some understanding of the MOC dynamics may be gained by separating the purely oceanic processes that affect the MOC response to changes in deep-water formation from those that control deep-water formation itself and are more affected by nonlinearities, air-sea interactions, and feedback processes. In the present paper, we thus consider deep-water formation as a prescribed external forcing and focus on the oceanic response to this forcing.

Simplified theoretical models have long been used to explore the essential role played by oceanic waves in the ocean response to changes in deep-water formation. Using a 1½-layer model with a moving deep layer to study the adjustment to a sudden change in deep-water formation, Kawase (1987) showed that Kelvin waves first propagated southward along the western boundary to the equator, then eastward along the equator, and poleward at the eastern boundary. The poleward propagation of the Kelvin waves generates westward-propagating long Rossby waves that drive the interior flow. In the limit of very weak damping, the flow spins up to the steady state of Stommel and Arons (1960). Huang et al. (2000) used a similar model (but with a moving upper layer in several basins) to study the global adjustment of the thermocline to a sudden change in deep-water formation. The signal was again propagated by fast Kelvin waves, which also connected the Atlantic basin to the others by eastward propagation along the southern tip of the continents, and by slow Rossby waves that radiated in the interior of the basins. The latter resulted in a centennial time scale for the adjustment of the World Ocean, which is shorter than what is expected from a global adjustment set by advection processes.

The 1½-layer model was also used by Johnson and Marshall (2002a, hereinafter JM02) to study the adjust-

ment of the Atlantic to a change in the volume transport across the northern boundary, reflecting a change in deep-water formation. JM02 showed that the buffering effect of the equator leads to a north-south asymmetry in the meridional transport. As the equator acts as a barrier to the southward propagation of Kelvin waves along the western boundary, the meridional transport in the Southern Hemisphere is exclusively set up by Rossby waves emanating from the eastern boundary. Because of the restriction on zonal pressure gradients imposed by the equatorial region, only a small portion of the meridional transport perturbation is communicated to the South Atlantic at any one time. The implication is that the South Atlantic, as the rest of the global ocean, adjusts on much longer time scales than the North Atlantic, which rapidly responds to changes in deep-water formation.

If the low-frequency variability of the MOC is primarily determined by the long Rossby waves, one would expect to observe the decadal baroclinic basin modes first discussed by Lacasce (2000) and Cessi and Primeau (2001). In a closed basin, the eigenfrequencies are a multiple of the frequency of the gravest mode, which has a period close to the basin transit time of the long Rossby waves. These low-frequency modes are strongly damped in basins in which the transit time is latitude dependent (Primeau 2002), but their amplitude can be substantial when forced by a wind stress of optimal pattern (Cessi and Louazel 2001, hereinafter CL01; Cessi and Otheguy 2003). Here, we show that these modes are not significantly excited by changes in deep-water formation.

In this paper, we focus on the spectral characteristics of the MOC in response to the variability of deep-water formation. This study extends the work of JM02, who considered the adjustment problem. It parallels and is consistent with Johnson and Marshall (2002b, 2004), who considered the case of a periodic forcing. However, we consider the oceanic response to a continuum of forcing frequencies and clarify the frequency dependence of the equatorial buffer and the role of the western boundary currents. In addition, we take into account the influence of vertical diffusivity on the variability of the MOC.

We use a linear 1½-layer model of the upper thermocline water variability, which is close to the simplest models considered by JM02 and CL01, who showed that linearization provides an acceptable approximation to the full dynamics. Changes in deep-water formation take place north of the basin and are represented by the compensating meridional transport in the upper layer, prescribed at the northern boundary. The model, described in section 2, is driven by stochastic

changes in the meridional transport. In section 3, the spectral characteristics of the model response to white-noise forcing are investigated in the one-interhemispheric-basin case. In section 4, we investigate the variability in two basins connected by a southern circumpolar channel. In section 5, we use a more realistic forcing spectrum. Conclusions are given in section 6.

## 2. The model

The basin is rectangular, is 4000 km wide, and extends from 45°S to 65°N. The boundary condition at the eastern, southern, and western boundaries is no normal flow. At the northern boundary, the zonally integrated meridional transport  $T_N(t)$  is prescribed and represents changes in the production of deep water. It is implicitly assumed to be concentrated near the western boundary, or equivalently that perturbations in volume transport are propagated infinitely fast along the northern boundary.

The equations are the linear reduced-gravity shallow-water equations. As the inclusion of wind forcing would not alter the essential dynamics of the Rossby waves (according to JM02), we neglect the latter and consider a basic state at rest. The flow is initiated by the propagation of baroclinic Kelvin waves from the deep-water production region along the western boundary, then along the equator, and finally along the eastern boundary. Since this first phase only takes few months (Kawase 1987), we assume for simplicity, as in JM02, that the Kelvin waves are infinitely fast and only consider the slower propagation of the long Rossby waves across the basin, which takes a decade at midlatitudes. Then, we can simplify the problem considerably and assume the geostrophic balance in the interior:

$$fv = g' \frac{\partial h}{\partial x}; fu = -g' \frac{\partial h}{\partial y}, \quad (1)$$

where  $u$ ,  $v$ , and  $h$  denote the perturbations in zonal velocity, meridional velocity, and interface depth around the mean state,  $g' = 0.02 \text{ m s}^{-2}$  is the reduced gravity, and  $f = \beta y$  is the Coriolis parameter ( $\beta = 2.28 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1}$ ).

Vertical diffusivity is represented by a Newtonian damping in the linear continuity equation

$$\frac{\partial h}{\partial t} + H \frac{\partial u}{\partial x} + H \frac{\partial v}{\partial y} = -\lambda h, \quad (2)$$

where  $H = 500 \text{ m}$  is the mean interface depth and  $\lambda = 4 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$  is the coefficient of vertical diffusivity. The latter value was used by Huang et al. (2000) and corresponds to a vertical mixing of  $\lambda \times H^2 = 1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ,

setting our model in Kawase's (1987) limit of very weak damping. Introducing (1) in (2) gives

$$\frac{\partial h}{\partial t} - c \frac{\partial h}{\partial x} = -\lambda h, \quad (3)$$

where

$$c(y) = \frac{\beta g' H}{f^2(y)}$$

is the speed of the long Rossby waves. This expression is not valid at the equator, but equatorial dynamics indicate that the speed of the Rossby waves is bounded by one-third of the speed of the Kelvin waves. Thus we limit the Rossby wave velocity by  $\sqrt{g'H}/3$  and avoid singularities near the equator.

Solving (3) gives  $h(x, y, t)$  in the interior as

$$h(x, y, t) = h_e \left[ t - \frac{L_x - x}{c(y)} \right] \exp \left\{ -\lambda \left[ \frac{L_x - x}{c(y)} \right] \right\}, \quad (4)$$

where  $x = 0$  at the western boundary and  $h_e$  is the interface depth perturbation at the eastern boundary  $x = L_x$ , which only depends on  $t$  since the zonal flow must vanish. In the interior,  $h(x, y, t)$  is determined by the westward propagation of the eastern boundary perturbations by the long Rossby waves, attenuated by vertical diffusivity. Near the western boundary, that is, for  $0 < x < x_b$ , where  $x_b$  is the eastern limit of the western boundary layer, dissipation is required in (1) in order to close the circulation. Note that the interior solution is not valid close to the southern boundary because of the no-normal-flow condition. However, as the thickness of the southern boundary layer is very small relative to the length of the basin (CL01), the condition of no normal flow is equivalent to prescribing a null integrated meridional transport, as done here.

The zonal integration of the mass conservation (2) gives

$$\int_0^{L_x} \left[ \frac{\partial h}{\partial t}(x, y, t) + \lambda h(x, y, t) \right] dx = -\frac{\partial}{\partial y} T(y, t), \quad (5)$$

where  $T(y, t)$  is the meridional volume transport. As in JM02, we assume that the volume of the western boundary layer is negligible with regard to the interior volume, and, using (3), we obtain

$$c(y) \left\{ h_e(t) - h_e \left[ t - \frac{L_x}{c(y)} \right] \exp \left[ -\lambda \frac{L_x}{c(y)} \right] \right\} = -\frac{\partial}{\partial y} T(y, t). \quad (6)$$

Integrating from the southern edge  $y_s$  (45°S) to the northern edge  $y_n$  (65°N) of the basin leads to

$$h_e(t) = \frac{1}{\int_{y_s}^{y_n} c(y) dy} \left\{ \int_{y_s}^{y_n} c(y) h_e \left[ t - \frac{L_x}{c(y)} \right] \times \exp \left[ -\lambda \frac{L_x}{c(y)} \right] dy - T_N(t) \right\} \quad (7)$$

since  $T(y_s, t) = 0$  and  $T(y_n, t) = T_N(t)$ . Equation (7) is the same as obtained by JM02, if  $\lambda = 0$ , and is a delay equation for the depth anomaly at the eastern boundary, from which the anomaly in the entire basin can be calculated. It reflects that, in the model, perturbations in the volume transport at the northern boundary are propagated infinitely fast to the eastern boundary and then slowly westward by the Rossby waves (and dissipated by vertical diffusivity). When the Rossby waves reach the western boundary, the perturbations are instantly transmitted back to the eastern boundary, and again radiated westward.

The meridional transport is given by integration of (6) from the northern or southern boundary, yielding the two expressions

$$T(y, t) = T_N(t) + \int_y^{y_n} c(y) \left\{ h_e(t) - h_e \left[ t - \frac{L_x}{c(y)} \right] \times \exp \left[ -\lambda \frac{L_x}{c(y)} \right] \right\} dy \quad \text{and} \quad (8)$$

$$T(y, t) = - \int_{y_s}^y c(y) \left\{ h_e(t) - h_e \left[ t - \frac{L_x}{c(y)} \right] \times \exp \left[ -\lambda \frac{L_x}{c(y)} \right] \right\} dy. \quad (9)$$

As the meridional velocity remains geostrophic to a good approximation in the western boundary layer, we will also use the geostrophic approximation for  $T$  away from the equator, which becomes after linearization

$$T(y, t) \approx \frac{g'H}{f(y)} [h_e(t) - h(0, y, t)], \quad (10)$$

where  $h(0, y, t)$  could be obtained by resolving the dynamics of the western boundary layer.

The meridional transport is the sum of the interior transport  $T_I$  and the transport in the western boundary layer  $T_{BL}$ . As the interior perturbations in the two hemispheres are synchronously forced by the eastern boundary,  $T_I$  is symmetric about the equator. On the other hand,  $T$  is not symmetric about the equator because of the southern and northern boundary conditions. The asymmetry is due to  $T_{BL}$ , but the latter does not need to be calculated for our purpose.

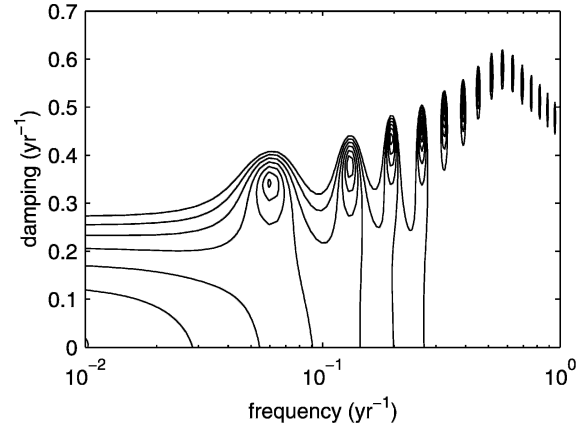


FIG. 1. Modulus of the lhs of (14) vs the real part of the frequency  $[\text{Re}(\omega)/2\pi]$  and the damping time  $[\text{Im}(\omega)]$ , with the bull's-eyes indicating the minima.

The eigenmodes are unforced solutions to the model when imposing global mass conservation:

$$\int_{y_s}^{y_n} \int_0^{L_x} h(x, y, t) dx dy = 0. \quad (11)$$

As shown in CL01, the interior solution (4) can be used to a good approximation in (11) in the limit of weak friction, yielding

$$\int_{y_s}^{y_n} \int_0^{L_x} h_e \left[ t - \frac{L_x - x}{c(y)} \right] \exp \left\{ -\lambda \left[ \frac{L_x - x}{c(y)} \right] \right\} dx dy = 0. \quad (12)$$

To determine the eigenvalues, we look for solutions of the form  $h_e(t) = \text{Re}[\hat{h}_e(\omega)e^{i\omega t}]$ , where  $\text{Re}$  indicates real part. Introduction in (4) gives the interior eigenfunction

$$\hat{h}(x, y, \omega) = \hat{h}_e(\omega) \exp \left[ -(\lambda + i\omega) \frac{L_x - x}{c(y)} \right], \quad (13)$$

where the longitudinal wavelength  $2\pi c(y)/\text{Re}(\omega)$  decreases with latitude. Solving the  $x$  integral in (12) yields the eigenvalues equation

$$\int_{y_s}^{y_n} c(y) \left\{ 1 - \exp \left[ -(\lambda + i\omega) \frac{L_x}{c(y)} \right] \right\} dy = 0. \quad (14)$$

As discussed in CL01, if  $\omega$  were real, the real part of the integral in (14) would be strictly positive and there would be no solution. The frequency  $\omega$  is thus complex, and the eigenmodes are damped. The low-frequency solutions are shown by the minima in Fig. 1, where the period of the gravest eigenmode is 16.7 yr, which is close to the Rossby waves transit time across the basin at the northern boundary (15 yr). The modes are strongly dissipated; the exponential decay time for the

gravest eigenmode is 2.9 yr, because of the strong latitude dependence of the Rossby waves' transit time across the basin (Primeau 2002). The interior eigenfunction is symmetric about the equator and has a large spatial scale: the lowest-frequency eigenmode has a zonal wavelength that goes from 4000 km at the northern edge to 50 000 km at the equator. The meridional wavelength is equal to the basin length at the eastern boundary and decreases westward at a rate that increases with the eigenvalue.

In addition, (14) also has a nearly real solution because  $c$  was assumed to be constant in the vicinity of the equator. The period of this mode corresponds to the transit time of the equatorial Rossby waves (44 days) and the damping is very small. Its zonal scale varies from 200 km at the northern edge to 3000 km at the equator.

### 3. Variability in one basin

The model is forced by stochastic fluctuations in  $T_N$ , which reflect changes in deep-water formation. To focus on the dynamics, we first consider the transfer function of the model, which is equivalent to investigating its response to white-noise forcing. As the model is linear, it is straightforward to investigate its response to a more realistic forcing (section 5).

Denoting Fourier transform by a caret, one has  $[T_N(t), h_e(t)] = [1/(2\pi)] \int_{-\infty}^{+\infty} [\widehat{T}_N(\omega), \widehat{h}_e(\omega)] e^{i\omega t} d\omega$ . Replacing in (7) yields

$$\widehat{h}_e(\omega) = \frac{-\widehat{T}_N(\omega)}{\int_{y_s}^{y_n} c(y) \left\{ 1 - \exp \left[ -(\lambda + i\omega) \frac{L_x}{c(y)} \right] \right\} dy}. \quad (15)$$

Since the frequency spectrum of a function  $F$  is defined by  $S_F(\omega)\delta(\omega - \omega') = \langle \widehat{F}(\omega)\widehat{F}^*(\omega') \rangle$ , where the asterisk denotes complex conjugate and the angle brackets denote the expectation operator, the spectrum of  $h_e$  is given by that of the forcing times the power transfer function

$$D_{h_e}(\omega) = \left( \int_{y_s}^{y_n} c(y) \left\{ 1 - \exp \left[ -(\lambda + i\omega) \frac{L_x}{c(y)} \right] \right\} dy \right. \\ \left. \times \int_{y_s}^{y_n} c(y) \left\{ 1 - \exp \left[ -(\lambda - i\omega) \frac{L_x}{c(y)} \right] \right\} dy \right)^{-1}, \quad (16)$$

which is represented in Fig. 2 (thick line). Note that what we call power transfer function is the square modulus of the transfer function for linear time-

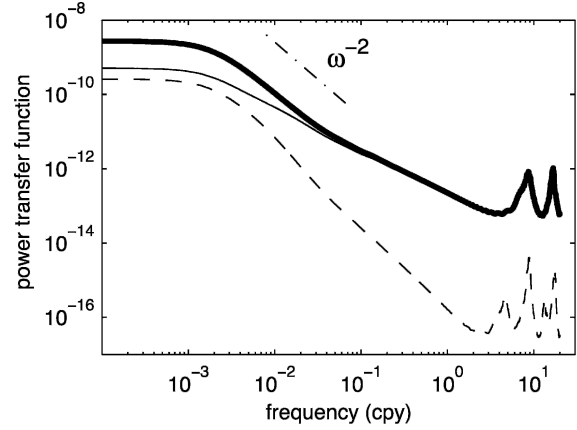


FIG. 2. Power transfer function for  $h_e$  (no unit) in the one-basin case (thick line), and in basin A (thin plain line) and P (thin dashed line) of the two-basin case. The mixed line indicates an  $\omega^{-2}$  law.

invariant filters as defined by Percival and Walden (1993).

The model resonates if

$$\int_{y_s}^{y_n} c(y) \left\{ 1 - \exp \left[ -(\lambda + i\omega) \frac{L_x}{c(y)} \right] \right\} dy = 0,$$

which is the eigenvalue equation of (14). As we have seen, the equatorial mode is an approximate solution for real  $\omega$ , corresponding to the high-frequency peaks in Fig. 2 (as the mode is not sinusoidal, the higher harmonic also appears in the spectrum). At periods from about 4 months to 20 yr,  $D_{h_e}$  approximately varies as  $\omega^{-1}$ . At periods longer than the basin transit time of the slowest Rossby waves, one has  $\omega \ll c(y)/L_x$  and

$$D_{h_e} \approx \frac{1}{L_x L_y} \frac{1}{\lambda^2 + \omega^2}.$$

This corresponds to a first-order Markov process;  $D_{h_e}$  varies as  $\omega^{-2}$  as the model behaves as an integrator, and it flattens at periods  $\geq 1000$  yr when the forcing is balanced by vertical diffusivity.

For the chosen geometry, the low-frequency basin modes are too dissipative to be significantly excited by changes in deep-water formation. This also holds for the sector ocean of Johnson and Marshall (2004) because their range of Rossby wave basin transit time is the same as that for a rectangular basin in the equatorial  $\beta$ -plane approximation (Cessi and Otheguy 2003), and it applies to the Atlantic. If the basin was much narrower at high latitudes, the transit time would vary less with latitude and the gravest mode would resonate. Thus the basin modes should be more easily excited in the North Pacific where the longitudinal range is much

shorter at high latitudes than at low latitudes (Primeau 2002).

The interior solution (13) is symmetric about the equator, but the solution in the western boundary layer

is not, so that the spectrum of the meridional transport depends on latitude. From (8) or (9), the power spectrum of the meridional transport is related to that of the forcing via the power transfer function  $D_T$ , given by

$$D_T(y, \omega) = \frac{\int_{y_s}^y c(y) \left\{ 1 - \exp \left[ -(\lambda + i\omega) \frac{L_x}{c(y)} \right] \right\} dy \times \int_{y_s}^y c(y) \left\{ 1 - \exp \left[ -(\lambda - i\omega) \frac{L_x}{c(y)} \right] \right\} dy}{\int_{y_s}^{y_n} c(y) \left\{ 1 - \exp \left[ -(\lambda + i\omega) \frac{L_x}{c(y)} \right] \right\} dy \times \int_{y_s}^{y_n} c(y) \left\{ 1 - \exp \left[ -(\lambda - i\omega) \frac{L_x}{c(y)} \right] \right\} dy}, \quad (17)$$

which is represented in Fig. 3 (bottom) at several latitudes. Overall,  $D_T$  is much larger in the Northern Hemisphere than in the Southern Hemisphere. It is approximately flat north of the equator but is red south of the equator, except at low frequency where it flattens at all latitudes, at a level that quadratically decreases from the northern to the southern boundary.

In the Southern Hemisphere, the spectral troughs and peaks at intermediate frequencies (Fig. 3, bottom) are related to the local Rossby waves, as the meridional transport due to the waves approximately vanishes when the frequency of the forcing equals a multiple of

the ratio of the wave speed to the width of the basin, so that one or several wavelengths fit in the basin. Conversely the interior transport is maximum when the basin width equals  $1/2, 3/2, \dots$  wavelengths. Note that the troughs and peaks are shifted to slightly longer periods than estimated from the Rossby wave transit time, as the waves are forced by the red spectrum in Fig. 2, and that the sharp peak at 1.5-month period is due to the equatorial mode.

A close up of the transport power transfer function at  $60^\circ\text{N}$  (Fig. 3, top) reveals a peak at the period of the gravest eigenmode of the basin, consistent with Johnson and Marshall (2004, their Fig. A1). However, the basin mode only has little energy (note the linear scale) and it cannot be detected at low latitude. Hence, it is not significantly excited by changes in deep-water formation.

To explain the meridional transport spectra, we must separate the contribution of the western boundary current from that of the interior. Coastal Kelvin waves propagate (infinitely fast in our model) along the western boundary from the northern boundary to the equator, then along the equator until the eastern boundary, and poleward along the eastern boundary while exciting long Rossby waves. Along the southern boundary, the Kelvin waves propagate westward, and then northward along the western boundary, until they reach the equator. Because of the boundary conditions, the associated meridional transport in the western boundary layer is thus much larger in the Northern Hemisphere than in the Southern Hemisphere and it has the opposite sign across the equator. At high frequency, the transport mostly takes place in the western boundary layer of the Northern Hemisphere, and the equator acts as an efficient buffer. As the frequency decreases, the interior contributes increasingly to the transport, with a sign opposite to that in the western boundary layer. This slightly decreases the total transport in the Northern Hemisphere, but increases that in the Southern Hemisphere as the western boundary layer transport becomes smaller than the interior one. When the

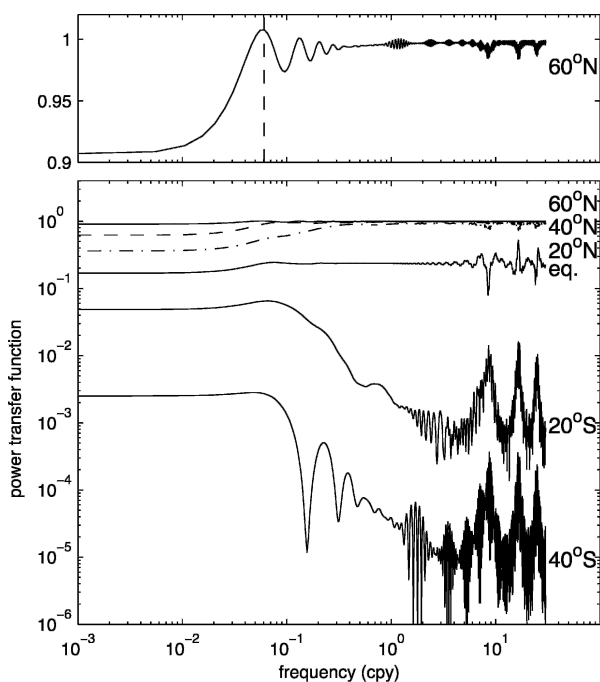


FIG. 3. Power transfer function for the meridional transport:  $D_T(y, \omega) = S_T(y, \omega)/S_{TN}(\omega)$ , at (top)  $60^\circ\text{N}$  with linear axis, and (bottom) at several latitudes with logarithmic axis (the transports at  $40^\circ$  and  $20^\circ\text{N}$  are represented with dashed and mixed lines, respectively). The dashed vertical line (top) indicates the period of the gravest eigenmode.



Rossby waves reach the western boundary, they alter the western boundary layer transport, the interior becomes adjusted, and the interior transport decreases. The adjustment proceeds farther away from the equator as the frequency decreases, while the associated western boundary layer transport increases as more Rossby waves reach the western boundary. In the Northern Hemisphere, this decreases the transport in the western boundary layer so that the total transport keeps decreasing. In the Southern Hemisphere, the western boundary layer transport first decreases, then changes sign at a latitude that migrates southward as the frequency decreases, and increases in the opposite direction north of this latitude. Thus, at a fixed latitude, the total transport keeps increasing with decreasing frequency. At periods much longer than the Rossby waves transit time across the basin, the basin interior is adjusted and the conservation of mass (5) becomes

$$\left[ \frac{\partial h_e}{\partial t}(t) + \lambda h_e(t) \right] \times \int_0^{L_x} \exp\left\{-\lambda \left[ \frac{L_x - x}{c(y)} \right]\right\} dx = -\frac{\partial}{\partial y} T(y, t). \quad (18)$$

Since, for our basin, one has  $\lambda L_x/c(y) \leq 0.19$ ,

$$\int_0^{L_x} \exp\left\{-\lambda \left[ \frac{L_x - x}{c(y)} \right]\right\} dx = \frac{c(y)}{\lambda} \times \left\{ 1 - \exp\left[-\lambda \frac{L_x}{c(y)}\right] \right\}$$

approximately reduces to  $L_x$ . Thus, at low frequency, a quasi-steady state is established in which the transport varies linearly with latitude, and the equator no longer plays a role.

The relative contribution of the transport in the interior  $T_I$  and in the western boundary layer  $T_{BL}$  can be found away from the equator by comparing the spectrum of the total transport  $T$  with that of  $T_I$  (Fig. 4). At all frequencies, this ratio, noted  $R_I$ , is larger than 1 in the Northern Hemisphere but smaller than 1 in the southern part of the basin, tending to 0 as  $y$  tends to  $y_s$  [as  $T(y_s) = 0$ ]. The latitude at which  $R_I = 1$  migrates southward when frequency decreases as more Rossby waves reach the western boundary, changing the sign of  $T_{BL}$ . The peaks indicate latitudes at which  $T_I$  approximately vanishes because an integer number of wavelengths fits in the interior.

In summary, because the transport in the Northern Hemisphere is dominated by that in the western boundary layer, which is closely related to the forcing,  $D_T$  depends little on frequency, although a small southward decrease is seen at periods larger than the Rossby

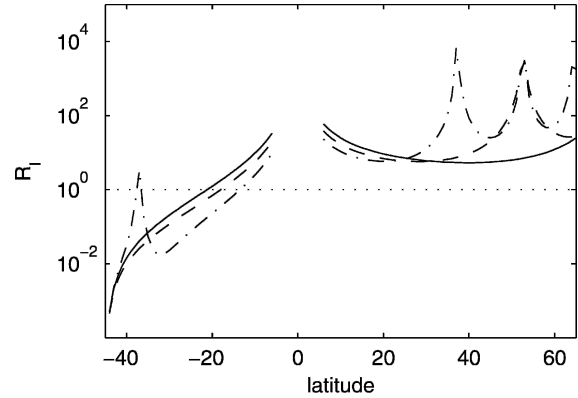


FIG. 4. Ratio of the spectrum of the total transport over that of the interior transport:  $R_I(y, \omega) = S_T(y, \omega)/S_{T_I}(y, \omega)$  as a function of latitude at a period of 20 yr (plain line), 10 yr (dashed line), and 5 yr (mixed line).

wave transit time. At the equator,  $D_T$  is white at frequencies lower than that of the equatorial mode, because the Rossby wave transit time is very short and the transport is adjusted. In the Southern Hemisphere,  $D_T$  is red because the transport changes are controlled by the interior dynamics. However, at all latitudes,  $D_T$  flattens at low frequency at a level determined by the conservation of mass. Therefore the equator acts as a low-pass filter for the Southern Hemisphere, rather than as a simple buffer.

#### 4. Global variability

As a simplification of the global oceans, we consider the case of two basins connected by a periodic channel at their southern edge (Fig. 5). For basin A, the model is the same as before, except that the southern boundary is open. Basin P has a closed northern boundary and

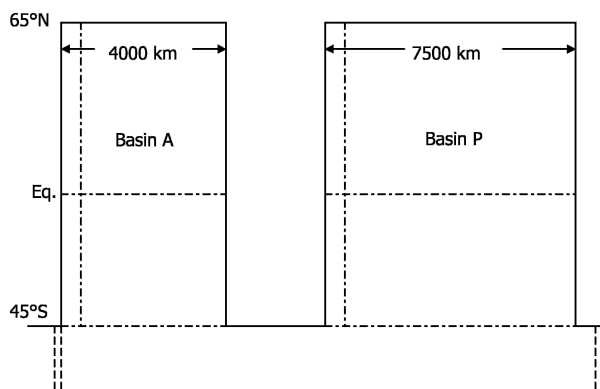


FIG. 5. Geometry for the two-basin case. The circumpolar channel is periodic, between the double dashed lines.

an open southern boundary. Using (10), the meridional transport at the southern boundaries are

$$\begin{aligned} TS_A(t) &= \frac{g'H}{f(y_s)} [h_{eA}(t) - h_A(0, y, t)] \quad \text{and} \\ TS_P(t) &= \frac{g'H}{f(y_s)} [h_{eP}(t) - h_P(x_w, y, t)], \end{aligned} \quad (19)$$

where the subscripts indicate the basin and  $x_w$  is the western boundary of basin P.

In the southern channel, the perturbations are transmitted from basin to basin by coastal Kelvin waves that propagate eastward along the southern tip of the continents. Kelvin waves are not represented in the model, but they are implicitly taken into account by an instantaneous adjustment. Assuming that there is no mass source in the channel (or equivalently that the channel is infinitely thin) one has  $h_A(0, y, t) = h_{eP}(t)$  and  $h_P(x_w, y, t) = h_{eA}(t)$ , which implies  $TS_A(t) = -TS_P(t)$ . A local source of deep water could be added in the southern channel to represent deep-water formation in the southern ocean. However, Nof (2003) has shown that the wind stress in the channel must be taken into account in order to evaluate the impact of a southern source of deep water on the transport at the southern limit of the two basins, which goes beyond the scope of this paper.

Mass conservation in each basin is obtained by integrating (6) and using (19), yielding

$$\begin{aligned} h_{eA}(t) &= \frac{1}{\int_{y_s}^{y_n} c(y) dy} \\ &\times \left\{ \int_{y_s}^{y_n} c(y) h_{eA} \left[ t - \frac{L_A}{c(y)} \right] \exp \left[ -\lambda \frac{L_A}{c(y)} \right] dy \right. \\ &\left. - T_N(t) + \frac{g'H}{f(y_s)} [h_{eA}(t) - h_{eP}(t)] \right\} \quad \text{and} \quad (20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} h_{eP}(t) &= \frac{1}{\int_{y_s}^{y_n} c(y) dy} \\ &\times \left\{ \int_{y_s}^{y_n} c(y) h_{eP} \left[ t - \frac{L_P}{c(y)} \right] \exp \left[ -\lambda \frac{L_P}{c(y)} \right] dy \right. \\ &\left. + \frac{g'H}{f(y_s)} [h_{eP}(t) - h_{eA}(t)] \right\}. \quad (21) \end{aligned}$$

After Fourier transform, these equations can be combined to obtain the power transfer function  $D_{h_{eA}}(\omega)$  and  $D_{h_{eP}}(\omega)$  (thin lines in Fig. 2);  $D_{h_{eA}}(\omega)$  is the same as in the one-basin case at high frequency, but the energy

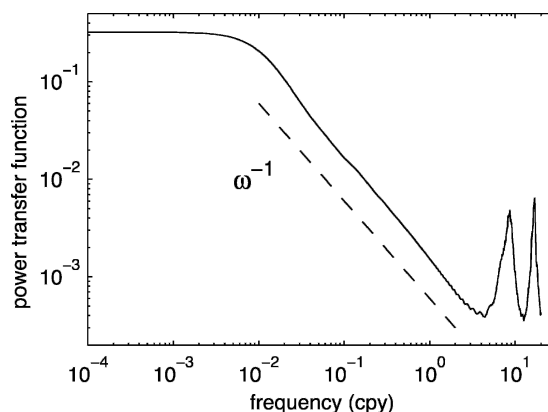


FIG. 6. Power transfer function for the transport between the two basins:  $D_{TS}(\omega) = S_{TS}(\omega)/S_{TN}(\omega)$ . The dashed line indicates an  $\omega^{-1}$  law.

level is lower at low frequencies because of the energy leakage into basin P (the smaller basin P is, the smaller the decrease is). The spectral flattening still occurs at millennial periods as it is set by vertical diffusivity. In basin P, the spectral decay at intermediate frequencies is steeper because basin P is similar to a one-basin case forced (at the southern boundary) by a transport with a red spectrum. At low frequencies,  $D_{h_{eP}}$  is slightly weaker than  $D_{h_{eA}}$  because of the added dissipation of the signal coming from basin A, which occurs along the westward pathway of the Rossby waves in basin P (the wider basin P is, the bigger the decrease is). At high frequency, the power transfer function is much lower in basin P, consistent with Johnson and Marshall (2004, their Fig. 3). As in basin A, there are peaks, but they reflect the combined effects of the equatorial modes of the two basins.

The power transfer function for the mass transport between the two basins,  $D_{TS}(\omega)$ , is derived from (19) and represented in Fig. 6. The peaks at high frequency mostly reflect the equatorial modes of basin A, as those of basin P are much less energetic. For periods from approximately 1 to 80 yr,  $D_{TS}$  approximately behaves as  $\omega^{-1}$  and there is no prevailing time scale. The flattening at frequencies  $\leq 10^{-2}$  cpy reveals that the adjustment between the two basins takes approximately 100 years, which is consistent with Huang et al. (2000). As  $h_{eP}$ , which is induced by  $h_{eA}$ , influences the latter in return [see (20)], it takes more than the Rossby waves transit time across the basins for the transport to be adjusted. However the effect is weak and the effective adjustment time of the two basins is about 2 times as long as the combined Rossby waves' transit time.

Note that the power transfer function for the transport in basin A in the two-basin case differs from that in the one-basin case for the level of stabilization at low

frequency. However, the general shape of the spectra is similar (not shown).

### 5. One-basin response to a more realistic forcing

The variability in deep-water formation has been represented by changes in the meridional transport at the northern boundary. If this transport were behaving as a white noise, then the preceding results for the power transfer functions would directly apply to the response spectra. However, deep-water formation and the induced meridional transport do not have white spectra, but reflect the integration of the atmospheric forcing by the upper ocean, the influence of preconditioning, and that of the subpolar North Atlantic circulation; thus they involve complex dynamics and various feedback processes.

As a first step toward using a more realistic forcing spectrum, monthly time series of the mixed layer volume in a deep convection region were derived from two simulations with an oceanic general circulation model (OGCM), the global Nansen Center version (Bentsen et al. 2004) of Miami Isopycnic Coordinate Ocean Model (MICOM; Bleck et al. 1992), and then used to coarsely represent the variability of deep-water formation.

The first simulation is at rather high resolution (but not eddy resolving). It is based on a regional version of MICOM with 20-km horizontal resolution covering the Atlantic Ocean between 30° and 78°N, nested in a global version of double horizontal resolution and forced by daily fields derived from the National Centers for Environmental Prediction–National Center for Atmospheric Research (NCEP–NCAR) reanalyses from 1948 to 2002. The global simulation is discussed in Bentsen et al. (2004); the nesting approach and the regional simulation are discussed in Hátun et al. (2005). Although deep convection occurs in the Labrador Sea, the Irminger Sea, and the Greenland, Iceland, and Norwegian (GIN) Seas, we only consider convection in the Labrador Sea. The latter is assumed to occur where the standard deviation of the mixed layer depth exceeds 520 m in March, which approximately corresponds to the convection region seen in the observations (Marshall and Schott 1999). The winter deepening of the mixed layer in this region, which leads to deep-water formation, clearly appears in the top of Fig. 7. The monthly anomalies from the mean annual cycle of the mixed layer volume were taken to represent the anomalies of the produced deep water, an admittedly crude assumption. The standard deviation of the time series is 2.6 Sv ( $\text{Sv} \equiv 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ), consistent with observational estimates of Rhein et al. (2002), who found

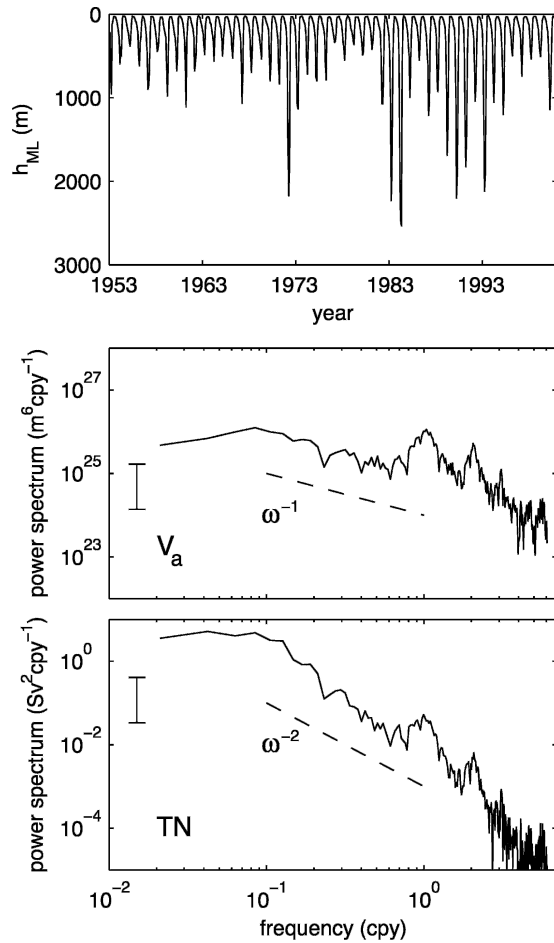


FIG. 7. Time series of the (top) mean mixed layer depth in the Labrador Sea region of convection in the forced simulation ( $h_{\text{ML}}$ ), (middle) power spectrum of the corresponding volume anomalies of mixed layer water ( $V_a$ ), and (bottom) induced meridional transport ( $T_N$ ). The spectra are calculated with the multitaper method using three windows, and the 95% confidence interval is given. Dashed lines indicate power laws.

fluctuations of the Labrador Sea Water formation rate of about 3 Sv. The power spectrum (Fig. 7, middle) has broad peaks at the annual period and its multiple is induced by the annual modulation of the mixed layer variability and it is slightly red down to the decadal period where it flattens or slightly decreases. However, the run is too short to characterize the low-frequency behavior, which will be done below by using the coarser version of the model.

The link between deep-water formation and southward deep transport has not been clearly established. However, Straneo et al. (2003) developed an advective–diffusive model of the spreading of Labrador Sea Water based on Lagrangian data, which gives spreading time scales of Labrador Sea Water in reasonable agreement

with the observations. As this model is linear, it gives a linear relationship between the volume of convected water in the Labrador Sea and the induced transport in the deep western boundary current (their Fig. 11): the transport is negligible until approximately six months after a flush of deep water, when it suddenly reaches its maximum, and then exponentially decays with an  $e$ -folding time of 6 yr. This can be modeled by a linear transfer function, the maximum of the transport being determined by the conservation of the volume. As we are interested in the variability of the deep western boundary current, we apply the model to the volume anomalies above of convected water, which are regarded as a succession of (positive or negative) flushes of deep water. The deep southward transport anomaly at any given time step is thus given by the contributions from all of the prior deep-water flushes. The fluctuations are on the order of 2 Sv and their power spectrum is red, approximately behaving as  $\omega^{-2}$  for periods from 4 months to 5 years (Fig. 7, bottom). As the linear transfer function integrates the input, it favors low-frequency variability. The flattening at low frequency suggests that the derived deep western boundary current has maximum variance at decadal periods. The peaks at the annual period and its multiple again reflect the cyclostationarity of convection.

To better resolve the low frequencies, we also considered a control integration of the Bergen Climate Model (Furevik et al. 2003): the middle 200 years of the simulation considered by Mignot and Frankignoul (2005). The ocean component is the same as before, but with a much coarser resolution (40 km). Again, we consider the monthly anomalies of the mixed layer volume in the region of Labrador Sea convection. The standard deviation of the derived southward transport anomalies is about 10 Sv, which is much larger than the estimates above, largely because the region where convection may take place is much broader at coarse resolution. As a result, the power spectrum of the inferred transport is of unrealistic amplitude, but it has the same shape as that from the forced simulation in the frequency range resolved by the latter (Fig. 8, top). However, the spectrum does not flatten, as in Fig. 7 (bottom), except slightly at much lower frequency (but note that the time series had been detrended by a third-order polynomial).

To force our linear model, we use the 200-yr  $T_N$  time series. As a higher sampling was needed to represent the equatorial mode, it was interpolated using a cubic spline, which explains the fast high-frequency decay in Fig. 8 (top). The spectrum of  $h_e$  is shown for the one-basin case in Fig. 8 (bottom). Since the model is linear, it is obtained by multiplying the forcing spectrum with

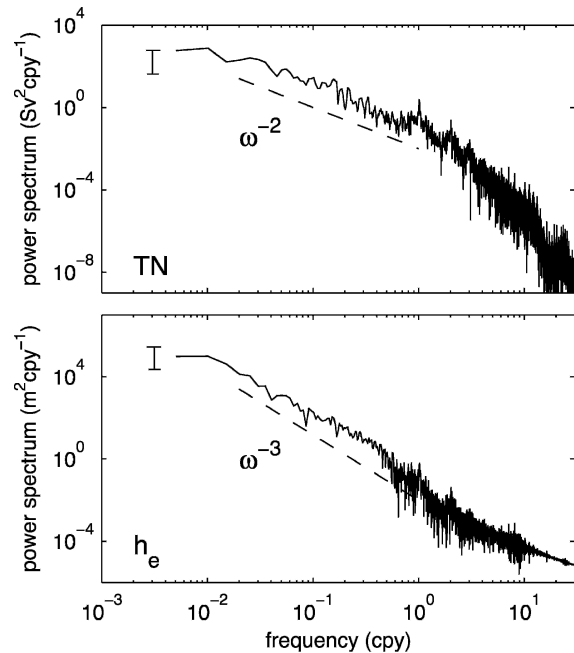


FIG. 8. Power spectrum of (top)  $T_N$  extracted from the coupled simulation and (bottom)  $h_e$ , calculated with the multitaper method using three windows. The 95% confidence interval is given. Dashed lines indicate power laws.

the power transfer function in Fig. 2. Between periods from 1 to 50 yr, the spectrum of  $h_e$  broadly behaves as  $\omega^{-3}$ , which simply results from the approximate  $\omega^{-1}$  slope of the power transfer function multiplied by the  $\omega^{-2}$  slope of the forcing. The strength of the equatorial mode is considerably attenuated because the forcing is weak at high frequencies. Overall, most of the variance of  $h_e$  is found at low frequencies. Because of the flattening in the transfer function at periods larger than 1000 years, the spectrum of  $h_e$  should become white at very low frequencies, and the prevailing time scales thus range between 10 and 1000 yr.

The spectrum of the meridional transport is represented at 40°N and 30°S in Fig. 9. As expected, the spectrum of the transport at 40°N is very similar to that of the forcing, with a red behavior and small peaks at the annual period and its multiples. At 30°S, the energy level is lower than at 40°N by about two orders of magnitude at low frequency and by up to four orders of magnitude at high frequency. This results in a redder spectrum at 30°S than at 40°N, consistent with Fig. 3.

In both hemispheres, the predicted transport spectrum is slightly red for periods longer than a few years. This is consistent with the variability of deep ocean mass transport in several coupled ocean–atmosphere models, as discussed in von Storch et al. (2000), where the spectra of the zonally averaged streamfunction at

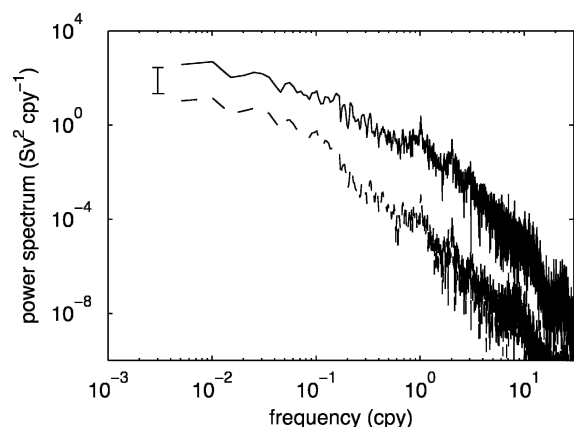


FIG. 9. As in Fig. 8 but for the power spectrum of the meridional transport at 40°N (plain line) and 30°S (dashed line).

depth have a spectral slope of  $-1$  to  $-2$  at low frequency. Our prediction is also in broad agreement with the Bergen Climate Model where the MOC has an approximate  $\omega^{-1}$  behavior at low frequency (Bentsen et al. 2004). However, as shown in Fig. 10, there is more variance at interdecadal periods in the North Atlantic, and the MOC spectrum becomes approximately white at high frequencies, presumably because of the influence of wind forcing that was neglected in our study. Figure 10 also shows that in the Bergen Climate Model the variability of the MOC is weaker in the Southern Hemisphere than in the Northern Hemisphere, in qualitative agreement with our prediction, although the power density decrease is smaller in the coupled model, possibly because of the influence of other sources of deep water.

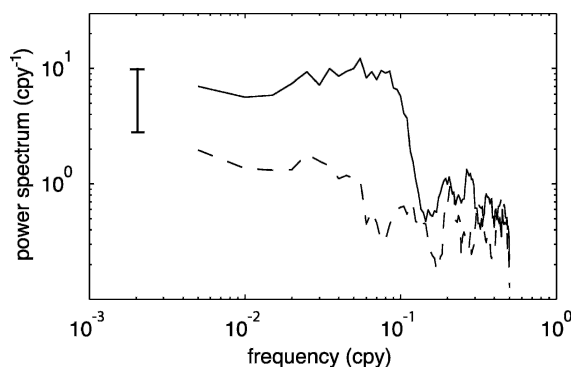


FIG. 10. Power spectrum of the maximum of the streamfunction at 40°N (plain line) and 30°S (dashed line), from 200 years of a control simulation with the Bergen Climate Model (from Mignot 2003). The time series were detrended by a cubic polynomial. The 90% confidence interval is indicated.

## 6. Conclusions

A linear reduced-gravity model was used in idealized basins to explore the role of ocean dynamics in setting the spectral characteristics of the response of the MOC to the variability of deep-water formation. The latter was represented by stochastic changes in the meridional transport at the northern boundary of the domain. The Kelvin waves, which propagate the perturbations along the boundaries, were assumed to be infinitely fast. In the one-basin case, the power transfer function (or equivalently, the response power spectrum if the forcing is white) for the thermocline depth perturbations in the interior was shown to be red, with a flattening at periods larger than 1000 yr as a result of damping by the vertical diffusivity. In addition, there are sharp spectral peaks at high frequencies due to an equatorial mode, which was observed in a more complex model by Cane and Moore (1981), who stressed, however, that more realistic conditions, including the mean equatorial currents, are a serious impediment to its existence in the world's oceans.

The meridional transport in the Northern Hemisphere is directly influenced by the forcing via the western boundary current, and its power transfer function is approximately white. In the Southern Hemisphere, the interior dynamics dominate, which favors low frequencies. This asymmetry is due to the influence of the equator. At high frequency, the transport mostly takes place in the western boundary layer of the Northern Hemisphere, and the equator acts as an efficient buffer. As the Rossby waves propagate westward, the interior transport increases, and so does the total transport in the Southern Hemisphere, while the transport slightly decreases in the Northern Hemisphere. As the frequency decreases, the interior approaches adjustment and the interior transport decreases. However, the transport induced by the Rossby waves in the western boundary layer increases, slightly reducing the transport in the western boundary layer of the Northern Hemisphere, but dominating that in the Southern Hemisphere. As a result, the total transport decreases with decreasing frequency in the Northern Hemisphere, and increases in the Southern Hemisphere, until a quasi-steady state is reached in which the transport vary approximately linearly with latitude. The equator no longer plays a role, and therefore acts as a low-pass filter, which clarifies the equatorial buffering effect discussed in JM02.

Because of the strong damping caused by the latitudinal variation in the Rossby waves transit time, the low-frequency basin modes are not significantly excited by changes in deep-water formation: the modes have a

very small amplitude, but they were detected at very high latitude in the Northern Hemisphere. Note that Lacasse and Pedlosky (2004) showed that the instability of the long Rossby waves would prevent resonance at high latitudes, so the mode may not be seen at all in a more realistic model.

The extension of the model to the two-basin case shows that another basin connected via a southern channel has little influence on the response in the basin directly forced by deep-water formation, which is very similar to that in the one-basin case. The spectra are redder in the second basin because it is forced by the meridional transport at the southern limit of the first basin, which has a red spectrum. Because of the weak influence of the second basin on the forced basin, the adjustment time is approximately 2 times the Rossby waves' transit time across the two basins. Thus the two basins are adjusted at periods longer than 100 yr, consistent with Huang et al. (2000).

To obtain a somewhat realistic forcing spectrum, time series of the anomalies of the mixed layer volume in the region of deep-water formation in the Labrador Sea were constructed from two simulations with the Nansen Center version of MICOM, a high-resolution version forced by daily NCEP–NCAR reanalyses and a lower-resolution one used in a control run with the Bergen Climate Model. The volume anomalies were assumed to represent the changes in deep-water formation and they were related to the induced meridional transport using a simple model derived from Straneo et al. (2003). Since the data are based on rather realistic simulations, the derived transport implicitly includes the effect of the atmospheric forcing, the preconditioning, advection, and the various feedback processes that affect deep-water formation. Its power spectrum is red and similar in the two cases. Using the derived transport to force our model gives even redder response spectra so that the equatorial mode is strongly attenuated. At low frequency, the spectrum of the meridional transport has a spectral slope between  $-1$  and  $-2$  but no spectral peaks, and the power density is much smaller in the Southern Hemisphere than in the Northern Hemisphere. These features are in qualitative agreement with the low-frequency variability of the MOC in various coupled models. A more quantitative comparison was not attempted, since no other source of deep-water formation was considered, although the variability of the overflow from the GIN Seas might introduce a specific time scale in the MOC (Döscher et al. 1994), nor was the wind forcing taken into account, which may contribute to the decadal variability of the MOC.

*Acknowledgments.* We thank Jerome Sirven for stimulating discussions, Helge Drange and Juliette Mignot for providing the OGCM data, and the two anonymous reviewers for helpful comments. We acknowledge support (to CF) from the Institut Universitaire de France.

## REFERENCES

- Bentsen, M., H. Drange, T. Furevik, and T. Zhou, 2004: Simulated variability of the Atlantic meridional overturning circulation. *Climate Dyn.*, **22**, 701–720.
- Bleck, R., C. Rooth, D. Hu, and L. T. Smith, 1992: Salinity-driven thermocline transients in a wind- and thermohaline-forced isopycnic coordinate model of the North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 1486–1505.
- Boyle, E. A., 2000: Is ocean thermohaline circulation linked to abrupt stadial/interstadial transitions? *Quat. Sci. Rev.*, **19**, 255–272.
- Cane, M. A., and D. W. Moore, 1981: A note on low frequency equatorial basin modes. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 1578–1584.
- Cessi, P., and S. Louazel, 2001: Decadal oceanic response to stochastic wind forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 3020–3029.
- , and F. Primeau, 2001: Dissipative selection of low-frequency modes in a reduced-gravity basin. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 127–137.
- , and P. Otheguy, 2003: Oceanic teleconnections: Remote response to decadal wind forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, **33**, 1604–1617.
- Delworth, T., and R. J. Greatbatch, 2000: Multidecadal thermohaline circulation variability driven by atmospheric surface flux forcing. *J. Climate*, **13**, 1481–1495.
- , S. Manabe, and R. J. Stouffer, 1993: Interdecadal variations of the thermohaline circulation in a coupled ocean-atmosphere model. *J. Climate*, **6**, 1993–2011.
- Döscher, R., C. W. Böning, and P. Herrmann, 1994: Response circulation and heat transport in the North Atlantic to changes in thermohaline forcing in northern latitudes: A model study. *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 2306–2320.
- Eden, C., and J. Willebrand, 2001: Mechanism of interannual to decadal variability of the North Atlantic circulation. *J. Climate*, **14**, 2266–2280.
- Furevik, T., M. Bentsen, and H. Drange, 2003: Description and evaluation of the Bergen climate model: ARPEGE coupled with MICOM. *Climate Dyn.*, **21**, 27–51.
- Ganachaud, A., and C. Wunsch, 2000: Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data. *Nature*, **408**, 453–457.
- Hátun H., A. B. Sando, H. Drange, and M. Bentsen, 2005: Seasonal to decadal temperature variations in the Faroe-Shetland inflow waters. *The Nordic Seas: An Integrated Perspective*, *Geophys. Monogr.*, No. 158, Amer. Geophys. Union, 370 pp.
- Huang, R. X., M. A. Cane, N. Naik, and P. Goodman, 2000: Global adjustment of the thermocline in response to deepwater formation. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 759–762.
- Johnson, H. L., and D. P. Marshall, 2002a: A theory for the surface Atlantic response to thermohaline variability. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 1121–1132.
- , and —, 2002b: Localization of abrupt change in the North Atlantic thermohaline circulation. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 1083, doi: 10.1029/2001GL014140.

- , and —, 2004: Global teleconnections of meridional overturning circulation anomalies. *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 1702–1722.
- Kawase, M., 1987: Establishment of deep ocean circulation driven by deep-water production. *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 2294–2317.
- Lacasse, J. H., 2000: Baroclinic Rossby waves in a square basin. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 3161–3178.
- , and J. Pedlosky, 2004: The instability of Rossby basin modes and the oceanic eddy field. *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 2027–2041.
- Latif, M., E. Roeckner, U. Mikolajewicz, and R. Voss, 2000: Tropical stabilization of the thermohaline circulation in a greenhouse warming simulation. *J. Climate*, **13**, 1809–1813.
- Manabe, S., and R. J. Stouffer, 1999: The role of thermohaline circulation in climate. *Tellus*, **51**, 91–109.
- Marshall, J. C., and F. Schott, 1999: Open-ocean convection: Observations, theory and models. *Rev. Geophys.*, **37**, 1–64.
- Mauritzen, C., and S. Häkkinen, 1999: On the relationship between dense water formation and the “Meridional Overturning Cell” in the North Atlantic Ocean. *Deep-Sea Res. I*, **46**, 877–894.
- Mignot, J., 2003: Sur la variabilité climatique de la salinité de surface en Atlantique Nord et son lien avec la circulation océanique dans un modèle couplé. Ph.D. thesis, Université Paris VI, 194 pp.
- , and C. Frankignoul, 2005: The variability of the Atlantic meridional overturning circulation, the North Atlantic Oscillation, and the El Niño–Southern Oscillation in the Bergen Climate Model. *J. Climate*, **18**, 2361–2375.
- Nof, D., 2003: The Southern Ocean’s grip on the northward meridional flow. *Progress In Oceanography*, Vol. 56, Elsevier Press, 223–247.
- Percival, D. B., and A. T. Walden, 1993: *Spectral Analysis for Physical Applications: Multitaper and Conventional Univariate Techniques*. Cambridge University Press, 583 pp.
- Primeau, F., 2002: Long Rossby wave basin-crossing time and the resonance of low-frequency basin modes. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 2652–2665.
- Rahmstorf, S., 1997: Influence of Southern Hemisphere winds on NADW flow. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 2040–2054.
- Rhein, M., and Coauthors, 2002: Labrador Sea Water: Pathways, CFC inventory, and formation rates. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 648–665.
- Schott, F., R. Zantopp, L. Stramma, M. Dengler, J. Fischer, and M. Wibaux, 2004: Circulation and deep water export at the western exit of the subpolar North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 817–843.
- Stommel, H., and A. B. Arons, 1960: On the abyssal circulation of the World Ocean. I. Stationary planetary flow patterns on a sphere. *Deep-Sea Res.*, **6**, 140–154.
- Straneo, F., R. S. Pickart, and K. Lavender, 2003: Spreading of Labrador Sea Water: An advective-diffusive study based on Lagrangian data. *Deep-Sea Res. I*, **50**, 701–719.
- Timmermann, A., and M. Latif, 1998: Northern Hemispheric interdecadal variability: A coupled air–sea mode. *J. Climate*, **11**, 1906–1931.
- Vellinga, M., and P. Wu, 2004: Low-latitude freshwater influence on centennial variability of the Atlantic thermohaline circulation. *J. Climate*, **17**, 4498–4511.
- von Storch, J.-S., P. Müller, R. J. Stouffer, R. Voss, and S. F. B. Tett, 2000: Variability of deep-ocean mass transport: Spectral shapes and spatial scales. *J. Climate*, **13**, 1916–1935.

## 2.3 Résultats et perspectives

Les fluctuations de la MOC induites par des variations du taux de formation d'eau profonde au nord d'un bassin représentant l'Océan Atlantique, proviennent de la propagation d'ondes de Kelvin le long des bords et de l'équateur et d'ondes de Rossby longues dans l'intérieur du bassin. Dans le modèle étudié, le spectre du transport méridien ne présente pas de pic de variabilité, à l'exception d'un mode équatorial de période 44 jours environ. Les modes de bassin associés aux ondes de Rossby n'ont donc pas d'influence sur la variabilité de la MOC. La variabilité du transport méridien, si le forçage est blanc, est plus importante à basse fréquence (périodes décennales à multi-décennales) qu'à haute fréquence (périodes interannuelles). Cela suggère que la MOC intègre les fluctuations du taux de formation d'eau profonde.

L'équateur joue le rôle d'un filtre passe-bas pour les fluctuations du transport méridien. L'extension du modèle à plusieurs bassins qui communiquent par un canal circumpolaire au sud influence peu la variabilité dans le bassin forcé, en dehors d'une diminution de la variabilité à haute fréquence. Par conséquent, ce modèle simple prévoit que la variabilité interannuelle à multidécennale de la MOC est maximale dans l'hémisphère nord de l'Océan Atlantique.

Enfin, le transport méridien  $T_N$  est estimé à l'aide d'un modèle simple, inspiré des résultats de Straneo et al. (2003) et forcé par les séries temporelles de la convection en mer du Labrador dans des simulations de la circulation dans l'Atlantique Nord. La variabilité de la réponse de la MOC à ce forçage relativement réaliste est fortement réduite à haute fréquence, et le spectre a une pente comprise entre -1 et -2 pour les échelles interannuelles à multidécennales, sans pic de variabilité. Cependant, comme le modèle est linéaire, si une échelle de temps domine la variabilité du taux de formation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord, elle est susceptible d'apparaître également dans la variabilité de la MOC.

Finalement, d'après ce modèle simple, la MOC a un spectre rouge et une variabilité plus importante dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère sud, ce qui est cohérent avec la variabilité de la MOC observée dans une simulation de contrôle du modèle couplé BCM (Mignot et Frankignoul 2005).

Sirven et al. (2006) étudient l'influence des modes de bassin dans la réponse océanique à un forçage stochastique dans un contexte plus général, à l'aide d'un modèle théorique simple à une dimension et un modèle numérique "Shallow water" non linéaire. Les résultats de cette



étude permettent d'expliquer pourquoi les modes de bassin ne sont pas excités dans le modèle développé par Deshayes et Frankignoul (2005). Dans un bassin rectangulaire où la masse totale est conservée et où le temps de propagation des ondes de Rossby à travers le bassin dépend de la latitude, la pulsation propre  $\omega$  des modes libres a une partie imaginaire non nulle, et une structure spatiale dont le maximum d'amplitude est localisé aux coins sud ouest et nord ouest du bassin. Lorsqu'on applique un forçage stochastique pour lequel  $\omega$  est réel, ce qui est le cas pour le forçage par flux de masse imposé à la frontière nord du bassin, les modes libres ne peuvent pas être excités. La réponse forcée a une amplitude maximum au coin nord est du bassin, ce qui diffère notablement de la structure des modes libres. Il est possible d'exciter les modes libres si on impose un forçage stochastique avec  $\omega$  complexe (Cessi et Louazel 2001, Cessi et Otheguy 2003). Le forçage est alors amorti ou de type propagatif, ce qui est adapté pour représenter de façon réaliste un forçage par le vent par exemple. Notons que si le forçage est tel que  $\omega$  est réel, le transport méridien a une variabilité plus importante aux périodes décennales qu'aux périodes interannuelles et peut présenter un pic de variabilité si le temps de propagation des ondes de Rossby à travers le bassin est constant pour un intervalle de latitude non négligeable (Lacasse et Pedlosky 2004), ou si le forçage n'est pas localisé près du bord ouest.

Dans le modèle analytique développé par Deshayes et Frankignoul (2005), le forçage affecte le transport net à travers la frontière nord du bassin. Cela revient à imposer le transport dans le courant de bord ouest. Or, la variabilité du transport méridien paraît relativement différente lorsque le forçage n'est pas localisé près du bord ouest. Herbaut et al. (2006) ont utilisé un modèle numérique non linéaire à  $1^{1/2}$  couches forcé par des fluctuations de l'interface dans une zone délimitée, qui représente également l'influence de la formation d'eau profonde sur la circulation, afin d'étudier l'influence du positionnement de la zone de forçage à l'écart du bord ouest. Lorsque la zone de forçage est détachée du bord ouest, un pic de variabilité apparaît dans le transport méridien aux fréquences interannuelles. La période de l'oscillation est déterminée par l'extension zonale de la zone de forçage, tandis que son amplitude est influencée par son éloignement par rapport au bord ouest. Les résultats obtenus sont cohérents avec les résultats du modèle théorique de Deshayes et Frankignoul (2005) et confirment que la dynamique décrite est linéaire au premier ordre. En outre, ils montrent qu'une meilleure résolution de la dynamique équatoriale ne semble pas influencer la variabilité de la MOC pour les échelles de temps supérieures à 1 an.

La simplicité du modèle théorique de Deshayes et Frankignoul (2005) impose certaines limitations dans la représentation de la MOC.

Seule la branche supérieure de la MOC est représentée dans ce modèle. La branche profonde de la MOC a pourtant une variabilité propre, influencée par des ondes de Rossby topographiques et des cellules de recirculation, qui ne sont pas prises en compte dans ce modèle simple.

En outre, le forçage par le vent n'est pas représenté. Le modèle étant linéaire, la circulation forcée par un vent stationnaire n'aurait pas d'influence sur la variabilité du transport méridien, sauf éventuellement dans l'Océan Antarctique (Toggweiler and Samuels 1995, Nof 2003). Cependant, des interactions entre le Gulf Stream et le DWBC ont été décrites dans les observations (e.g. Pickart et Smethie 1993, Bower et Hunt 2000), qui suggèrent une interaction entre la circulation forcée par le vent et la MOC. Ce mécanisme est clairement au delà des limites de ce modèle analytique simple.

Enfin, les modifications de la circulation horizontale peuvent modifier la convection dans la gyre subpolaire via l'advection d'anomalies de densité vers les zones de convection ou bien le préconditionnement de la convection par remontée des isopycnes dans la gyre subpolaire. Ces mécanismes constituent des rétroactions positives ou négatives de la MOC sur la formation d'eau profonde, qui sont susceptibles de modifier le spectre de variabilité de la MOC.

Ce modèle simple permet néanmoins de déterminer quelques caractéristiques spectrales de la réponse de la MOC aux fluctuations du taux de formation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord. Il suggère que la variabilité de la MOC aux fréquences interannuelles à multidécennales intègre le forçage. Cela nous conduit naturellement à étudier la variabilité du taux de formation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord.

Dans ce modèle, les fluctuations du taux de formation d'eau profonde sont représentées par un transport méridien à haute latitude. Cela symbolise l'influence de la formation d'eau profonde sur le transport dans le DWBC, qui nécessite d'être mieux comprise.

Les mécanismes qui influencent la formation et l'exportation de l'eau dense formée dans l'Atlantique Nord sont fortement sensibles à la stratification et à la topographie. C'est pourquoi nous utilisons un modèle de circulation océanique générale dans la suite de la thèse.



## Chapitre 3

# Formation et exportation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord

La branche profonde de la MOC dans l'Océan Atlantique transporte vers le sud les eaux profondes de l'Atlantique Nord (NADW). Les plus denses sont formées dans les Mers Nordiques et s'écoulent le long des seuils entre le Groenland et l'Ecosse tandis que les plus légères, qui se trouvent environ à 2000 m de profondeur dans l'Atlantique Nord, sont formées par convection dans la gyre subpolaire, notamment dans la mer du Labrador (Dickson et Brown 1994, et Fig.1.5). L'objectif de ce chapitre est de déterminer la variabilité associée à la formation et l'exportation de l'eau profonde formée dans la gyre subpolaire. Les observations, rappelées au début de ce chapitre, sont insuffisantes pour aborder cette problématique. C'est pourquoi notre étude est basée sur l'analyse d'une simulation relativement réaliste de la circulation dans l'Atlantique Nord. Une description rapide de la simulation est donnée à la section 3.2. Noter que notre objectif n'est pas d'étudier en détail cette simulation ni de comprendre en quoi et pourquoi ses caractéristiques diffèrent des observations. L'étude des mécanismes de variabilité associés à la formation et l'exportation de l'eau profonde dans l'Atlantique Nord, qui est le point central de ce chapitre, est présentée à la section 3.3 (p.63), sous la forme d'un article soumis à publication.

### 3.1 Les observations

La formation d'eau profonde a lieu en hiver lorsque les conditions atmosphériques et océaniques en surface favorisent les flux de chaleur de l'océan vers l'atmosphère. Ces flux sont de deux types: flux de chaleur sensible, lorsque la température de surface de l'atmosphère est inférieure à celle de l'océan, et flux de chaleur latente, via l'évaporation en surface qui est essentiellement influencée par le vent. Cela induit une densification des eaux de surface, qui peut déstabiliser la stratifica-

tion et provoquer une homogénéisation de la colonne d'eau sur plusieurs centaines de mètres de profondeur. La restratification réapparaît rapidement en surface, à cause des flux horizontaux de chaleur et d'eau douce (voir Lilly et al. 1999 pour la description détaillée d'un événement de convection profonde dans la mer du Labrador). Dans la gyre subpolaire, les eaux de surface sont relativement peu salées. Par conséquent, les masses d'eau dense formées par convection sont moins salées et plus froides que les masses d'eau avoisinantes en profondeur. L'eau de mer du Labrador (LSW), formée par convection profonde dans la mer du Labrador, a une température caractéristique de 2.9°C et une salinité de 34.84 environ (Clarke et Gascard, 1983).

Les observations répétées de la convection dans l'intérieur de la mer du Labrador ont permis d'esquisser la variabilité de la formation de LSW pendant les 50 dernières années (Fig.3.1). Dans les années 1960, les conditions atmosphériques étaient relativement clémentes (température de l'air relativement chaude et vent modéré) et la convection était peu profonde (Lazier 1980). De 1968 jusqu'au début de 1972, la Grande Anomalie de Salinité (ou GSA, cf Dickson et al. 1988) a circulé dans la gyre subpolaire entraînant une diminution notable de la salinité dans la mer du Labrador. L'augmentation de la stratification due à cet excès d'eau douce, combinée à des flux de chaleur réduits, a eu pour conséquence une interruption de la convection profonde. La convection a repris en 1972 probablement dû aux conditions atmosphériques extrêmes, et un large volume de LSW a été produit (Lazier 1995). La formation de LSW a été ensuite importante de la fin des années 1980 jusqu'au début des années 1990 (Dickson et al. 1996, Lazier et al. 2002). Pendant cette période, la NAO est restée en phase positive, ce qui favorise les flux de chaleur de l'océan vers l'atmosphère dans la mer du Labrador. Cette période de formation intense de LSW a été suivie par une période de convection réduite dans l'intérieur de la mer du Labrador (Rhein et al. 1999).

Les caractéristiques précises de la LSW dépendent de la température et de la salinité des eaux de surface au moment de sa formation. Cependant, la LSW peut toujours être identifiée par un minimum local de salinité et de température en profondeur dans l'Atlantique Nord. Les observations hydrographiques, associées à des mesures de traceurs passifs qui permettent d'estimer le temps écoulé depuis la convection (CFC), ont permis d'établir des cartes d'exportation de la LSW vers l'Atlantique subtropical, vers la mer d'Irmingier et vers la partie est de la gyre subpolaire (Talley et McCartney 1982, Smethie et al. 2000, Rhein et al. 2002).

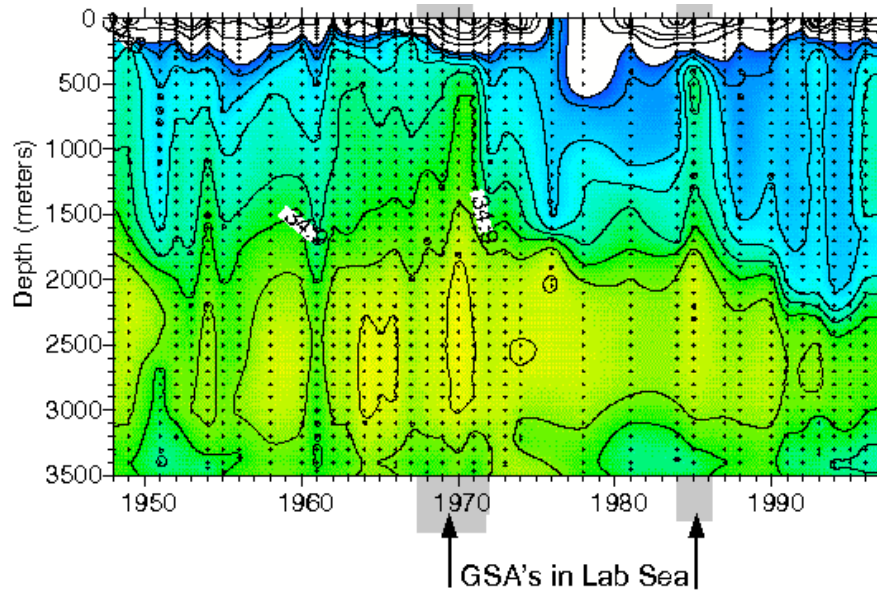


FIG. 3.1 – Série temporelle de la salinité à la station Bravo ( $56.5^{\circ}\text{N}$ ,  $51^{\circ}\text{W}$ ) dans l'intérieur de la mer du Labrador. La convection profonde est indiquée par la pénétration en profondeur d'eau douce (couleur bleue). Figure extraite de *Hydrobase 2* (R. Curry, 2006).

En 1997, Sy et al. observent des masses d'eau aux caractéristiques proches de la LSW en mer d'Irminger qui suggèrent une vitesse d'advection depuis la mer du Labrador particulièrement rapide. Pickart et al. (2003) estiment que le temps d'advection obtenu n'est pas réaliste et suggèrent que les masses d'eau ont été formées localement en mer d'Irminger. Cette hypothèse est confirmée par les observations de Bacon et al. (2003). Notons que les masses d'eau formées en mer d'Irminger portent quand même le nom de LSW parce qu'elles ont des caractéristiques proches de la LSW formée en mer du Labrador.

La formation de LSW a également lieu dans le courant du Labrador (Pickart et al. 1997, Cuny et al. 2005). Les masses d'eau formées sont moins denses que celles formées dans l'intérieur de la mer du Labrador, et sont désignées par "upper-LSW" (uLSW), en opposition à la "classic-LSW" (cLSW) formée dans l'intérieur du bassin (Pickart et al. 1997). Kieke et al. (2006) montrent que l'uLSW est également formée en mer d'Irminger et que le taux de formation était maximum à la fin des années 1990 lorsque la convection était réduite dans l'intérieur de la mer du Labrador. Cela suggère un mécanisme de compensation entre l'uLSW et la cLSW. Néanmoins les observations restent trop éparses pour décrire en détail la variabilité interannuelle du taux de formation de LSW dans la gyre subpolaire.

La LSW formée dans la gyre subpolaire est une composante essentielle du DWBC. Pourtant, la variabilité du transport de LSW dans le DWBC ne semble pas être influencée par les variations

du taux de formation de LSW dans la gyre subpolaire (Schott et al. 2004, voir également section 1.5). Cependant, comme pour le taux de formation de LSW, les observations sont trop peu nombreuses et couvrent des périodes trop courtes pour bien connaître la variabilité interannuelle du transport de LSW dans le DWBC.

Les simulations à l'aide de modèles de la circulation océanique générale permettent de mieux comprendre les mécanismes de variabilité de la circulation océanique, dans la limite du réalisme de ces simulations. Dans cette étude, nous utilisons une simulation dans des conditions réalistes de la circulation dans l'Atlantique Nord pour décrire plus précisément la variabilité de la formation de LSW dans la gyre subpolaire, et déterminer son lien avec la variabilité du transport dans le DWBC.

### 3.2 Utilisation d'une simulation réaliste de la circulation dans l'Atlantique Nord

La simulation est réalisée à l'aide du modèle isopycnal MICOM (pour Miami Isopycnal Coordinate Ocean Model, Bleck et al. 1992) dans la version du Nansen Center (Bentsen et al. 2004, Drange et al. 2005) forcé par les réanalyses NCEP-NCAR de 1948 à 2003 (Bentsen et Drange 2000).

La grille verticale est formée de 25 couches de densité fixe (tableau 3.1, p.67) en dessous de la couche de mélange. Dans la couche de mélange, la température et la salinité sont homogènes verticalement mais varient dans l'espace et dans le temps. La densité dans la couche de mélange est donc diagnostiquée à chaque instant et en chaque point de grille. En profondeur, la densité est fixée par la couche considérée dont l'épaisseur varie. La température est calculée à partir des équations dynamiques et thermodynamiques, tandis que la salinité est diagnostiquée à l'aide de l'équation d'état simplifiée de Friederich et Levitus (1972).

La dynamique et la thermodynamique de la glace de mer sont représentées par les modèles de Harder (1996) et Drange et Simonsen (1996) respectivement. Les vitesses (coefficient de diffusivité divisé par la résolution) pour la diffusivité isopycnale de l'interface des couches, du moment et de la dispersion de traceur sont respectivement  $0.02 \text{ ms}^{-1}$ ,  $0.025 \text{ ms}^{-1}$  et  $0.015 \text{ ms}^{-1}$ . Le mélange diapycnal est paramétrisé en fonction de la stratification :  $K_d = 3 \times 10^{-7} N^{-1} (\text{m}^2\text{s}^{-1})$ , où  $N$  est la fréquence de Brunt-Väisälä.

Une première simulation globale, de 40 km de résolution, est réalisée après une mise en cir-

culution de 30 ans forcée par les flux climatologiques mensuels NCEP/NCAR puis une première intégration forcée par les réanalyses NCEP/NCAR journalières de 1948 à 2003 (soit au total 85 ans de mise en circulation). Les conditions initiales en température et en salinité sont basées sur les climatologies mensuelles en janvier de Levitus et Boyer (1994) et Levitus et al. (1994) respectivement, tandis que la vitesse initiale est nulle. Une correction des flux de salinité, calculée pendant la mise en circulation, est appliquée pour réduire la dérive du modèle. Une simulation régionale de la circulation dans l'Atlantique Nord à plus haute résolution est ensuite réalisée, avec comme condition initiale la simulation globale à la fin de la mise en circulation, forcée à ses frontières par la simulation globale.

### 3.2.1 Simulation globale

L'objectif de cette section est d'évaluer le réalisme de la circulation et de l'hydrographie dans la simulation globale, qui sera utilisée ensuite pour forcer le modèle régional.

#### Circulation

La circulation moyenne dans l'Atlantique Nord (Fig.3.2) est très semblable aux observations (voir Fig.3.3 pour les courants en surface), excepté dans la région des Grands Bancs où le Gulf Stream suit la topographie jusque vers  $45^{\circ}\text{N}$ . Le mauvais positionnement du Gulf Stream par rapport à la côte est probablement dû à la résolution modérée de la simulation. Il a pour conséquence un mauvais positionnement de la dérive Nord Atlantique, qui s'oriente vers l'est à  $45^{\circ}\text{N}$  environ, ce qui est plus au sud que dans les observations. Noter l'absence de "North West Corner" (Lazier 1994) dans la simulation.

Dans la simulation, l'énergie cinétique en surface est maximale là où les courants de surface sont les plus intenses : le long du Gulf Stream et de la dérive Nord Atlantique et dans les courants de bord de la gyre subpolaire (Fig.3.4). Cette distribution spatiale est cohérente avec les observations (Fig.3.5), compte tenu de la mauvaise position du Gulf Stream dans la simulation. Cependant, l'amplitude de l'énergie cinétique est plus faible dans la simulation que dans les observations, notamment là où les courants de surface sont faibles. Cela est probablement dû à la résolution insuffisante pour reproduire les tourbillons à méso-échelle, mais également au manque de cisaillement dans la couche de surface (Eldevik 2002) et à la diffusion laplacienne utilisée dans le modèle (Willebrand et al. 2001).



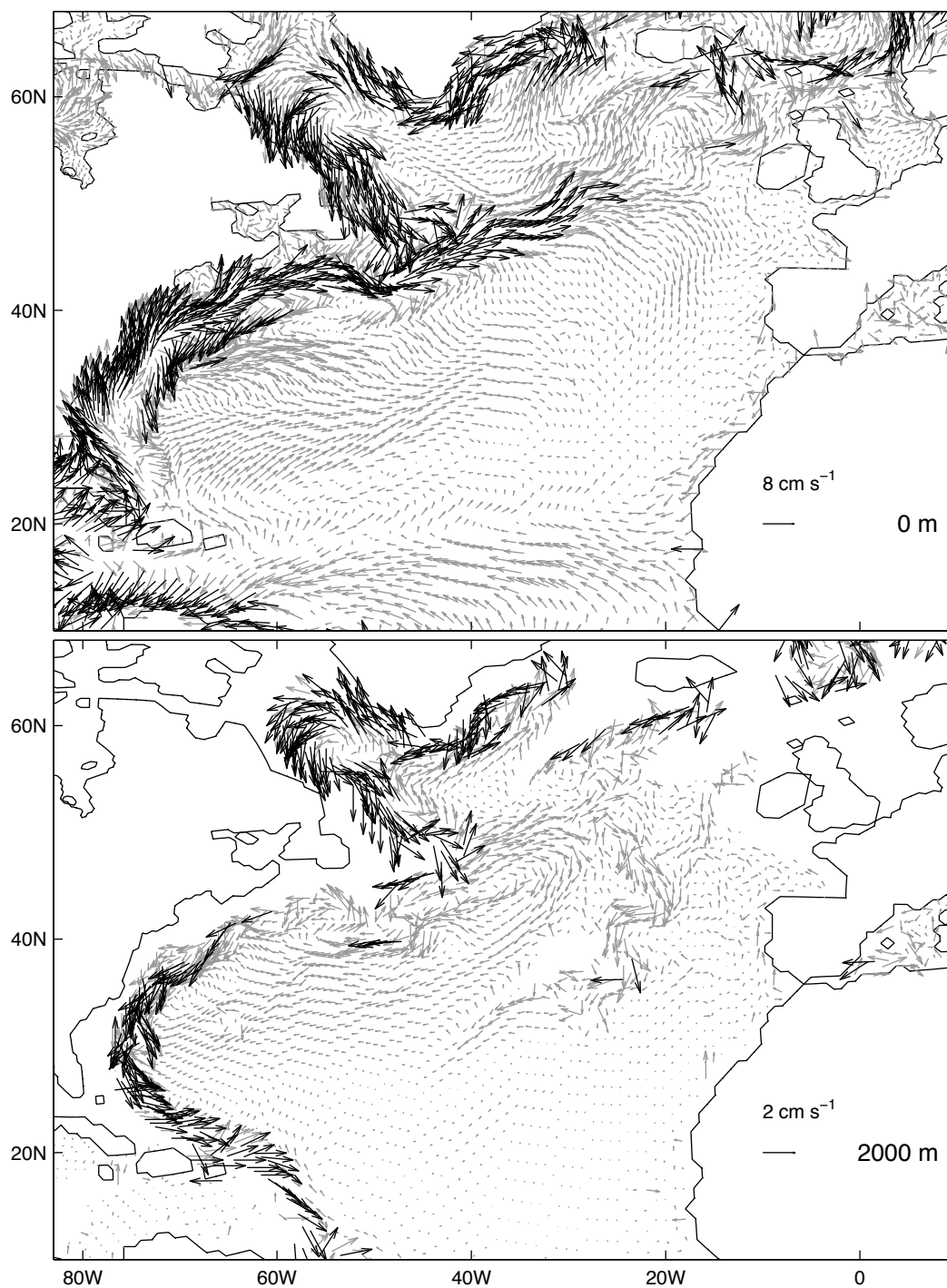


FIG. 3.2 – Circulation moyenne dans la simulation globale en surface (gauche) et à  $2000 \text{ m}$  de profondeur (droite). Les vecteurs en surface (à  $2000 \text{ m}$ ) dont la norme est supérieure à  $8 \text{ cm s}^{-1}$  ( $2 \text{ cm s}^{-1}$ ) sont normalisés et tracés en noir. Seul 1 vecteur sur 2 est tracé.

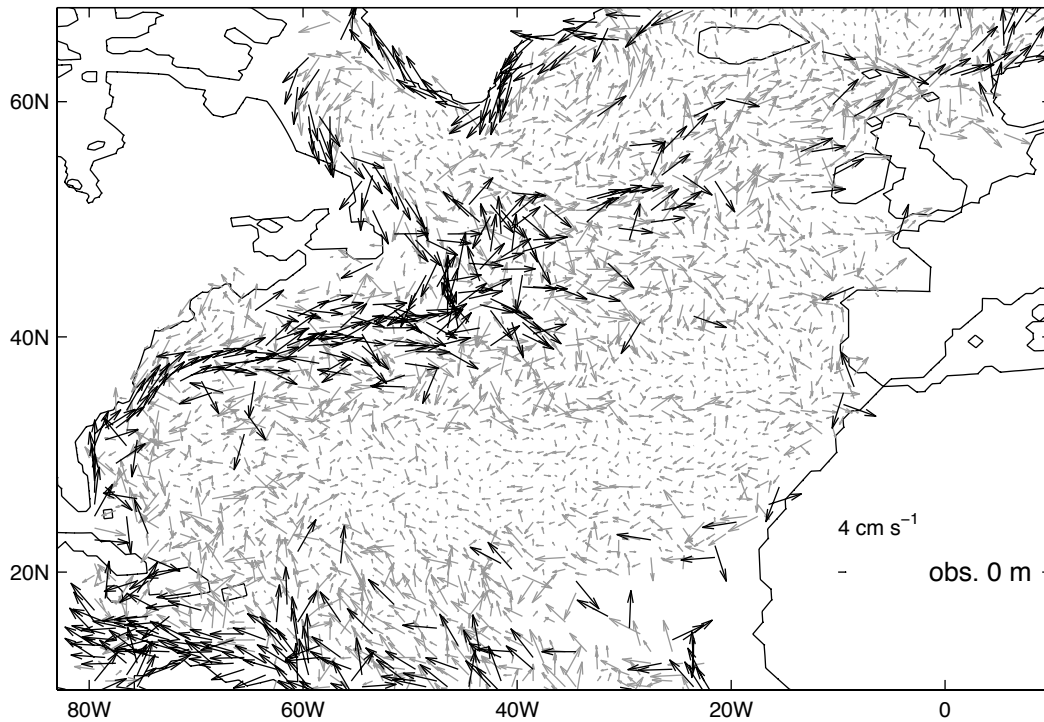


FIG. 3.3 – Circulation moyenne en surface déduite des observations d'après Reverdin et al. (2003). Les vecteurs dont la norme est supérieure à  $4 \text{ cm s}^{-1}$  sont normalisés et tracés en noir.

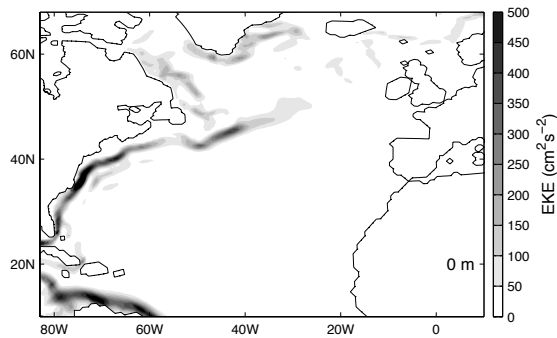


FIG. 3.4 – Energie cinétique turbulente par unité de masse ( $1/2 \times \langle u'^2 + v'^2 \rangle$ ) en surface dans la simulation globale, calculée à partir des moyennes annuelles.

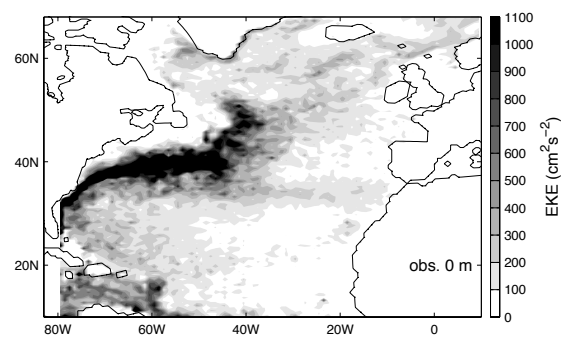


FIG. 3.5 – Carte de l'énergie cinétique moyenne par unité de masse en surface, d'après Reverdin et al. (2003).

À 2000 m de profondeur, la circulation est particulièrement intense le long de la topographie dans les mers d'Irminger et du Labrador, où se forme le DWBC (Fig.3.2, droite). Le DWBC se détache de la topographie au voisinage du cap Flemish et se dirige vers l'est, ce qui est probablement lié à l'influence de la dérive Nord Atlantique. Plus au sud, la circulation est moins intense et concentrée à l'est et à l'ouest de la dorsale nord Atlantique. Le DWBC s'intensifie de nouveau près du bord ouest au sud de  $40^\circ\text{N}$ .

Le transport d'eau dense à travers les seuils entre le Groenland et l'Ecosse est de 2.1 Sv en

moyenne (pour  $\sigma_0 \geq 27.86 \text{ kgm}^{-3}$ ), ce qui est nettement plus faible que dans les observations où il atteint 5.6 Sv (pour  $\sigma_\theta \geq 27.80 \text{ kgm}^{-3}$ , Dickson et Brown 1994). Par conséquent l'influence des eaux denses formées dans les Mers Nordiques sur la circulation dans l'Atlantique Nord est très réduite et peu réaliste dans la simulation. La formation d'eau profonde dans les Mers Nordiques, ainsi que leur export via les seuils entre le Groenland et l'Ecosse ne seront pas étudiés dans la suite.

La fonction de courant barotrope dans l'Atlantique Nord reproduit les circulations de gyre subtropicale et subpolaire de façon relativement réaliste (Fig.3.6). L'intensité moyenne de la gyre subpolaire au sud du cap Farewell est de 40 Sv, ce qui est proche des observations de Clarke (1984) qui mesure un transport barotrope de 34 Sv dans cette région. La circulation barotrope dans la gyre subtropicale est maximale le long du Gulf Stream, de l'ordre de 30 – 35 Sv, ce qui est cohérent avec les observations. Cependant le transport dans le courant de Floride est de moins de 10 Sv alors que les observations sont de l'ordre de 30 Sv (Schott et al. 1988). L'essentiel du transport qui sort de la mer des Caraïbes passe entre l'île de Cuba et l'île Hispaniola, ce qui diffère des observations. La série temporelle de l'intensité de la circulation barotrope dans les gyres subpolaires et subtropicales indique une intensification progressive des circulations depuis les années 1950 jusqu'au milieu des années 1990, suivie par une diminution des circulations. Cette variabilité basse fréquence de la gyre subpolaire est cohérente avec les observations (Belkin 2004, Häkkinen et Rhines 2004). La circulation barotrope dans la gyre subpolaire est particulièrement intense en 1974, en 1985 et au début des années 1990, où elle atteint  $-68 \text{ Sv}$ .

La figure 3.7 présente la MOC moyenne dans l'Atlantique Nord dans la simulation et déduite des observations (figure extraite de Talley et al. 2003). La fonction de courant moyenne a une structure semblable aux observations, excepté près du fond où la cellule de circulation de l'eau Antarctique de fond est absente de la simulation. Ce défaut est commun à tous les modèles isopycnaux. Il est dû au choix de la surface comme pression de référence pour le calcul de la densité potentielle (Barnard et al. 1997). La MOC dans l'Atlantique Nord est maximum à  $44^\circ\text{N}$ , d'intensité égale à 16 Sv, ce qui est légèrement plus faible que dans les observations. Elle atteint un maximum local vers  $59^\circ\text{N}$  en aval des overflows, et aussi à  $4^\circ\text{N}$ , ce qui n'apparaît pas sur la figure. La série temporelle du maximum de la MOC indique une intensification de la MOC au début des années 1970 et pendant les années 1990, suivie d'une diminution de la MOC à partir de 1997.

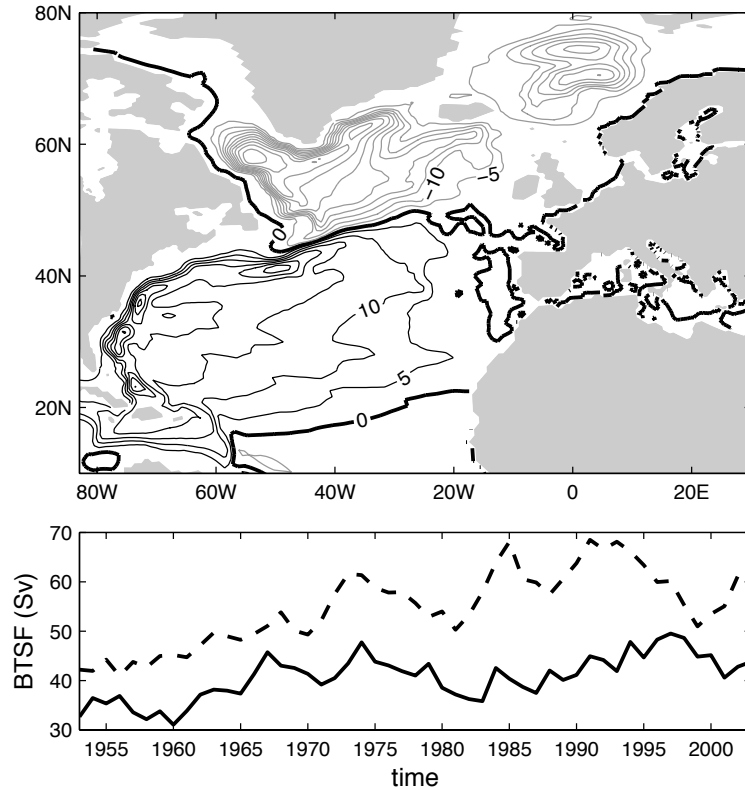


FIG. 3.6 – Fonction de courant barotrope moyenne de 1953 à 2003 dans la simulation globale (contours positifs en noir et négatifs en gris, espacés de 5 Sv et contours nuls en traits noirs épais) et séries temporelles annuelles du maximum (en valeur absolue) dans la gyre subtropicale (trait plein) et dans la gyre subpolaire (tirets).

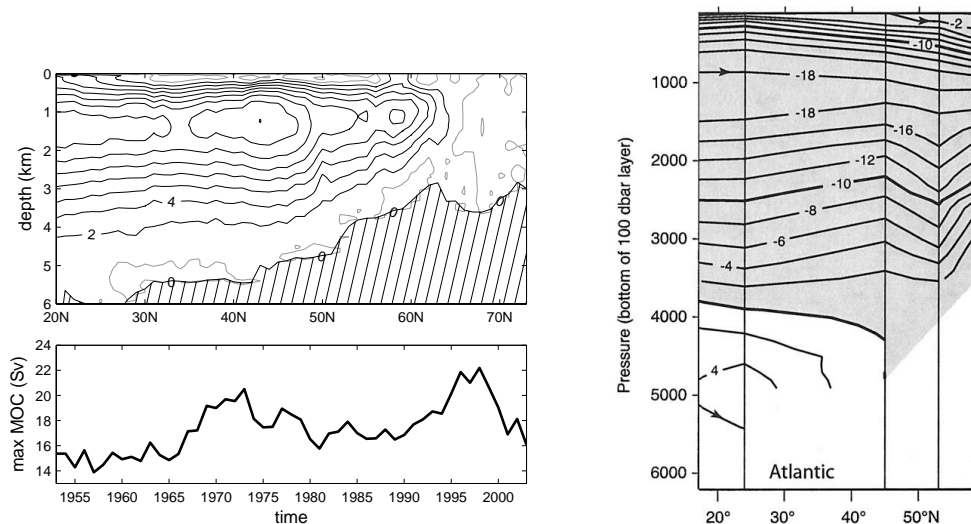


FIG. 3.7 – Gauche : Circulation méridienne moyenne dans l'Atlantique Nord (contours positifs en noir, négatifs et nuls en gris, espacés de 2 Sv) et série temporelle des valeurs annuelles maximales dans la simulation globale. Droite : Circulation méridienne moyenne dans l'Atlantique Nord (signe opposé) déduite des observations par Talley et al. (2003).

## Hydrographie

La salinité moyenne en surface a une structure réaliste, avec notamment une zone de forte salinité (supérieure à 36.5) entre 20°N et 30°N dans l'Atlantique Est et un minimum de salinité (inférieur à 33.5) le long des côtes du Groenland et du Labrador (Fig.3.8).

À 2000 m de profondeur, la salinité est maximale dans la partie est du bassin le long du talus continental depuis le plateau Celtique jusqu'au sud de Gibraltar, alors que dans les observations le maximum de salinité est localisé au large de Gibraltar. Cela suggère un écoulement peu réaliste des eaux denses méditerranéennes dans la simulation. Dans la partie ouest du bassin, la position des isohalines est cohérente avec les observations mais la salinité est 0.05 à 0.15 plus faible, en particulier dans la partie nord ouest de la gyre subpolaire. La salinité en profondeur dans les Mers Nordiques est environ 0.3 trop forte.

La température moyenne en surface a une structure réaliste sauf dans la région du Gulf Stream, à cause du mauvais positionnement de ce dernier, et dans la mer d'Irmingier où les isothermes sont tangents aux courants (Fig.3.9). Ce résultat est cohérent avec les remarques faites sur l'énergie cinétique de surface et semble indiquer un mélange horizontal trop faible dans la simulation.

Comme pour la salinité, la température à 2000 m est maximale dans le bassin est le long du talus continental depuis le plateau Celtique jusqu'au sud de Gibraltar, alors que le maximum de température est localisé uniquement au large de Gibraltar dans les observations. La partie nord ouest de la gyre subpolaire est environ 1°C trop froide, en particulier au centre de la mer du Labrador.

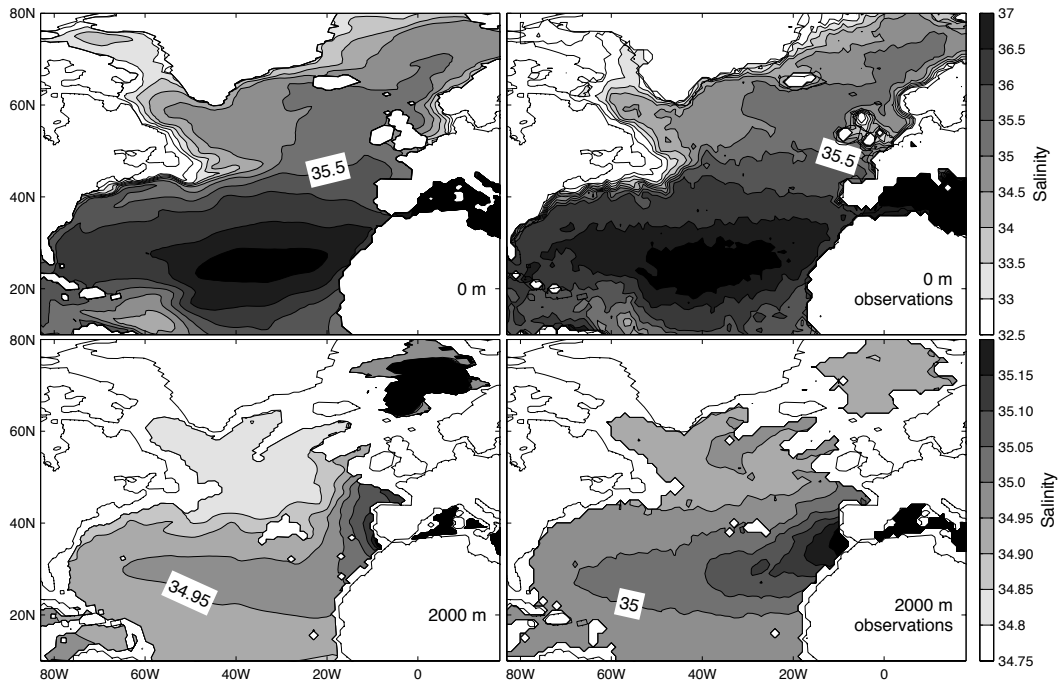


FIG. 3.8 – Salinité moyenne en surface (haut) et à 2000 m de profondeur (bas) dans la simulation globale (gauche) et dans les observations (droite, d'après Hydrobase 2, R. Curry 2006).

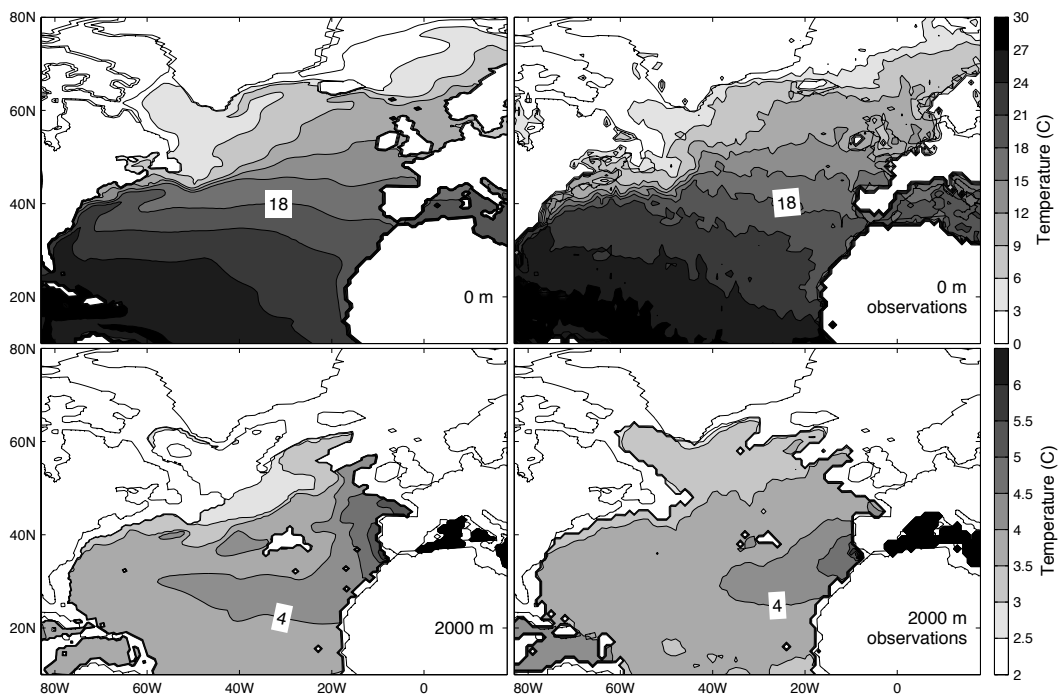


FIG. 3.9 – Température moyenne en surface (haut) et à 2000 m de profondeur (bas) dans la simulation globale (gauche) et dans les observations (droite, d'après Hydrobase 2, R. Curry 2006).

La figure 3.10 montre la température et la salinité moyennes le long d'une section à 35°N (voir Fig.3.14 pour la position de la section). La température et la salinité sont maximales en surface, où la stratification est la plus importante, et plus faibles et relativement homogènes en profondeur. La structure des isohalines et des isothermes est réaliste sauf le long du bord est. Dans la simulation, la salinité et la température sont maximales le long du talus continental et près du fond. Cela suggère que les eaux méditerranéennes chaudes et salées s'écoulent le long de la topographie et atteignent le fond du bassin. Dans les observations, un maximum de salinité est localisé vers 1000 m de profondeur, et il n'y a pas de maximum local de température. L'écoulement des masses d'eau méditerranéennes dans la simulation n'est donc pas réaliste. Par ailleurs, dans la simulation, la salinité est localement minimale le long du bord ouest entre 2000 et 3000 m de profondeur, ce qui suggère la présence de LSW dans le DWBC. Ce minimum de salinité n'apparaît pas dans la climatologie observée reproduite ici mais a été décrit lors d'observations, notamment par Joyce et al. (2005, leur Fig.2).

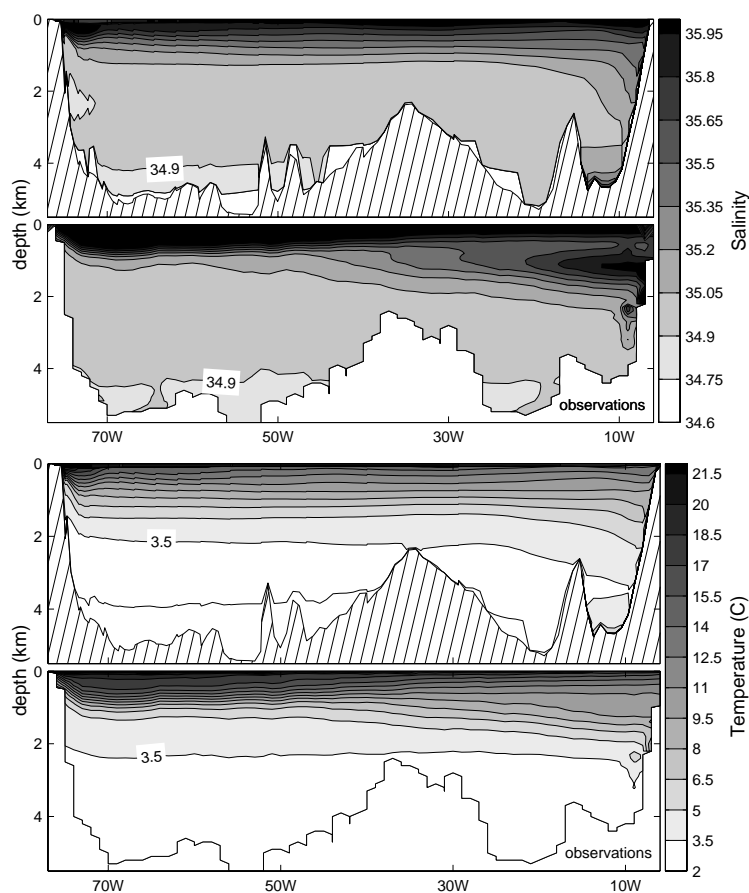


FIG. 3.10 – Salinité (haut) et température (bas) moyennes à 35° N dans la simulation globale et dans les observations (d'après Hydrobase 2, R. Curry 2006).

La formation d'eau profonde a lieu dans la mer du Labrador et la mer d'Irminge en hiver. Il est donc nécessaire de comparer plus précisément l'hydrographie de surface aux observations dans la gyre subpolaire, par exemple en février (Fig.3.11, gauche et milieu). La position de l'isohaline 35.5 aux alentours de 45°N est réaliste. Cependant, l'isohaline 35.25 est positionnée trop au sud, et l'isohaline 35 est positionnée trop à l'est. Par conséquent, la salinité dans l'intérieur de la mer d'Irminge est trop faible. Dans la mer du Labrador, l'isohaline 34.75 est positionnée trop à l'est. Cela indique que la salinité dans l'intérieur de la mer du Labrador est trop faible dans la simulation, la différence avec les observations atteignant  $-0.25$  dans la partie nord ouest de la mer du Labrador. La salinité est également trop faible dans la partie sud est de la mer du Labrador. Cela est probablement dû à la mauvaise position de la dérive Nord Atlantique.

Dans la simulation, la température dans la gyre subpolaire en hiver est réaliste, excepté autour du Groenland où les isothermes sont tangents aux courants, comme noté précédemment. Dans l'intérieur de la mer d'Irminge, la température est 1° à 2° trop faible. Dans la mer du Labrador, la température est 1° trop forte dans le courant du Groenland Ouest, mais 1° trop faible dans l'intérieur. Comme pour la salinité, la température est trop faible au large du Cap Flemish.

Finalement, la température et la salinité moyennes en hiver sont relativement réalistes dans la simulation au sud de la dérive Nord Atlantique (au mauvais positionnement de cette dernière près). Cependant, les eaux subtropicales chaudes et salées ont une influence trop faible sur la salinité et la température dans l'intérieur de la gyre subpolaire. Cela est probablement dû au manque de mélange horizontale dans la simulation. Le mauvais positionnement des courants et leur faible intensité, ainsi que le manque de cisaillement dans la couche de surface, contribuent également à réduire l'influence des eaux subtropicales dans l'intérieur de la gyre subpolaire. L'intérieur de la mer du Labrador et de la mer d'Irminge sont donc trop froids et trop peu salés dans la simulation.



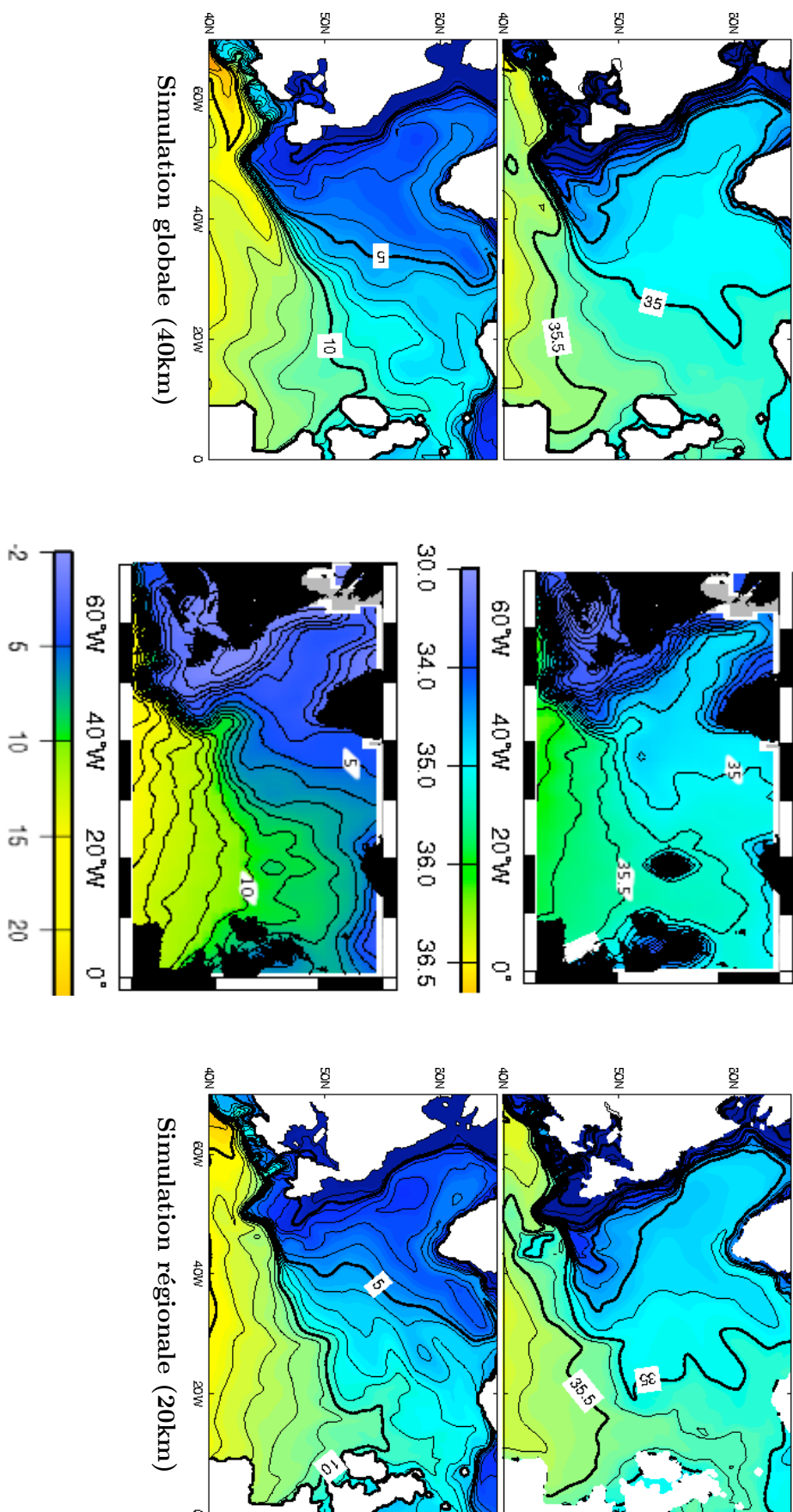


FIG. 3.11 – Salinité (haut) et température (bas) de surface moyennes en février dans la simulation globale (gauche), dans les observations (milieu, d'après Hydrobase 2, R. Curry 2006) et dans la simulation régionale (droite).

### Convection dans la gyre subpolaire

Les événements de convection profonde sont identifiés par les approfondissements de la couche de mélange en hiver (mois de février, mars, et avril). Dans la simulation globale, la profondeur moyenne de la couche de mélange en hiver est maximale dans le nord de la mer d'Irminger (Fig.3.12, gauche). La variabilité interannuelle de la profondeur de la couche de mélange en hiver est maximale dans la même zone de la mer d'Irminger mais également dans la mer du Labrador. Nous définissons donc deux zones de convection dans la simulation: la zone IRM en mer d'Irminger (où la déviation standard de la profondeur de la couche de mélange en hiver est supérieure à 350 m) et la zone LAB en mer du Labrador (où la déviation standard de la profondeur de la couche de mélange en hiver est supérieure à 280 m). La zone LAB correspond bien aux observations de convection profonde (Marshall et Schott 1999). La zone IRM est située dans le nord est de la mer d'Irminger, alors que les observations suggèrent que la convection a lieu dans le sud ouest du bassin (Pickart et al. 2003, Bacon et al. 2003).

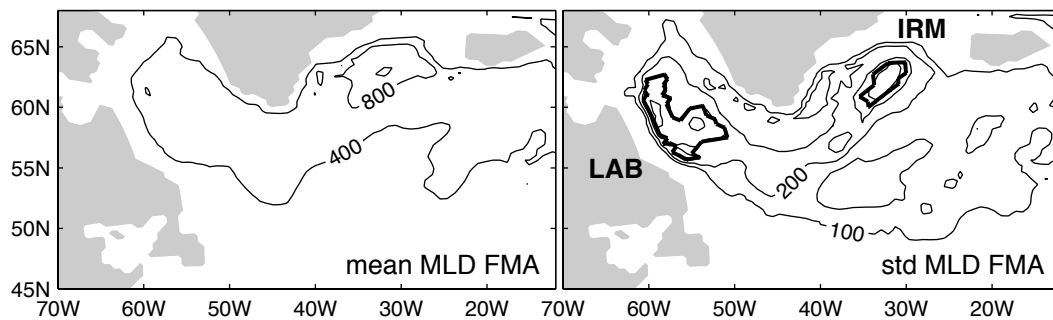


FIG. 3.12 – Moyenne (gauche) et déviation standard (droite) de la profondeur de la couche de mélange en hiver (février, mars, avril) dans la simulation globale. Les contours épais (droite) indiquent la position des zones de convection IRM et LAB.

La figure 3.13 présente la série temporelle de la profondeur de la couche de mélange dans les zones de convection IRM et LAB. La profondeur moyenne de la couche de mélange en hiver est maximale dans la mer d'Irminger où elle est égale à 1037 m, ce qui paraît surestimé (de Boyer Montégut et al. 2004). Dans la zone LAB, la profondeur de la couche de mélange en hiver est en moyenne de 674 m, ce qui est réaliste, mais la profondeur maximale est seulement de 1930 m, ce qui est inférieur aux observations au début des années 1990 où la couche de mélange a atteint 2300 m de profondeur (Lazier et al. 2002). Il semble donc que la convection dans la mer du Labrador soit trop peu profonde dans la simulation. Cela est probablement dû à la salinité

trop faible dans l'intérieur de la mer du Labrador.

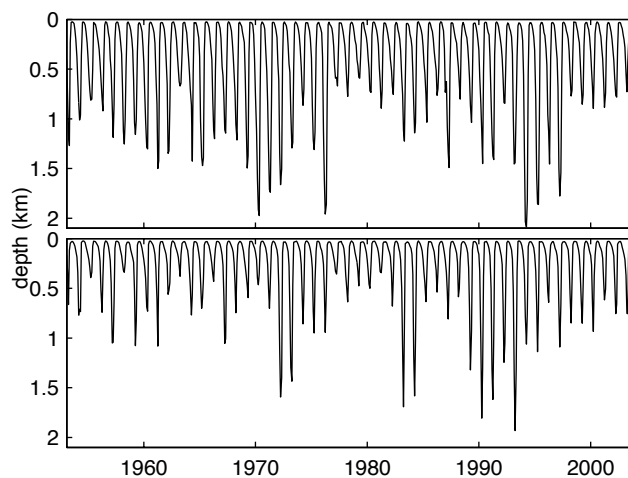


FIG. 3.13 – Série temporelle de la profondeur de la couche de mélange dans les zones de convection IRM (haut) et LAB (bas), dans la simulation globale.

### Variabilité basse fréquence de la salinité en profondeur

Dans la simulation globale, on observe une variabilité basse fréquence très marquée de la salinité en profondeur. Il n'est pas évident de déterminer si cette variabilité est réaliste ou bien résulte d'une dérive du modèle. Nous la comparons rapidement aux observations de Curry et Mauritzen (2005) le long de sections à  $77^{\circ}\text{N}$  et  $56^{\circ}\text{N}$  (voir Fig.3.14 pour la position des sections), qui sont reproduites en Fig.3.15.

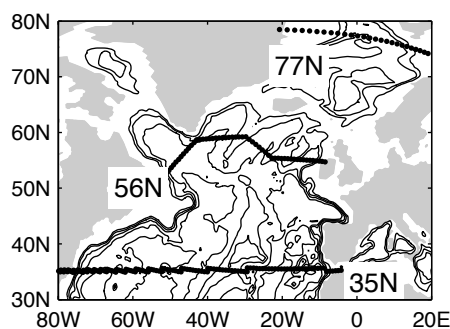


FIG. 3.14 – Position des sections à  $35^{\circ}\text{N}$ ,  $56^{\circ}\text{N}$  et  $77^{\circ}\text{N}$ . Les contours noirs indiquent la position des isobathes (de 1000 m à 5000 m par pas de 1000 m).

Dans les Mers Nordiques, Curry et Mauritzen (2005) décrivent une diminution de la salinité à partir de 1973, d'abord entre 0 m et 1000 m de profondeur, puis plus en profondeur. Les auteurs suggèrent que ces anomalies négatives de salinité sont dues à une augmentation de l'exportation d'eau douce de l'Océan Arctique. Dans la simulation, les anomalies de salinité sont calculées par rapport à la moyenne des années 1968 à 1977 pour minimiser l'ajustement initial (Fig.3.16). La salinité le long de la section 77°N a tendance à augmenter à partir de 1978, de la surface à 2500 m de profondeur, ce qui diffère notablement des observations. Les anomalies sont maximales entre 2000 m et 2500 m de profondeur environ, sur toute la largeur du bassin, de signe négatif de 1958 à 1967 et positif de 1978 à 2002, ce qui suggère une dérive de la simulation en profondeur.

Le long de la section à 56°N, Curry et Mauritzen (2005) observent des anomalies de salinité positives de 1958 à 1972 et négatives à partir de 1973, d'abord de 0 m à 1000 m de profondeur, puis entre 2000 m et 3000 m de profondeur à partir de 1983. Dans la simulation, à partir de 1978, les anomalies de salinité sont négatives à l'ouest de la dorsale Nord Atlantique, ce qui est en accord avec les observations, mais positives à l'est, ce qui diffère des observations. Des anomalies négatives sont également visibles entre 0 m et 500 m de profondeur de 10°W à 20°W, mais elles ne correspondent pas non plus aux observations. Par conséquent la variabilité basse fréquence de la salinité en profondeur dans la gyre subpolaire n'est pas réaliste.

Le long de la section à 35°N, des anomalies négatives de la salinité apparaissent dans la simulation à partir de 1978 entre 1000 m et 3000 m de profondeur, de 65°W à la dorsale Nord Atlantique. Ces anomalies s'intensifient et s'étendent sur toute la largeur du bassin ouest et jusqu'à 4000 m de profondeur. Elles sont associées à des anomalies positives de salinité en surface à l'est de 50°W, et à 1000 m de profondeur environ à l'est de la dorsale Nord Atlantique. Nous n'avons pas trouvé d'observations dans la littérature pour évaluer le réalisme de cette variabilité. Des anomalies positives (négatives) de salinité sont également visibles au fond du bassin près du bord est de 1958 à 1972 (de 1973 à 2002 respectivement), là où on a identifié la présence d'eau méditerranéenne dans les profils moyens. Cela suggère une diminution du transport d'eau dense à travers Gibraltar dès le début de la simulation.

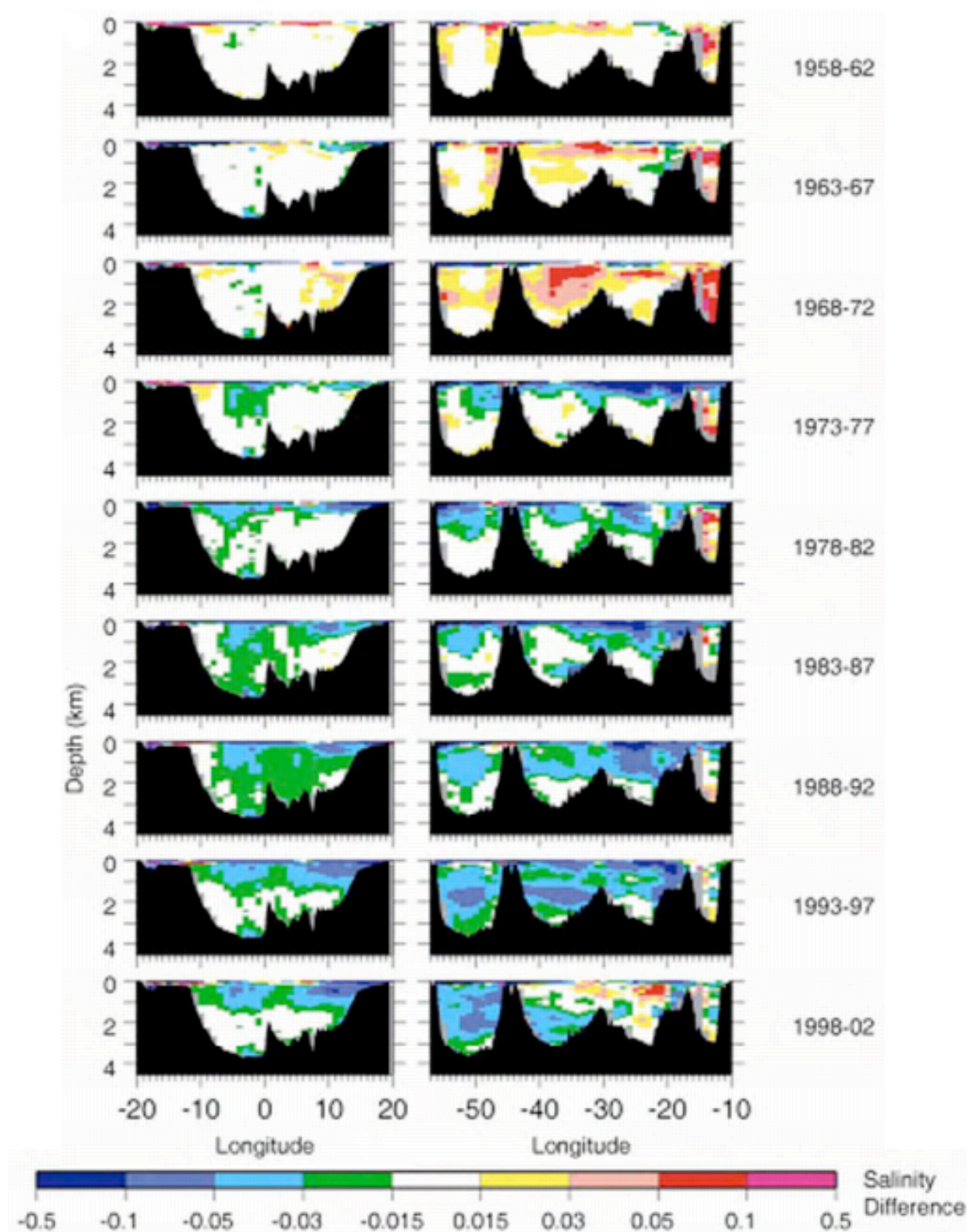


FIG. 3.15 – Anomalies de salinité par pentade le long des sections  $77^{\circ}\text{N}$  (gauche) et  $56^{\circ}\text{N}$  (droite), par rapport à la moyenne des années 1950 à 1959, d'après Curry et Mauritzen (2005).

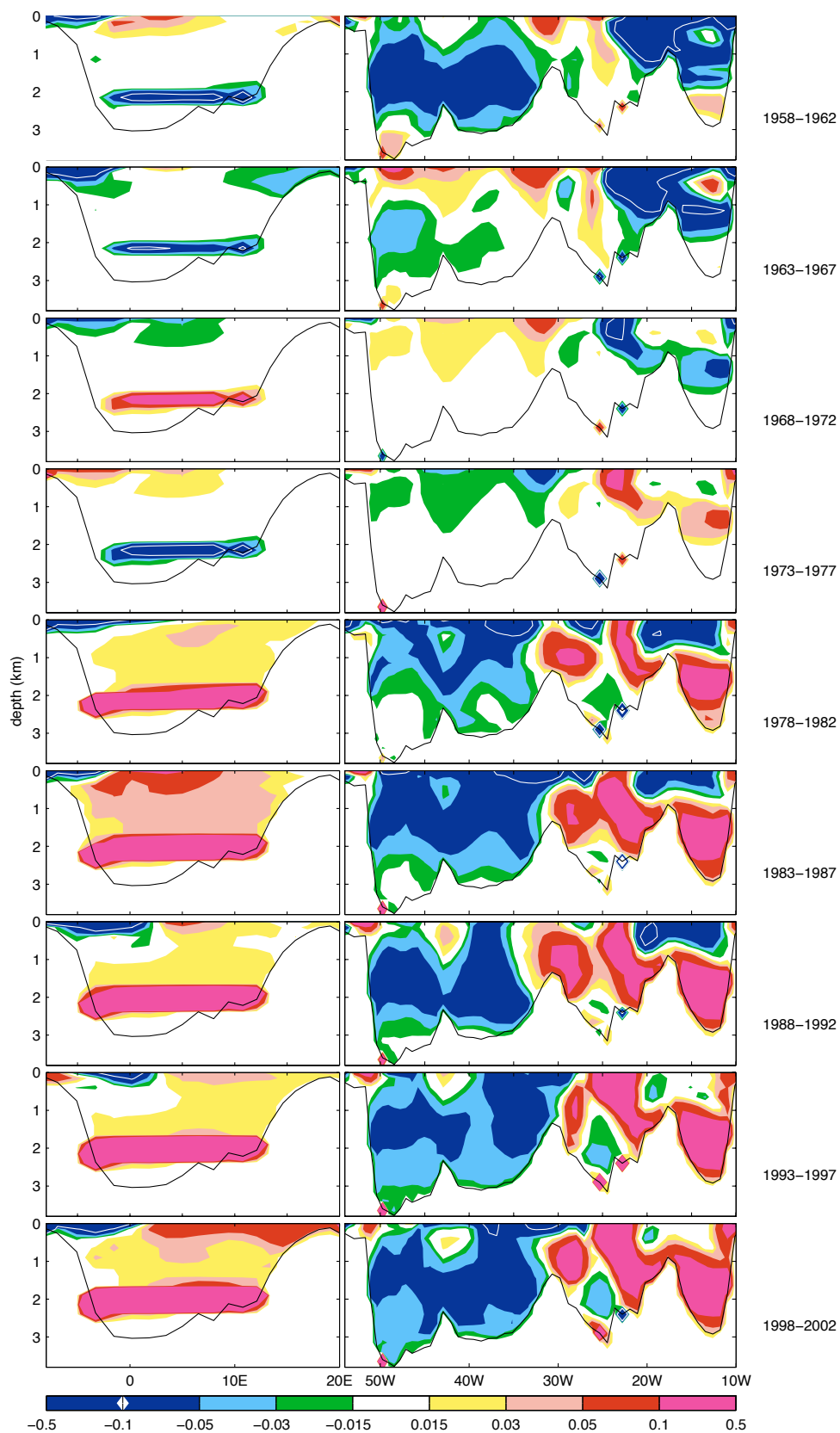


FIG. 3.16 – Anomalies de salinité par pentade le long des sections  $77^{\circ}\text{N}$  (gauche) et  $56^{\circ}\text{N}$  (droite), par rapport à la moyenne des années 1968 à 1977, dans la simulation globale. Le contour  $-0.1$  est tracé en blanc.

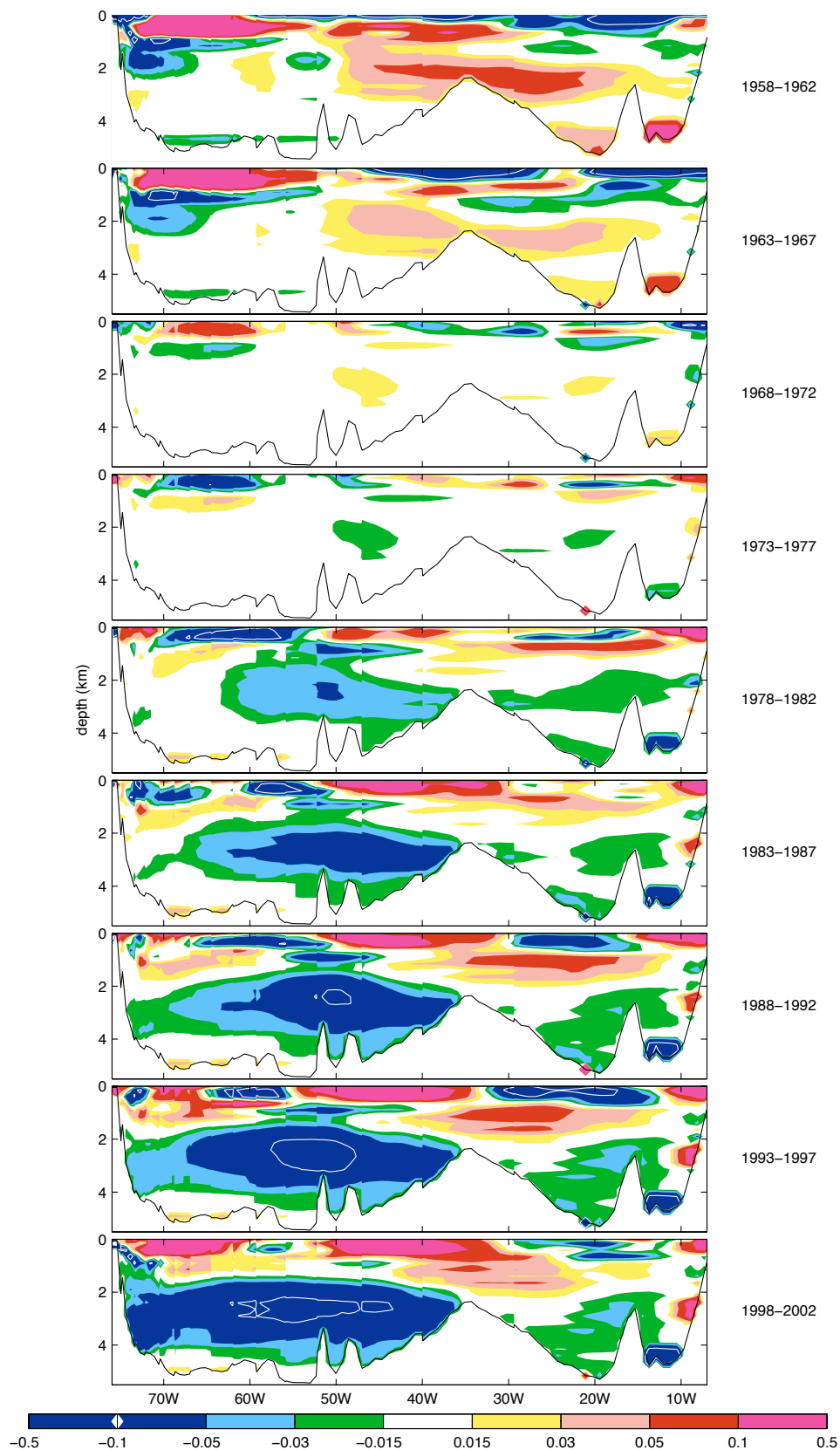


FIG. 3.17 – Anomalies de salinité par pentade le long de la section  $35^{\circ}N$  par rapport à la moyenne des années 1968 à 1977, dans la simulation globale. Le contour  $-0.1$  est tracé en blanc.

## Synthèse

La circulation et l'hydrographie dans la simulation globale sont relativement réalistes. Certaines faiblesses de la simulation semblent être liés à l'utilisation d'un modèle isopycnal (faible énergie cinétique en surface et mauvaise représentation de l'écoulement d'eau dense à travers les seuils Groenland-Ecosse et à travers le détroit de Gibraltar). Cependant, la convection est trop peu profonde dans la mer du Labrador, ce qui est probablement dû à une salinité trop faible en surface. Cela nous conduit à étudier la formation d'eau profonde dans la simulation régionale, qui semble reproduire de façon plus réaliste la convection dans la mer du Labrador.

### 3.2.2 Simulation régionale

La simulation régionale représente l'Atlantique Nord environ de 30°N à 70°N avec une résolution de 20 km (les limites du modèle régional apparaissent en Fig.3.18). Les conditions aux frontières sont forcées par la simulation globale (*one way nesting*, Hátún et al. 2005b). Les température et salinité de surface sont rappelées linéairement vers les climatologies mensuelles de Levitus et Boyer (1994) et Levitus et al. (1994) respectivement, avec un temps de relaxation de 30 jours si la couche de mélange est épaisse de 50 m. Le temps de relaxation est réduit linéairement si l'épaisseur de la couche de mélange dépasse 50 m. Hátún et al. (2005b) montrent que cette relaxation est suffisamment faible pour permettre une variabilité saisonnière à interannuelle de l'hydrographie de surface.

Une description détaillée de la circulation et de l'hydrographie dans la simulation régionale est donnée dans l'article qui suit (section 3.3). Nous précisons ci-dessous les caractéristiques de la simulation qui ne sont pas mentionnées dans l'article.

#### Energie cinétique de surface

Dans la simulation régionale, l'énergie cinétique en surface est maximale le long du Gulf Stream et de la dérive Nord Atlantique, ce qui est semblable aux observations, mais l'énergie est environ un ordre de grandeur trop faible (Fig.3.18 et 3.5). En outre, l'énergie cinétique est particulièrement intense dans le bassin d'Islande, de 32°W à 15°W, ce qui n'apparaît pas dans les observations, tandis que le maximum local d'énergie cinétique décrit dans les observations et dans la simulation globale autour du Groenland n'est pas visible dans la simulation régionale.

Noter que la résolution de la simulation est insuffisante pour représenter les mouvements à l'échelle du rayon de déformation de Rossby dans la gyre subpolaire (12 km environ). Les



observations (e.g., Lilly et al. 2003) et les modèles à plus haute résolution (Spall 2003, 2004) suggèrent pourtant que les tourbillons jouent un rôle essentiel dans l'exportation des masses d'eau formées dans l'intérieur d'un bassin de convection vers les courants de bord.

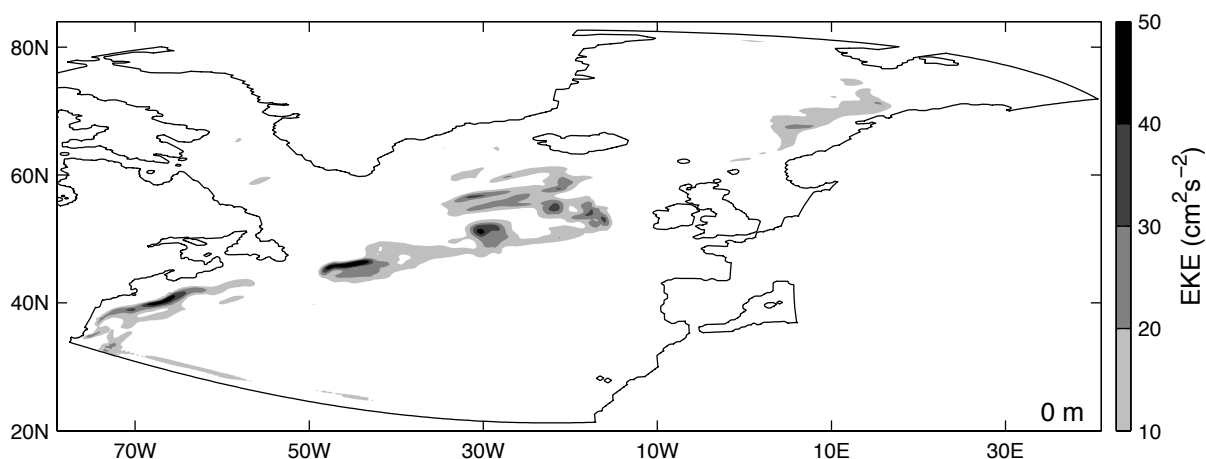


FIG. 3.18 – *Energie cinétique turbulente par unité de masse en surface dans la simulation régionale, calculée à partir des moyennes annuelles.*

### Hydrographie

La température et la salinité moyennes en surface dans la simulation régionale sont très semblables aux observations et à la simulation globale (Fig.3.19), sauf dans l'intérieur de la mer d'Irmingier, où la température est légèrement plus froide, et dans la mer du Labrador où la salinité est plus faible. À 2000 m de profondeur, la structure des isohalines et des isothermes est semblable à la simulation globale, sauf que la mer du Labrador et la mer d'Irmingier sont  $0.5^{\circ}\text{C}$  à  $1^{\circ}\text{C}$  plus froides, et  $0.1$  moins salées. Les biais de la simulation globale par rapport aux observations sont donc accentués, malgré le rappel en surface vers les climatologies mensuelles pour la simulation régionale.

Dans la simulation régionale, le détroit de Gibraltar est fermé. Le long du bord est, la salinité et la température à 2000 m de profondeur sont maximales du plateau Celtique au large de Gibraltar, ce qui diffère des observations mais est semblable à la simulation globale. Comme le détroit de Gibraltar est fermé dans la simulation régionale, cela est probablement dû aux conditions initiales de la simulation régionale.

La température et la salinité moyennes le long de la section à  $35^{\circ}\text{N}$  sont relativement réalistes, excepté en profondeur à l'ouest de la dorsale Nord Atlantique où la température et la salinité sont trop faibles dans la simulation régionale (3.20). Au bord est la salinité ne présente pas de

maximum à 1000 m de profondeur, ce qui diffère des observations, ni de maximum au fond, ce qui diffère de la simulation globale. Cela est cohérent avec le fait qu'il n'y ait pas de transport d'eau méditerranéenne à travers le détroit de Gibraltar dans la simulation régionale.

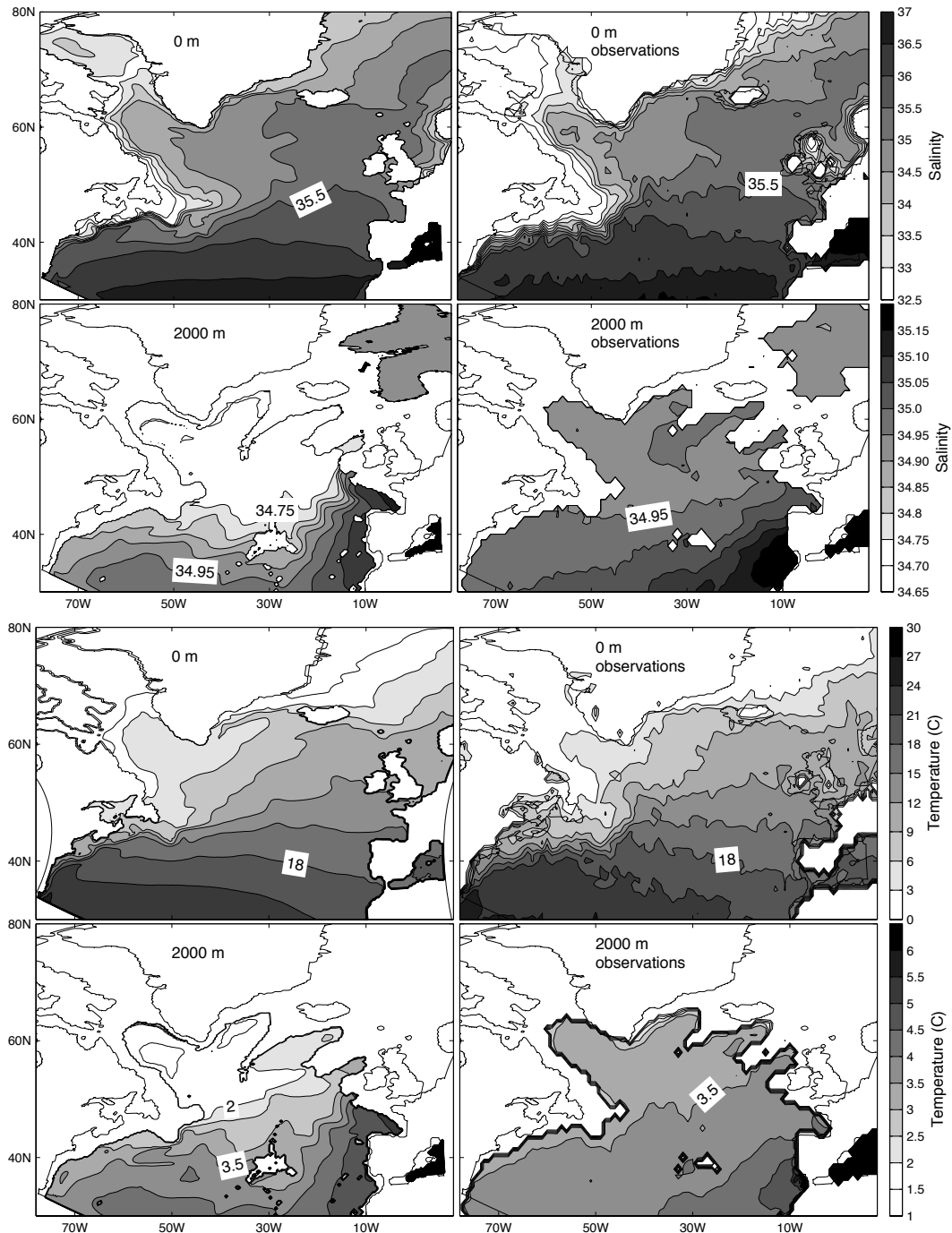


FIG. 3.19 – Salinité (en haut) et température (en bas) moyennes en surface et à 2000 m de profondeur dans la simulation régionale (gauche) et dans les observations (droite, d'après Hydrobase 2, R. Curry, 2006).

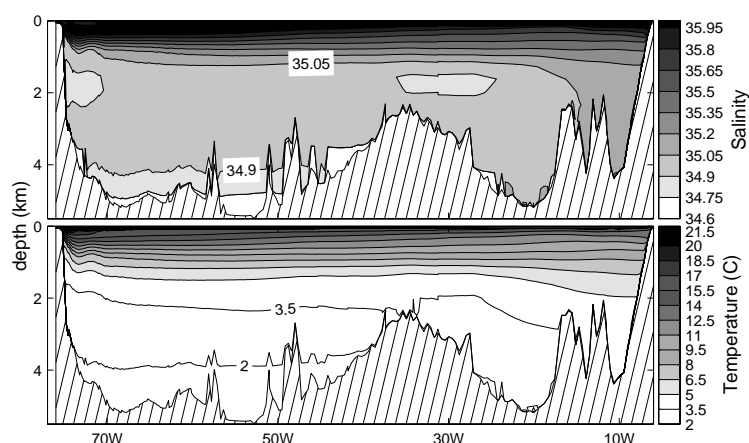


FIG. 3.20 – Salinité (haut) et température (bas) moyennes à 35°N dans la simulation régionale.

La salinité et la température en février dans la gyre subpolaire sont réalistes, excepté dans l'intérieur de la mer d'Irmingier et de la mer du Labrador, où elles sont respectivement 0.25 et 2°C à 3° plus faibles que dans les observations (Fig. 3.11). Par rapport à la simulation globale, l'intérieur de la mer d'Irmingier est 0.25 moins salé et 1°C plus froid, tandis que la salinité est semblable dans l'intérieur de la mer du Labrador mais la température est 1°C plus froide. Les masses d'eau en surface en hiver sont donc relativement moins denses dans l'intérieur de la mer d'Irmingier et plus denses dans l'intérieur de la mer du Labrador.

Dans la simulation régionale, la convection a lieu dans l'intérieur de la mer du Labrador et dans le courant du Labrador, ainsi que dans la mer d'Irmingier (voir section 3.3). Les zones de convection dans la mer du Labrador sont réalistes, de même que la série temporelle des événements de convection et le taux de formation d'eau profonde. Les biais de température et de salinité en surface se compensent de sorte que la densité des masses d'eau formées par convection est très proche des observations. Ces dernières sont néanmoins trop froides et trop peu salées, ce qui apparaît dans la climatologie à 2000 m de profondeur (Fig.3.19).

La convection dans la mer d'Irmingier a lieu dans le nord est du bassin, tandis qu'elle a été observée dans la partie sud du bassin, où les flux de flottabilité sont accrus par une accélération des vents au sud du Groenland, ou *East Greenland Tip Jet* (Pickart et al. 2003, Bacon et al. 2003). Ces structures atmosphériques de petite échelle spatiale et temporelle ne sont pas présentes dans les réanalyses NCEP/NCAR qui sont utilisées pour forcer la simulation. Noter cependant que le mécanisme de formation d'eau dense dans le nord de la mer d'Irmingier est cohérent avec la formation d'eau modale subpolaire décrite dans les observations.

### **Transport d'eau dense à travers les seuils Groenland-Ecosse**

Le transport d'eau dense à travers les seuils entre le Groenland et l'Ecosse est de 1.8 Sv en moyenne (pour  $\sigma_0 \geq 27.86 \text{ kgm}^{-3}$ ), dont 1.1 Sv passe par le seuil entre le Groenland et l'Islande, ce qui est plus faible que dans la simulation globale et beaucoup plus faible que dans les observations. Le transport dans le DWBC (mesuré à la sortie de la mer du Labrador) des eaux de même densité est de 0.8 Sv en moyenne, ce qui est très inférieur aux 3.4 Sv observés (Fischer et al. 2004). L'influence du transport d'eau dense à travers les seuils entre le Groenland et l'Ecosse est donc largement sous-estimée dans la simulation, et ne sera pas étudiée. Noter que les simulations récentes suggèrent que la variabilité de la MOC est influencée par les fluctuations de la convection dans la gyre subpolaire aux échelles de temps interannuelles à décennales, auxquelles nous nous intéressons, et par la variabilité du transport d'eau dense en provenance des Mers Nordiques à plus basse fréquence (Schweckendiek et Willebrand 2005).

### **Variabilité basse fréquence de la salinité en profondeur**

La variabilité basse fréquence de la salinité près des frontières nord et sud du domaine régional est semblable à la variabilité imposée par la simulation globale. Le long de la section à 77°N, des anomalies positives de salinité apparaissent dès 1978 de 2000 m à 2500 m de profondeur (Fig.3.21 et 3.22), comme dans la simulation globale. Noter cependant les anomalies négatives en surface au centre du bassin pendant les années 1980, ce qui est cohérent avec les observations et diffère de la simulation globale. À 35°N, des anomalies négatives de salinité sont présentes de 1000 m à 3000 m de profondeur entre 60°W et 20°W, soit plus à l'est que dans la simulation globale, et des anomalies positives sont visibles dans la partie ouest du bassin de 0 m à 1000 m de profondeur, comme dans la simulation globale.

Le long de la section à 56°N, la salinité a tendance à diminuer dans la mer du Labrador et la mer d'Irminger, ce qui est réaliste, bien que le maximum d'anomalies se situent entre 2000 m et 3000 m de profondeur, soit plus profond que dans les observations. Des anomalies négatives de salinité sont visibles dans la partie est de la mer d'Irminger, en surface et en profondeur, ce qui est également cohérent avec les observations. Enfin, des anomalies positives de salinité se développent à partir de 1978 dans la partie est de l'Atlantique Nord de 0 m à 1500 m de profondeur, et sont maximales en 1998-2002, période pendant laquelle des anomalies similaires sont visibles dans les observations. La variabilité de la salinité en profondeur dans

la gyre subpolaire est donc relativement réaliste. Cela constitue une légère amélioration par rapport à la simulation globale, ce qui est probablement dû à la meilleure représentation de la dynamique dans la gyre subpolaire ainsi qu'au rappel en température et en salinité en surface.

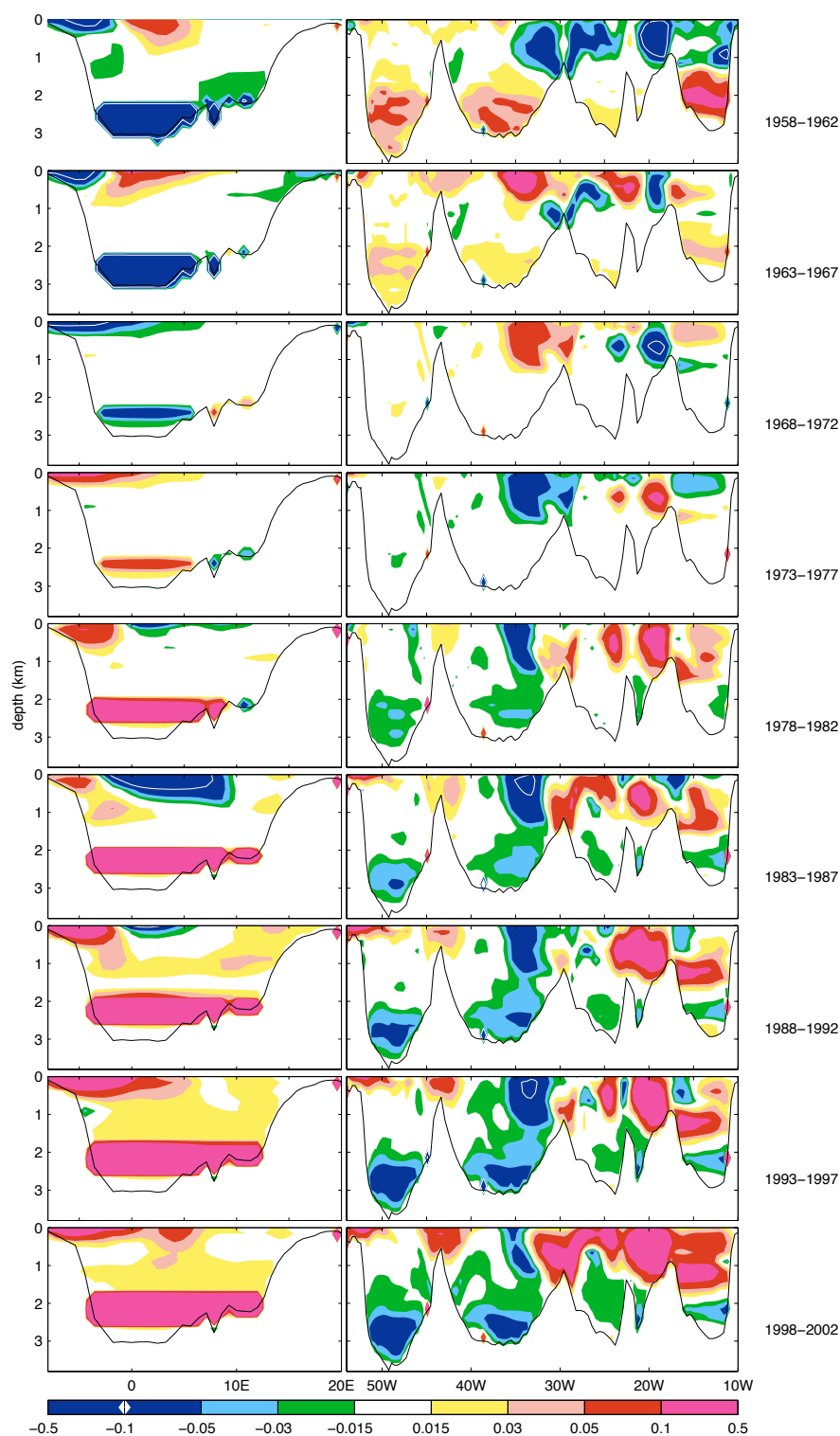


FIG. 3.21 – Anomalies de salinité par pentade le long des sections  $77^{\circ}\text{N}$  (gauche) et  $56^{\circ}\text{N}$  (droite), par rapport à la moyenne des années 1968 à 1977, dans la simulation régionale. Le contour  $-0.1$  est tracé en blanc.

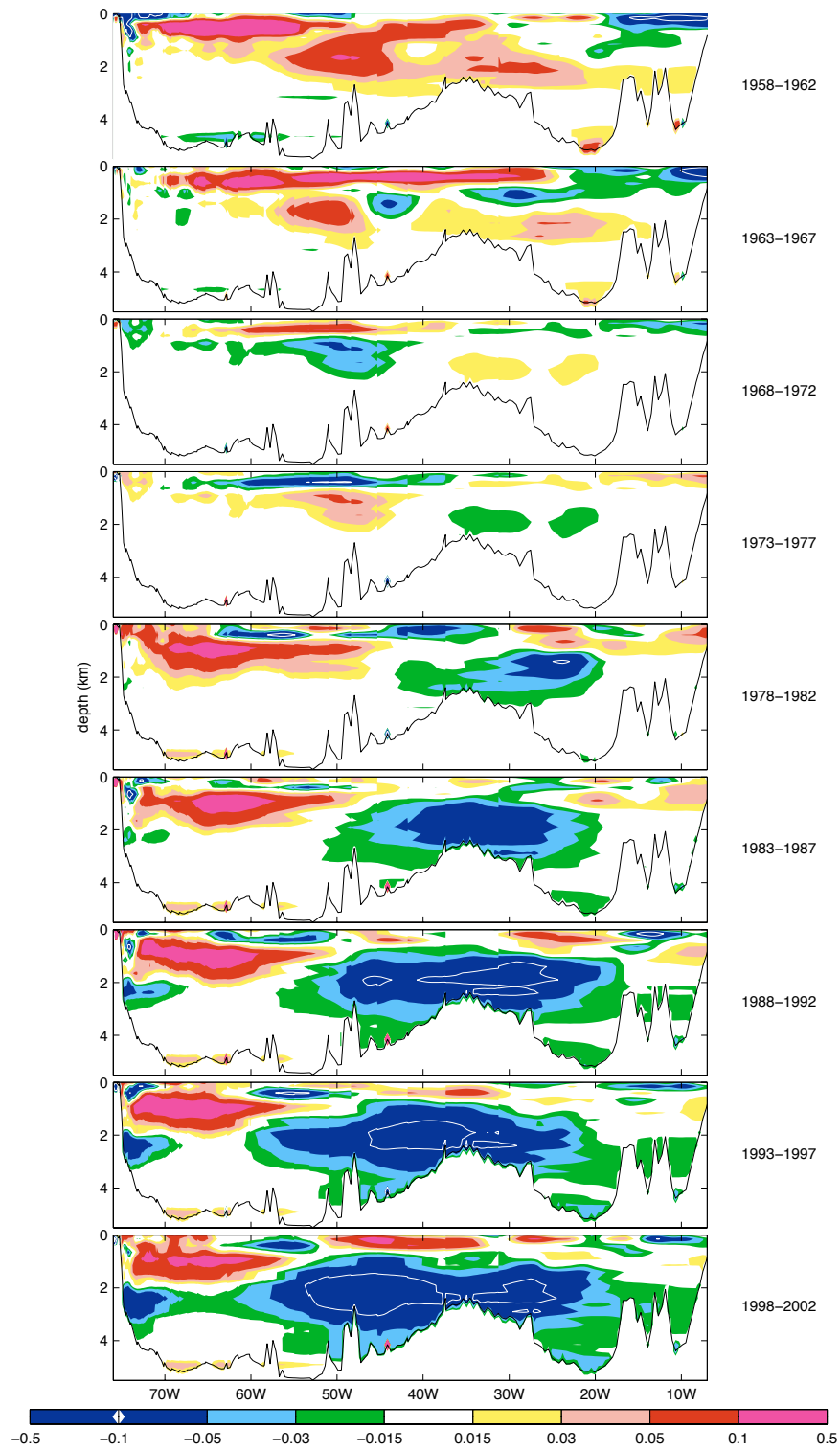


FIG. 3.22 – Anomalies de salinité par pentade le long de la section  $35^{\circ}N$ , par rapport à la moyenne des années 1968 à 1977, dans la simulation régionale. Le contour  $-0.1$  est tracé en blanc.

## Synthèse

La simulation régionale présente des améliorations par rapport à la simulation globale, notamment pour la convection dans la mer du Labrador, bien que certains défauts du modèle persistent, comme l'énergie cinétique en surface et le transport d'eau dense à travers les seuils entre le Groenland et l'Ecosse trop faibles. La variabilité basse fréquence aux frontières du domaine est proche de celle induite par la simulation globale, et suggère également une dérive en profondeur. Cependant la variabilité basse fréquence dans la gyre subpolaire est relativement proche des observations, ce qui suggère qu'elle est peu influencée par la variabilité aux frontières du domaine.

### 3.3 *Formation and export of deep water in the Labrador and Irminger Seas in a GCM*

Julie Deshayes, Claude Frankignoul and Helge Drange<sup>1</sup>

*Nansen Environmental and Remote Sensing Centre, Bergen, Norway;*  
*Bjerknes Centre for Climate Research, University of Bergen, Bergen, Norway;*  
*Geophysical Institute, University of Bergen, Bergen, Norway;*  
*Nansen-Zhu International Research Centre, Beijing, China*

accepté pour publication dans *Deep Sea Research*, 1

#### Résumé

*L'influence de la variabilité du taux de formation d'eau profonde sur le transport dans le courant profond de bord ouest (DWBC) est analysée dans une simulation réaliste de la circulation dans l'Atlantique Nord de 1953 à 2003. Dans cette simulation, la formation d'eau profonde dans la gyre subpolaire a lieu dans la mer d'Irminger, dans l'intérieur de la mer du Labrador et dans le courant du Labrador. En mer d'Irminger, l'eau profonde est formée près des courants de bord. Elle est rapidement exportée hors de la gyre subpolaire via une intensification du courant du Groenland est et d'un courant vers le sud dans l'intérieur de la mer du Labrador, de sorte qu'elle atteint le Cap Flemish environ 1 an après la convection. L'advection par les courants profonds est précédée par la propagation rapide d'ondes topographiques. L'eau profonde formée dans l'intérieur de la mer du Labrador a tendance à s'accumuler et recirculer dans l'intérieur du bassin, où son temps de résidence est de quelques années, ce qui a pour effet de ralentir son exportation vers le nord-est en direction de la mer d'Irminger et vers le sud est en direction de l'Atlantique subtropical. En conséquence le transport dans le DWBC est surtout corrélé avec la formation d'eau profonde dans la mer d'Irminger. L'eau profonde formée dans le courant du Labrador est moins dense que celle formée dans l'intérieur de la mer du Labrador, et est rapidement exportée hors de la mer du Labrador. La formation d'eau profonde dans le courant du Labrador est maximum quand celle dans l'intérieur est minimum, de sorte qu'il y a une compensation en volume dans le DWBC entre l'eau formée dans le courant du Labrador et celle formée dans l'intérieur. Cela a pour effet de réduire la variabilité du transport net dans le DWBC. Ces mécanismes, qui sont cohérents avec les observations, permettent de mieux comprendre la variabilité du transport dans le DWBC au large de Terre-Neuve.*



**Abstract**

*The influence of changes in the rate of deep water formation in the North Atlantic subpolar gyre on the variability of the transport in the deep western boundary current is investigated in a realistic hind cast simulation of the North Atlantic during the 1953-2003 period. In the simulation, deep water formation takes place in the Irminger Sea, in the interior of the Labrador Sea and in the Labrador Current. In the Irminger Sea, deep water is formed close to the boundary currents. It is rapidly exported out of the Irminger Sea via an intensified East Greenland Current, and out of the Labrador Sea via increased southeastward transports. The newly formed deep water, which is advected to Flemish Cap in approximately one year, is preceded by fast propagating topographic waves. Deep water formed in the Labrador Sea interior tends to accumulate and recirculate within the basin, with a residence time of few years in the Labrador Sea. Hence, it is only slowly exported northeastward to the Irminger Sea and southeastward to the subtropical North Atlantic, reaching Flemish Cap in 1 to 5 years. As a result, the transport in the deep western boundary current is mostly correlated with convection in the Irminger Sea. Finally, the deep water produced in the Labrador Current is lighter and is rapidly exported out of the Labrador Basin, reaching Flemish Cap in few months. As the production of deep-water along the western periphery of the Labrador Sea is maximum when convection in the interior is minimum, there is some compensation between the deep water formed along the boundary and in the interior of the basin, which reduces the variability of its net transport. These mechanisms which have been suggested from hydrographic and tracer observations, help to understand the variability of the transport in the deep western boundary current at the exit of the subpolar gyre.*

**3.3.1 Introduction**

The oceanic Meridional Overturning Circulation (MOC) and the associated poleward heat transport contribute substantially to the present energy balance of the Earth (Trenberth and Caron 2001). One fundamental driver of the MOC is the formation of intermediate to deep water masses in the northern North Atlantic resulting from the winter densification of the surface water. The variability of the MOC can be related to changes in the rate of deep water formation in the northern North Atlantic in simulations with oceanic General Circulation Models (GCMs) (Eden and Willebrand 2001, Bentsen et al. 2004, Mignot and Frankignoul 2005). Coupled climate GCMs suggest that the MOC is highly sensitive to surface salinity perturbations in the regions of formation of intermediate to deep water (e.g., Manabe and Stouffer 1995, Stouffer et al. 2006): an anomalous input of freshwater will reduce the deep water formation rate, resulting in a weakening of the Atlantic MOC. This will tend to reduce the poleward heat transport and have therefore considerable impact on, in particular, the Atlantic-European climate (e.g., Vellinga and Wood 2002). However, the link between changes in the rate of deep water formation

and the variability of the MOC is not clearly established. For instance, Mauritzen and Häkkinen (1999) suggested that changes in the rate of deep water formation might not affect the MOC but influence the characteristics of the water masses at depth. The role of the wind-driven circulation is also unclear, and Straneo (2005) suggested that the overturning and the poleward heat transport might vary because of changes in the wind-forced circulation even if the rate of deep water formation remains unchanged.

The deep water formed in the North Atlantic is mostly carried southward by the Deep Western Boundary Current (DWBC), which constitutes the lower limb of the Atlantic MOC. The DWBC originates from the southward slopes of the Greenland-Scotland Ridge, and in the Irminger and Labrador Seas (Dickson and Brown 1994, see the location of these geographical features in Fig. 3.23). Once formed, the DWBC follows the topography along the western boundary of the North Atlantic basin. The densest water masses are formed in the Nordic (Greenland, Iceland and Norwegian) Seas and in the Arctic Ocean, and overflow through the deepest sills of the Greenland-Scotland Ridge. The lighter water masses are formed in the Labrador Sea (therefore called Labrador Sea Water, LSW) and in the Irminger Sea (Pickart et al. 2003, Bacon et al. 2003). Although the characteristics of the DWBC and its variations on the monthly time scale have been described (e.g. Lazier and Wright 1993, Fischer et al. 2004), its interannual variability remains poorly documented due to the scarceness of tailored and long-term observations, and so does its link with changes in the rate of deep water formation. The repeated observations of Schott et al. (2004) reveal that the DWBC transport in the region of the Grand Banks hardly varied in two surveys 6 years apart, although the convection activity had changed a lot during that period. Downstream of the Grand Banks, the transport in the DWBC seems to be mostly influenced by the Gulf Stream (Bower and Hunt 2000), topographic Rossby waves and recirculation cells (Pickart and Watts 1990).

In order to understand the connection between deep water formation and the transport in the DWBC, it is essential to clarify the time scale and pathways of the export of the newly formed deep water out the subpolar gyre. Straneo et al. (2003) have shown, using an advective-diffusive model based on lagrangian drifter data in the Labrador Sea, that the mean interior flow field in the Labrador Sea plays an important role in the export of LSW. The interior circulation in the Labrador Sea consists of large recirculation cells adjacent to the cyclonic boundary currents (Lavender et al. 2000, Fischer et al. 2004), which are mainly forced by the wind (Käse et al.

2001, Spall and Pickart 2003). The residence time of LSW in the Labrador Sea is estimated to be 4 to 5 years, which suggests that the Labrador Sea acts as a reservoir for newly formed LSW, while LSW formed in the Irminger Sea seems to be directly exported out of the subpolar gyre by the intense boundary currents (Cuny et al. 2002). The time scale of the LSW export thus depends on whether convection occurred in the Labrador or Irminger Seas.

Deep water formation has also been observed in the boundary current of the Labrador Sea (Pickart et al. 1997, Cuny et al. 2005). The newly formed water masses are lighter than those produced in the interior and are called upper LSW (uLSW), by opposition to the classical LSW (cLSW) formed in the Labrador Sea interior and in the Irminger Sea. Studies based on CFC-11 inventories showed that uLSW is an important constituent of the DWBC (Smethie and Fine 2001), and that it can also be produced in the central Labrador Sea when the formation of cLSW is reduced (Stramma et al. 2004). Indeed, Kieke et al. (2006) found that the lack of cLSW formation in the late 1990's was compensated by the formation of uLSW.

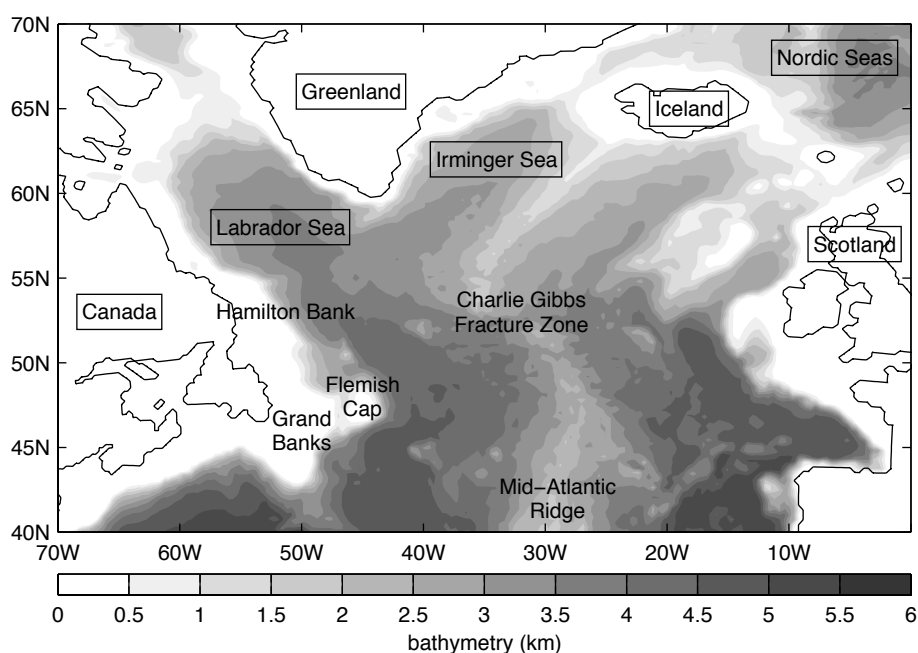


FIG. 3.23 – Bathymetry of the model between  $40^{\circ}N$  and  $70^{\circ}N$  (based on the ETOPO-5 data base, Data Announcement 88-MGG-02, Digital relief of the Surface of the Earth, NOAA, National Geophysical Data Center, Boulder, Colorado, 1988) and location of key geographical features in the North Atlantic.

In this paper we use a hind cast simulation of the circulation in the North Atlantic from a state-of-the-art oceanic GCM to explore the link between the formation and export of deep

water in the Labrador and Irminger Seas and the variability of the DWBC transport. The model and the simulation are presented in section 2, and the characteristics of deep water formation are described in section 3. In section 4, we discuss the pathways and time scales of the export of deep water formed in the Irminger and Labrador Seas, and the variability of the DWBC at the exit of the Labrador Sea. The results are summarized and the mechanisms explaining the link between changes in the rate of deep water formation and the variations of the transport in the DWBC are discussed in section 5.

### 3.3.2 Description of the simulation

#### a) The model

The oceanic GCM used in this study is the Nansen Center (Bentsen et al. 2004, Drange et al. 2005) version of the Miami Isopycnic Coordinate Ocean Model MICOM (Bleck et al. 1992). The regional model covers the North Atlantic from 30°N to 78°N, and it has a horizontal resolution of about 20 km in the region of interest. In the vertical, the model has 26 density layers. The upper model layer represents a vertically uniform mixed layer (ML), with variable temperature and salinity, and hence density. The 25 layers below the ML have constant potential density (given in table 3.1) but variable thickness and temperature. The simulated layer salinity is then diagnosed based on the simplified equation of state by Friederich and Levitus (1972). Sea ice dynamics and thermodynamics are represented by the model of Harder (1996) and Drange and Simonsen (1996), respectively. Isopycnal diffusive velocities for layer interface, momentum and tracer dispersion are respectively  $0.02 \text{ ms}^{-1}$ ,  $0.025 \text{ ms}^{-1}$  and  $0.015 \text{ ms}^{-1}$ , yielding isopycnal diffusivities of the order of  $10^3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ . Diapycnal mixing is parameterized as a function of stratification by  $K_d = 3 \times 10^{-7} N^{-1} (\text{m}^2\text{s}^{-1})$ , where  $N$  is the Brunt-Väisälä frequency.

layer	2	24.12	11	27.38	20	27.98
	3	24.70	12	27.52	21	28.01
	4	25.28	13	27.63	22	28.04
	5	25.77	14	27.71	23	28.07
	6	26.18	15	27.77	24	28.10
	7	26.52	16	27.82	25	28.85
	8	26.80	17	27.86	26	29.10
	9	27.03	18	27.90		
	10	27.22	19	27.94		

TAB. 3.1 – Potential density of the layers below the mixed layer in the model, in  $\sigma_0$  unit ( $\text{kgm}^{-3}$ ).

At the lateral boundaries, the regional model is relaxed toward a global 40 km version of the same model by means of one way nesting. The global model fields are read once a week and interpolated in time to specify the relaxation boundary conditions for the regional model at each time step. The global model was spun up for 85 years by applying monthly climatological (for 30 years) then daily (from 1948 to 2003) NCEP/NCAR reanalysis fields, using the scheme of Bentsen and Drange (2000). The global simulation at the end of the spin up was interpolated and used as the initial condition for the regional simulation. The regional and the global simulations were then both forced with the daily mean NCEP/NCAR reanalysis fields from 1948 to 2003. Although there was no other restoring than that inherent to the turbulent heat flux formulation in the global model, the ML temperature and salinity fields of the regional model were linearly relaxed towards the monthly mean climatological values of Levitus and Boyer (1994) and Levitus et al. (1994), respectively, as described in Bentsen et al. (2004). The relaxation scheme has been shown to be sufficiently weak to allow for seasonal to interannual variations in the simulated hydrography in the northern North Atlantic (Hátún et al. 2005 a, b).

#### **b) Influence of the boundary conditions**

The mean circulation and the hydrography in the global model are reasonably realistic, except that convection in the Labrador Sea is too shallow and convection in the Irminger Sea is overestimated. This seems to be due to too low salinity in the interior of the Labrador Sea and too low temperature in the interior of the Irminger Sea in winter. These biases are transmitted to the regional model, but they are largely compensated by a too cold temperature in the interior of the Labrador Sea, which yields deeper convection in that region, and too low salinity in the interior of the Irminger Sea, which reduces convection there. Hence, horizontal resolution does not seem to influence directly the depth of convection, consistent with Treguier et al. (2005). On the other hand, the circulation of the nested model is improved by the higher resolution, except in the subtropical gyre (see below).

Near the boundaries of the regional model, the variability of temperature and salinity are largely constrained by the global simulation. The latter may not have reached equilibrium in the Nordic Seas, as there is a slow increase of salinity below 2000 m depth. Near the southern limit of the regional model, salinity and temperature tend to decrease in the upper 500 m and increase below, while further east a freshening develops at depth after 1973. Again, this may be in part due to model drift. However, it does not seem to strongly affect the subpolar gyre,

where salinity tends to decrease at depth and increase near the surface, which corresponds to the observations (Curry and Mauritzen 2005), as will be discussed elsewhere. It is therefore not expected that the low frequency variability of the subpolar gyre, which is the focus of this study, is degraded by model drift issues.

### c) Mean circulation

In this paper, we focus on the circulation in the subpolar North Atlantic (approximately from 47°N to 67°N) from January 1953 to December 2003. The surface circulation (Fig. 3.24, a) compares well with the observations (Reverdin et al. 2003). However, the subtropical gyre is too weak and the Gulf Stream too broad, following the 1000 m isobath as far north as Flemish Cap before leaving the coast. Hence, the circulation is not realistic near the Grand Banks, reflecting the relatively low resolution of the model. Another discrepancy is that the North Atlantic Current flows eastward at approximately 48°N, which is more to the south than in observations.

In the simulation, a direct connection exists between the West Greenland Current and the Labrador Current near 59°N, which does not clearly appear in observations, although it has been suggested by the propagation of surface drifters (Cuny et al. 2002). The Labrador Current is formed of two branches near the Hamilton Bank. One closely follows the coast as a continuation of the Baffin Island Current. The other follows the 1000 m isobath until a recirculation cell forms, creating a northward current at 55°N, 48°W that either turns west toward the interior of the Labrador Sea, or east toward the interior of the Irminger Sea (Fig. 3.24, a). This can be seen as a wide recirculation cell which goes from the interior of the Labrador Sea to the interior of the Irminger Sea. Spall and Pickart (2003) have shown that this recirculation cell is mainly influenced by wind-forcing and topography.

The transport of dense water across the Greenland-Scotland Ridge is much weaker than in observations: the total transport is 1.8 Sv for  $\sigma_0 \geq 27.86 \text{ kgm}^{-3}$ , to be compared to 5.6 Sv for  $\sigma_\theta \geq 27.80 \text{ kgm}^{-3}$  (Dickson and Brown, 1994). As a result, the circulation of dense water coming from the Nordic Seas is not realistic and will not be studied further.

The recirculation from the Labrador Current to the West Greenland Current and the Irminger Sea is also present at 2000 m depth (Fig. 3.24, b), which seems realistic as Talley and McCartney (1982) determined that LSW is advected northeastward into the Irminger Sea. In the circulation scheme obtained by Lavender et al. (2000) at 700 m depth, a counter-current flows parallel and opposite to the Labrador Current, the West Greenland Current and the East

Greenland Current. Based on Lavender et al. (2000), the northward part of the counter-current in the Labrador Sea is located near  $59^{\circ}\text{N}$ ,  $55^{\circ}\text{W}$ , while in the simulation it is found near  $55^{\circ}\text{N}$ ,  $48^{\circ}\text{W}$ . Fischer and Schott (2002), using *in situ* measurements, also describe a weak anticyclonic recirculation adjacent to the southeastward Labrador Current (their Fig. 4, b).

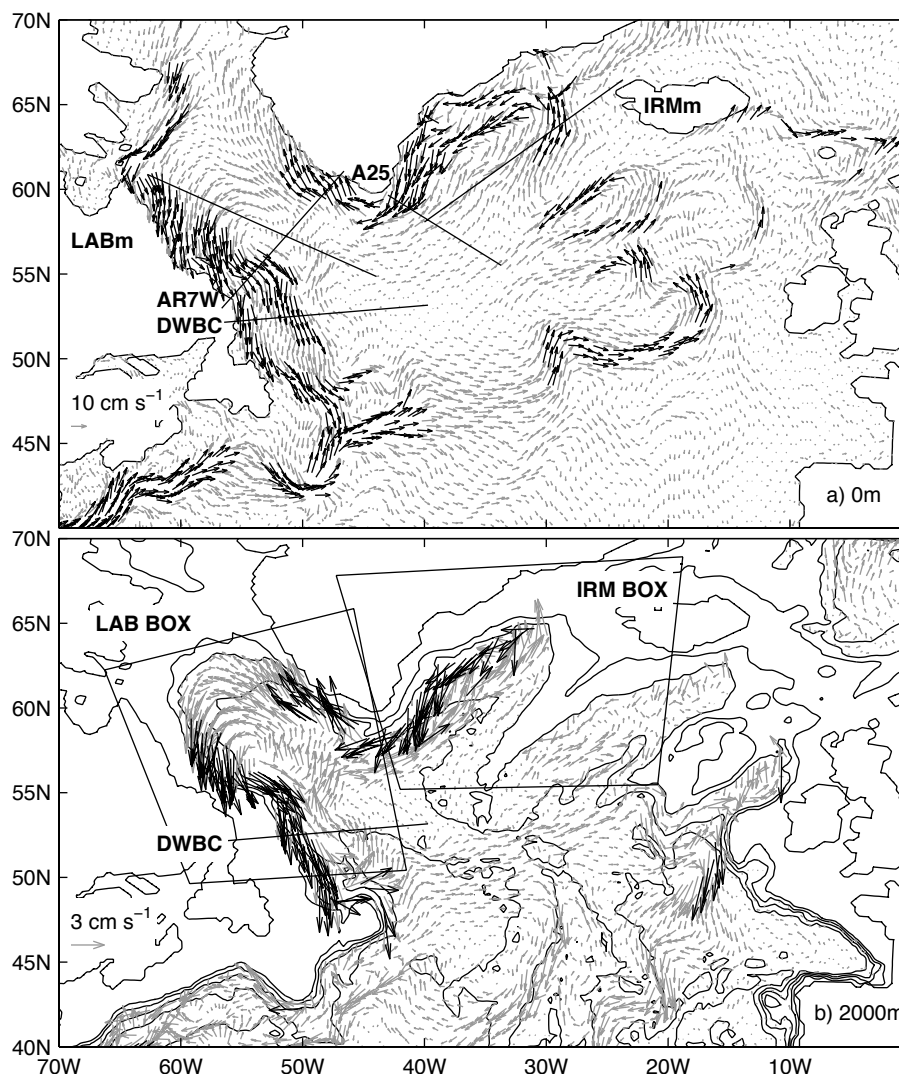


FIG. 3.24 – Mean circulation at the surface (a) and 2000 m depth (b). Arrows representing currents of amplitude larger than  $10 \text{ cm s}^{-1}$  are colored in black and rescaled to a fixed length. Only 1 of 4 vectors is represented. The black lines indicate the location of sections A25, IRMm, AR7W, LABm and DWBC (a), and the 1000 m, 2000 m, 3000 m, 4000 m and 5000 m isobaths (b). Boxes IRM and LAB are used to estimate the rate of deep water formation in the Irminger and Labrador Seas.

In the simulation, the DWBC originates in the Irminger Sea, hence does not carry dense water coming from the eastern part of the North Atlantic through the Charlie Gibbs Fracture Zone as in the observations (Dickson and Brown 1994). It flows along the eastern topography of Greenland and along the topography around the Labrador Sea as far as Flemish Cap (Fig. 3.24). The observations show that the deep water masses in the North Atlantic Current differ from those in the DWBC (Schott et al. 2004). Because the Gulf Stream remains too close to the coast in the simulation, the North Atlantic Current only detaches from the coast at the Flemish Cap. Hence most of the DWBC flows northeastward at Flemish Cap, toward the Mid-Atlantic Ridge. On its western flank, part of this current turns southward and forms an intense jet along the topography that eventually turns southwestward. Part of the northeastward current goes through the Charlie Gibbs Fracture Zone and forms an intense jet on the eastern flank of the Mid-Atlantic Ridge. P-ALACE floats have been reported to pass through the Mid-Atlantic Ridge at 700 m (Lavender et al. 2000) and 1500 m (Fischer and Schott 2002, Schott et al. 2004) depth, and the presence of LSW in the eastern North Atlantic has been observed repeatedly (e.g., Cunningham and Haine 1995). The observed circulation (e.g., Paillet et al. 1998) appears less intense than in the simulation, but the southward pathways for subpolar deep water at 30°W and 20°W have been suggested from observations (Schott et al. 2004).

The spatial distribution of eddy kinetic energy at the surface corresponds well to the observed one (Reverdin et al. 2003), but its amplitude is about one order of magnitude too small (not shown), likely because of the limited horizontal resolution of 20 km and the lack of vertical shear in the ML, which prevents baroclinic instabilities (e.g., Eldevik 2002). The weak eddy kinetic energy results in too weak turbulent mixing and reduces the influence of the warm and salty subtropical water advected by the boundary currents, on the interior of the Labrador and Irminger Seas. This may explain why the surface isotherms and isohalines are parallel to the boundary currents, and why the interior of the Labrador and Irminger Seas are 1° to 2°C too cold and 0.3 too fresh (Fig. 3.25). The eddy kinetic energy at depth is also one order of magnitude smaller than in observations (not shown). The ice cover in the simulation is restricted to the northern Irminger Sea and to an area along the Labrador coast (Fig. 3.25, b), in general accordance with available observations.

At depth, the winter hydrography shown along WOCE section AR7W (Fig. 3.26 left, see location in Fig. 3.24) is in general agreement with snapshot observations (e.g. Pickart et al. 2002) and



Hydrobase-2 climatology (from <http://www.whoi.edu/science/PO/hydrobase>, R. Curry, WHOI) except that the temperature is approximately  $1.5^{\circ}\text{C}$  too cold and the salinity 0.2 too low in the simulation. However, the patterns are similar. Note that the warm and salty water masses carried by the West Greenland Current are hardly visible in the Labrador Current due to mixing with fresh and cold water masses coming from the Baffin and Hudson Bays, consistent with observations (e.g. Cuny et al. 2002). Along WOCE section A25 (Fig. 3.26, right), the temperature is again  $1.5^{\circ}\text{C}$  too cold and the salinity 0.2 below the observed values (Krauss 1995, Hydrobase-2), but the patterns are similar to observations, except at depth presumably due to failures in the representation of the overflow water masses coming from the Nordic Seas.

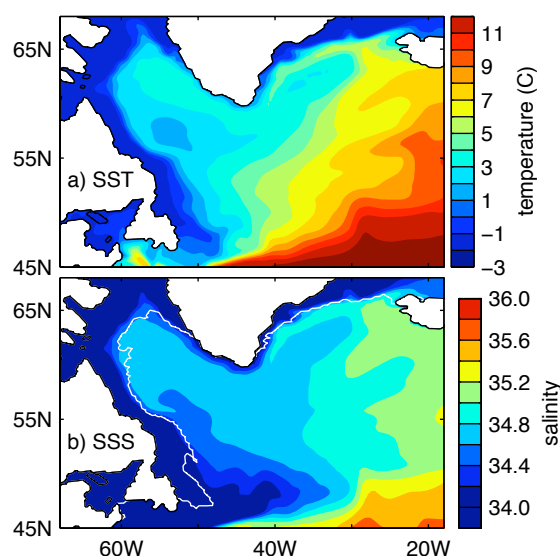


FIG. 3.25 – Mean surface temperature (a) and salinity (b) in winter (February to April). The maximum extent of ice cover is indicated by the white line in panel (b).

Although there are biases in the mean temperature and salinity distributions, this may not influence the variability. At the beginning of the simulation, the salinity anomalies along sections AR7W and A25 differ from the observed ones, presumably because the model simulation starts in 1948 (with the availability of atmospheric reanalysis fields). The comparison improves with time and by the late 1960s the salinity anomalies become more realistic. Salinity and temperature slowly decrease at depth since 1973, the anomalies being largest from 1500 m to 3000 m, while they increase near the surface and in the boundary currents, mostly since 1990. Finally, density slightly increases since 1973 from the surface to 2500 m depth in the interior the Labrador and Irminger Seas but slightly decreases in the boundary currents and above the Reykjanes Ridge and below 2500 m depth presumably due to a drift in the simulation.

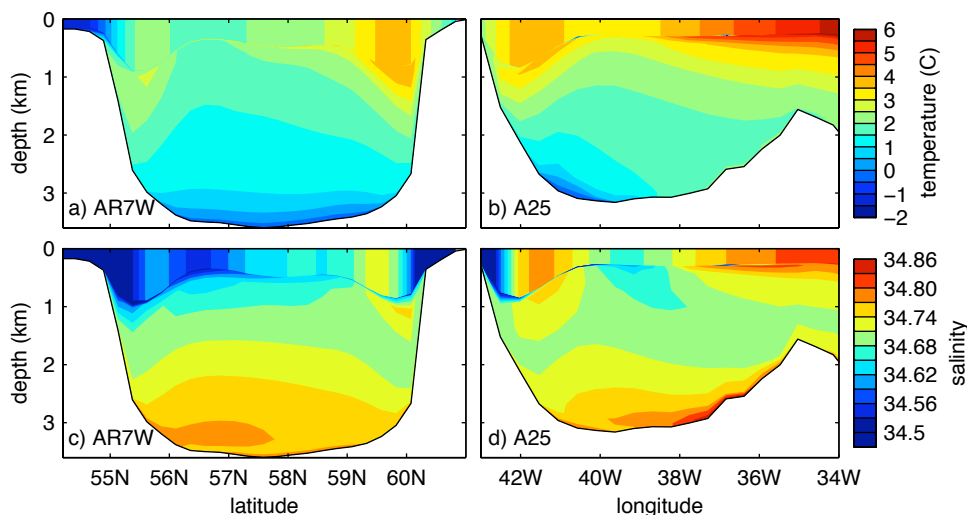


FIG. 3.26 – Mean temperature (top) and salinity (bottom) along sections AR7W (left) and A25 (right) in winter.

### 3.3.3 Deep water formation

#### a) Mixed layer variability

In winter, the mean ML is deepest in regions close to the coast where the surface boundary currents are intense: in the Irminger Current, the East Greenland Current, and the Labrador Current (Fig. 3.27, a). In these regions, the winter ML thickness exhibits a strong interannual variability (Fig. 3.27, b). However, the standard deviation is maximum away from the coast, in the northern interior of the Irminger Sea and in the southwestern interior of the Labrador Sea. Because the regions where the mean winter ML is deepest are not those where the winter ML thickness varies most, as in the observations, we adopt two criteria to identify the regions of deep water formation, instead of one as in Bentsen et al. (2004).

The first criterion selects regions where the ML is sufficiently deep on the average to produce dense water. In the Labrador Sea, an area where the mean winter ML is thicker than 1100 m is identified and labelled LABb (Fig. 3.27, a). The mean winter ML is also thick in the East Greenland Current but it is much shallower than in the Labrador Current, suggesting that the subsequent formation of intermediate and deep water is less important. The fact that the ML deepens most where the surface current is intense is consistent with other simulations based on isopycnal models (Willebrand et al. 2001). Observations show that convection takes place within the Labrador Current, but only sporadically (Pickart et al. 1997, Cuny et al. 2005). This indicates that boundary convection is overestimated in the simulation.

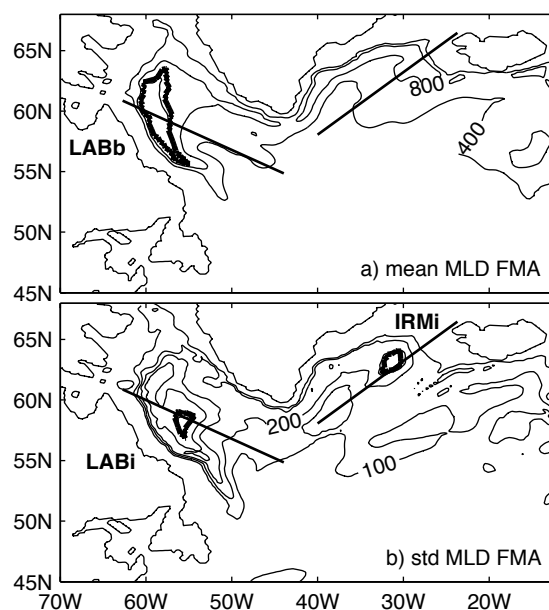


FIG. 3.27 – Mean thickness (a, from 400 m in 400 m intervals) and standard deviation (b, from 100 m in 100 m intervals) of the mixed layer in winter (February to April) and location of areas LABb (a, thick line), IRMi and LABi (b, thick lines). The thin straight lines indicate the location of sections LABm and IRMm.

The second criterion identifies regions where the ML thickness changes a lot at the inter-annual time scale. Area LABi (respectively IRMi) is defined as where the standard deviation of the winter ML thickness exceeds 480 m (310 m) in the Labrador (Irminger) Sea (Fig. 3.27, b), but note that the results below do not depend on the precise definition of the areas. The region LABi is located within the Labrador Sea gyre and corresponds to the observed region of convection in the Labrador Sea (Marshall and Schott 1999). The newly formed water masses are thus likely to remain largely trapped within the gyre, which is consistent with observations (Straneo et al. 2003). On the other hand, area IRMi is located in the northeastern part of the Irminger Sea while the observations imply that convection occurs in the southwestern part of the basin (Pickart et al. 2003, Bacon et al. 2003). This is likely caused by the limited resolution of the ocean model and of the atmospheric forcing that does not represent small-scale phenomena such as the East Greenland tip jet (Pickart et al. 2003). Besides, in the simulation, the southern interior of the Irminger Sea is too fresh, due to the lack of horizontal mixing with the saltier subtropical water masses, which inhibits convection there. The Irminger Sea convection thus takes place in the northern part of the basin, too close to the boundary current, resulting in a fast export of the newly formed water masses, as discussed below. Although likely model dependent, the mechanism of variability associated with convection and export of the newly

formed deep water in the Irminger Sea is interesting as it contrasts with that in the Labrador Sea (see below).

The time series of the thickness of the ML in the regions of convection are given in Fig. 3.28 (left). For the three regions, the ML is deepest in winter (February to April). In LABi, the winter ML is relatively shallow in the early part of the simulation but deep in 1972, 1983, 1984, from 1989 to 1991, and in 1993, which corresponds well to observations (Lazier 1980, 1995, Lazier et al. 2002), suggesting that the temporal variability of the model is realistic. The ML depth in LABb is highly correlated with that in LABi ( $r = 0.82$ ), although the former has much less interannual variability. In the Irminger Sea, the ML is also relatively shallow at the beginning of the simulation. Convection occurs in 1973, 1985, 1991, and from 1993 to 1995, so that the ML depth in IRMi is correlated with that in LABi when LABi leads IRMi by 1 year ( $r = 0.61$ ). Note that in the three regions of convection the ML depth anomalies show some persistence from one winter to the next, which results in a peak of their autocorrelation at a lag of 1, 2, and even 3 years (Fig. 3.28, right).

## **b) Displacements of the isopycnals at depth**

To characterize the circulation and the density when deep water formation occurs in the Irminger Sea, a composite of convection events is constructed from the years when the winter ML in IRMi exceeds 1150 m (1973, 1985, 1991, 1993, 1994, 1995). Figure 3.29 shows the corresponding current normal to and the isopycnals along section IRMm (see location in Fig. 3.24). The normal current is maximum along the continental slope, where it is oriented westward, and minimum in the interior of the basin. Only small seasonal changes are seen for these features. In winter (top), the ML thickness is close to 1000 m in the boundary current, increasing to 1500 m at  $31.5^\circ\text{W}$ , just offshore from the boundary current, and then decreasing further southward. The ML is densest where it is deepest, its density reaching that of layer 14, whose thickness essentially vanishes below the ML. The thickness of layer 15 is also much thinner around  $31.5^\circ\text{W}$  than further south. During the summer following the convective events (bottom), the isopycnals at depth are almost flat away from the boundary current, and their positions correspond to those in winter at the southern edge of the section. Hence the water masses formed in winter, seaward of the intense boundary current, seem to spread laterally in summer with little change in volume.

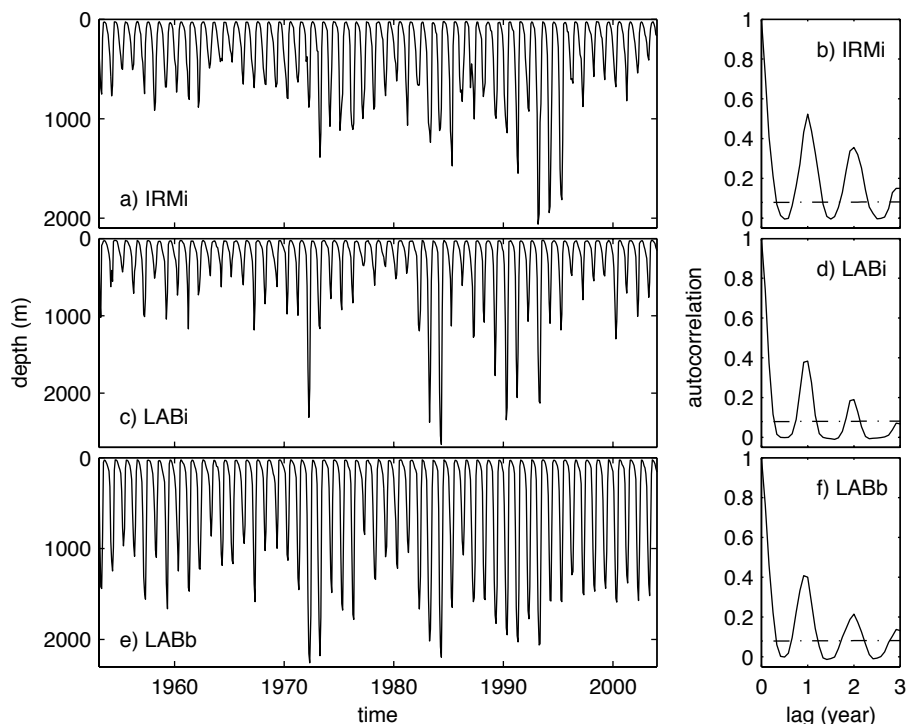


FIG. 3.28 – Thickness of the mixed layer in the regions of convection (left) and autocorrelation of the monthly anomalies (right). The dash-dotted lines indicate the 5% significance level for uncorrelated normal samples.

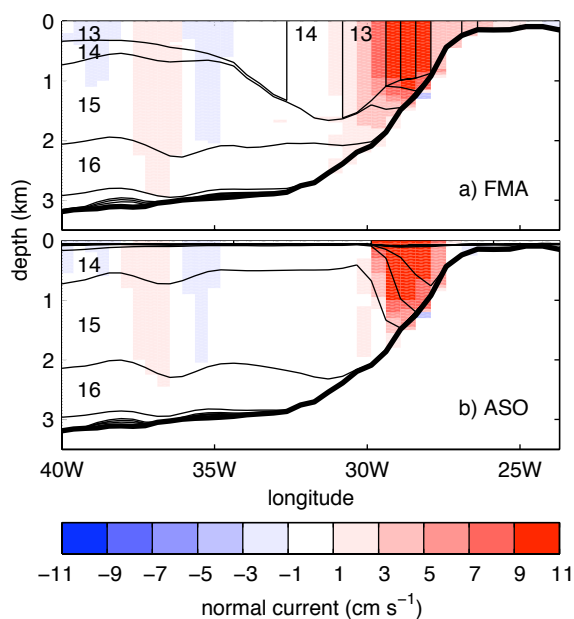


FIG. 3.29 – Composite of the current normal (positive northwestward) to section IRMm (color) and isopycnals (black lines) in February to April (FMA, a) and August to October (ASO, b) during deep-convection in the Irminger Sea. Normal current is positive westward, and was interpolated on fixed vertical levels (resolution 50 m) before averaging. The isopycnal layers are identified by their number (see table 3.1 for their potential density), except for the mixed layer which density was binned into the potential density of the layers at depth.

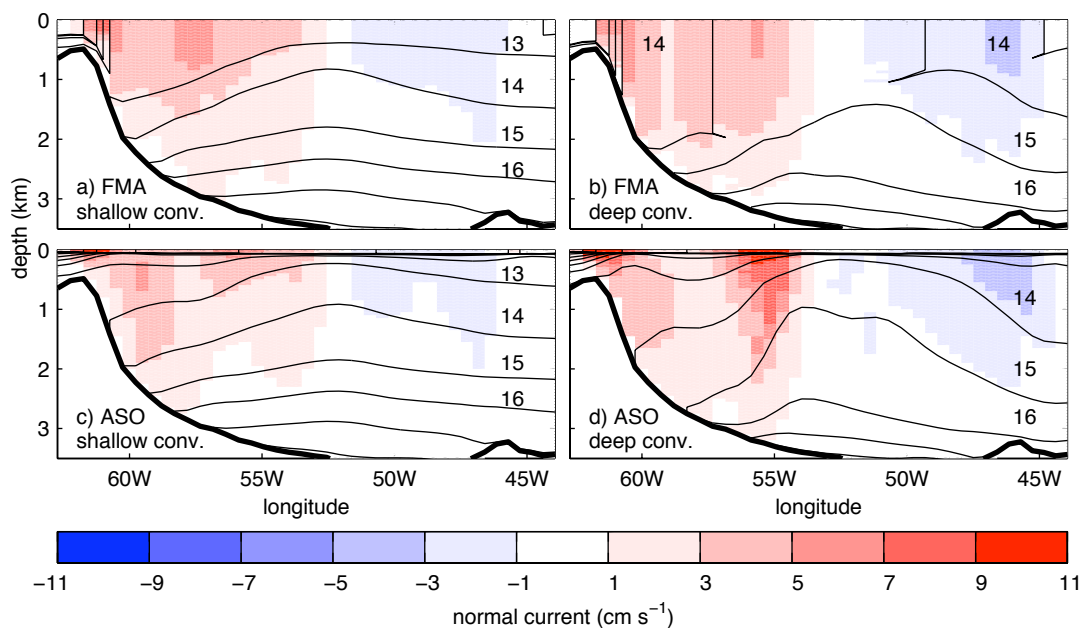


FIG. 3.30 – Same as Fig. 3.29 for section LABm during shallow (left) and deep (right) convection in the Labrador Sea. Normal current is positive southward.

A composite was similarly constructed for the convection events in the Labrador Sea when the winter ML in LABi exceeds 1300 m (1972, 1983, 1984, 1989, 1990, 1991, 1993), which we refer to as deep convection composite. To characterize the conditions when convection is shallower, we also average years 1953 to 1970 to form a shallow convection composite. The circulation and the position of the isopycnals at depth during deep and shallow convection are shown in Fig. 3.30 along section LABm (see Fig. 3.24). The circulation normal to section LABm is oriented southward from the coast to 53°W and northward from 52°W to 45°W, and is mostly intense in the boundary current. The circulation intensifies during deep convection, especially in the center of the Labrador Sea, near 55°W. During shallow convection (left panels), the ML is deepest just offshore from where the surface current is most intense, which corresponds to area LABb. Its density corresponds to that of layer 13, and is rather homogeneous along the section. There is little seasonal change in the thickness of the layers at depth, except for layer 14 which is a little thicker in summer, which may indicate the formation of deep water of the corresponding density, even though the average density of the ML is only that of layer 13 (indeed the maximum ML density in winter in area LABb equals that of layer 16 on weekly basis). During deep convection (right panels), the winter ML is densest from 57°W to 48°W, which includes area LABi, and by the following summer, layers 15 and 16 have become much thicker in the center of the Labrador Sea. The subsequent doming of the isopycnals is coherent with the intensification of the cyclonic

circulation, but it is not clear whether they are due to convection or wind forcing. Note that during these events, the ML is also very deep in area LABb but somewhat lighter than in the interior, which explains why the time series of convection in LABi and LABb are highly correlated.

### c) Correlation with the atmospheric forcing

In this paper, the emphasis is not on the causes of deep water formation but on the evolution of the newly formed water masses. Nonetheless, it is useful to briefly describe the link between convective mixing and the atmospheric forcing. The correlations are calculated between the anomalies of the ML volume in February, March and April in the areas of convection and the monthly anomalies of the other variables binned into corresponding or lagged groups of 3 months. The degrees of freedom are estimated from the autocorrelations of the monthly anomalies as in Bretherton et al. (1999). As shown in Fig. 3.31 (left, solid line), convection in LABi is well correlated with the local atmospheric heat flux ( $r = 0.5$ ) when the latter leads convection by few months, while the correlation between convection in IRMi and the local heat flux is much smaller ( $r = 0.25$ ), albeit significant.

Changes in the wind stress may alter the sea surface height, the surface currents, the doming of the isopycnals, and the deepening of the ML. A principal component analysis of the sea surface height monthly anomalies showed that the main modes of variability in the Irminger and Labrador Seas reflect changes in the cyclonic circulation. The first mode of variability in the Irminger Sea (which explains 56% of the variance) mainly describes, in this polarity, a low-frequency drop of the sea surface (hence a doming of the isopycnals) that is particularly strong in the northern boundary current (Fig. 3.31, c). The associated principal component is well correlated with convection in IRMi in both lead and lag conditions (dashed line in Fig. 3.31, a), which is consistent with the 3 year decay time of convection. The time series of the sea level monthly anomalies is also well autocorrelated at few years lag, presumably because the gyre circulation has most variance on the decadal timescale (not shown). The good correlation when convection lags the sea level by up to a year or two suggests that the low-frequency doming of the isopycnals and the related intensification of the surface currents strongly precondition convection in IRMi, which is coherent with the position of area IRMi just offshore of the intense boundary current (Fig. 3.29). The correlation is also important for positive lags, and maximum when convection in IRMi leads sea level changes by few months, suggesting that the deepening

of the ML influences the surface currents and the sea surface height in return.

In the Labrador Sea, the first mode of sea level variability (which explains 42% of the variance) primarily describes low-frequency sea level changes in the center of the basin, with maximum amplitude close to area LABi (Fig. 3.31, d). The associated principal component is well correlated with convection in LABi when sea level lags by a few months to several years, but it is uncorrelated when sea level leads by more than a few months (dashed line in Fig. 3.31, b). This indicates that convection in LABi is not influenced by low-frequency preconditioning but instead directly driven by the atmospheric buoyancy forcing, as suggested above.

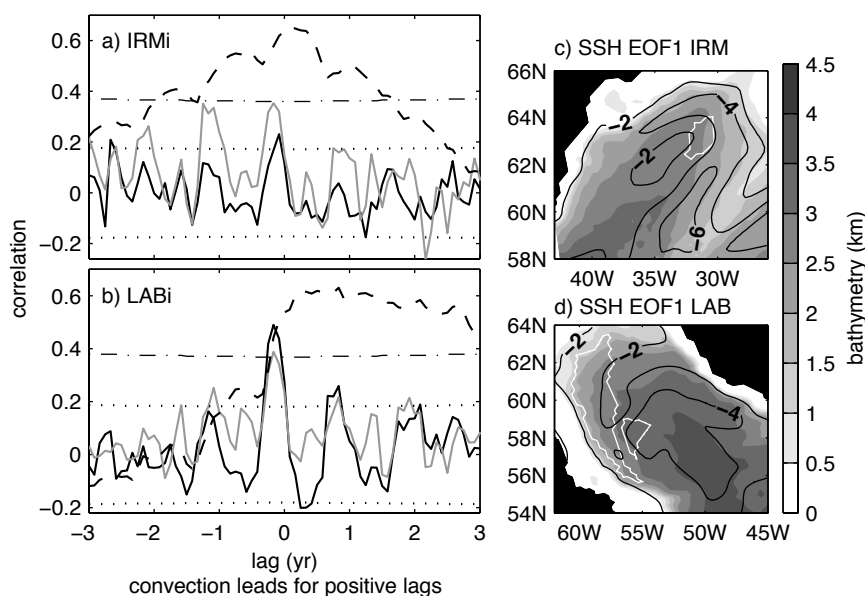


FIG. 3.31 – Left: Correlation of the monthly anomalies of the winter mixed layer volume in areas IRMi (a) and LABi (b) with the corresponding atmospheric heat fluxes (black solid lines), the principal components (PCs) of the first modes of variability of the sea surface height anomalies (dashed lines), and the NAO index (gray lines). The estimated 5% significance level is given by the dotted lines, except for the correlations with the PCs of the sea level changes, given by the dash-dotted lines. Right: Spatial patterns of the first modes of variability (principal component analysis) of the sea surface height anomalies in the Irminger Sea (c) and in the Labrador Sea (d). The white lines indicate the location of areas IRMi, LABi and LABb, while the shading represents the bathymetry.



The atmospheric forcing in the Labrador and Irminger Seas is related to the North Atlantic Oscillation (Hurrell 1995, hereafter NAO, the associated index is here defined as the normalized principal component of the first EOF of the sea level pressure monthly anomalies in the North Atlantic). A positive phase of the NAO increases the heat loss over the Labrador Sea and, via Ekman pumping (Marshall et al. 2001), decreases the cyclonic gyre circulation in the Labrador Sea and increases that in the northern Irminger Sea. As a result, convection in LABi and IRMi are both correlated with the NAO when the NAO leads by few months (Fig. 3.31 left, gray lines). However convection in IRMi is also correlated with the NAO when the latter leads by 1 year, presumably due to the preconditioning effect of the NAO-driven doming of the isopycnals discussed above. Note that the positive correlation of convection in LABi with the NAO indicates that direct wind forcing does not control convection in LABi since the decrease of the cyclonic circulation near the convection site should decrease the isopycnal doming.

During the years of deep convection in the Irminger and Labrador Seas (which only slightly differ), the boundary currents are faster, indicating that the DWBC intensifies (Fig. 3.32). This results in a faster export of the newly formed deep water out of the subpolar gyre, which is discussed below. The northeastward current which goes from the Labrador Sea to the Irminger Sea is also more intense, especially at depth, indicating that the overall subpolar gyre circulation intensifies as well. To what extent these changes are due to deep water formation or to the direct response of the subpolar gyre circulation to wind forcing is not addressed in this paper, but Deshayes and Frankignoul (2006, in preparation) show that the current anomalies originate at depth, suggesting that they are in part driven by deep water formation.

#### **d) Identification of convection products**

The T-S diagram in Fig. 3.33 documents the characteristics of the various newly formed water masses by considering monthly averages in the mixed layer in winter. In area LABi, the ML temperature and salinity range from  $0.7^{\circ}\text{C}$  to  $3.2^{\circ}\text{C}$  and from 34.55 to 34.7, respectively (Fig. 3.33, a). The ML is coldest and saltiest when it is deep, hence when convection occurs, and the average temperature and salinity for the composite event of convection in LABi equal  $1.3^{\circ}\text{C}$  and 34.68, respectively. If one takes into account the  $-2^{\circ}\text{C}$  and  $-0.2$  biases in temperature and salinity in the interior of the Labrador Sea, this is consistent with the characteristic temperature and salinity of cLSW in observations, ranging from  $2.8^{\circ}\text{C}$  to  $3.6^{\circ}\text{C}$  and from 34.83 to 34.90, respectively (Lazier 1973, Dickson et al. 1996). The maximum ML density is found in winter

when the ML is deepest and equals those of layers 15 and 16, but on a weekly basis the maximum ML density in area LABi equals that of layer 17. Hence the density of cLSW in the simulation ranges from  $\sigma_0 = 27.77$  to  $27.86 \text{ kgm}^{-3}$  (layers 15 to 17), which corresponds well to observations and suggests that the temperature and salinity biases cancel each other. When the ML is shallow in area LABi, the temperature and salinity are similar to those in area LABb, ranging from  $1.5^\circ\text{C}$  to  $3.5^\circ\text{C}$  and from 34.5 to 34.7, respectively (Fig. 3.33, b). In area LABb, the ML density equals those of layers 13 ( $\sigma_0 = 27.63 \text{ kgm}^{-3}$ ) and 14 ( $\sigma_0 = 27.71 \text{ kgm}^{-3}$ ), corresponding to the range of density of uLSW in the observations (Lilly et al. 1999). Hence uLSW is formed in the Labrador Current (boundary convection), where the ML is deepest, while cLSW is formed in area LABi (interior convection), where the ML density is highest.

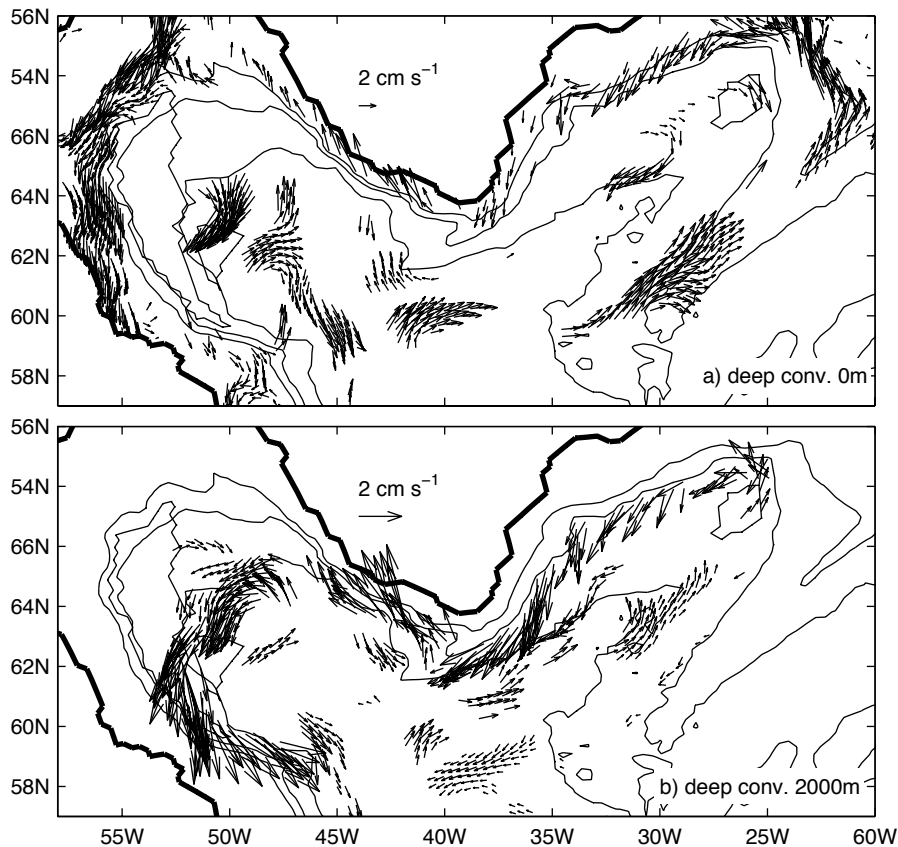


FIG. 3.32 – Yearly anomalies of the currents at the surface (a) and at 2000 m depth (b) during the years of deep-convection in the Labrador Sea or in the Irminger Sea (which only slightly differ). Only the currents whose speed exceeds 0.9 standard deviation of the annual current speed are displayed. The thin lines indicate the location of the convection areas (Fig. 3.27) and the 1000 m, 2000 m, 3000 m, 4000 m and 5000 m isobaths.

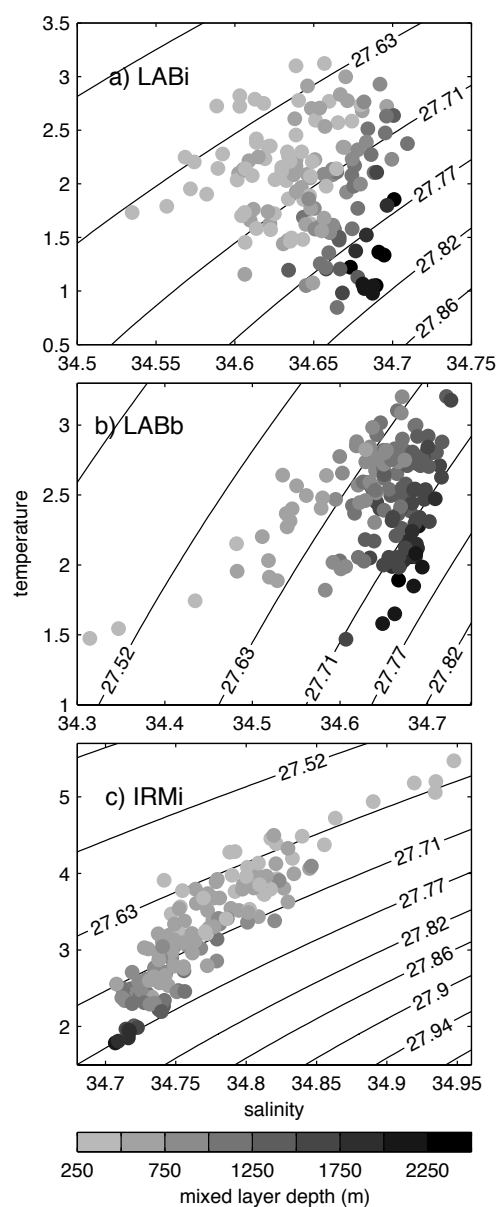


FIG. 3.33 – Monthly averages of temperature and salinity of the ML in winter (February, March and April) in areas LABi (top), LABb (middle) and IRMi (bottom). Shading indicates the ML depth while black lines indicate the density in  $\sigma_0$  unit.

The winter temperature and salinity in area IRMi (Fig. 3.33, c) suggest that the surface water masses result from horizontal mixing of two water masses of opposite characteristics, one relatively cold and fresh, the other warm and salty. This is consistent with the formation of subpolar mode water (SPMW) observed in the Irminger Sea (Pérez-Brunius et al. 2004, Lacan and Jeandel 2004). The average characteristics of the densest ML water masses are 2°C for temperature, 34.72 for salinity, and 27.77  $\text{kgm}^{-3}$  for potential density, which is close to the characteristics of cLSW formed in the Labrador Sea, although the latter is slightly fresher and

colder. Hence these water masses will be referred to as Irminger-cLSW (I-cLSW). The lighter ML water masses have the same density as uLSW but are notably warmer and saltier, as noted by Pickart (1992), and they will be referred to as SPMW.

### e) Formation rates

The amount of water formed in an area for a given density range can be estimated by subtracting the divergence of the isopycnal fluxes (water mass export) from the variations in volume of the layer. This includes the contribution from diapycnal mixing, which is negligible compared to convection, and does not take into account the isopycnal diffusivity, but the latter is small compared to isopycnal advection. As the changes in layer volume strongly vary on the monthly time scale, yearly averages are considered in Fig. 3.34.

In IRM box (see Fig. 3.24), the calculation is done for layers 15 and 16, which covers the range of density of the I-cLSW. At the beginning of the simulation when the convective mixing is weak, the rate of formation (or the diapycnal flux) is almost constant at about 2.7 Sv (gray line, Fig. 3.34, a), indicating that I-cLSW is formed every winter. The diapycnal fluxes then increase, peaking in the mid-1970's, the mid-1980's, and the early 1990's, when convection is deep, so that the overall average rate of formation of I-cLSW is 4.3 Sv. Figure 3.34 (a) shows that the formation rate is of the same amplitude as the divergence of the isopycnal fluxes (thin line), while the variations in volume (dashed line) are well correlated with the diapycnal fluxes but remain much smaller. This suggests that I-cLSW is rapidly exported out of the Irminger Sea, which may be partly due to the close proximity of area IRMi to the boundary currents. The formation rate of lighter SPMW in the Irminger Sea averages to 8.1 Sv, and is well correlated with that of I-cLSW ( $r = 0.69$ ). These water masses are also rapidly exported out of the basin. As the amount of SPMW formed in the Irminger Sea has not been quantified in observations (Hanawa and Talley 2001), we do not know if these formation rates are realistic. However, because of the proximity of the boundary current, it is likely that the newly formed water is expelled too rapidly out of the Irminger Sea.

The situation is different in the Labrador Sea. In LAB box (see Fig. 3.24), the formation rate of cLSW is very small (1.7 Sv in overall average), except for peaks reaching 7 Sv to 12 Sv when the convection is deep (Fig. 3.34, b). During deep convection events, the rate of formation of cLSW averages to 8.3 Sv, which corresponds well to the 6.4 – 8.5 Sv estimates of Rhein et al. (2002) for the formation of cLSW during high NAO phases (from 1988 to 1994). The formation

rate and the variations in volume are of the same order of magnitude and highly correlated ( $r = 0.86$ ), while the divergence of the isopycnal fluxes is a bit smaller and less correlated. This suggests that the Labrador Sea primarily acts as a reservoir for the newly formed cLSW, with limited export out of the basin.

The production of uLSW is minimum when cLSW is formed and maximum when convection is only shallow, as peaks of negative diapycnal fluxes for uLSW coincide with positive ones for cLSW, and the formation rates of uLSW and cLSW are negatively correlated ( $r = -0.6$  at 0 lag, Fig. 3.34 c). This is consistent with the findings of Kieke et al. (2006) who estimated the formation rates of uLSW and cLSW in the subpolar North Atlantic from CFC-11 data. In the simulation, the production of uLSW averages to 1.7 Sv for the whole period, and to 2.7 Sv from 1953 to 1970, when it is largest. From 1970 to 1997, when the formation of cLSW is largest, the production of uLSW averages to 0.64 Sv, which is notably lower than the 3.2 – 3.3 Sv estimate of Kieke et al. (2006) during that period. However the authors suggest that this estimate includes uLSW formed in the Irminger Sea, which is not taken into account in the simulation.

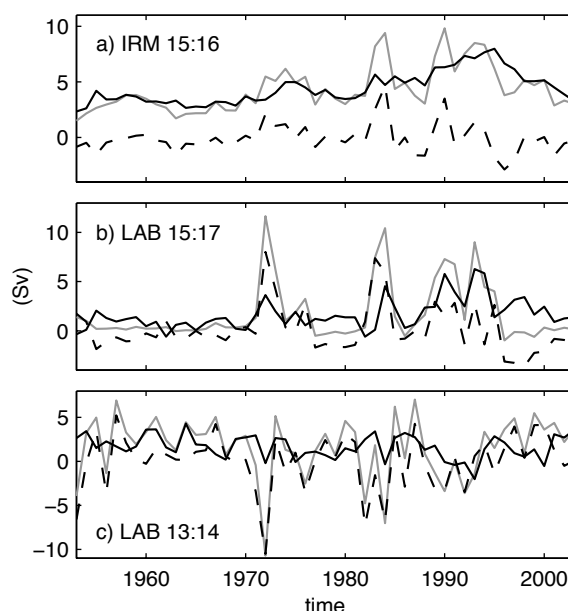


FIG. 3.34 – Flux representing the creation of mass (gray line), divergence of the isopycnal fluxes (black thin line) and changes in volume (black dashed line) of layers 15 to 16 in the Irminger Sea (a), and 15 to 17 (b) and 13 to 14 (c) in the Labrador Sea.

### 3.3.4 Export of the newly formed water masses

#### a) Irminger Sea

As noted above, the water masses formed in the Irminger Sea are rapidly exported out of the basin. This is clearly seen in the evolution of the potential vorticity of I-cLSW in the deep convection composite (Fig. 3.35). Note that the model is formulated to conserve potential vorticity on each isopycnal (Bleck et al. 1992), meaning that it is a particularly valuable tracer for diagnosing the pathway and timescale of the export of the newly-formed water masses. In winter, there is a potential vorticity minimum in the northern part of the Irminger Sea, where the area IRMi was identified, and another smaller one in the southern part of the basin, indicating that the formation of I-cLSW may also happen there, as in the observations (Pickart et al. 2003, Bacon et al. 2003). By May-June, the two potential vorticity minima have merged and propagated southwestward, while another minimum of potential vorticity emerges from the Labrador Sea. The latter seems to reflect the formation of cLSW in LABi which is advected by the northeastward flow that goes from the Labrador Sea to the Irminger Sea (Fig. 3.24, see below). In summer (July-August), the potential vorticity minimum in the Irminger Sea has moved further southwestward and cannot be distinguished any more from that coming from the Labrador Sea, presumably because of isopycnal mixing of potential vorticity due to isopycnal diffusivity of the layer thickness. From September to December, the potential vorticity minimum propagates further to the southwest. Note that the minimum of potential vorticity that is seen in the northern Irminger Sea during summer is not related to deep water formation, but seems to be associated with a seasonal contraction of the gyre circulation during summer (not shown).

To further trace the path of the newly formed water in the Irminger Sea, we consider the salinity and transport of LSW along sections A25 and AR7W. For section A25, we integrate the transport and average the salinity in the southward jet, i.e. from the coast to  $40^{\circ}\text{W}$ . For section AR7W in the Labrador Sea, we consider separately the northwestward branch of the cyclonic gyre, from  $57^{\circ}\text{N}$  to the northern coast, and its southeastward branch, from the southern coast to  $57^{\circ}\text{N}$ . Note that we do not distinguish the transport due to the export of the newly formed deep water from the recirculation of deep water associated with the wind-driven subpolar gyre circulation. As we are interested in correlations on the seasonal time scale, we removed a linear trend from the salinity and the transport which reflect low-frequency changes and/or simulation drift. The overall trend is of the order of  $0.12\text{ Sv/yr}$  ( $0.24\text{ Sv/yr}$ ) for the transport across section

A25 (respectively AR7W), due to the intensification of the subpolar gyre from 1950s to 1990s (not shown) which is consistent with observations (Belkin 2004). It ranges from  $-1.6 \times 10^{-3} \text{ yr}^{-1}$  to  $-2.4 \times 10^{-3} \text{ yr}^{-1}$  for the salinity, consistent with observations (Curry and Mauritzen 2005).

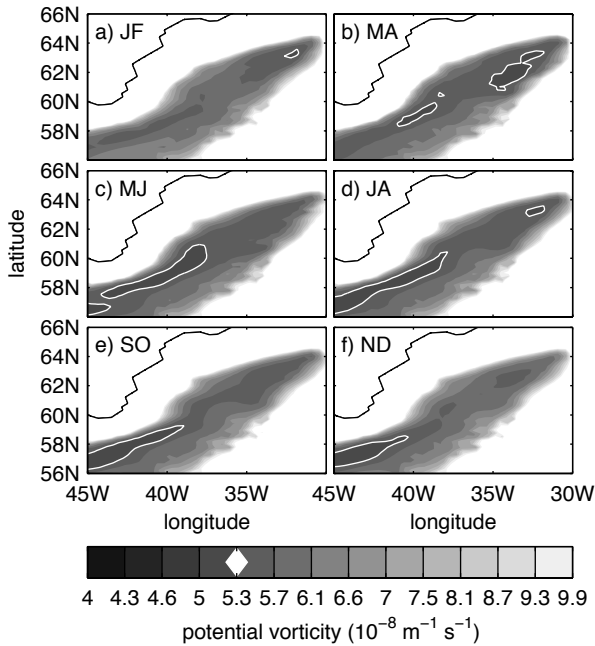


FIG. 3.35 – Composite of the potential vorticity of layers 15 and 16 during years with deep convection in the Irminger Sea in January-February (JF), March-April (MA), May-June (MJ), July-August (JA), September-October (SO), and November-December (ND). The white lines show potential vorticity smaller than  $5.3 \times 10^{-8} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ .

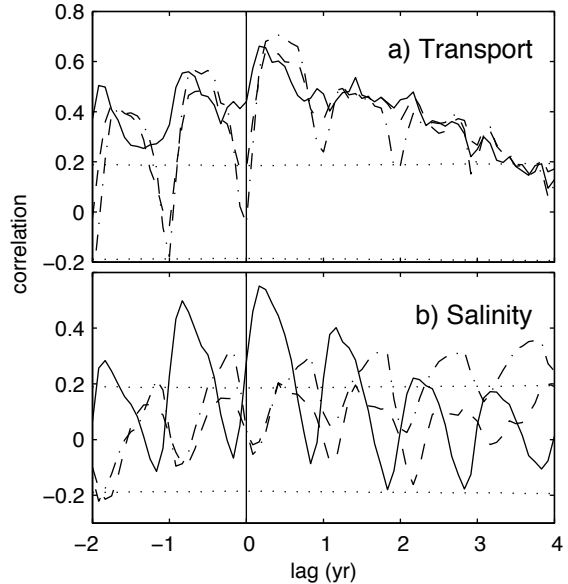


FIG. 3.36 – Correlation of the Irminger Sea convection index in winter with anomalies of the isopycnal transport (top) across and salinity (bottom) along sections A25 (solid lines), AR7W-north (dashed lines) and AR7W-south (dash-dotted lines). The anomalies of the isopycnal transport and salinity are calculated for layer 15. The dotted lines represent the estimated 5% significance level. Convection in IRMi leads for positive lags.

Figure 3.36, which shows the correlation with the index of convection in IRMi (defined as the anomalies of the ML volume in February, March and April in IRMi as in Fig.3.31), mostly exhibits the annual modulation of the correlations due to the autocorrelation of the transport and salinity anomalies. Nonetheless, the correlation with salinity anomalies along section A25 peaks when convection leads by 2 months (panel b, solid line), consistent with the propagation of potential vorticity in Fig. 3.35. The correlation is positive, indicating that I-cLSW is relatively salty, which is consistent with the characteristics of I-cLSW (Fig.3.33). The correlation is also positive with the transport anomalies across section A25 (panel a, solid line), as expected from Fig.3.32. The time series remain correlated in the Labrador Sea section further downstream

(dashed and dash-dotted lines), albeit to a lesser extent as there is mixing with cLSW formed in LABi, and at increasing lag. Note that the correlation with the transport anomalies in section AR7W peaks at lags somewhat smaller than with the salinity anomalies, suggesting that fast topographic waves precede the advection of the newly formed water masses (see also section 4, c). The correlation is also positive at negative lags (when convection lags), indicating a complex coupling between the hydrography, circulation at depth, and convection.

### **b) Labrador Sea**

Based on the composite of deep convection in the Labrador Sea, cLSW is formed in February-April in the center of the basin as indicated by the minimum of potential vorticity in Fig. 3.37 (a). Note that there is no potential vorticity minimum in the northern Irminger Sea, because the years of convection in LABi slightly differ from or precede the years of convection in IRMi (section 3.3.3), and because we are considering an additional deeper layer (layer 17) here. In summer, the region where the potential vorticity is minimum widens in the interior of the Labrador Sea, and two extensions appear, one in the Labrador Current and the other toward the Irminger Sea. In winter of the year following convection (yr+1), the extension in the Labrador Current has propagated as far as Flemish Cap, and during summer it keeps propagating eastward. The potential vorticity extension toward the Irminger Sea seems to slowly propagate northeastward, but the signal is not clear as the potential vorticity of cLSW is higher in the Irminger Sea (Fig.3.35). Note that the potential vorticity remains low in the interior of the Labrador Sea because of the permanent doming of the isopycnals that is associated with the cyclonic gyre circulation.

The normalized anomalies of the winter ML volume in LABi are used as index of convection in the Labrador Sea. The salinity anomalies along the northern part of section AR7W are negatively correlated with convection in LABi, suggesting that the cLSW formed in LABi is relatively fresh, but the correlation is only significant when convection leads the salinity anomalies by 2 years (gray plain line in Fig.3.38). Along the southern part of the section, the correlation with the salinity anomalies is still negative, but it is not significant (gray dashed lines). The correlation between convection in LABi and the transport anomalies across section AR7W is important a few months after convection in LABi but maximum 18 months after convection (black solid and dashed lines). This confirms that the newly formed water masses in part accumulate and recirculate in the interior of the Labrador Sea. The correlations at negative lags (when convection



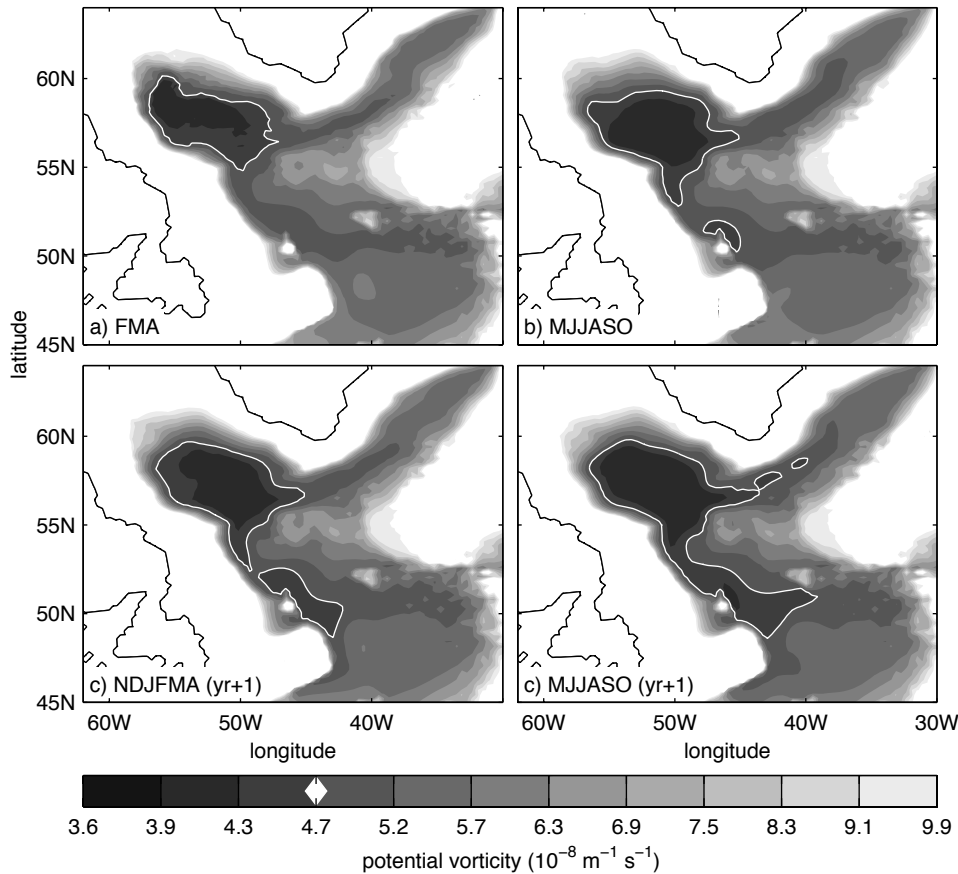


FIG. 3.37 – Composite of the potential vorticity of layers 15 to 17 during deep convection in the Labrador Sea, in February-April (FMA) and in the following 6-months: May-October (MJJASO), November-April (NDJFMA, year+1), May-October (MJJASO, year+1). The white lines show potential vorticity smaller than  $4.7 \times 10^{-8} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ .

lags) are much less significant, except for the transport across the southern part of section AR7W, presumably reflecting the faster barotropic response to the NAO.

During the composite event of shallow convection in the Labrador Sea, uLSW is formed in area LABb. The potential vorticity of uLSW is, indeed, minimum along the continental slope in the northwest of the Labrador Sea in winter (Fig. 3.39). Note that the potential vorticity is always maximum in the center of the Labrador and Irminger Seas because of the permanent doming of the cLSW below. Three months later, the minimum of potential vorticity is located seaward of the Hamilton Bank. The southward propagation continues until Flemish Cap, which is reached less than 6 months after convection. Throughout the year, potential vorticity is also minimum seaward of Flemish Cap, because of the convergence of the Gulf Stream and the Labrador Current. However the eastern tip of the minimum only migrates eastward in November-December-January following the composite event of convection, which is presumably due to the

arrival of the newly-formed uLSW water masses. Some formation of uLSW seems to happen also offshore of the southeastern tip of Greenland, as indicated by a local minimum of potential vorticity in winter. This minimum propagates around the Labrador Sea and reaches area LABb in approximately 1 year.

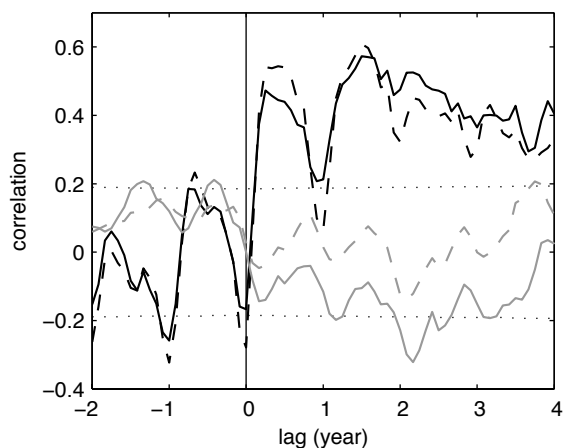


FIG. 3.38 – Same as Fig. 3.36 for convection in LABi and anomalies of the isopycnal transport (black lines) across and salinity (gray lines) along sections AR7W-north (solid line) and AR7W-south (dashed line). The anomalies of the isopycnal transport and salinity are calculated for layers 15 to 17. Convection in LABi leads for positive lags.

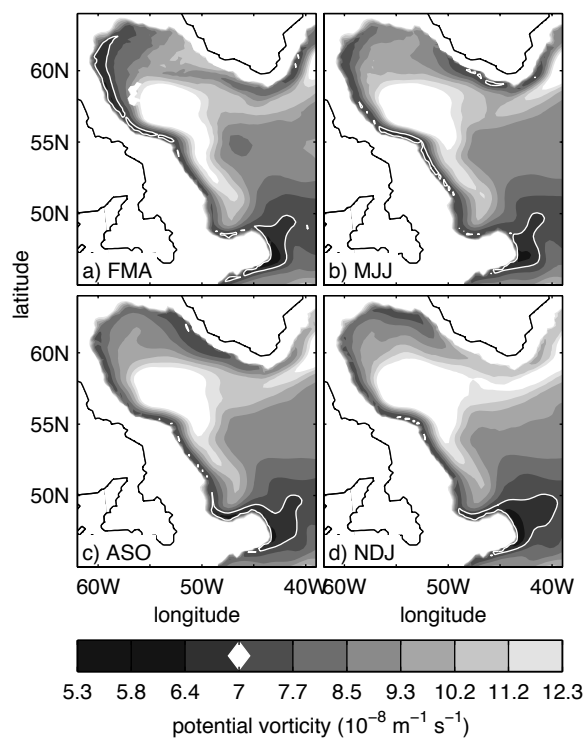


FIG. 3.39 – Composite of the potential vorticity of layers 13 and 14 during shallow convection in the Labrador Sea, in February-April (FMA), May-July (MJJ), August-October (ASO) and November-January (NDJ, year+1). The white lines show potential vorticity smaller than  $7 \times 10^{-8} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ .

### c) Variability of the DWBC

In the simulation, we monitor the DWBC upstream of Flemish Cap, in order to avoid the influence of the North Atlantic Current (see section DWBC, Fig. 3.24). The Labrador Current is composed of one branch above the continental shelf and another above the continental slope centered around  $50.5^\circ\text{W}$  (Fig. 3.40, a), as described by Lazier and Wright (1993). The current speed in the two branches is maximum at the surface, but the southward transport is maximum for LSW and takes place over the continental slope (colors in Fig. 3.40, b). A counter-current is seen seaward of the Labrador Current, as in the observations (Fischer et al. 2004), reflecting a recirculation which goes back to the interior of the Labrador Sea. Hence the transport of LSW

in the DWBC (24.1 Sv on average) consists of the wind-driven gyre circulation (8.3 Sv, given by the recirculation) plus the net throughput of LSW formed in the subpolar gyre (15.8 Sv). The latter approximately equals the average rate of formation of LSW (7.7 Sv) and SPMW (8.1 Sv) in the Labrador and Irminger Seas (see section 3.3.3).

The transport of dense water across section DWBC compares reasonably well with the observations of Fischer et al. (2004) for the period 1996-2001. In the simulation, the transport of cLSW during that period is 9.2 Sv, slightly less than the observed 11.4 Sv, while the transport of uLSW is 17.7 Sv, larger than the observed 13.5 Sv. However the transport of water denser than  $\sigma_0 = 27.86 \text{ kgm}^{-3}$ , which mostly comes from the Denmark Strait overflow (but is also formed by convection in the Labrador Sea), is 0.8 Sv, hence far less than the observed 3.4 Sv (for  $\sigma_0 = 27.88 \text{ kgm}^{-3}$ ). Because of this model flaw, the simulated DWBC is not affected by the northern boundary conditions of the regional simulation. At the location of the DWBC section, it should also be little influenced by the subtropical gyre circulation, and thus by the southern boundary condition.

A Principal Components Analysis reveals that the first mode of variability of the transport across section DWBC (explaining 47% of the variance) consists of a decrease of the southward jet in uLSW and an increase of the southward jet in cLSW, or vice-versa (contours in Fig. 3.40, b). When integrating the southward transport from the boundary to  $49^\circ\text{W}$  (black vertical line in Fig. 3.40, b), we observe indeed that the transport of uLSW is anti-correlated with that in cLSW (Fig. 3.40, c), the anti-correlation being maximum when the transport of uLSW leads that of cLSW by 2 years ( $r = -0.62$ ). This lag is consistent with uLSW being rapidly exported out of the Labrador Sea while cLSW is more slowly exported.

The correlation of the anomalies of the DWBC transport with convection in areas LABi and IRMi gives consistent results (Fig. 3.41). The uLSW transport anomalies are negatively correlated with convection in LABi and IRMi as the formation of uLSW is maximum when convection is shallow. The correlation is minimum when convection leads by few months, but also significant when convection lags the DWBC transport, presumably due to preconditioning. The cLSW transport anomalies are positively correlated with convection in IRMi and LABi, and maximum for convection in IRMi when the latter leads by few months ( $r = 0.65$ ). This lag approximately corresponds to the lag between convection in IRMi and the cLSW transport anomalies across section AR7W-south, which is close to section DWBC (Fig. 3.36), and is

less than the advection time from the Irminger Sea to section DWBC. This suggests that the advection of the newly formed water masses is preceded by a faster wave propagation. The phase speed is of the order of  $30 \text{ cms}^{-1}$  ( $30 \text{ kmday}^{-1}$ ). This is larger than the phase speed of topographic Rossby waves observed downstream in the DWBC, which is of the order of 3 to 10  $\text{kmday}^{-1}$  (Pickart and Watts 1990), but smaller than the theoretical phase speed of baroclinic Kelvin waves. However, our estimate seems consistent with the slower propagation speed of Kelvin waves seen in numerical models of limited resolution (Hsieh et al. 1983).

The correlation of the DWBC transport with convection in LABi is less than ( $r \leq 0.5$ ) that with convection in IRMi, but it hardly decreases with lag until convection leads by more than 5 years, except for the annual modulation. This confirms that cLSW formed in the Labrador Sea accumulates and recirculates in the basin, and is only slowly exported out of the Labrador Sea. Besides, the accumulation of cLSW in the Labrador Sea acts as an integrator for the time series of convection in LABi, reducing its correlation with the DWBC transport anomalies. Finally the correlation of the LSW (uLSW + cLSW) transport anomalies with convection in the Irminger Sea or in the Labrador Sea is hardly significant, and less than that obtained when we only consider cLSW, with somewhat longer time lags. This occurs because uLSW and cLSW compensate each other in the DWBC transport. Note that the annual modulation of the correlation with LSW transport anomalies is reduced because the respective influence of convection in LABi and IRMi on the cLSW transport anomalies are slightly out of phase.

### 3.3.5 Conclusions

A hind cast simulation of the North Atlantic circulation is used to investigate the formation and export of deep water out of the subpolar gyre from 1953 to 2003. Deep water formation primarily occurs at three sites: in the Irminger Sea, in the Labrador Sea interior and in the Labrador Current.

In the Irminger Sea, cLSW is formed when the surface currents are intense. The newly formed water masses are advected by the East Greenland current to the Labrador Sea, and through the Labrador Sea to the Labrador Current. The speed of these currents increases when deep water is formed in the Irminger Sea because of a concurrent intensification of the subpolar gyre, which might be due to the atmospheric thermohaline forcing (Häkkinen and Rhines 2004). This results in the acceleration of the export of the cLSW newly formed in the Irminger Sea, which

reaches Flemish Cap in less than one year. The advection of the newly formed cLSW is preceded by the fast propagation of waves, which reach Flemish Cap only a few months after convection occurred in the Irminger Sea.

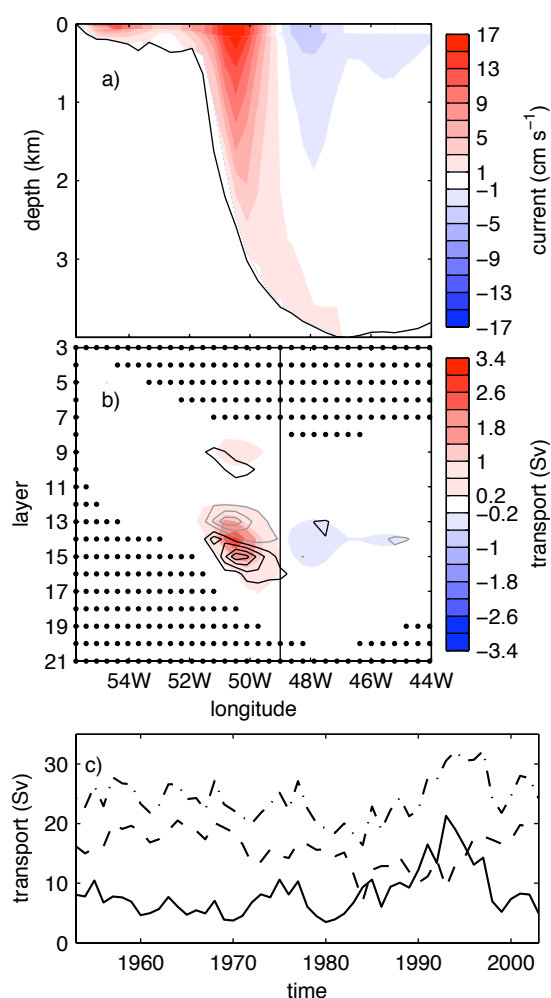


FIG. 3.40 – (a) Mean current (positive south-westward) normal to section DWBC, (b) mean isopycnal transport across section DWBC, and the first EOF calculated from yearly averages (black for positive, gray for negative, 0.2 Sv interval contoured around 0). The black dots identify grid points where the layer vanishes, after integrating the transport in the mixed layer to the layer of corresponding density at depth. The vertical line indicates the eastern limit for integrating the southward transport, whose time series are given (c) for layers 13 to 14 (uLSW, dashed line), 15 to 17 (cLSW, plain line) and 13 to 17 (LSW, dash-dotted line).

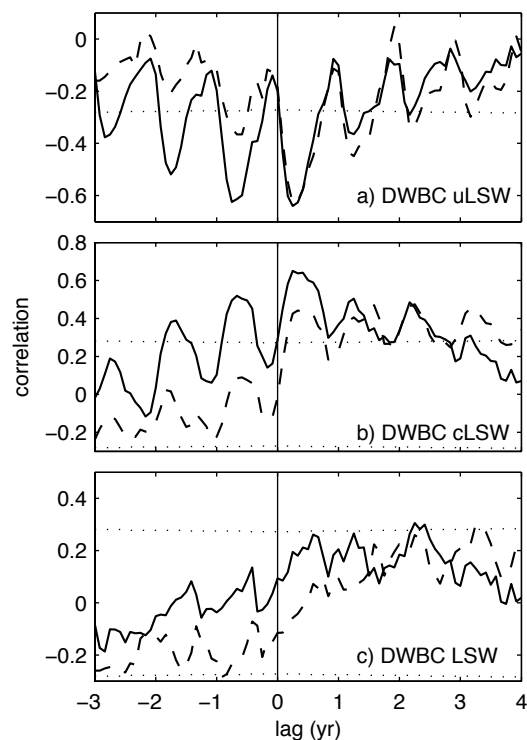


FIG. 3.41 – Correlation of convection in IRMi (solid lines) and in LABi (dashed lines) with the anomalies of the isopycnal transport across section DWBC for layers 13 to 14 (uLSW, a), 15 to 17 (cLSW, b) and 13 to 17 (LSW, c). A linear trend was removed from the transport in the DWBC. The dotted lines represent the estimated 5% significance level. Convection leads for positive lags.

Each winter, the ML deepens in the Labrador Current, producing uLSW. When the atmospheric buoyancy forcing is intense, the area where the ML deepens extends to the interior of the Labrador Sea where the surface density is higher, so that cLSW is formed. The production of uLSW is minimum when the convection is deep in the interior since more uLSW is converted into cLSW. This mechanism is consistent with observations (Stramma et al. 2004, Kieke et al. 2006). However, it is important to notice that in the simulation, convection is deepest in the Labrador Current while it is sporadic in the interior of the Labrador Sea. In reality the deepest overturning occurs in the interior of the Labrador Sea, and boundary convection is more sporadic. This suggests that convection in the Labrador Current is overestimated in the simulation, even though the rate of formation of uLSW is underestimated.

While uLSW is advected out of the Labrador Sea in few months as it is formed in the intense boundary current, cLSW tends to accumulate and recirculate in the interior, with a residence time of a few years, hence only slowly exiting the Labrador Sea. In an eddy-resolving model, the export of water masses newly formed in the interior of a convective basin is achieved by turbulent fluxes to the surrounding boundary current (Spall 2004). This involves spatial scales of the order of the Rossby deformation radius, which are not resolved by the model. Nevertheless, the "reservoir effect" in the Labrador Sea described in the simulation is realistic: Straneo et al. (2003) estimated a 4 years residence time of LSW in the interior of the Labrador Sea from an advective-diffusive model based on observations at 700 m depth (Lavender et al. 2000). The same residence time was obtained by Kvaleberg and Haine (2006) from a similar method based on the circulation fields of Faure and Speer (2005). Note that these studies are based on mean circulation fields, while our study suggests an increase of 20% to 40% of the boundary currents during cLSW formation in the interior of the Labrador Sea, suggesting that the residence time of LSW in the above studies is overestimated.

In the DWBC, the transports of uLSW and cLSW are highly anti-correlated. This compensating mode is the first mode of variability of the DWBC transport, and it results in the reduction of the variability of the net transport of LSW compared to the variability of deep water formation. This mechanism has been suggested in observations (Schott et al. 2006) and may explain why the net DWBC transport is not directly linked to the history of deep water formation in the Labrador Sea. Nevertheless, the transport of uLSW in the DWBC is overestimated in the simulation, albeit with a too small rate of formation of uLSW in the Labrador Sea,

hence presumably due to an overestimated rate of formation of SPMW in the Irminger Sea.

Since convection in the Irminger and Labrador Seas often occur simultaneously, their influence on the DWBC tends to be somewhat mixed. Still, the cLSW transport anomalies are mostly correlated with convection in the Irminger Sea, which leads them by few months, while it is less correlated with convection in the Labrador Sea, which leads them by 1 to 4 years. This suggests that the influence of deep water formation on the DWBC transport depends on the location of convection, although the export of I-cLSW may be too fast in the simulation. Indeed, convection in the Irminger Sea mostly occurs in the northwestern part of the basin, near the fast boundary currents, while it has been observed in the southern interior of the basin, forced by the Greenland tip jet (Pickart et al. 2003). Such a small scale atmospheric feature is not present in the NCEP/NCAR reanalysis fields used to force the model. Moreover, the absence of eddies in the simulation impedes the salty water masses carried by the East Greenland Current to spread in the interior, which should facilitate convection. Nevertheless, the characteristics of the water masses formed by convection in the northern Irminger Sea are consistent with the formation of SPMW described in observations (Pérez-Brunius et al. 2004, Lacan and Jeandel 2004), resulting from mixing of subtropical and subarctic water masses.

Finally, a word of caution is needed. The transport of dense water across the Greenland-Scotland Ridge is much weaker than in observations where, in the DWBC, the transport of dense water formed in the Nordic Seas equals, on average, that of cLSW (Fischer et al. 2004). Therefore it may have a considerable influence on the DWBC variability which is not represented in the model, although the variability in the volume transport across the Greenland-Scotland Ridge is poorly known (Curry and Mauritzen 2005). Moreover, the export of deep water formed in the Nordic Seas may have an influence on the recirculation patterns in the Labrador and Irminger Seas (Käse et al. 2001).

## **Acknowledgements**

We are thankful to A.-B. Sandø and Y. Gao for providing the data of the simulation, which had been supported by the Research Council of Norway through the NOCLIM and NOTUR programs (HD), and to the two anonymous reviewers for very constructive comments. Support from the European FP6 project DYNAMITE (contract 003903-GOCE) and the Institut Universitaire de France (to CF) is gratefully acknowledged.

### 3.4 Résultats et perspectives

Cette étude décrit les mécanismes de variabilité associés à la formation et à l'exportation d'eau profonde dans la gyre subpolaire. Dans la simulation, la variabilité de la formation d'eau profonde dans l'intérieur de la mer du Labrador est directement liée à la variabilité des flux de chaleur vers l'atmosphère, tandis que la convection en mer d'Irminger est plutôt influencée par l'intensité des courants de bord, donc indirectement influencée par la variabilité atmosphérique. Les mécanismes d'exportation dépendent également de l'endroit où l'eau profonde est formée. Les masses d'eau formées en mer d'Irminger sont rapidement exportées hors de la gyre subpolaire, tandis que celles formées dans l'intérieur de la mer du Labrador, qui ont tendance à s'accumuler et recirculer dans l'intérieur du bassin, sont lentement exportées hors de la mer du Labrador (schéma 3.42).

Enfin nous décrivons dans la simulation un mode de compensation entre cLSW, formée dans l'intérieur de la mer du Labrador, et uLSW, formée dans le courant du Labrador quand la formation de cLSW est réduite. Cela a pour effet de réduire la variabilité du transport de LSW dans le DWBC.

Ce dernier mécanisme est cohérent avec les observations de Kieke et al. (2006) et explique en partie pourquoi les fluctuations du transport net de LSW dans le DWBC ne reflètent pas significativement la convection dans l'intérieur de la mer du Labrador, comme les observations le suggèrent (Fischer et al. 2004, Schott et al. 2004). Cependant il ne semble pas avoir d'influence directe sur la variabilité de la MOC. En effet, seule la formation de cLSW joue le rôle de "moteur" pour la MOC (voir chapitre 4).

Le temps de résidence des masses d'eau formées dans l'intérieur de la mer du Labrador dans la simulation correspond aux observations (Straneo et al. 2003, Kvaleberg et Haine 2006). Le fonctionnement réel d'un bassin de convection est pourtant plus complexe que ce qui est décrit dans la simulation. Dans la mer du Labrador, le flux net de chaleur de l'océan vers l'atmosphère est compensé par la convergence de chaleur apportée par les courants de bord. La chaleur pénètre dans l'intérieur du bassin via des tourbillons essentiellement formés par les instabilités du courant de bord (Lilly et al. 2003), tandis que les caractéristiques de l'eau profonde formée dans l'intérieur du bassin sont exportées dans le courant de bord via les échanges turbulents qui résultent des instabilités baroclines entre le courant de bord et l'intérieur du bassin. La résolution



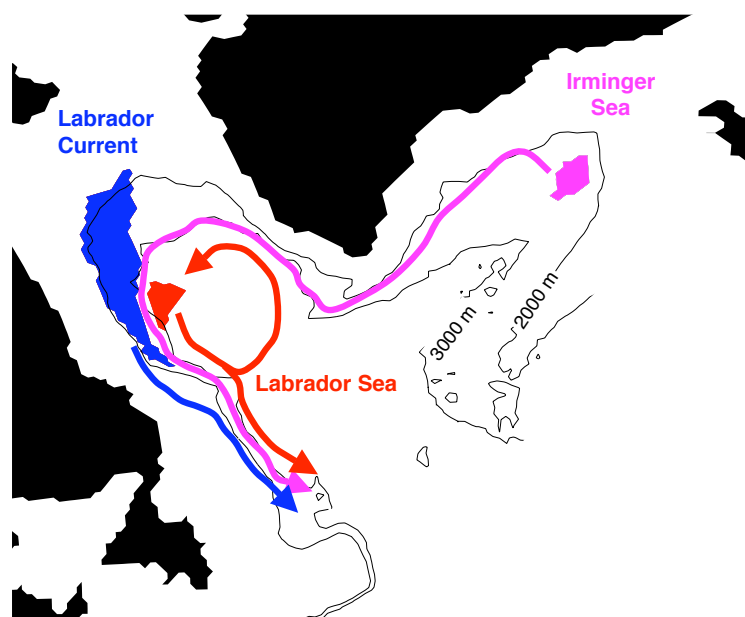


FIG. 3.42 – Schéma représentant l'exportation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord à partir des trois sites de convection en mer d'Irminger, en mer du Labrador et dans le courant du Labrador.

limitée de la simulation que nous utilisons ne permet pas de représenter ces processus d'échelle spatiale le rayon de déformation de Rossby. Il semblerait en outre que la dynamique de la couche de mélange dans le modèle MICOM ne soit pas appropriée pour reproduire les processus de restratification après convection (Rousset et Houssais 2006, en préparation). Une meilleure paramétrisation de ces mécanismes de restratification est indispensable pour rendre plus réaliste la formation et l'exportation d'eau profonde dans les modèles de circulation générale. Citons à ce sujet la thèse de J. Chanut (2003) qui propose une paramétrisation de la restratification après convection profonde en mer du Labrador dans le modèle OPA.

Les simulations basées sur des modèles couplés océan-atmosphère suggèrent une influence significative des anomalies de salinité sur la formation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord. Dans la simulation étudiée, la salinité et la convection dans l'intérieur de la mer du Labrador sont en effet fortement corrélées ( $r = 0.69$ , Fig.3.43, gauche), ce qui suggère que des anomalies négatives de salinité ont tendance à réduire la convection. Néanmoins, les grandes anomalies de salinité, qui ont fortement perturbé la convection en mer du Labrador au début des années 1970 et des années 1980, ne sont pas identifiables dans la simulation. Cela est probablement dû à la mauvaise représentation de l'importation des eaux arctiques à travers la frontière nord du modèle

régional. Au contraire, dans la mer d'Irminger, la salinité et la convection dans la zone IRMi sont négativement corrélées ( $r = -0.61$ , Fig.3.43, droite). Par conséquent les anomalies de salinité n'ont pas d'influence directe sur la convection en mer d'Irminger. En outre, les corrélations aux lags positifs et négatifs sont significatives, même après avoir enlevé une tendance linéaire aux séries temporelles. Cela est probablement dû aux interactions entre la convection et la circulation dans la gyre subpolaire (chapitre 4).

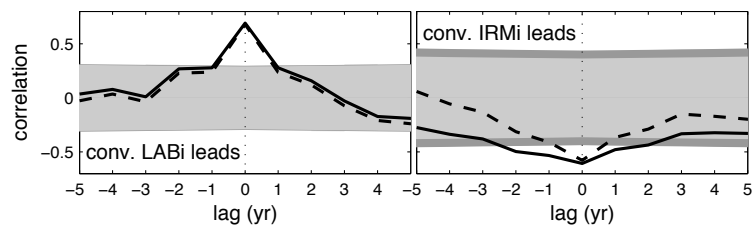


FIG. 3.43 – Corrélation entre les anomalies mensuelles en hiver (février, mars, avril) de la salinité en surface et du volume de la couche de mélange dans les zones de convection LABi (gauche) et IRMi (droite). Le niveau de significativité (5%) est indiqué en gris foncé (calculé en tenant compte de l'autocorrélation des séries temporelles, comme dans Bretherton et al. 1999). Les corrélations après avoir enlevé une tendance linéaire sont indiquées en tirets, et les nouveaux niveaux de significativité en gris clair. La convection précède les anomalies de salinité pour les écarts de temps négatifs.



## Chapitre 4

# Variabilité de la circulation dans l'Atlantique Nord

Dans la simulation étudiée au chapitre précédent, les événements de formation d'eau profonde dans la gyre subpolaire sont en phase avec des anomalies significatives des courants en profondeur. Ces anomalies sont-elles dues au forçage atmosphérique, qui a influencé la convection, ou bien à la convection elle-même? Un des objectifs de ce chapitre est de répondre à cette question. En clarifiant l'influence de la formation d'eau profonde sur la circulation dans la gyre subpolaire, on pourra, enfin, déterminer le lien entre la variabilité de la formation d'eau profonde dans la gyre subpolaire et la variabilité de la MOC dans l'Atlantique Nord.

### 4.1 Influence de la variabilité atmosphérique sur la circulation dans l'Atlantique Nord

La variabilité atmosphérique dans l'Atlantique Nord est dominée par la variabilité de l'Oscillation Nord Atlantique (NAO, Barnston et Livezey 1987), dont l'indice est reproduit en Fig.4.1 pour la période étudiée (1953-2003). La NAO était principalement dans une phase négative de 1953 à 1970 puis positive au milieu des années 1970, au milieu des années 1980 et au début des années 1990 où l'indice a été le plus fort depuis 1864, date des premières mesures (Hurrell 1995).

Les observations montrent clairement que les fluctuations de la NAO sont à l'origine d'anomalies de température et de salinité en surface (e.g. Cayan 1992, Houghton et Visbeck 2002) et de modifications de la circulation dans l'Atlantique Nord (comme la position du Gulf Stream par exemple, e.g., Frankignoul et al. 2001). La variabilité des gyres subpolaire et subtropicale présente beaucoup de ressemblance avec celle de la NAO, même si les séries temporelles ne sont pas directement covariantes, probablement parce que l'océan "intègre" le forçage atmosphérique

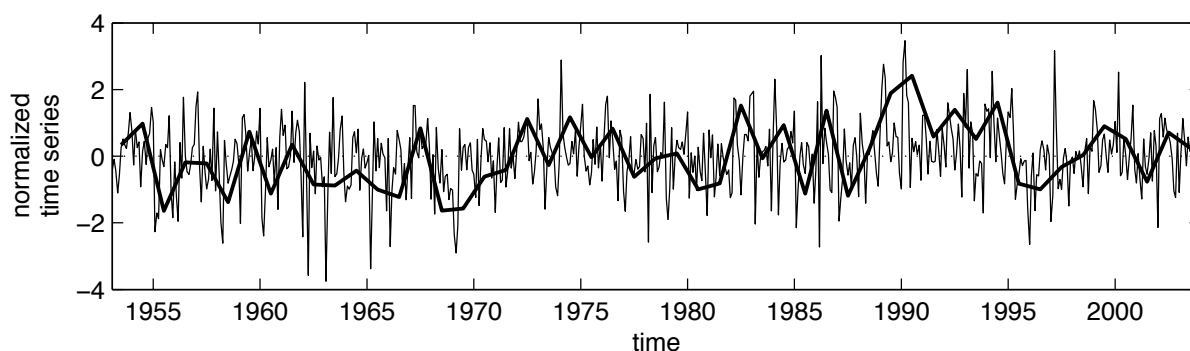


FIG. 4.1 – *Séries temporelles centrées et réduites mensuelles (trait fin) et annuelles (trait épais) de l'indice NAO, défini comme la composante principale du premier mode de variabilité des anomalies mensuelles de la pression au niveau de la mer dans l'Atlantique Nord.*

(Curry et McCartney 2001). Cependant, les observations sont insuffisantes pour décrire en détail les mécanismes d'ajustement de la circulation en Atlantique Nord, notamment en profondeur, aux fluctuations de la NAO.

La variabilité de la circulation dans l'Atlantique Nord en réponse aux fluctuations de la NAO a été étudiée à l'aide de modèles de circulation générale (e.g., Häkkinen 1999, Eden et Willebrand 2001, Gulev et al. 2003). La réponse de l'océan à une modification de la NAO consiste en une réponse rapide aux anomalies de rotationnel de vent, suivie d'un ajustement plus lent. Les mécanismes responsables de cet ajustement restent mal compris et dépendent du modèle utilisé. En outre, bien que la formation d'eau profonde semble jouer un rôle dans cet ajustement, son influence sur la circulation dans l'Atlantique Nord n'a pas été clairement établie. L'objectif de ce chapitre est de clarifier les mécanismes associés à la réponse océanique aux fluctuations de la NAO et d'établir précisément le rôle de la formation d'eau profonde dans cet ajustement. Nous utilisons pour cela la simulation décrite au chapitre précédent. L'étude est reproduite sous la forme d'un article en préparation.

## 4.2 *Variability of the circulation in the North Atlantic from 1953 to 2003*

### Résumé

*La variabilité de la circulation dans l'Atlantique Nord de 1953 et 2003 et son lien avec la variabilité atmosphérique et la formation d'eau profonde sont décrits à l'aide d'une simulation numérique relativement réaliste. La circulation dans la gyre subpolaire s'est intensifiée de la fin des années 1960 au milieu des années 1990, puis ralentit. La variabilité haute fréquence consiste essentiellement en un ajustement barotrope au forçage par le rotationnel du vent associés à la NAO. Un à deux ans après une phase positive de la NAO, la circulation cyclonique s'intensifie dans la mer d'Irminger tandis que les isopycnes remontent dans l'intérieur du bassin. Ces modifications semblent être dues à un ajustement barocline au forçage atmosphérique ainsi qu'à la formation d'eau profonde. Une intensification de la circulation cyclonique apparaît également dans la mer du Labrador, mais elle est retardée car le forçage direct par le vent associé à la NAO induit tout d'abord un approfondissement des isopycnes près du site de convection. L'intensification du courant du Labrador qui suit une phase positive de la NAO de 2 à 3 ans, est d'abord visible en profondeur, ce qui suggère qu'elle est influencée par la formation d'eau profonde plutôt que par le forçage atmosphérique direct. La circulation méridienne moyenne s'est également intensifiée de la fin des années 1960 au milieu des années 1990, puis ralentit. L'intensification de la MOC apparaît d'abord aux hautes latitudes, puis s'étend vers les moyennes latitudes, et suit une phase positive de la NAO de 1 à 2 ans. Dans cette simulation où les échanges avec les mers Nordiques sont sous-estimés, la circulation méridienne moyenne est au premier ordre influencée par le transport dans le courant profond de bord ouest. Elle est donc influencée par la convection en mer d'Irminger, qui la précède de 0 à 1 an, tandis que la convection en mer du Labrador a une influence retardée et plus diffuse. Finalement la variabilité basse fréquence de la MOC est bien reproduite par un processus autoregressif d'ordre 1 forcé par la convection en mer d'Irminger.*

### Abstract

*The variability of the circulation in the North Atlantic and its link with the atmospheric variability and deep water formation are investigated in a hind cast simulation from 1953 to 2003. From the late 1960's to the mid-1990's, the subpolar gyre circulation intensifies and then slowly decreases. Its high frequency variability mainly consists of a barotropic adjustment to the wind stress curl associated with the NAO. One to two years after a positive phase of the NAO, the cyclonic circulation intensifies in the Irminger Sea as the isopycnal doming increases. These circulation changes seem to be due to both a baroclinic adjustment to direct atmospheric forcing and deep water formation. An intensification of the cyclonic circulation is also seen in the Labrador Sea, but it is delayed because the direct wind forcing associated with the NAO tends to first reduce the doming near the deep convection site. Evidence is shown that the intensification of the Labrador Current, which follows a positive NAO phase by 2 to 3 years, originates at depth hence is driven by convection rather than by direct atmospheric forcing. The meridional overturning circulation also intensifies from the late 1960's to the mid-1990's, decreasing thereafter. The intensification of the MOC originates at high latitude and then extends to mid-latitude, lagging a*

*positive NAO phase by 1 to 2 years. In this simulation where the exchanges with the Nordic Seas are underestimated, the MOC is mostly driven by the transport in the deep western boundary current. It is eventually driven by deep convection in the Irminger Sea, which it lags by 0 to 1 year, while convection in the Labrador Sea has a delayed and more diffuse influence. Finally, the low frequency variability of the MOC is well reproduced by a first order autoregressive process driven by convection in the Irminger Sea.*

#### 4.2.1 Introduction

Simulations with global climate models suggest that the increase in atmospheric greenhouse gases is likely to induce a decline of the meridional overturning circulation (hereafter MOC, Gregory et al. 2005, Bryan et al. 2006), hence of the associated poleward heat transport which contributes substantially to the energy balance of the earth. Some observations seem to suggest a recent slowing of the Atlantic MOC (Bryden et al. 2005), a key component of the global MOC, but the available data are too sparse to ensure statistical significance, and other observations (Schott et al. 2006) do not support this tendency. If confirmed, it is not known whether the MOC decrease reflects its natural variability or is indicative of greenhouse warming effects.

Model studies suggest that the MOC variability can be apprehended by investigating the variability of the subpolar gyre circulation (Böning et al. 2006), for which more observations are available. Belkin (2004) suggest that the subpolar gyre circulation intensified from 1970's to 1980's, and was also intense in the beginning of the 1990's. Analyses of sea surface height based on satellite altimeter data suggest that the subpolar gyre then decreased (Häkkinen and Rhines 2004). Curry and McCartney (2001) investigated the changes in the subpolar gyre circulation from potential energy anomalies derived from hydrographic measurements in the Labrador Basin. The changes were not directly covariant with the North Atlantic Oscillation, which is the dominant atmospheric mode of variability in the North Atlantic sector (Barnston and Livezey 1987), but to first order, the ocean signal seemed to reflect a time integration of the atmospheric forcing. They also suggested that these changes are primarily influenced by deep water formation. Häkkinen and Rhines (2004) suggest that the subpolar gyre weakening in the 1990s was indeed primarily due to the lack of deep water formation. However observations are still too sparse to elucidate the mechanisms by which deep water formation may influence the oceanic circulation.

Convection in the subpolar gyre leads to the formation of so-called Labrador Sea Water (he-

reafter LSW). LSW is an essential component of the deep western boundary current (hereafter DWBC), that originates from the southward slopes of the Greenland-Scotland Ridge and follows the topography along the western boundary of the North Atlantic toward lower latitudes (Dickson and Brown 1994). Observations at depth in the subtropical basin reveal the imprint of subpolar climate fluctuations that affect the LSW and are advected by the DWBC (Curry et al. 1998). Nevertheless, the variability of the transport in the DWBC cannot be directly related to the rate of formation of LSW in the subpolar gyre (Schott et al. 2004), which suggests that influence of convection on the circulation is quite complicated.

Studies with oceanic general circulation models (GCMs) allow to understand better the mechanisms of variability of the circulation in the North Atlantic. Schweckendiek and Willebrand (2005) suggest that the oceanic variability essentially reflects the variability of the atmospheric forcing. The oceanic response to a positive phase of the NAO has been studied with different models (Häkkinen 1999, Eden and Willebrand 2001, Gulev et al. 2003), and consists of a rapid barotropic response to the wind stress curl, which resembles a simple topographic Sverdrup balance, followed by a delayed baroclinic intensification of the Atlantic MOC and the subpolar and subtropical gyres. The mechanisms associated with the lagged response somewhat differ from one simulation to the other and need to be better understood, and the influence of convection on the circulation remains unclear.

In this paper, we use a hind cast simulation of the circulation in the North Atlantic to describe its variability from 1953 to 2003 and clarify the role of convection in the response of the subpolar gyre and the Atlantic MOC to changes in the atmospheric forcing and, in particular, the NAO. The simulation is presented in section 2. The variability of horizontal circulation in the subpolar gyre is discussed in section 3, and that of the MOC in section 4. Finally, we propose a simple stochastic model for the decadal variability of the MOC in section 5.

#### **4.2.2 The simulation**

The model is the Nansen Center version (Bentsen et al. 2004) of the Miami Isopycnic Coordinate Ocean Model (MICOM, Bleck et al. 1992) in a regional configuration of the North Atlantic (from 30°N to 78°N, 20 km resolution), forced by fields derived from the NCEP/NCAR reanalysis (Kalnay et al. 1996, Bentsen and Drange 2000). The hydrography and circulation at the lateral boundaries are relaxed to a global simulation of 40 km resolution with the same



model. The model has 26 density layers in the vertical and includes sea ice dynamics (Harder 1996) and thermodynamics (Drange and Simonsen 1996). Isopycnal diffusivities are of the order of  $10^3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ , while diapycnal mixing is a function of stratification:  $K_d = 3 \times 10^{-7} N^{-1} (\text{m}^2\text{s}^{-1})$ , where  $N$  is the Brunt-Väisälä frequency. The mixed layer temperature and salinity are relaxed toward monthly mean climatologies, with an e-folding relaxation time scale set to 30 days for a 50 m thick mixed layer, reduced linearly with the mixed layer exceeding 50 m. The simulation is mostly realistic but the mesoscale eddy activity is much too small, due to the reduced horizontal resolution. The interior of the Labrador and Irminger Seas is  $1^\circ\text{C}$  to  $2^\circ\text{C}$  too cold and 0.3 too fresh, presumably due to the too weak turbulent mixing which reduces the influence of the warm and salty water advected by the boundary currents. Also, the transport of dense water across the Greenland-Scotland Ridge is too small, so that the influence of water masses coming from the Nordic Seas is much too weak. See Deshayes et al. (2006, hereafter DFD) and Hátún et al. (2005) for more details.

The circulation in the Labrador and Irminger Seas corresponds well to the observations (Lavender et al. 2000, Reverdin et al. 2003) and is most intense in the boundary currents that follow the topography, namely the East Greenland Current, the West Greenland Current, and the Labrador Current (Fig. 4.2). The vertical shear in the boundary currents features a decrease of amplitude with increasing depth but only little change of direction, as also illustrated below in figures 4.8 and 4.9. Such currents will be referred to as quasi-barotropic. A recirculation cell occupies the interior of the basins, as seen by the northeastward current at  $55^\circ\text{N}$ ,  $48^\circ\text{W}$  which either turns west toward the interior of the Labrador Sea, or east toward the interior of the Irminger Sea, where it joins the Irminger Current. This cell has been identified in drifters (Lavender et al. 2000) and CFC data (Talley and McCartney 1982).

Because of the quasi-barotropic vertical structure of the mean currents, the circulation in the subpolar gyre is well described by the barotropic streamfunction derived from the vertically averaged currents. The mean barotropic streamfunction is maximum in the Labrador Sea and in the Irminger Sea (Fig. 4.3). The mean intensity of the subpolar gyre south of Cape Farewell is 40 Sv, comparable to Clarke (1984) who measured a barotropic transport of 34 Sv. The recirculation cell which goes from the Labrador Sea to the Irminger Sea clearly appears in the center of the subpolar gyre, consistent with the observed geostrophic pressure at 700 m depth (Lavender et al. 2000). The circulation in the subtropical gyre is strongly underestimated, however, in part

because it is affected by the southern boundary of the regional model at 30°N.

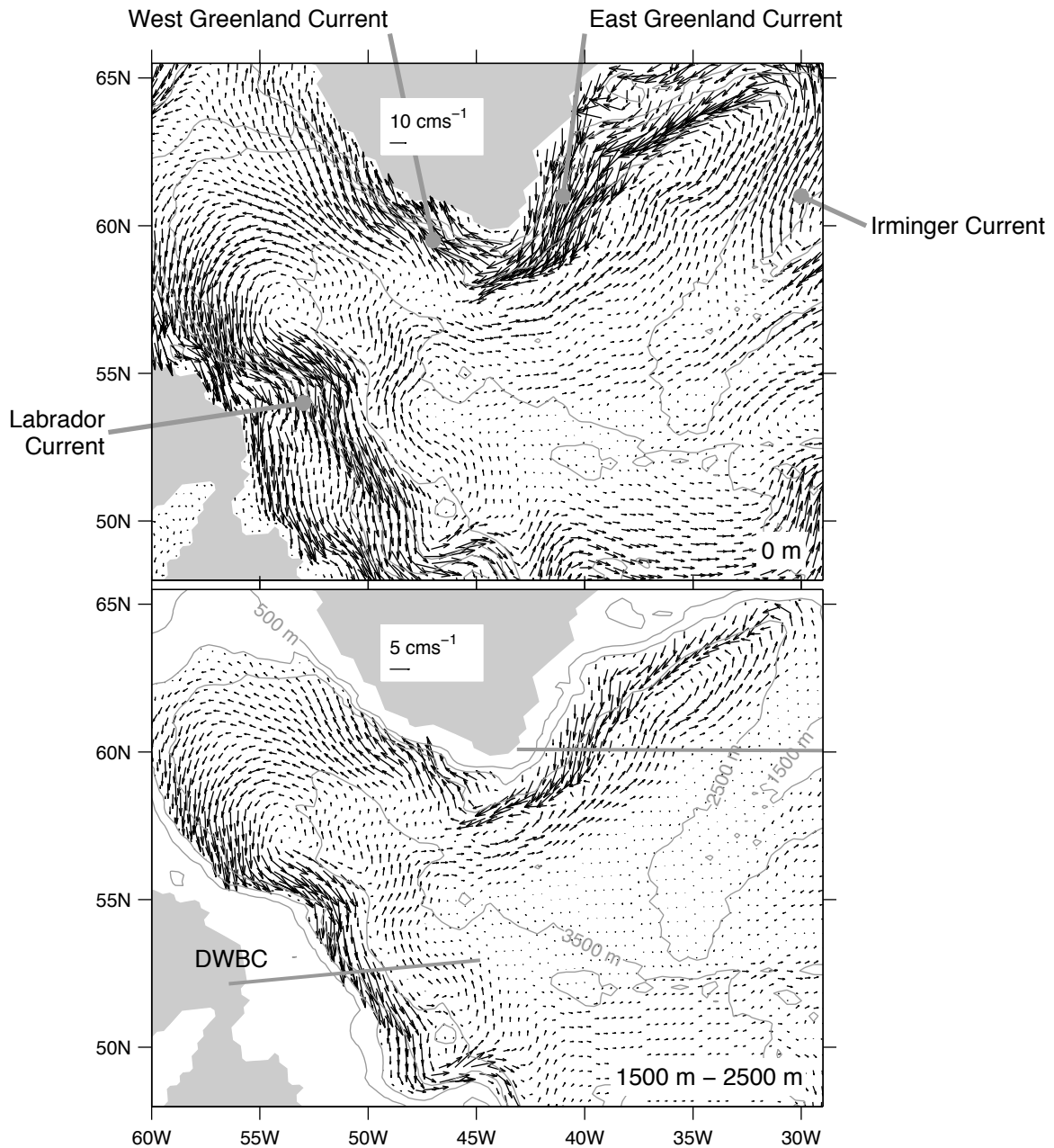


FIG. 4.2 – Mean circulation in the Labrador and Irminger Seas at the surface (top) and averaged between 1500 m and 2500 m (bottom). Thin gray lines indicate bathymetry contours (from 500 m depth, contour interval: 1000 m), while thick straight lines indicate the location of section 60°N and DWBC (bottom).

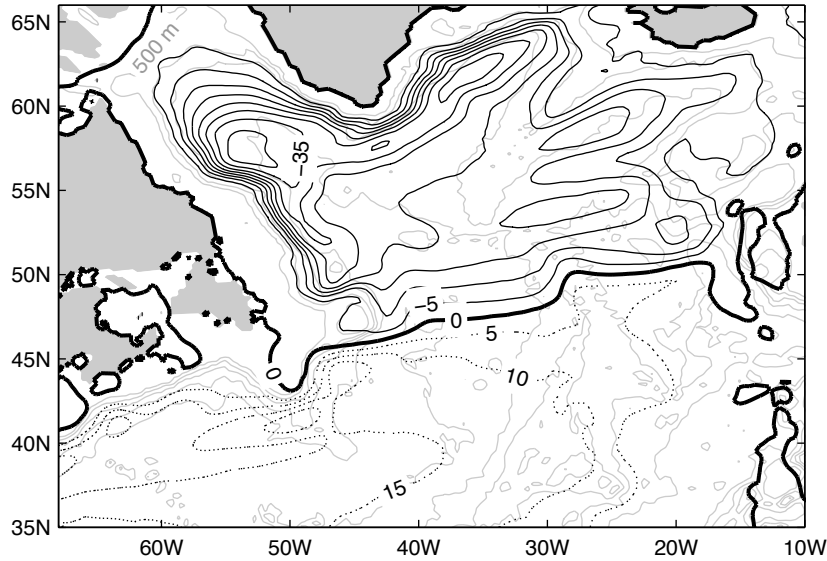


FIG. 4.3 – Mean barotropic streamfunction in the North Atlantic (contours in Sv, dotted lines for positive, plain lines for negative, thick line for 0).

The formation and export of deep water in the simulation are discussed in DFD: classic-LSW is formed in the interior of the Labrador Sea (around  $58^{\circ}\text{N}$ ,  $55^{\circ}\text{W}$ ) and in the Irminger Sea (around  $64^{\circ}\text{N}$ ,  $31^{\circ}\text{W}$ ), its density ranging from  $\sigma_0 = 27.77$  to  $27.86 \text{ kgm}^{-3}$  (layers 15 to 17). Although the location of deep convection in the Irminger Sea differs from that suggested by observations (Pickart et al. 2003) and is closer to the boundary current, the mechanisms associated with the variability of convection and the export of the newly formed deep water seem realistic (see DFD). Events of deep water formation in the Labrador Sea occurred in 1972, 1983, 1984, from 1989 to 1991, and in 1993 (Fig.4.4), which corresponds well to observations, suggesting that the temporal variability of the simulation is realistic. Deep convection in the Irminger Sea occurred in 1973, 1985, 1991 and from 1993 to 1995 (Fig.4.4), so that it generally lags convection in the Labrador Sea by about one year, although they are concomitant in 1991 and 1993. This makes it difficult to separate the influence of the two regions of convection.

Deep convection in the simulation is closely linked to the variability of the NAO (Fig.4.4). Convection in the interior of the Labrador Sea is mostly influenced by the local buoyancy loss and is well correlated with the NAO. Convection in the Irminger Sea seems to be mainly driven by the intensification of the boundary currents and the associated isopycnal doming, and it is correlated with the NAO both in phase and when the NAO leads by 1 year, presumably due to a preconditioning effect. DFD showed that the boundary currents in the subpolar gyre intensified at depth during convection events and were responsible for the fast export of the newly formed

deep water. We investigate below whether these changes in the circulation are due to deep water formation or they reflect the direct oceanic response to changes in the NAO.

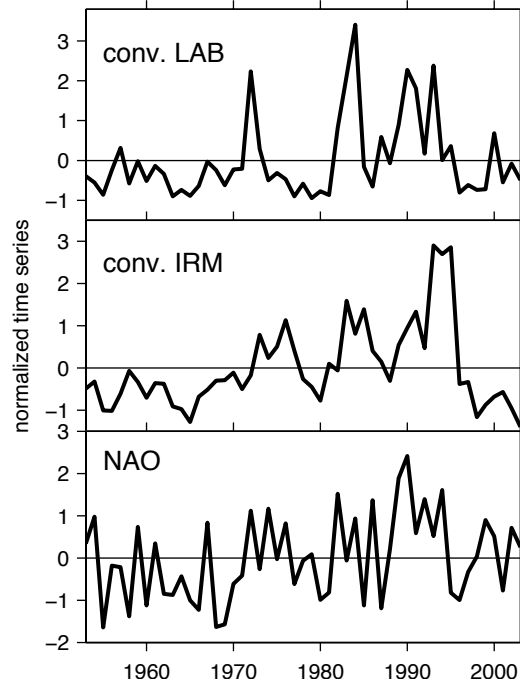


FIG. 4.4 – Normalized time series of convection (defined as the mixed layer volume in areas of convection) in the Labrador (top) and Irminger (middle) Seas and the NAO index (defined here as the yearly time series of PC1 of the sea level pressure monthly anomalies in the North Atlantic, bottom).

The circulation in the subpolar gyre vary on a broad range of time scales. In this paper, we primarily focus on the interannual to decadal time scales, which are largely linked to changes in the NAO (Eden and Willebrand 2001). Hence a linear trend has been removed from all time series before calculating the regressions and correlations (unless otherwise noted). However the trends are not removed when displaying the time series.

### 4.2.3 Horizontal circulation in the subpolar gyre

To investigate horizontal patterns of the subpolar gyre circulation changes, we use an empirical orthogonal function (EOF) analysis with dualvarimax rotation (Richman 1986), to avoid the spatial orthogonality constraint associated with standard EOF analysis. We note that, in this paper, the rotated EOFs are rather similar to the standard EOFs, but they correspond more clearly to distinct physical modes. Recall that EOFs are standing patterns, hence a single one cannot reflect spatial shifts.

The first rotated EOF of the barotropic streamfunction has a pattern similar to the mean barotropic streamfunction so that the main mode of variability is a change in the intensity of both the subpolar and subtropical gyres (Fig. 4.5). The associated principal component (hereafter PC) indicates an intensification of the gyres from 1970 to the mid-1990's followed by a decrease, which is consistent with the observations (Häkkinen and Rhines 2004, Belkin 2004). A regression analysis reveals that the anomalous circulation is quasi-barotropic in the subpolar gyre and baroclinic south of the North Atlantic Current (not shown).

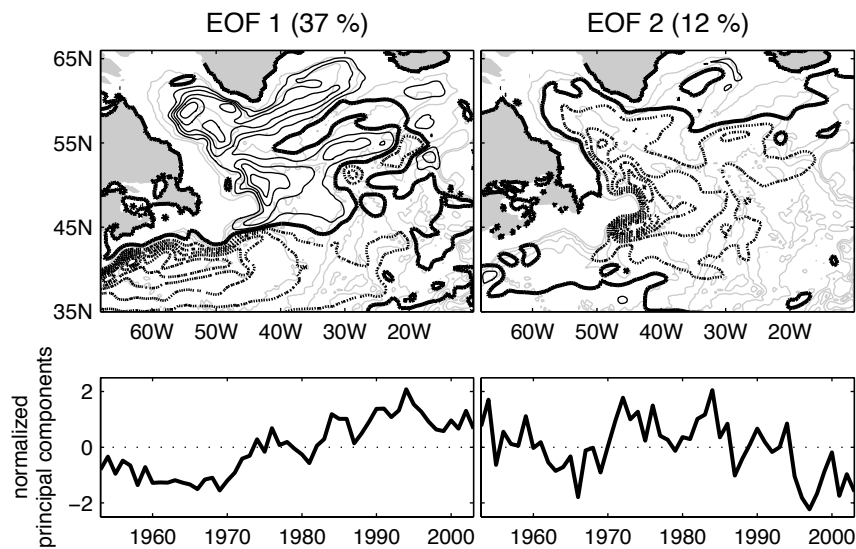


FIG. 4.5 – First two rotated EOFs of the barotropic streamfunction in the North Atlantic (from  $35^{\circ}\text{N}$  to the Greenland-Scotland overflows) from yearly averages (contour interval  $1\text{ Sv}$ , dotted lines for positive, thick lines for 0). The percentage of represented variance is indicated.

The second rotated EOF represents, in this polarity, an anticyclonic intergyre gyre with northward quasi-barotropic current anomalies near the Grand Banks and in the southeastern part of the Labrador Current. This circulation primarily results from the anomalous wind stress curl associated with a positive NAO phase (e.g., Marshall et al. 2001) as PC2 is highly correlated with the NAO index, both on the monthly (not shown) and yearly time scale (Fig. 4.6, top).

The NAO index is also correlated at zero lag with PC1 because the intensification of the East Greenland Current occurring during a positive NAO phase also projects well onto EOF1 (see also Fig. 4.9 below). In addition, the correlation function peaks again when the NAO leads PC1 by 2 years, suggesting a delayed intensification of the subpolar gyre. This is consistent with the oceanic response to changes in the NAO described by Eden and Willebrand (2001) and Gulev

et al. (2003) in similar simulations, although in these studies the intensification of the subpolar gyre occurs 3 years after a positive NAO phase.

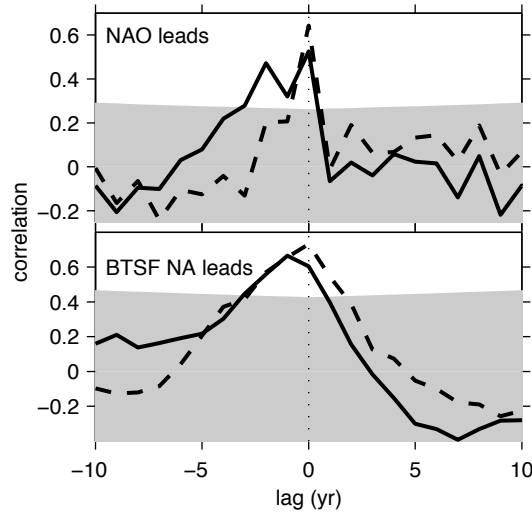


FIG. 4.6 – *Top: Correlation between the NAO index and PC1 (plain line) and PC2 (dashed line) of the barotropic streamfunction in the North Atlantic (NAO leads for negative lags). bottom: Correlation between PC1 of the barotropic streamfunction in the North Atlantic and that in the Irminger Sea (dashed line) or in the Labrador Sea (plain line). PC1 of the barotropic streamfunction in the North Atlantic leads for negative lags. Shading indicates 5% significance levels.*

In order to investigate the mechanisms responsible for the lagged intensification of the subpolar gyre after a positive NAO phase, we also consider the variability of the barotropic streamfunction separately in the Labrador and Irminger Seas. In the Irminger Sea, the first rotated EOF indicates, in this polarity, an intensification of the Irminger and the East Greenland Currents (Fig. 4.7). The associated principal component is weakly, but significantly, correlated with the NAO index, with a peak when it lags the NAO by 1 to 2 years, consistent with the 2-year lagged intensification of the whole subpolar gyre after a positive NAO phase. PC1 is indeed highly correlated with PC1 of the barotropic streamfunction in the North Atlantic, with no time lag (Fig. 4.6, bottom). In the Labrador Sea, the first EOF of the barotropic streamfunction also describes a (quasi-barotropic) intensification of the cyclonic circulation. The associated PC lags the NAO index by 3 years, which is longer than the time it takes for the whole subpolar gyre to intensify after a positive NAO phase. Correspondingly, the North Atlantic PC1 leads that in the Labrador Sea by 1 yr (Fig. 4.6, bottom). This suggests that the quasi-barotropic intensification of the subpolar gyre after a positive NAO phase originates in the Irminger Sea, while the

intensification of the quasi-barotropic circulation in the Labrador Sea is somewhat slower.

This is also found by looking at the vertical structure of the circulation changes in the Labrador and Irminger Seas. The vertical structure of the boundary currents in the Labrador Sea is considered along section DWBC (see Fig. 4.2) that crosses the quasi-barotropic southeastward Labrador Current (Fig. 4.8, top). The first mode of variability (rotated EOF1) of the yearly mean current describes quasi-barotropic changes in the Labrador Current that explain 27% of the variance (second panel) and are most correlated with the NAO index when the latter leads by 3 years (not shown), consistent with Fig.4.7.

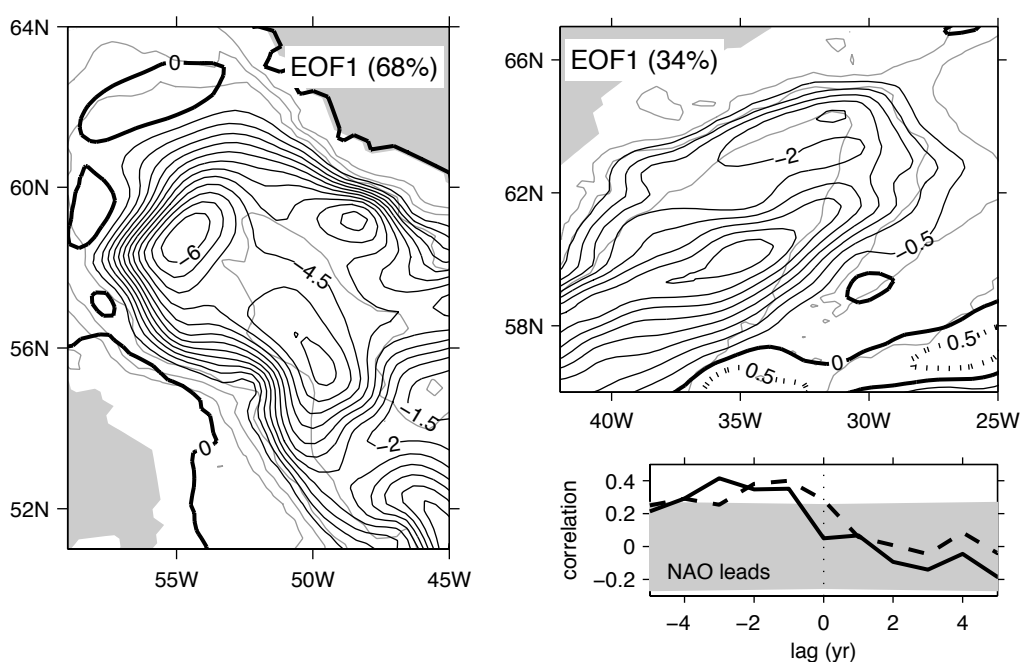


FIG. 4.7 – Rotated EOF1 of the barotropic streamfunction in the Labrador (left) and Irminger (top right) Seas from yearly averages (contour interval 0.5 Sv, dotted lines for positive contours, plain lines for negative ones, thick line for 0). Bottom panel: correlation of the associated PC's (plain line for the Labrador Sea, dashed line for the Irminger Sea) with the NAO index, which leads for negative lags. Shading indicates the 5% significance level. The percentage of represented variance is indicated.

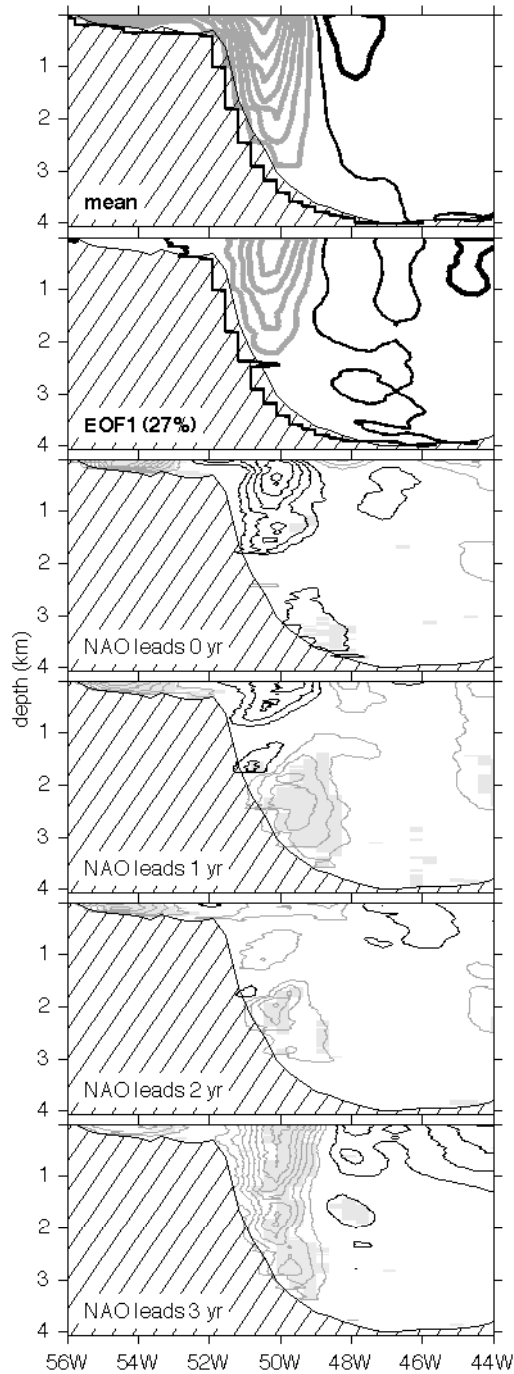


FIG. 4.8 – Top: mean velocity normal to section DWBC (contour interval:  $2 \text{ cm s}^{-1}$ , thick black lines for northward velocity, thick gray lines for southward velocity, thin black lines for zero) and rotated EOF1 of the yearly velocity (contour interval:  $0.5 \text{ cm s}^{-1}$ ). Other panels: regression of the current anomalies on the NAO index (contour interval:  $0.1 \text{ cm s}^{-1}$ , black for northward anomalies, gray for southward anomalies, zero omitted). Contours have been smoothed by a  $3 \times 3$  boxcar. Shading indicates 5% significant levels. A linear trend has been removed from all the time series prior to the calculations, as in the forthcoming figures.



To look more closely at the current response to the NAO, we regress the yearly current on the NAO index (Fig.4.8, four bottom panels). During a positive NAO phase, there are quasi-barotropic northward anomalies in the Labrador Current, consistent with EOF2 of the North Atlantic barotropic streamfunction and the negative wind stress curl anomalies in this region. One year later, however, an intensification of the Labrador Current appears from 1500 m to 3000 m depth, while northward anomalies are still visible above, albeit weaker than at zero lag, suggesting that it is driven by deep water formation. After 2 years, the surface anomalies change sign, and after 3 years the boundary current intensification is maximum and affects the whole water column, presumably in part due to the influence of the steep topography on the vertical shear in the current anomalies (known as the joint effect of baroclinicity and relief, JEBAR, e.g. Lazier and Wright 1993, Hallberg and Rhines 1996), while it decreases thereafter. The delayed intensification of the surface Labrador Current may also reflect a baroclinic intensification of the subpolar gyre driven by wind and buoyancy forcing associated with a positive NAO phase (Eden and Willebrand 2001, Gulev et al. 2003).

To discuss the vertical structure of the circulation changes in the Irminger Sea, we consider the meridional current along 60°N. The mean current is southward along Greenland, as part of the East Greenland Current, and northward east of 39°W, reflecting both the recirculation cell coming from the Labrador Sea around 37°W and the Irminger Current further east (Fig. 4.9, top panel). The first mode of variability (rotated EOF1) of the meridional current along 60°N explains 32% of the variance and indicates, in this polarity, an intensification from the surface to about 1500 m of the Irminger Current together with a decrease of the (recirculating) northward currents from 38°W to 34°W (second panel), which tend to follow a positive NAO phase by 2 years (not shown).

The regression of the current anomalies on the NAO index (four bottom panels) only shows significant anomalies similar to the EOF pattern when the NAO index leads by 1 to 2 yr. The lag 0 regression indicates a weak but significant intensification of the East Greenland Current during a positive NAO phase, both at the surface and at depth, presumably due to the wind stress curl anomalies which are positive in the northern Irminger Sea. This intensification persists when the NAO leads by 1 to 2 years while current anomalies similar to EOF1 develop at the surface in the eastern part of the basin, and decreases thereafter. The same current anomalies are seen in the regression on the index of convection in the Irminger Sea at lags -1 to +1, but with a

much larger amplitude (Fig.4.10, note the contour interval).

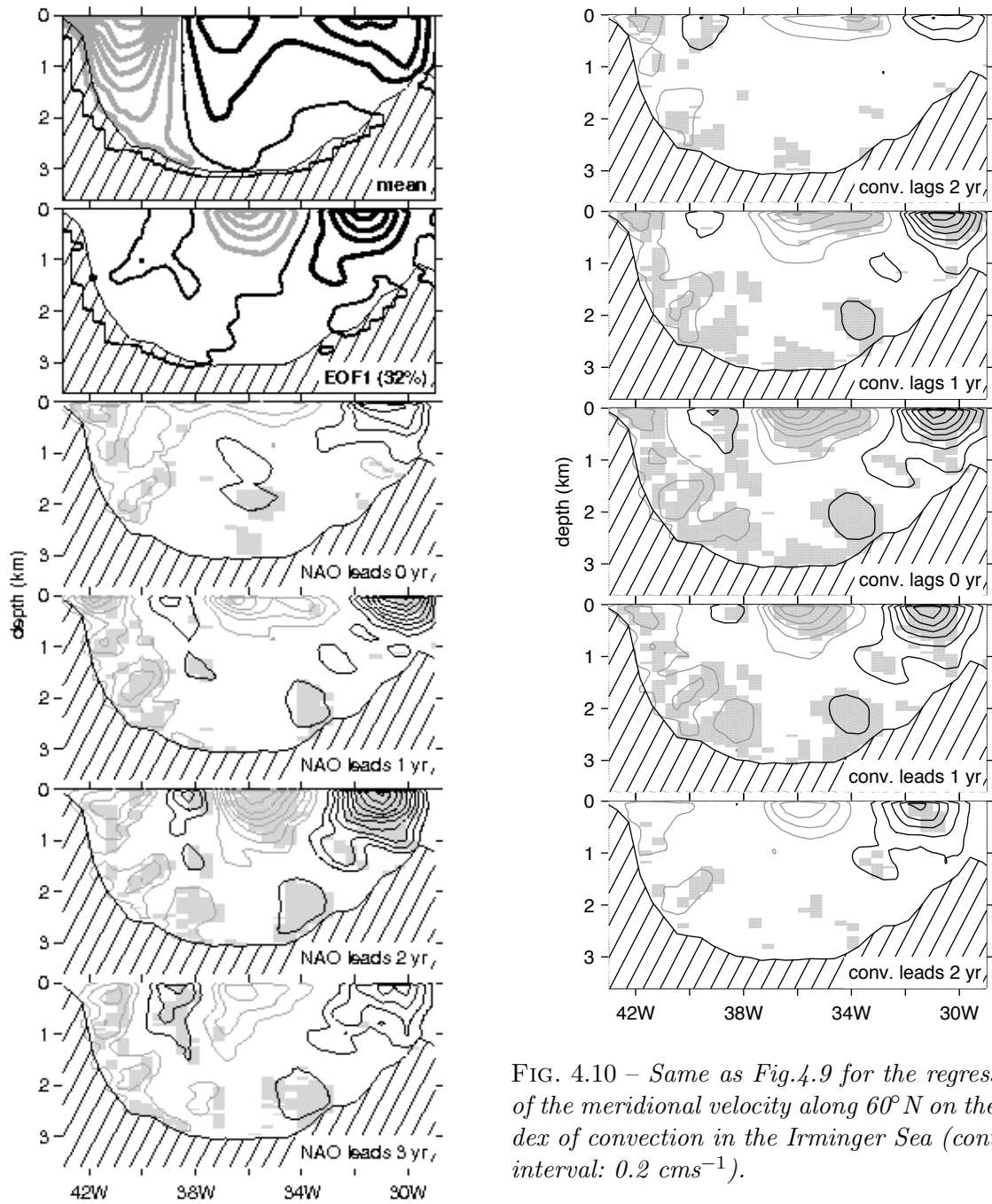


FIG. 4.9 – Same as Fig.4.8 for the mean (top, contour interval  $2 \text{ cm s}^{-1}$ ) and rotated EOF1 (second panel, contour interval  $0.5 \text{ cm s}^{-1}$ ) of the meridional velocity along  $60^\circ \text{N}$  in the Irminger Sea and the regression on the NAO index (four bottom pannels, contour interval:  $0.1 \text{ cm s}^{-1}$ ).

FIG. 4.10 – Same as Fig.4.9 for the regression of the meridional velocity along  $60^\circ \text{N}$  on the index of convection in the Irminger Sea (contour interval:  $0.2 \text{ cm s}^{-1}$ ).

The current changes during the years of convection in the Irminger Sea are associated with a substantial doming of the isopycnals in the center of the Irminger Sea (Fig.4.11). For example, as the interface between layers 13 and 14 rises, its slope decreases between 38°W and 33°W, consistent with a decrease of the currents in the upper 1000 m, while the slope increases further east, reflecting the intensification of the Irminger Current above the Reykjanes Ridge. Finally these current changes both favor convection, consistent with the NAO leading convection in the Irminger Sea by 1 year, and are reinforced after convection occurred. Note that we could not investigate further what induces these current changes because the precise value of the atmospheric fields used to force the simulation were not available.

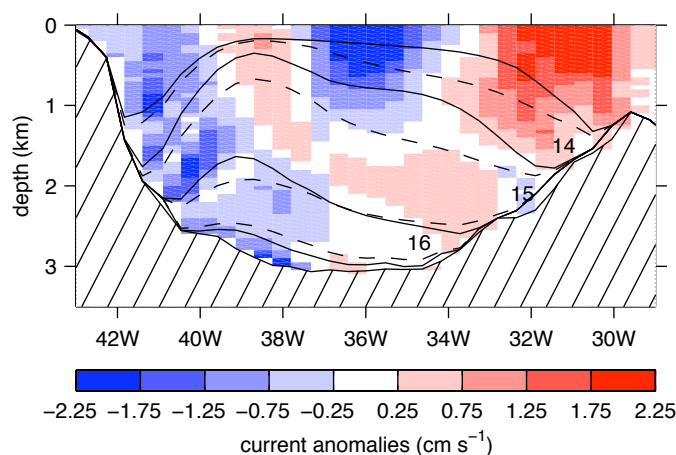


FIG. 4.11 – Position of layers 14 ( $\sigma_0 = 27.71 \text{ kgm}^{-3}$ ), 15 ( $\sigma_0 = 27.77 \text{ kgm}^{-3}$ ) and 16 ( $\sigma_0 = 27.82 \text{ kgm}^{-3}$ ) during the years of deep convection in the Irminger Sea (plain lines) and on average from 1953 to 2003 (dashed lines), and meridional current anomalies (positive northward) during the years of deep convection.

In summary, the oceanic adjustment of the Irminger Sea to a positive NAO phase consists of a fast quasi-barotropic intensification of the East Greenland driven by direct wind stress forcing. The intensification is further reinforced as the whole quasi-barotropic circulation in the Irminger Sea intensifies, 1 to 2 yr after the positive NAO phase, while the intensification of the quasi-barotropic circulation in the Labrador Sea is delayed because of northward anomalies in the Labrador Current driven by direct wind forcing. The resulting intensification of the subpolar gyre in part reflects a baroclinic adjustment to wind and buoyancy forcing associated with the positive NAO phase, as found in other simulations (Eden and Willebrand 2001, Gulev et al. 2003), and is also influenced by deep water formation as suggested by the preceding intensification of the Labrador Current at depth.

#### 4.2.4 Meridional overturning circulation

The North Atlantic MOC can be defined as the streamfunction of the zonally averaged meridional transport using potential density or depth as vertical coordinate. The mean MOC in potential density (respectively depth) coordinate is maximum at  $52^{\circ}\text{N}$  ( $44^{\circ}\text{N}$ ) and equals 11 Sv (Fig. 4.12), which is less than the observed 18 Sv (Talley et al. 2003), in part due to the underestimation of the transport across the Greenland-Scotland sills. The mean MOC in potential density coordinate shows that the water masses get denser as they propagate northward in the upper branch of the MOC, in particular around  $56^{\circ}\text{N}$  and  $64^{\circ}\text{N}$ , where the slope of the isopycnals increases drastically, which corresponds well to the formation of dense water in the Labrador and Irminger Seas, respectively. Dense water formation also occurs in the northern part of the Nordic Seas, from  $73^{\circ}\text{N}$  to  $80^{\circ}\text{N}$ . The density remains constant in the southward branch of the MOC where it primarily corresponds, in this model, to that of cLSW ( $27.77 \leq \sigma_0 \leq 27.86 \text{ kgm}^{-3}$ ).

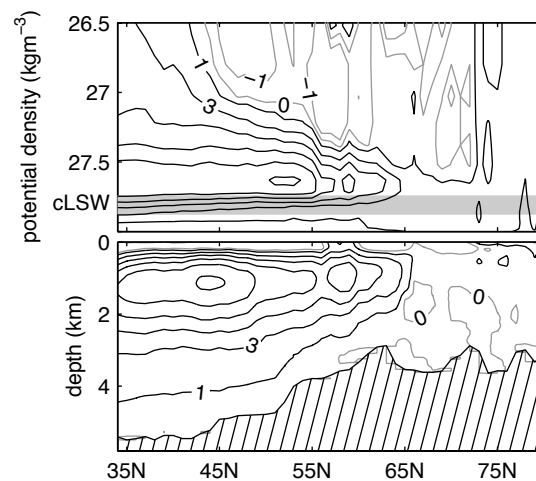


FIG. 4.12 – Mean MOC in potential density ( $\sigma_0$  unit, top) and depth coordinate (bottom, contour interval 2 Sv, gray lines for 0 and negative). Shading (top) indicates the potential density of cLSW while hatching (bottom) locates the deepest bathymetry in the North Atlantic.

The first mode of variability (rotated EOF1) of the MOC in depth coordinate explains as much as 75% of the variance and has a pattern very similar to the mean MOC, thus describing variations of its strength (Fig. 4.13, left). The PC indicates that the MOC weakened until about 1960, then gradually intensified to peak in 1992 and 1995, decreasing thereafter. This behavior is similar to that seen in most simulations discussed by de Coëtlogon et al. (2006). Its power spectrum broadly behaves as  $\omega^{-2}$  at interannual frequencies and flattens at periods longer than about 20 years (Fig. 4.14), indicating that the main mode of MOC variability has maximum variance at decadal period.

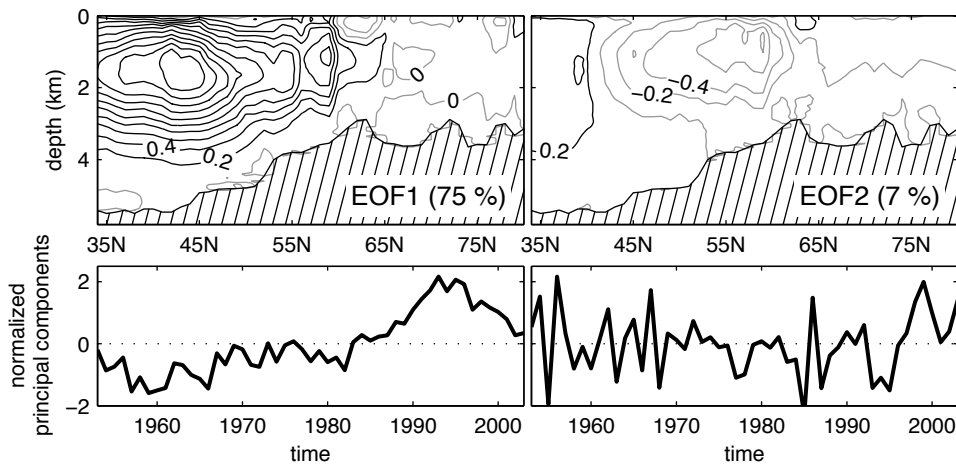


FIG. 4.13 – First two rotated EOFs of the MOC from yearly averages (contour interval 0.2 Sv, gray for 0 and negative). The percentage of represented variance is indicated.

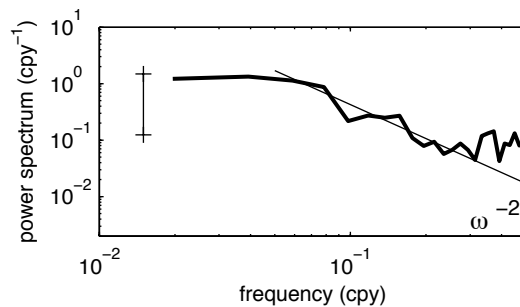


FIG. 4.14 – Power spectrum of PC1 of the MOC calculated with the multitaper method using three windows. The 95% confidence interval is given. Thin line indicates  $\omega^{-2}$  power law.

It is essential to recall the MOC as a function of the zonal integration of the meridional velocity, hence its changes are closely linked to the variability of the horizontal circulation in the North Atlantic. The horizontal circulation associated with MOC PC1 describes, in this polarity, an intensification of the mean circulation in the North Atlantic (Fig. 4.15). The surface

currents are rather noisy, but show an intensification of the Gulf Stream, the North Atlantic Current from 32°W to 22°W, and the boundary currents of the subpolar gyre, as well as the recirculation cell in the interior of the Labrador Sea. At 2500 m depth, the regression on MOC PC1 essentially describes an intensification of the DWBC in the subpolar gyre, which turns eastward near Flemish Cap as in the climatology (see DFD), presumably due to the influence of the Gulf Stream which only leaves the coast near the Grand Banks, a common flaw of low resolution ocean models. Further eastward, PC1 of the MOC is correlated with a southward current along the western flank of the mid-Atlantic Ridge and with another one in the eastern part of the basin.

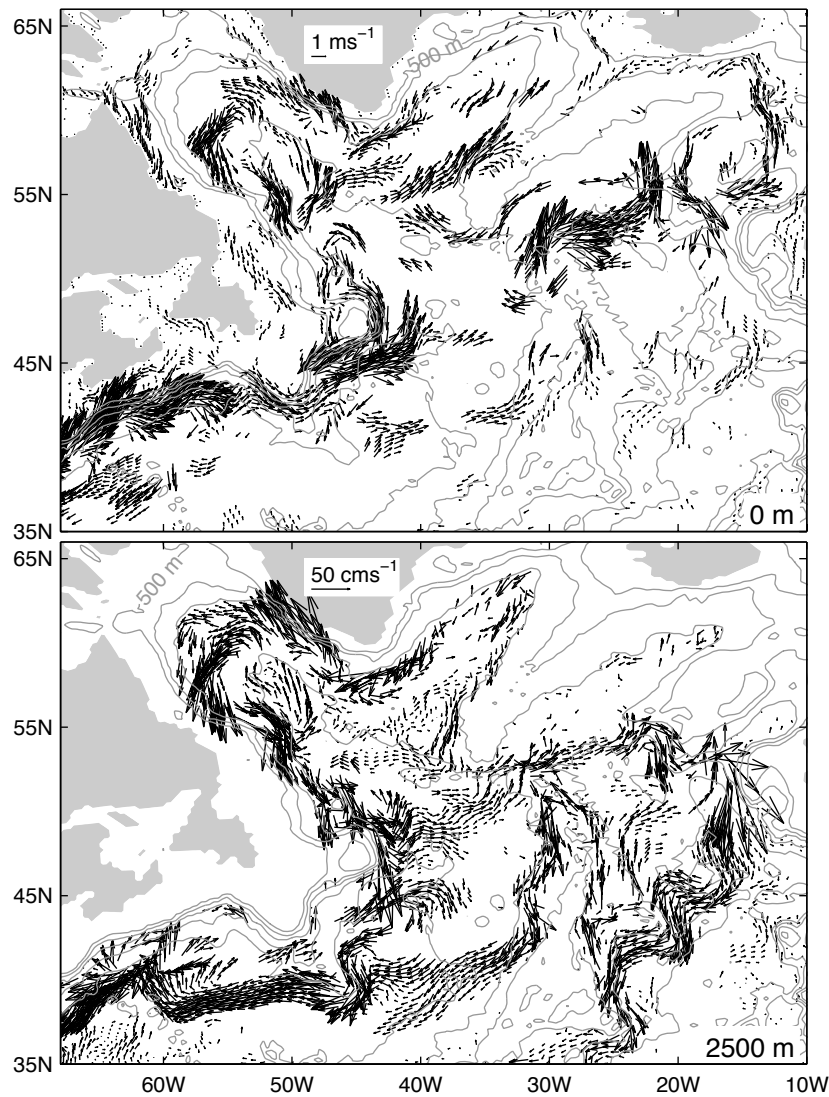


FIG. 4.15 – Regression of the yearly averages of the horizontal currents at the surface (top) and at 2500 m depth on MOC PC1. Only 1 of 2 vectors where the speed of the current is significantly correlated with PC1 (at the 10% significance level) are shown.

As expected, figure 4.16 (top, dashed line) shows that MOC PC1 varies in phase with the transport of cLSW in the DWBC at the exit of the Labrador Sea (see location in Fig. 4.2). Consistent with the link between deep convection and the transport of cLSW in the DWBC discussed in DFD, PC1 of the MOC is well correlated with convection in the Irminger Sea both in phase and, to a lesser extent, lagging it, while the correlation with convection in the Labrador Sea is smaller and less significant, peaking when convection leads by a few years (Fig. 4.16, bottom). This suggests that convection in the Irminger Sea has a stronger influence on the MOC changes than that in the Labrador Sea.

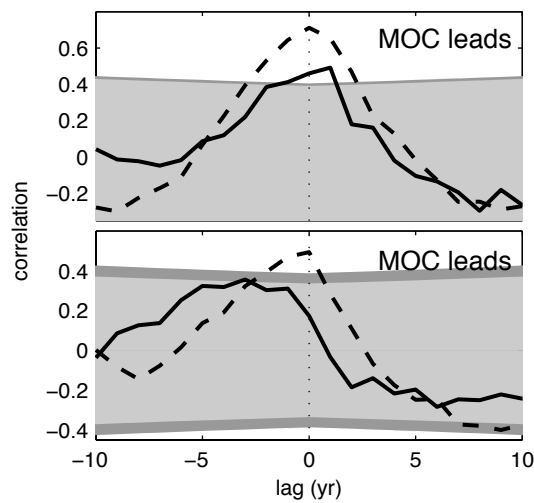


FIG. 4.16 – Correlation of PC1 of the MOC with (top) PC1 of the barotropic streamfunction in the North Atlantic (plain line, 5% significance level in dark gray) and the transport of cLSW in the DWBC (dashed line, light gray) and (bottom) convection in the Labrador (plain line, dark gray) and Irminger Seas (dashed line, light gray). PC1 of the MOC leads for positive lags.

The second mode of variability of the MOC indicates, in this polarity, a decrease of the MOC from 43°N to 62°N together with a weak increase at mid-latitude (Fig. 4.13, right). The associated PC has shorter time scales than PC1, and the regression of the horizontal currents on PC2 mainly shows a decrease of the DWBC from the southern part of the Irminger Sea to the Grand Banks (not shown).

The regression of the monthly anomalies of the MOC on the NAO index indicates a strong decrease of the MOC at high latitude together with an increase at mid-latitude (Fig. 4.17, middle). This reflects the forced response of the MOC to the anomalous Ekman pumping associated with a positive NAO phase (Fig. 4.17, top), and it has little persistence. When the NAO index leads by as little as 2 months, the MOC anomalies change shape and sign, and the MOC significantly

increases between about 40°N and 60°N (Fig. 4.17, bottom). The MOC keeps increasing with increasing lags. This is best illustrated by using yearly averages as in Fig. 4.18, which shows that the zero-lag regression is dominated by the fast, forced response, while the delayed response, an intensification of the mean MOC, is more persistent and progressively extends southward throughout the whole domain.

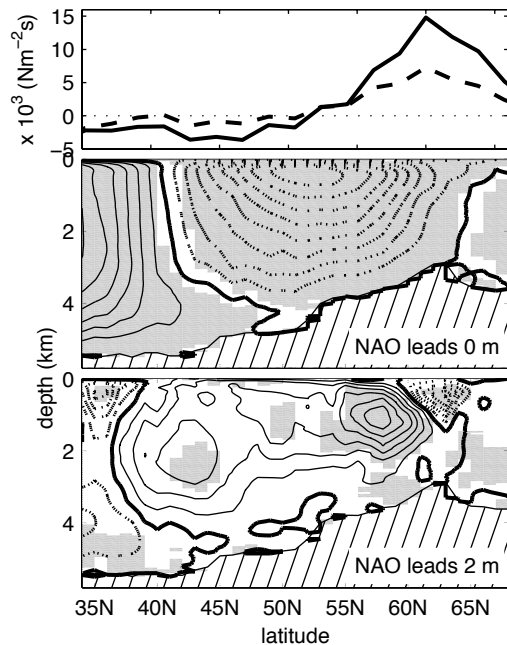


FIG. 4.17 – Zonally integrated wind stress curl over the North Atlantic during positive NAO phase (top, plain) and in average from 1953 to 2003 (dashed) and regression of the MOC monthly anomalies on the NAO index with 0 lag (middle, contour interval 0.2 Sv) and when the NAO leads by 2 months (bottom, contour interval 0.05 Sv). Plain lines are for positive covariance, dotted lines for negative and thick lines for 0. Shading indicates 5% significance levels.

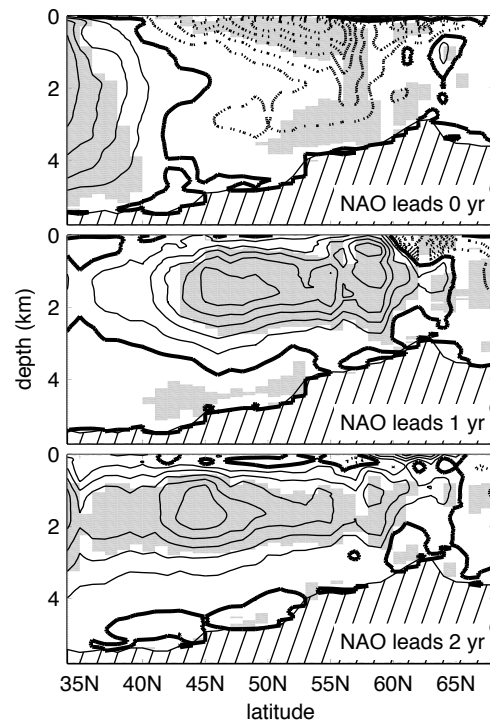


FIG. 4.18 – Regression of the yearly averages of the MOC on the annual NAO index (contour interval 0.1 Sv, plain lines for positive covariance, dotted lines for negative, thick lines for 0). Shading indicates 5% significance levels.



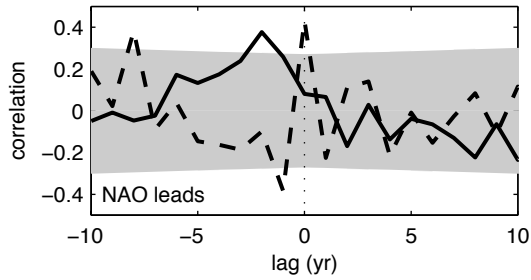


FIG. 4.19 – Correlation between the NAO index and the PC1 (plain line) and PC2 (dashed) of the MOC. NAO leads for negative lags. Shading indicates 5% significance level.

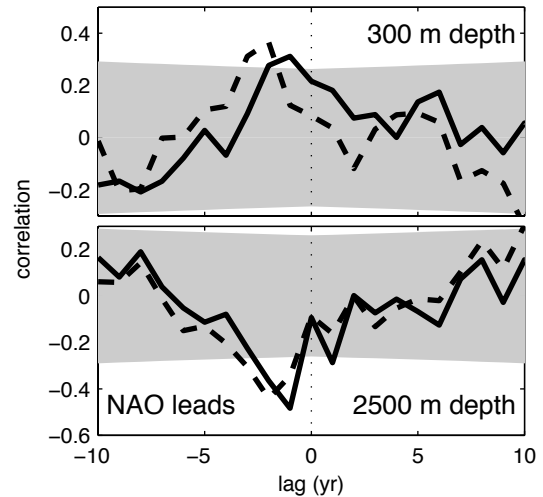


FIG. 4.20 – Correlation between the NAO index and the meridional velocity averaged zonally from  $46^{\circ}\text{N}$  to  $52^{\circ}\text{N}$  (plain lines) and from  $38^{\circ}\text{N}$  to  $44^{\circ}\text{N}$  (dashed lines) at 300 m (top) and 2500 m (bottom) depth. NAO leads for negative lags. Shading indicates the 5% significance level.

These features explain well the lagged correlation between the PCs of the MOC and the NAO (Fig. 4.19). The instantaneous response of the MOC to changes in the NAO has a pattern similar to MOC EOF2. Hence, PC2 is positively correlated with the NAO index. The lagged intensification of the MOC at high latitude projects negatively on EOF2, so that PC2 is also negatively correlated with the NAO index when the NAO leads by 1 year. On the other hand, MOC EOF1 projects well onto the delayed response to the NAO. Hence PC1 is positively correlated with the NAO index at negative lags, peaking when the NAO leads by 2 years. Note that the correlation between the NAO index and PC2 of the MOC is also significant when the NAO index leads by 8 years because of a small peak in the autocorrelation of both PC2 and the NAO index.

To focus on the meridional propagation, we consider the zonally averaged meridional velocity at 300 m and 2500 m depth in two latitude bands. Between  $46^{\circ}\text{N}$  and  $52^{\circ}\text{N}$  (plain lines in Fig. 4.20), the velocity at 300 m (2500 m) depth is positively (negatively) correlated with the NAO index when the NAO index leads by 1 year, while the lags increase to 2 years for the meridional velocity between  $38^{\circ}\text{N}$  and  $44^{\circ}\text{N}$  (dashed lines). Hence the intensification of the MOC following a positive NAO phase first occurs at high latitude, and then at mid-latitude, consistent with Fig. 4.18.

Figure 4.16 (top, plain line) also shows that PC1 of the MOC is well correlated with PC1 of the barotropic streamfunction in the North Atlantic, as expected from Fig. 4.15. However, the correlation is maximum when MOC PC1 leads by 1 year, suggesting that the MOC intensifies before the quasi-barotropic circulation in the subpolar gyre. This underlines that the intensification of the MOC after a positive NAO phase is driven by the increase in transport of cLSW in the DWBC, hence by deep convection in the subpolar gyre. This also underlines that the intensification of the quasi-barotropic subpolar gyre circulation is preceded by an intensification of the circulation at depth, consistent with Fig.4.8, suggesting that it is primarily driven by deep water formation.

These results are consistent with Eden and Willebrand (2001), although the adjustment of the MOC to a positive NAO phase takes 2 to 3 years in their study, which is slightly longer than in our simulation. They suggested that the adjustment was due to a baroclinic boundary wave-like structure, traveling southward from the Labrador Sea to the subtropical gyre, which leaves enhanced MOC behind its wave crest. Some evidence of wave propagation in our simulation is given in DFD. We show here that the adjustment of the MOC starts at high latitude and then affects the mid-latitudes, with a time lag of only 1 year, which suggests that it is indeed associated with fast propagating waves. Gulev et al. (2003) also found an intensification of the MOC 3 years after a positive phase of the NAO. However, in their simulation, the intensification of the southward deep flow was only felt to the south of 35°N, which differs from our results.

In our simulation, the poleward heat transport in the North Atlantic is of the order of  $0.5 \times 10^{15}$  W at mid-latitude (Fig. 4.21, top), which is slightly less than the  $0.6 \times 10^{15}$  W estimated by Ganachaud and Wunsch (2000) at 45°N, but similar to that found in other GCMs (e.g., Gulev et al. 2003). The regression on MOC PC1 indicates significant anomalies of the order of  $0.04 \times 10^{15}$  W from 35°N to 55°N, which shows that the intensification of the MOC, which lags a positive phase of the NAO by 2 years, is associated with an increase in the poleward heat transport. This mechanism is consistent with Häkkinen (1999) and Gulev et al. (2003) although in the latter simulation, the intensification of the poleward heat transport at 48°N lags the NAO by 3 years. The regression of the poleward heat transport on PC2 of the MOC consists of significant anomalies of the order of  $-0.01 \times 10^{15}$  W from 48°N to 60°N. The fast response of the MOC to a positive phase of the NAO is thus associated with a small reduction of the poleward heat transport in the subpolar gyre, which is consistent with the findings of Eden and

Willebrand (2001) and Gulev et al. (2003).

Based on the correlation between the two time series, MOC PC1 explains 35% of the variance of the poleward heat transport at 45°N, and MOC PC2 only explains 8% of the variance at 50°N. Thus, Ekman advection and gyre changes also strongly contribute to the variability of the poleward heat transport. For instance, the regression on PC1 (PC2) of the barotropic streamfunction also indicates positive (negative) anomalies of the poleward heat transport from 35°N to 45°N (from 45°N to 50°N), and the PCs of the barotropic streamfunction explain as much variance as those of the MOC (not shown).

#### 4.2.5 A simple model of the decadal variability of the MOC

Our analysis suggests that the MOC variability is mainly driven by convection in the Irminger Sea. This can be represented by a simple model where the MOC behaves, to first order, as a simple integrator of convection in the Irminger Sea. The simulated intensity of the MOC,  $\widetilde{MOC}_{IRM}$ , then verifies

$$\partial_t \widetilde{MOC}_{IRM}(t) = \mathcal{F}_{IRM}(t) - \lambda \widetilde{MOC}_{IRM}(t) \quad (4.1)$$

where  $\mathcal{F}_{IRM}$  is the yearly time series of convection in the Irminger Sea. The damping factor  $\lambda$  represents various dissipation and feedback processes that are too complex to be directly derived in the simulation and are simply estimated by comparing the MOC spectrum at frequencies smaller than  $2 \times 10^{-1}$  cpy (when  $\mathcal{F}_{IRM}$  is approximately white) with that of a first order Markov process, yielding  $\lambda^{-1} = 2.7$  yr.

Figure 4.22 (top) shows that  $\widetilde{MOC}_{IRM}$  progressively intensifies from the 1970's to 1995 then decreases. This behavior is very similar to the low frequency variability of MOC PC1 in Fig.4.13.  $\widetilde{MOC}_{IRM}$  and PC1 of the MOC are indeed highly correlated and in phase ( $r = 0.66$  which increases to 0.76 if the linear trends are not removed). This indicates that about half of the variance of the MOC can be simply explained by the integration of convection in the Irminger Sea. Besides, the larger correlation obtained if the linear trends are not removed suggests that the convection also contributes to the overall increase of the MOC during the simulation.

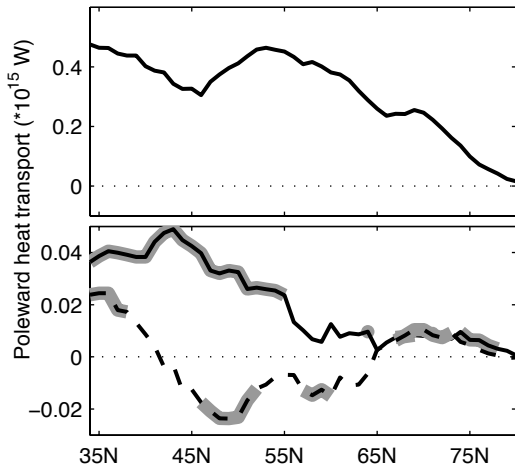


FIG. 4.21 – Poleward heat transport averaged from 1953 to 2003 (top) and projected on PC1 (bottom, plain line) and PC2 (dashed line) of the MOC. Shading indicates latitudes where the correlation between the poleward heat transport and PC of the MOC is significant (at the 5% significance level).

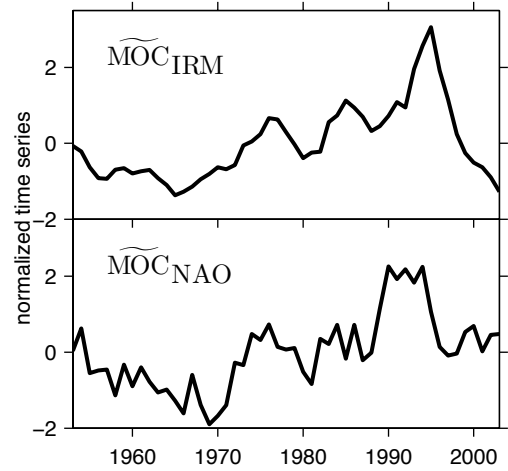


FIG. 4.22 – Time series of  $\widetilde{MOC}_{IRM}$  and  $\widetilde{MOC}_{NAO}$  estimated from (4.1).

This does not exclude the influence of other factors such as convection in the Labrador Sea, but in view of the longer residence time of the newly formed water masses, it cannot be reproduced by such a simple model. Indeed, forcing the model (4.1) by convection in the Labrador Sea yields a smaller correlation ( $r = 0.53$  and  $0.64$ ), which peaks when  $\widetilde{MOC}_{LAB}$  leads MOC PC1 by a few years, consistent with the delay in the influence of convection in the Labrador Sea seen in Fig. 4.16 which is not represented in this simple model.

For comparison, we have also computed a simple integrator model of the NAO,  $\widetilde{MOC}_{NAO}$ , by replacing  $\mathcal{F}_{IRM}$  by the annual NAO index in (4.1) (as in Curry and McCartney, 2001). The time series still shows some similarity with PC1 of the MOC, indicating that the MOC integrates the atmospheric forcing, but the correlation is also weaker than for convection in the Irminger Sea ( $r = 0.46$  which increases to  $0.70$  when the linear trends are not removed). In this case, the correlation is maximum when  $\widetilde{MOC}_{NAO}$  leads MOC PC1 by 1 year ( $r = 0.55$  and  $0.75$  if the linear trends are not removed). This underlines that the variability of the MOC is driven, to first order, by the variability of convection in the Irminger Sea, which is itself partly forced by the NAO, rather than directly by the NAO.

#### 4.2.6 Conclusions and Discussion

A hind cast simulation of the circulation in the North Atlantic has been used to describe the variability of the circulation in the North Atlantic from 1953 to 2003 and investigate its link with atmospheric forcing and deep water formation. In the simulation, the subpolar gyre circulation and the MOC progressively intensify from the late 1960's to the mid-1990's and then decrease, which is consistent with observations (Häkkinen and Rhines 2004, Belkin 2004) and other simulations (de Coëtlogon et al. 2006). Our analysis suggests that, to first order, the low frequency variability of the circulation in the North Atlantic reflects changes in the convection in the subpolar gyre, while the high-frequency changes are dominated by the oceanic response to wind stress curl forcing.

As the atmospheric variability in the North Atlantic is dominated by the fluctuations of the NAO, the oceanic response to a positive phase of the NAO is worth discussing. The simultaneous (on the monthly time scale) oceanic response consists of an anticyclonic intergyre gyre similar to that described by Marshall et al. (2001). It is associated with quasi-barotropic northward anomalies in the southeastern Labrador Current and a reduction of the subpolar gyre circulation, except in the northern part of the Irminger Sea where the wind stress curl anomalies are positive and the East Greenland Current intensifies. The MOC exhibits negative anomalies north of  $41^{\circ}\text{N}$  (ie the MOC decreases) where downwelling is driven by anomalous Ekman pumping, and it is associated with negative anomalies of the poleward heat transport from  $48^{\circ}\text{N}$  to  $65^{\circ}\text{N}$ . These results are consistent with other studies (e.g., Eden and Willebrand 2001, Gulev et al. 2003).

The quasi-barotropic circulation in the Irminger Sea intensifies 1 year after a positive phase of the NAO, presumably reflecting a baroclinic adjustment to the atmospheric forcing, as well as the influence of deep water formation. It also describes an eastward migration of the Irminger Current above the Reykjanes Ridge, consistent with observations (Flatau et al. 2003). On the contrary, the intensification of the Labrador Current which follows a positive NAO phase by 1 to 2 years has a baroclinic structure, and it affects the whole water column only 1 year later, hence the quasi-barotropic circulation in the Labrador Sea only intensifies 2 to 3 years after a positive phase of the NAO. Finally, the whole subpolar gyre is mostly influenced by the quasi-barotropic circulation in the Irminger Sea and intensifies 2 years after a positive phase of the NAO. Note that the Labrador Current intensifying first at depth reveals the influence of deep water formation on the intensification of the subpolar gyre.

The MOC is directly influenced by the circulation at depth in the subpolar gyre and also intensifies 2 years after a positive phase of the NAO. It is mostly influenced by deep convection in the Irminger Sea which leads an intensification of the MOC by 0 to 1 year. Moreover, the MOC behavior is well reproduced by a simple autoregressive model forced by convection in the Irminger Sea (which explains 45% of the variance of the MOC). Convection in the Labrador Sea has a weaker and somewhat delayed influence. This is consistent with the study of Pickart and Spall (2005) who suggest that convection in the Labrador Sea does not have a significant impact on the MOC. However, the influence of convection in the Labrador Sea on the MOC may be more realistic than that of convection in the Irminger Sea, which is too deep and located too far north in the simulation (see DFD), so that its influence on the circulation may be overestimated.

The lagged intensification of the subpolar gyre circulation and the MOC, which is associated with an increase of the poleward heat transport from 35°N to 55°N, resembles that described in simulations with other GCMs, albeit with some differences. In Häkkinen (1999), the heat fluxes in the subpolar gyre associated with a positive NAO phase lead to an intensification of the MOC via the formation of LSW with a 2-year delay, which is consistent with our results. In Eden and Willebrand (2001), the heat loss related to a positive NAO phase enhances convection in the Labrador which induces an intensification of the subpolar gyre and the MOC after a lag of 2-3 years. They suggest that the intensification of the subpolar gyre is mainly driven by wind-forcing associated with the positive phase of the NAO, via a baroclinic adjustment of the gyre, whereas our analysis insists on the influence of deep water formation. Gulev et al. (2003) also describe an intensification of the MOC and the subpolar gyre subsequent to a positive phase of the NAO with a 3-year lag. However, in their simulation, the deep southward flow only intensifies south of 35°N.

It remains to establish to what extent the mechanisms of variability at work in our model apply to the real world, as there are several flaws in the simulation. We noted that the transport of dense water across the Greenland-Scotland overflows is strongly underestimated, although it may have a substantial influence on the circulation in the subpolar gyre (Käse et al. 2001) and on the multidecadal variability of the MOC (e.g. Böning et al. 1996, Willebrand et al. 2001). Nevertheless, observations suggest that there has been little variability of the transport across the overflows since 1960s (Curry and Mauritzen 2005), which implies that it is unlikely to be responsible for the observed substantial low frequency variability of the circulation in

the North Atlantic (Belkin 2004). Also, the simulated subtropical gyre circulation is much too weak, probably because the regional model is nested at 30°N. The observations suggest that the subtropical gyre primarily responds directly to the variability of the atmospheric forcing via the propagation of wind-forced Rossby waves and the formation of subtropical mode water induced by oceanic heat loss at mid-latitude (Curry and McCartney 2001). The resulting variability of the Gulf Stream (Joyce et al. 2000) and the North Atlantic Current (Flatau et al. 2003) may influence that of the DWBC (e.g., Bower and Hunt 2000). Finally, mesoscale eddies are important features of the subpolar gyre circulation and play an essential role in the export of the newly formed deep water (Straneo 2006). These mechanisms are not represented in our simulation and should be investigated in higher resolution simulations.

### 4.3 Perspective : Variabilité de la gyre subpolaire de 1995 à 2003

D'après les observations par satellite du niveau de la mer, Häkkinen et Rhines (2004) décrivent un ralentissement de la circulation dans la gyre subpolaire depuis 1995 (Fig.4.23). Ce ralentissement était cohérent avec la phase négative de la NAO de 1995 à 1998, mais il a persisté jusqu'en 2002 alors que l'indice NAO est redevenu positif en 1999 et en 2002 (Fig.4.24, haut). Les auteurs en déduisent que la gyre subpolaire est influencée par la NAO via la formation d'eau profonde, qui était réduite pendant cette période à cause d'une diminution des flux de chaleur malgré la phase positive de la NAO. Dans la simulation, l'intensité de la gyre subpolaire diminue fortement à partir de 1994, comme dans les observations, puis augmente légèrement en 2000, ce qui apparaît également dans les observations. La convection dans la mer d'Irminger est réduite de 1996 à 2003, de même que la production de cLSW en mer du Labrador, ce qui est cohérent avec la diminution de la gyre subpolaire. Toutefois, la circulation dans la gyre subpolaire est de nouveau intense en 2002 dans la simulation, ce qui n'apparaît pas dans les observations. Les observations suggèrent que le manque de formation de cLSW dans la mer du Labrador pendant cette période est compensé par la formation d'uLSW dans le courant du Labrador (Kieke et al. 2006), ce qui est bien reproduit dans la simulation (chapitre 3). Cela induit une augmentation du transport d'uLSW dans le DWBC, c'est à dire une intensification de la circulation dans les courants de bord de la gyre subpolaire au dessus de 1500 m de profondeur environ. Noter que la MOC diminue progressivement à partir de 1995 malgré la formation d'uLSW.



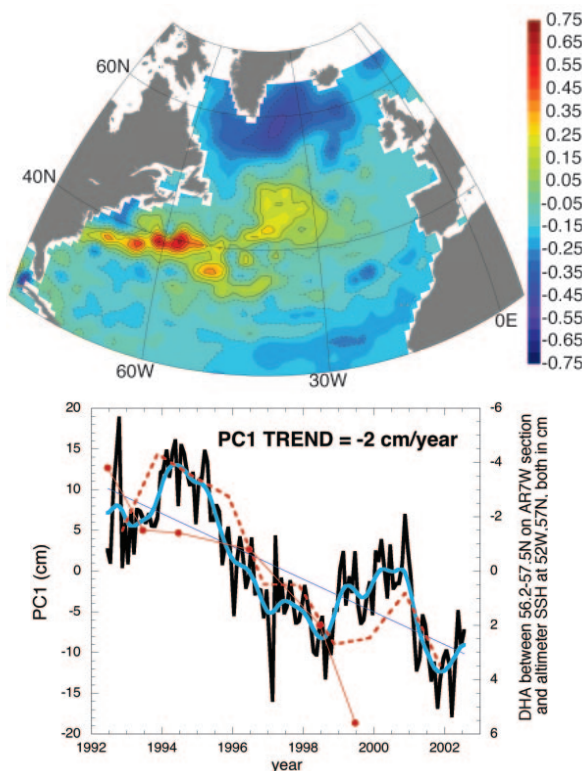


FIG. 4.23 – *EOF1* (en haut) et *PC1* du niveau de la mer dans l'Atlantique Nord observé par altimétrie satellitaire (en bas, trait noir), et après lissage par filtre binomial (trait bleu épais); anomalies de hauteur dynamique dans l'intérieur de la mer du Labrador (de  $56.2^{\circ}N$  à  $57.5^{\circ}N$  le long de la section WOCE AR7W, trait et points rouges) et anomalies du niveau de la mer à  $52^{\circ}W$ ,  $57^{\circ}N$  (tirets rouges, moyennes annuelles calculées de mai à avril), ces dernières étant tracées par rapport à l'axe de droite; d'après Häkkinen et Rhines (2004).

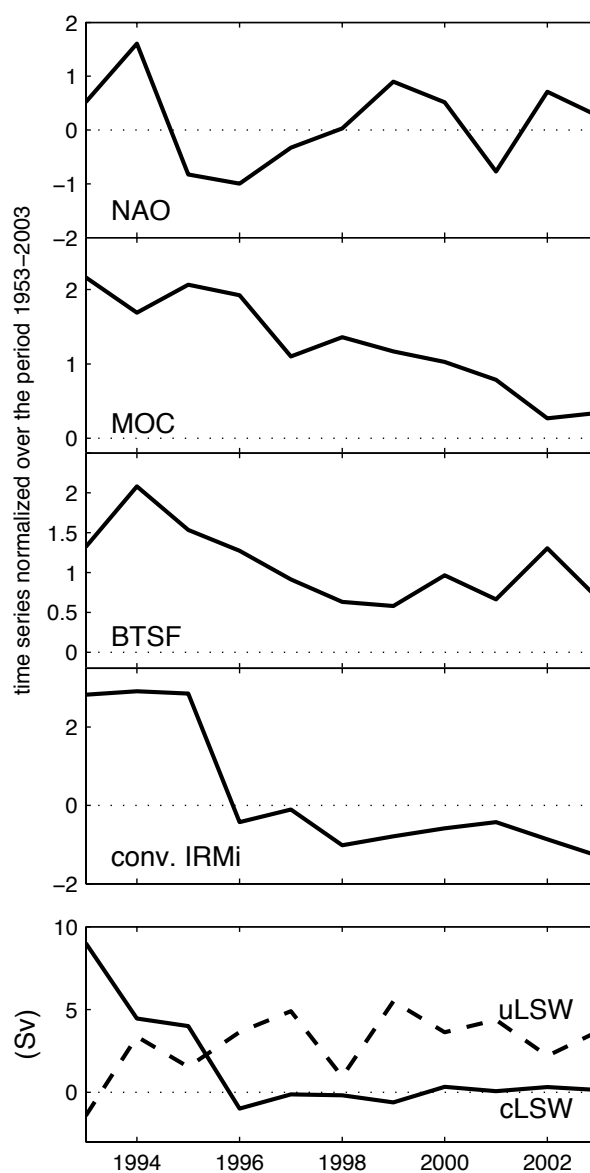


FIG. 4.24 – en haut: séries temporelles de la NAO et, dans la simulation régionale, de l'intensité de la MOC, de la gyre subpolaire, et de la convection en mer d'Irminger. Les séries ont été normalisées pour la période 1953-2003. en bas: taux de formation de uLSW et cLSW dans la mer du Labrador.

# Conclusion

Dans l'Atlantique Nord, la MOC transporte en profondeur vers le sud la NADW formée par convection dans la gyre subpolaire ou par écoulement d'eau dense provenant des mers Nordiques à travers les seuils entre le Groenland et l'Ecosse (Fig.1.4). La variabilité interannuelle à multidécennale de la MOC et son lien avec les fluctuations du taux de formation d'eau profonde restent mal compris et font l'objet de cette thèse. Les observations sont insuffisantes pour aborder cette problématique, ce qui nous impose de travailler avec des modèles de circulation océanique. Ce travail de thèse repose d'une part sur le développement d'un modèle théorique simple qui permet d'identifier quels mécanismes influencent la variabilité de la MOC aux échelles de temps considérées, et d'autre part sur l'analyse de la variabilité de la MOC de 1953 à 2003 dans une simulation relativement réaliste de la circulation dans l'Atlantique Nord.

Nous nous plaçons tout d'abord dans un contexte où la MOC est forcée par la formation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord (chapitre 2). Les fluctuations du taux de formation d'eau profonde sont représentées par des variations du transport méridien à haute latitude. La réponse de la MOC à ce forçage résulte de la propagation d'ondes de Kelvin le long des bords et de l'équateur et d'ondes de Rossby longues dans l'intérieur du bassin. Nous développons un modèle analytique qui reproduit la réponse de la MOC à ce forçage, et décrivons les caractéristiques spectrales de la MOC dans le cas d'un forçage stochastique.

Lorsque le forçage a spectre blanc, le spectre de la MOC est rouge et ne présente pas de pic de variabilité aux échelles de temps interannuelles à multidécennales, ce qui suggère que les modes de bassin associés aux ondes de Rossby ne sont pas excités. Le spectre du transport méridien est asymétrique par rapport à l'équateur, qui joue le rôle d'un filtre passe-bas pour l'hémisphère sud. Par conséquent la variance de la MOC aux périodes interannuelles à décennales est plus importante dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère sud. La variabilité du transport méridien dans un autre bassin connecté par un canal circumpolaire au sud, ne modifie pas la variabilité

dans le bassin forcé, d'où le rôle particulier de la MOC dans l'Atlantique Nord. La réponse de la MOC à un forçage plus réaliste, calculé à partir de simulations de modèles de circulation générale, a une variabilité plus faible à haute fréquence, et le spectre de la MOC est plus rouge. Ces résultats sont globalement en accord avec la variabilité de la MOC décrite dans le modèle couplé BCM.

Cependant, les limites de ce modèle simple sont relativement nombreuses. Certains points pourraient être améliorés en tenant compte de la circulation forcée par le vent, notamment dans le canal circumpolaire, et de la formation d'eau profonde dans l'Océan Antarctique. La rétroaction de la MOC sur la convection via l'advection d'anomalies de densité vers les zones de convection pourrait être représentée de façon simplifiée. Cependant, d'autres processus comme l'interaction entre la circulation forcée par le vent et la MOC ne peuvent pas être représentés de façon analytique. Néanmoins, il est important de souligner l'intérêt pédagogique du développement d'un modèle analytique et de l'utilisation d'outils statistiques.

Finalement, cette étude montre que si la MOC est forcée par la formation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord, alors sa variabilité interannuelle à multidécennale résulte de l'intégration de ce forçage. Cela nous conduit naturellement à étudier les mécanismes de variabilité associés à la formation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord. En outre, il est nécessaire d'établir le lien entre la convection profonde et le transport méridien induit à haute latitude, c'est à dire l'influence de la formation d'eau profonde sur la variabilité du transport dans le DWBC.

Dans la suite de la thèse (chapitres 3 et 4), nous utilisons un modèle de circulation générale dans l'Atlantique Nord forcé par la variabilité atmosphérique observée de 1953 à 2003. L'état moyen et la variabilité de la circulation dans la simulation sont en bon accord avec les observations, excepté pour le transport d'eau dense à travers les seuils entre le Groenland et l'Ecosse qui est beaucoup trop faible. Par conséquent, l'influence de l'eau profonde provenant des mers Nordiques sur la MOC est très réduite et peu réaliste. Notre étude se limite donc à l'influence de la formation d'eau profonde par convection dans la gyre subpolaire sur la variabilité de la MOC.

Nous commençons par décrire la variabilité de la convection et de l'exportation des masses d'eau formées dans la gyre subpolaire. Dans la simulation, la convection a lieu dans la mer

---

d'Irminger, dans l'intérieur de la mer du Labrador, et dans le courant du Labrador.

La zone de convection dans la mer d'Irminger est située dans le nord est du bassin, près des courants de bord. La convection est maximale quand les courants de bord sont intenses et le *doming* des isopycnes maximum (préconditionnement), approximativement un an après une phase positive de la NAO. Les masses d'eau formées les plus denses ont des caractéristiques proches de la cLSW formée dans l'intérieur de la mer du Labrador et sont exportées rapidement par le DWBC hors de la gyre subpolaire.

Les événements de convection dans l'intérieur de la mer du Labrador, où l'essentiel de la cLSW est formée, correspondent aux observations. La convection est induite par les flux de chaleur océan-atmosphère qui sont bien corrélés avec les fluctuations de la NAO (la convection est maximale quand la NAO est en phase positive). Les masses d'eau formées en profondeur ont tendance à s'accumuler et recirculer dans l'intérieur du bassin, et sont seulement lentement exportées hors de la gyre subpolaire, en accord avec les observations (Straneo et al. 2003, Kvaleberg et Haine 2006). Par conséquent, le transport de cLSW dans le DWBC est essentiellement corrélé avec la convection dans la mer d'Irminger.

La couche de mélange s'approfondit régulièrement en hiver dans le courant du Labrador où la uLSW est formée, ce qui est réaliste (Pickart et al. 1997, Cuny et al. 2005). Les observations suggèrent néanmoins que la convection dans le courant de bord est sporadique, et par conséquent surestimée dans la simulation. Les masses d'eau formées sont rapidement exportées hors de la gyre subpolaire par le DWBC. Le taux de formation de uLSW est maximum lorsque celui de cLSW formée dans l'intérieur de la mer du Labrador est minimum, ce qui est cohérent avec les observations (Stramma et al. 2004, Kieke et al. 2006). Cela résulte en un mode de compensation entre le transport de uLSW et de cLSW dans le DWBC, qui a pour effet de réduire la variabilité du transport net de LSW (uLSW+cLSW) dans le DWBC. Ce mécanisme de variabilité a été suggéré par les observations du transport dans le DWBC (Fischer et al. 2004, Schott et al. 2004, Schott et al. 2006).

L'analyse de la simulation permet de décrire en détails ces mécanismes qui établissent le lien entre la variabilité de la convection dans la gyre subpolaire et la variabilité du transport de LSW dans le DWBC. Nous décrivons également une intensification des courants de bord dans la gyre subpolaire lorsque la formation d'eau profonde a lieu. Cette intensification est responsable d'une accélération relative de l'exportation des masses d'eau formées. Noter que les estimations de

l'exportation des masses d'eau formées dans la mer du Labrador (Straneo et al. 2003, Kvaleberg et Haine 2006) négligent cette accélération, et donc surestiment le temps d'advection de la cLSW hors de la mer du Labrador. Nous montrons dans la dernière partie de la thèse que ces anomalies de courant sont dues à la formation d'eau profonde dans la gyre subpolaire.

Les observations suggèrent que les variations de la NAO, qui est représentative de la variabilité atmosphérique dans l'Atlantique Nord, forcent la variabilité océanique aux échelles de temps interannuelles à multidécennales. Les études basées sur des simulations similaires à celle que nous utilisons mettent en évidence le rôle de la convection profonde dans l'ajustement de la circulation océanique aux fluctuations de la NAO (e.g. Häkkinen 1999, Eden et Willebrand 2001, Gulev et al. 2003). Cependant, le mécanisme d'ajustement dépend du modèle utilisé, et l'influence de la convection profonde sur la circulation dans l'Atlantique Nord reste peu claire. L'objectif de la dernière partie de la thèse est de clarifier l'influence de la convection profonde sur la circulation dans la gyre subpolaire, et de déterminer le rôle de la formation d'eau profonde dans la réponse océanique à la variabilité atmosphérique.

Dans la simulation, la variabilité interannuelle de la circulation dans l'Atlantique Nord est essentiellement influencée par le forçage par rotationnel de vent. La NAO en phase positive induit une circulation anticyclonique centrée vers 45°N, qui réduit la circulation dans la gyre subpolaire ainsi que la MOC. La réponse océanique est rapide, mais peu persistante.

La variabilité de la gyre subpolaire aux échelles de temps plus longues consiste en un ajustement barocline au forçage thermodynamique et dynamique associé à la NAO, qui s'ajoute à l'influence de la convection profonde sur la circulation en profondeur. Lorsque la NAO est en phase positive, les flux de chaleur sont intenses dans la mer du Labrador et la convection est profonde dans l'intérieur du bassin. Cela induit une intensification de la circulation en profondeur dans le courant du Labrador, tandis que des anomalies de sens opposé sont encore visibles en surface, induites par le rotationnel du vent. La convection en mer d'Irmingier semble également jouer un rôle dans l'intensification de la gyre subpolaire, qui suit la phase positive de la NAO de deux ans.

La variabilité de la MOC aux échelles de temps interannuelles à multidécennales est largement liée à la variabilité atmosphérique via la convection dans la mer d'Irmingier. En outre, elle est bien reproduite par un modèle autoregressif d'ordre 1 de la convection dans la mer d'Irmingier.

---

Cela signifie que la variabilité interannuelle à multidécennale de la MOC peut être décrite comme une intégration du signal de convection profonde en mer d'Irminger, ce qui est cohérent avec les résultats obtenus à l'aide du modèle théorique simple.

Pour finir, il est indispensable de préciser dans quelle mesure ces conclusions dépendent de la simulation que nous avons utilisée.

Dans cette simulation, le transport d'eau dense à travers les seuils entre le Groenland et l'Ecosse est peu réaliste. Son influence sur la MOC dans l'Atlantique Nord est donc mal reproduite. La circulation aux latitudes tropicales est également mal représentée, alors que d'autres simulations suggèrent qu'elle a une influence directe sur la variabilité de la MOC (e.g. Hirschi et al. 2006).

La zone de convection dans la partie nord de la mer d'Irminger dans la simulation ne correspond pas aux observations directes de convection dans le sud est du bassin (Pickart et al. 2003, Bacon et al. 2003). Dans la simulation, elle se situe très près des courants de bord, ce qui explique en partie l'exportation rapide des masses d'eau formées hors de la gyre subpolaire. Cependant, le mécanisme de formation est cohérent avec la formation d'eau modale subpolaire décrite dans les observations (Pérez-Brunius et al. 2004, Lacan et Jeandel 2004). Noter que les observations sont insuffisantes, d'une part pour conclure qu'il n'y a pas de convection dans cette région de la mer d'Irminger, et d'autre part pour déterminer le devenir des masses d'eaux formées par convection dans la mer d'Irminger. Il serait intéressant d'étudier les caractéristiques de la convection dans la mer d'Irminger et les mécanismes associés à l'exportation des masses d'eau formées dans d'autres simulations analogues, ce qui ne semble pas avoir été fait jusqu'à présent, afin de tester la robustesse des mécanismes que nous décrivons.

Dans la simulation, la mer du Labrador joue le rôle d'un réservoir pour la cLSW formée localement, ce qui est cohérent avec les observations (Straneo et al. 2003, Kvaleberg et Haine 2006). Les observations (Straneo 2006) et les modèles théoriques (Spall 2004) suggèrent que les masses d'eau formées dans l'intérieur d'un bassin de convection sont exportées vers le courant de bord via des échanges turbulents, qui résultent des instabilités baroclines entre l'intérieur et la périphérie du bassin. Ces processus d'échelle spatiale égale au rayon de déformation de Rossby (environ 12 km dans la gyre subpolaire), ne sont pas représentés explicitement dans la simulation étudiée. D'après le modèle idéalisé de Straneo (2005), qui reproduit ces processus de

façon simplifiée mais réaliste, l'intensité de la circulation forcée par le vent dans le courant de bord détermine le taux d'exportation des masses d'eau formées par convection dans l'intérieur du bassin, et finalement influence la MOC. Il s'avère donc essentiel de mieux comprendre ces processus pour améliorer leur paramétrisation dans les modèles de circulation générale et reproduire de façon plus réaliste l'exportation des masses d'eau formées par convection dans la gyre subpolaire.

Finalement, la variabilité de la MOC de 1953 à 2003 dans la simulation que nous avons étudiée (et dans d'autres simulations à plus basse résolution, e.g., de Coëtlogon et al. 2006) reflète la variabilité de la convection dans la gyre subpolaire et, indirectement, celle de la NAO. Dans quelle mesure est-elle affectée par le réchauffement climatique? Cohen et Barlow (2005) suggèrent que la variabilité de la NAO de 1953 à 2003 n'est pas liée au réchauffement climatique. Le réchauffement climatique est néanmoins responsable d'une augmentation de l'exportation de glace de mer en provenance des hautes latitudes, des précipitations et des apports fluviaux d'eau douce dans l'Océan Arctique et les mers Nordiques (Peterson et al. 2002). Ces anomalies d'eau douce sont à l'origine d'anomalies négatives de la salinité dans la mer du Labrador à la fin des années 1970s, au milieu des années 1980s et au milieu des années 1990s (Belkin et al. 1998, Belkin 2004), qui auraient induit une convection peu profonde dans la mer du Labrador et une diminution de la MOC associée (Häkkinen 2002). Ce mécanisme semble dépendre du modèle utilisé, puisque Haak et al. (2003) suggèrent que de telles anomalies de salinité ont une faible influence sur la MOC. Ces anomalies sont mal reproduites dans la simulation que nous avons étudiée, ce qui est en grande partie dû à la frontière nord du domaine régional au détroit de Fram. Une simulation analogue, mais qui inclut l'Océan Arctique, permettrait de vérifier l'influence de ce mécanisme sur la convection dans la gyre subpolaire et sur la MOC. Cela permettrait également de déterminer si la tendance négative de la MOC depuis 1995 est réaliste et, si oui, si elle est liée au réchauffement climatique.

Dans la simulation, la variabilité de la circulation dans la mer d'Irminger consiste essentiellement en une migration vers l'est du courant d'Irminger 1 à 2 ans après une phase positive de la NAO, et qui est renforcée par la convection profonde dans la mer d'Irminger. Ces anomalies de courant sont cohérentes avec les observations de Flatau et al. (2003) et ont une influence directe sur l'hydrographie dans l'Atlantique nord-est. En effet, Hátún et al. (2005a) ont montré,

dans la même simulation, une diminution de la salinité du flux d'eau subtropicale à travers le détroit Faroe-Shetland quand la gyre subpolaire est la plus intense, c'est à dire quand le courant d'Irminger est le plus à l'est. La formation d'eau profonde dans la gyre subpolaire semble être également à l'origine d'anomalies négatives de salinité en profondeur dans la gyre subpolaire qui sont cohérentes avec les observations de Curry et Mauritzen (2005, voir Fig.3.15 et 3.21). Une étude est en cours pour déterminer si ces anomalies proviennent bien de la formation d'eau profonde dans la gyre subpolaire ou résultent d'anomalies créées dans les mers Nordiques et l'Océan Arctique, comme suggéré par Dickson et al. (2002).





# Bibliographie

- Bacon S., W.J. Gould, Y. Jia, 2003: Open-ocean convection in the Irminger Sea. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 5, doi:10.1029/2002GL016271.
- Bacon S., G. Reverdin, I.G. Rigor, H.M. Snaith, 2002: A freshwater jet on the east Greenland shelf. *J. Geophys. Res.*, **107**, C7, doi: 10.1029/2001JC000935.
- Barnard S., et al., 1997: Dynamo - dynamics of the North Atlantic models: simulation and assimilation with high resolution models. Technical Report 294, Inst. F. Meereskunde, Christian Albrechts Universität, Kiel, Allemagne.
- Barnston A.G., R.E. Livezey, 1987: Classification, seasonality and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns. *Monthly Weather Review*, **115**, 1083-1126.
- Beismann J.-O., B. Barnier, 2004: Variability of the meridional overturning circulation of the North Atlantic: sensitivity to overflows of dense water masses. *Ocean Dynamics*, **54**, 92-106.
- Belkin I.M., 2004: Propagation of the "Great Salinity Anomaly" of the 1990s around the northern North Atlantic. *Geophys. Res. Lett.*, **2004**, doi:10.1029/2003GL19334.
- Belkin I.M., S. Levitus, J. Antonov, S. Malmberg, 1998: Great Salinity Anomalies in the North Atlantic. *Prog. Oceanogr.*, **41**, 1-68.
- Bentsen M., H. Drange, T. Furevik, T. Zhou, 2004: Simulated variability of the Atlantic meridional overturning circulation. *Clim. Dyn.*, **22**, 701-720.
- Bentsen M., H. Drange, 2000: Parameterizing surface fluxes in ocean models using the NCEP/NCAR reanalysis data, RegClim General Technical Report 4, Norwegian Institute for Air Research, Kjeller, Norway, 149-158.
- Bersch M., 2002: North Atlantic Oscillation-induced changes of the upper layer circulation in the northern North Atlantic Ocean. *J. Geophys. Res.*, **107**, C10, doi:10.1029/2001JC000901.
- Bleck R., C. Rooth, D. Hu, L.T. Smith, 1992: Salinity-driven thermocline transients in a wind- and thermohaline-forced isopycnic coordinate model of the North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 1486-1505.
- Bower A.S., H.D. Hunt, 2000: Lagrangian observations of the deep western boundary current in the North Atlantic ocean. Part 2: the Gulf Stream - DWBC crossover. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 784-804.
- Böning C.W., M. Scheinert, J. Dengg, A. Biastoch, and A. Funk, 2006: Decadal variability of subpolar gyre transport and its reverberation in the North Atlantic overturning. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L21S01, doi:10.1029/2006GL026906.
- Böning C.W., F.O. Bryan, W.R. Holland, R. Döscher, 1996: Deep-water formation and meridional overturning in a high-resolution model of the North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 1142-1164.
- Bretherton C.S., M. Widmann, V.P. Dymnikov, J.M. Wallace, I. Blad, 1999: The effective number of spatial degrees of freedom of a time-varying field. *J. Climate*, **12**, 1990-2009.
- Bryan F.O., G. Danabasoglu, N. Nakashiki, Y. Yoshida, D.-H. Kim, J. Tsutsui, 2006: Response of the North Atlantic thermohaline circulation and ventilation to increasing carbon dioxide in CCSM3.

- J. Climate*, **19**, 2382-2397.
- Bryden H.L., H.R. Longworth, S.A. Cunningham, 2005: Slowing of the Atlantic meridional overturning circulation at 25N. *Nature*, **438**, 655-657.
- Cayan D.R., 1992: Latent and sensible heat flux anomalies over the northern oceans: driving the sea surface temperature. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 859-881.
- Cessi P., F. Primeau, 2001: Dissipative selection of low-frequency modes in a reduced-gravity basin. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 127-137.
- Cessi P., P. Otheguy, 2003: Oceanic teleconnections: remote response to decadal wind forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, **33**, 1604-1617.
- Cessi P., S. Louazel, 2001: Decadal oceanic response to stochastic wind forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 3020-3029.
- Chanut J., 2003: Paramétrisation de la restratification après convection profonde en mer du Labrador. Thèse de doctorat, LEGI, Grenoble, France, 185 pp.
- Cheng W., P.B. Rhines, 2004: Response of the overturning circulation to high-latitude fresh-water perturbations in the North Atlantic. *Clim. Dyn.*, **22**, 359-372.
- Clarke R.A., 1984: Transport through the Cape Farewell-Flemish Cap section, Rapp. Pv. Reun. Cons. Int. Explor. Met., **185**. 120-130.
- Clarke R.A., J.-C. Gascard, 1983: The formation of Labrador Sea Water. Part 1: large-scale processes. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1764-1778.
- Cohen J., M. Barlow, 2005: The NAO, the AO, and Global warming: how closely related? *J. Climate*, **18**, 4498-4513.
- Cunningham S.A., T.W.N. Haine, 1995: Labrador Sea Water in the eastern North Atlantic. Part 1: a synoptic circulation inferred from a minimum in potential vorticity. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 649-665.
- Cuny J., P.B. Rhines, J.R.N. Lazier, 2005: Convection above the Labrador continental slope. *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 489-511.
- Cuny J., P.B. Rhines, P.P. Niiler, S. Bacon, 2002: Labrador Sea boundary currents and the fate of the Irminger Sea Water. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 627-647.
- Curry R.G., 2006: Hydrobase 2, "<http://www.who.edu/science/PO/hydrobase>", Woods Hole Oceanographic Institution.
- Curry R.G., C. Mauritzen, 2005: Dilution of the northern north Atlantic ocean in recent decades. *Science*, **308**, 1772-1774.
- Curry R.G., M.S. McCartney, 2001: Ocean Gyre circulation changes associated with the North Atlantic Oscillation. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 3374-3400.
- Curry R.G., M.S. McCartney, T.M. Joyce, 1998: Oceanic transport of subpolarclimate signals to mid-depth subtropical waters. *Nature*, **391**, 575-577.
- de Boyer Montégut C., G. Madec, A.S. Fischer, A. Lazar, D. Iudicone, 2004: Mixed layer depth over the global ocean: an examination of profile data and a profile-based climatology. *J. Geophys. Res.*, **109**, C12003, doi:10.1029/2004JC002378.
- de Coëtlogon G., C. Frankignoul, M. Bentsen, C. Delon, H. Haak, S. Masina, A. Pardaens, 2006: Gulf Stream variability in five oceanic general circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, accepté.
- Delworth T.L., K.W. Dixon, 2000: Implications of the recent trend in the Arctic / North Atlantic oscillation for the North Atlantic thermohaline circulation. *J. Climate*, **13**, 3721-3727.
- Delworth T.L., R.J. Greatbatch, 2000: Multidecadal thermohaline circulation variability driven by atmospheric surface flux forcing. *J. Climate*, **13**, 1481-1495.

- Delworth T.L., S. Manabe, R.J. Stouffer, 1993: Interdecadal variations of the thermohaline circulation in a coupled ocean-atmosphere model. *J. Climate*, **6**, 1993-2011.
- Deshayes J., C. Frankignoul, H. Drange, 2006: Formation and export of deep water in the Labrador and Irminger Seas in a GCM. *Deep Sea Res. 1*, accepté.
- Deshayes J., C. Frankignoul, 2005: Spectral characteristics of the response of the meridional overturning circulation to deep water formation. *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 10, 1813-1825.
- Dickson R.R., J. Brown, 1994: The production of North Atlantic Deep Water: sources, rates and pathways. *J. Geophys. Res.*, **99**, C6, 12.319-12.341.
- Dickson R.R., J. Meincke, S.A. Malmberg, A.J. Lee, 1988: The "Great Salinity Anomaly" in the northern North Atlantic. *Progr. Oceanogr.*, **20**, 103-151.
- Dickson R.R., J.R.N. Lazier, J. Meincke, 1996: Long term coordinated changes in the convection activity of the North Atlantic. *Progr. Oceanogr.*, **38**, 241-295.
- Dickson R.R., Yashayaev, J. Meincke, 2002: Rapid freshening of the deep North Atlantic ocean over the past four decades. *Nature*, **416**, 832-837.
- Dong B., R.T. Sutton, 2005: Mechanism of interdecadal thermohaline circulation variability in a coupled ocean-atmosphere GCM. *J. Climate*, **18**, 1117-1135.
- Döscher R., R. Redler, 1997: The relative importance of northern overflow and subpolar deep convection for the North Atlantic thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 1894-1902.
- Drange H., R. Gerdes, Y. Gao, M. Karcher, F. Kauker, M. Bentsen, 2005. Ocean General Circulation Modelling of the Nordic Seas, in Drange et al. (eds), *The Nordic Seas: An Integrated Perspective, Geophysical Monograph Series*, **158**, AGU, 199-219.
- Drange H., K. Simonsen, 1996: Formulation of air-sea fluxes in the ESOP2 version of MICOM. Tech. Rep. 125, Nansen Environmental and Remote Sensing Center, Bergen, Norway.
- Eden C., J. Willebrand, 2001: Mechanism of interannual to decadal variability of the North Atlantic Circulation. *J. Climate*, **14**, 2266-2280.
- Eden C., T. Jung, 2001: North Atlantic interdecadal variability : oceanic response to the NAO (1865-1997). *J. Climate*, **14**, 676-691.
- Eldevik T., 2002: On frontal dynamics in two model oceans. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 2915-2925.
- Enfield D.B., A.M. Mestas-Nuñez, P.J. Trimble, 2001: The Atlantic multidecadal oscillation and its relation to rainfall and river flows in the continental U.S. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 2077-2080.
- Faure V., K. Speer, 2005: Labrador Sea Water circulation in the northern North Atlantic Ocean. *Deep-Sea Res. 2*, **52**, 565-581.
- Fischer J., F.A. Schott, M. Dengler, 2004: Boundary circulation at the exit of the Labrador Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 1548-1570.
- Fischer J., F.A. Schott, 2002: Labrador Sea Water tracked by profiling floats - From the boundary current into the open North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 573-584.
- Flatau M.K., L.D. Talley, P.P. Niiler, 2003: The North Atlantic Oscillation, surface current velocities, and SST changes in the subpolar North Atlantic. *J. Climate*, **16**, 2355-2369.
- Frankignoul C., G. de Coëtlogon, T.M. Joyce, S. Dong, 2001: Gulf Stream variability and ocean-atmosphere interactions. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 3516-3529.
- Frankignoul C., P. Müller, E. Zorita, 1997: A simple model of the decadal response of the ocean to stochastic wind forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 1533-1546.
- Friedrich H., S. Levitus, 1972: An approximation to the equation of state for sea water, suitable for numerical ocean models. *J. Phys. Oceanogr.*, **2**, 514-517.

- Ganachaud A., C. Wunsch, 2000: Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data. *Nature*, **408**, 6811, 453-457.
- Ganopolski A., S. Rahmstorf, V. Petoukhov, M. Claussen, 1998: Simulation of modern and glacial climates with a coupled global model of intermediate complexity. *Nature*, **391**, 351-356.
- Gill A.E., 1982. Atmosphere-ocean dynamics. *International Geophysics Series*, Academic Press, 662 pp.
- Gregory J.M., K.W. Dixon, R.J. Stouffer, A.J. Weaver, E. Driesschaert, M. Eby, T. Fichefet, H. Hasumi, A. Hu, J.H. Jungclaus, I.V. Kamenkovich, A. Levermann, M. Montoya, S. Murakami, S. Nawrath, A. Oka, A.P. Sokolov, R.B. Thorpe, 2005: A model intercomparison of changes in the Atlantic thermohaline circulation in response to increasing atmospheric CO<sub>2</sub> concentration. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, doi:10.1029/2005GL023209.
- Gulev S.K., B. Barnier, H. Knochel, J.-M. Molines, M. Cottet, 2003: Water mass transformation in the North Atlantic and its impact on the meridional circulation: insights from an ocean model forced by NCEP-NCAR reanalysis surface fluxes. *J. Climate*, **16**, 3085-3110.
- Haak H., J. Jungclaus, U. Mikolajewicz, M. Latif, 2003: Formation and propagation of great salinity anomalies. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 9, doi:10.1029/2003GL017065.
- Hallberg R., P.B. Rhines, 1996: Buoyancy-driven circulation in an ocean basin with isopycnals intersecting the sloping boundary. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 913-940.
- Hanawa K., L.D. Talley, 2001. Mode waters. *Ocean Circulation and Climate: Observing and Modelling the Global Ocean*, G. Siedler, J. Church, and J. Gould, Eds., Academic Press, 373-386.
- Harder M., 1996: Dynamik, rauhigkeit und alter des meereises in der Arktis. Thèse de doctorat, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, Germany, 124 pp.
- Hätùn H., A.B. Sandø, H. Drange, B. Hansen, H. Valdimarsson, 2005a: Influence of the Atlantic subpolar gyre on the thermohaline circulation. *Science*, **309**, 09/16/2005, 1842-1844.
- Hätùn H., A.B. Sandø, H. Drange, M. Bentsen, 2005b: Seasonal to decadal temperature variations in the Faroe-Shetland inflow waters, in Drange et al. (eds), *The Nordic Seas: an integrated perspective*, *Geophysical Monograph Series*, **158**, AGU, 239-250.
- Häkkinen S., P.B. Rhines, 2004: Decline of subpolar North Atlantic Circulation during the 1990s. *Science*, **304**, 555-559.
- Häkkinen, 2002: Freshening of the Labrador Sea surface waters in the 1990s: another great salinity anomaly? *Geophys. Res. Lett.*, **29**, doi:10.1029/2002GL015243.
- Häkkinen S., 1999: Variability of the simulated meridional heat transport in the North Atlantic for the period 1951-1993. *J. Geophys. Res.*, **104**, C5, 10991-11008.
- Herbaut C., J. Sirven, **J. Deshayes**, 2006: Sensitivity of the meridional transport in a 1.5 layer ocean model to localized mass sources. *Journal of Marine Research*, sous presse.
- Hirschi J., P.D. Killworth, J.R. Blundell, 2006: Subannual, seasonal and interannual variability of the North Atlantic meridional overturning circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, accepté.
- Houghton R.W., M.H. Visbeck, 2002: Quasi-decadal salinity fluctuations in the Labrador Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 687-701.
- Hsieh W.W., M.K. Davey, R.C. Wajsowicz, 1983: The free Kelvin wave in finite-difference numerical models. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1383-1397.
- Hurrell J.W., 1995: Decadal trends in the North Atlantic Oscillation: regional temperatures and precipitation. *Science*, **269**, 676-679.
- Johnson H.L., D.P. Marshall, 2002: A theory for the surface Atlantic response to thermohaline variability. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 1121-1132.

- Joyce T.M., J. Dunworth-Baker, R.S. Pickart, D. Torres, S. Waterman, 2005: On the Deep Western Boundary Current south of Cape Cod. *Deep-Sea Res.* 2, **52**, 615-625.
- Joyce T.M., C. Deser, M.A. Spall, 2000: The relation between decadal variability of subtropical mode water and the North Atlantic Oscillation. *J. Climate*, **13**, 2550-2569.
- Käse R.H., A. Biastoch, D.B. Stammer, 2001: On the mid-depth circulation in the Labrador and Irminger Seas. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, doi:10.1029/2001GL013192.
- Kerr R.A., 2000: A North Atlantic climate pacemaker for the centuries. *Science*, **288**, 1984-1986.
- Kieke D., M. Rhein, L. Stramma, W.M. Smethie, D.A. LeBel, W. Zenk, 2006: Changes in the CFC inventories and formation rates of Upper Labrador Sea Water, 1997-2001. *J. Phys. Oceanogr.*, **36**, 64-86.
- Knight J.R., C.K. Folland, A.A. Scaife, 2006: Climate impacts of the Atlantic Multidecadal Oscillation. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, doi:10.1029/2006GL026242.
- Krauss W., 1995: Currents and mixing in the Irminger Sea and in the Iceland basin. *J. Geophys. Res.*, **100**, C6, 10851-10871.
- Kvaleberg E., T.W.N. Haine, 2006: Labrador Sea Water transport rates and pathways in the subpolar North Atlantic Ocean. *ASOF Newsletter*, **5**, 25-27.
- Lacan F., C. Jeandel, 2004: Subpolar Mode Water formation traced by neodymium isotopic composition. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, doi:10.1029/2004GL019747.
- LaCasce J.H., 2000: Baroclinic Rossby waves in a square basin. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 3161-3178.
- Landsea C.W., R.A. Pielke, A.M. Mestas-Nuñez, J.A. Knaff, 1999: Atlantic basin hurricanes: indices of climatic changes. *Climatic change*, **42**, 89-129.
- Lavender K.L., R.E. Davis, W.B. Owens, 2000: Mid-depth recirculation observed in the interior Labrador and Irminger Seas by direct velocity measurements. *Nature*, **407**, 66-69.
- Lazier J.R.N., R. Hendry, R.A. Clarke, I. Yashayaev, P. Rhines, 2002: Convection and restratification in the Labrador Sea, 1990-2000. *Deep Sea Res.* 1, **49**, 1819-1835.
- Lazier J.R.N., 1995. The salinity decrease in the Labrador Sea over the past thirty years. *Natural climate variability on decade-to-century time scales*, D.G. Martinson et al. (eds.), National Academy Press, 295-304.
- Lazier J.R.N., 1994: Observations in the Northwest Corner of the North Atlantic Current. *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 1449-1463.
- Lazier J.R.N., D.G. Wright, 1993: Annual velocity variations in the Labrador Current. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 659-678.
- Lazier J.R.N., 1980: Oceanographic conditions at Ocean Weather Ship Bravo, 1964-1974. *Atmos.-Ocean.*, **18**, 227-238.
- Lazier J.R.N., 1973: The renewal of Labrador Sea Water. *Deep Sea Res.* 1, **20**, 341-353.
- Levitus S., R. Burgett, T.P. Boyer, 1994: *World Ocean Atlas, Volume 3: Salinity*. NOAA Atlas NESDIS 3, U.S. Department of Commerce, National Oceanic and Atmospheric Administration, 99 pp.
- Levitus S., T.P. Boyer, 1994: *World Ocean Atlas, Volume 4: Temperature*. NOAA Atlas NESDIS 4, U.S. Department of Commerce, National Oceanic and Atmospheric Administration, 117 pp.
- Lilly J.M., P.B. Rhines, F.A. Schott, K.L. Lavender, J.R.N. Lazier, U. Send, E. D'Asaro, 2003: Observations of the Labrador Sea eddy field. *Progr. Oceanogr.*, **59**, 75-176.
- Lilly J.M., P.B. Rhines, M. Visbeck, R. Davis, J.R.N. Lazier, F.A. Schott, D. Farmer, 1999: Observing deep convection in the Labrador Sea during winter 94/95. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 2065-2098.
- Manabe S., R.J. Stouffer, 1999: The role of thermohaline circulation in climate. *Tellus*, **51**, A-B, 91-109.

- Marshall J., F.A. Schott, 1999: Open ocean convection: observations, theory and models. *Rev. Geophys.*, **37**, 1, 1-64.
- Marshall J., H. Johnson, J. Goodman, 2001: A study of the interaction of the North Atlantic Oscillation with ocean circulation. *J. Climate*, **14**, 1399-1421.
- Mauritzen C., 1996: Production of dense overflow waters feeding the North Atlantic across the Greenland-Scotland Ridge. Part 1: evidence for a revised circulation scheme. *Deep Sea Res. 1*, **43**, 769-806.
- Mauritzen C., S. Häkkinen, 1999: On the relationship between dense water formation and the "meridional overturning cell" in the North Atlantic Ocean. *Deep Sea Res. 1*, **46**, 877-894.
- McManus J.F., R. Francois, J.-M. Gherardi, L.D. Keigwin, S. Brown-Leger, 2004: Collapse and rapid resumption of Atlantic meridional circulation linked to deglacial climate changes. *Nature*, **428**, 834-837.
- Mignot J., C. Frankignoul, 2005: On the variability of the Atlantic meridional overturning circulation, the North Atlantic Oscillation and the El Niño-southern oscillation in the Bergen Climate Model. *J. Climate*, **18**, 2361-2375.
- Nof D., 2003: The southern ocean's grip on the northward meridional flow. *Progr. Oceanogr.*, **56**, 223-247.
- Otterå O.H., H. Drange, M. Bentsen, N.G. Kvamstø, D. Jiang, 2003: The sensitivity of the present-day Atlantic meridional overturning circulation to freshwater forcing. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, doi:10.1029/2003GL017578.
- Paillet J., M. Arhan, M.S. McCartney, 1998: Spreading of Labrador Sea Water in the eastern North Atlantic. *J. Geophys. Res.*, **103**, C5, 10223-10239.
- Peterson B.J., R.M. Holmes, J.W. McClelland, C.J. Vörösmarty, R.B. Lammers, A.I. Shiklomanov, I.A. Shiklomanov, S. Rahmstorf, 2002: Increasing river discharge to the Arctic Ocean. *Science*, **13**, 2171-2173.
- Pérez-Brunius P., T. Rossby, D.R. Watts, 2004: Transformation of the warm waters of the North Atlantic from a geostrophic streamfunction perspective. *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 2238-2256.
- Pickart R.S., M.A. Spall, 2005: Impact of Labrador Sea Convection on the North Atlantic meridional overturning circulation. soumis à *J. Phys. Oceanogr.*
- Pickart R.S., F. Straneo, G.W.K. Moore, 2003: Is Labrador Sea Water formed in the Irminger basin? *Deep Sea Res. 1*, **50**, 23-52.
- Pickart R.S., D.J. Torres, 2002: Hydrography of the Labrador Sea during active convection. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 428-457.
- Pickart R.S., M.A. Spall, J.R.N. Lazier, 1997: Mid-depth ventilation in the western boundary current system of the subpolar gyre. *Deep Sea Res. 1*, **44**, 1025-1054.
- Pickart R.S., W.M. Smethie, 1993: How does the deep western boundary current cross the Gulf Stream? *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 2602-2616.
- Pickart R.S., 1992: Water mass components of the North Atlantic deep western boundary current. *Deep Sea Res.*, **39**, 1553-1572.
- Pickart R.S., D.R. Watts, 1990: Deep western boundary current variability at Cape Hatteras. *Journal of Marine Research*, **48**, 765-791.
- Prater M.D., 2002: Eddies in the Labrador Sea as observed by profiling RAFOS floats and remote sensing. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 411-427.
- Primeau F., 2002: Long Rossby wave basin-crossing time and the resonance of low-frequency basin modes. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 2652-2665.
- Rahmstorf S., 2000: The thermohaline ocean circulation: a system with dangerous thresholds? *Climatic Change*, **46**, 247-256.

- 
- Rahmstorf S., A. Ganopolski, 1999: Long-term global warming scenarios computed with an efficient coupled climate model. *Climatic change*, **43**, 353-367.
- Reverdin G., P.P. Niiler, H. Valdimarsson, 2003: North Atlantic ocean surface currents. *J. Geophys. Res.*, **108**, doi:10.1029/2001JC001020.
- Rhein M., J. Fischer, W.M. Smethie, D. Smythe-Wright, R.F. Weiss, C. Mertens, D.-H. Min, U. Fleischmann, A. Putzka, 2002: Labrador Sea Water : pathways, CFC inventory and formation rates. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 648-665.
- Rhein M., F.A. Schott, 1999: Deep water variability in the subpolar North Atlantic. *International WOCE Newsletter*, **37**, 7-9.
- Richman M.B., 1986: Rotation of principal components. *Journal of Climatology*, **6**, 293-335.
- Rousset C., M.N. Houssais, 2006: Restratification processes in idealized convection basin simulations. *en préparation*.
- Schiller A., U. Mikolajewicz, R. Voss, 1997: The stability of the North Atlantic thermohaline circulation in a coupled ocean-atmosphere general circulation model. *Clim. Dyn.*, **13**, 325-347.
- Schmitz W.J., 1996. *On the world ocean circulation: volume 2*. Woods Hole Oceanographic Institution, Technical Report, 150 pp.
- Schott F.A., J. Fischer, M. Dengler, R. Zantopp, 2006: Variability of the Deep Western Boundary Current east of the Grand Banks. *Geophys. Res. Lett.*, accepté.
- Schott F.A., R. Zantopp, L. Stramma, M. Dengler, J. Fischer, M. Wibaux, 2004: Circulation and deep water export at the western exit of the subpolar North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 817-843.
- Schott F.A., T.N. Lee, R. Zantopp, 1988: Variability of structure and transport of the Florida current in the period range of days to seasonal. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 1209-1229.
- Schweckendiek U., J. Willebrand, 2005: Mechanisms affecting the overturning response in global warming simulations. *J. Climate*, **18**, 4925-4936.
- Sirven J., C. Herbaut, **J. Deshayes**, C. Frankignoul, 2006: Origin of the annual to decadal peaks of variability in the response of simple ocean models to stochastic forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, sous presse.
- Smethie W.M., R.A. Fine, 2001: Rates of North Atlantic Deep Water formation calculated from chlorofluorocarbon inventories. *Deep Sea Res. 1*, **48**, 189-215.
- Smethie W.M., R.A. Fine, A. Putzka, E.P. Jones, 2000: Tracing the flow of North Atlantic Deep Water using chlorofluorocarbons. *J. Geophys. Res.*, **105**, C6, 14,297-14,233.
- Spall M.A., 2004: Boundary currents and water mass transformation in marginal seas. *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 1197-1213.
- Spall M.A., 2003: On the thermohaline circulation in flat bottom marginal seas. *Journal of Marine Research*, **61**, 1-25.
- Spall M.A., R.S. Pickart, 2003: Wind driven recirculations and exchanges in the Labrador and Irminger seas. *J. Phys. Oceanogr.*, **33**, 1829-1845.
- Stouffer R.J., J. Yin, J.M. Gregory, K.W. Dixon, M.J. Spelman, W. Hurlin, A.J. Weaver, M. Eby, G.M. Flato, H. Hasumi, A. Hu, J.H. Jungclaus, I.V. Kamenkovich, A. Levermann, M. Montoya, S. Murakami, S. Nawrath, A. Oka, W.R. Peltier, D.Y. Robitaille, A. Sokolov, G. Vettoretti, S.L. Weber, 2006: Investigating the causes of the response of the thermohaline circulation to past and future climate changes. *J. Climate*, **19**, 1365-1387.
- Stramma L., D. Kieke, M. Rhein, F.A. Schott, 2004: Deep water changes at the western boundary of the subpolar North Atlantic during 1996 to 2001. *Deep Sea Res. 1*, **51**, 1033-1056.
-



- Straneo F., 2006: Heat and freshwater transport through the central Labrador Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **36**, 606-628.
- Straneo F., 2005: On the connection between dense water formation, overturning and poleward heat transport in a convective basin. *J. Phys. Oceanogr.*, **36**, 1822-1840.
- Straneo F., R.S. Pickart, K.L. Lavender, 2003: Spreading of Labrador Sea Water : an advective-diffusive study based on lagrangian data. *Deep Sea Res. 1*, **50**, 701-719.
- Sy A., M. Rhein, J.R.N. Lazier, K.P. Koltermann, J. Meincke, A. Putzka, M. Bersch, 1997: Surprisingly rapid spreading of newly formed intermediate waters across the North Atlantic Ocean. *Nature*, **386**, 675-679.
- Talley L.D., J.L. Reid, P.E. Robbins, 2003: Data-based meridional overturning streamfunctions for the global ocean. *J. Climate*, **16**, 3213-3226.
- Talley L.D., M.S. McCartney, 1982: Distribution and circulation of Labrador Sea Water. *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 1189-1204.
- Taylor A.H., J.A. Stephens, 1998: The North Atlantic Oscillation and the latitude of the Gulf Stream. *Tellus*, **50**, A, 134-142.
- Timmermann A., M. Latif, 1998: Northern hemispheric interdecadal variability : a coupled air-sea mode. *J. Climate*, **11**, 1906-1931.
- Toggweiler J.R., B. Samuels, 1995: Effect of Drake Passage on the global thermohaline circulation. *Deep Sea Res. 1*, **42**, 4, 477-500.
- Treguier A.M., S. Theetten, E.P. Chassignet, T. Penduff, R. Smith, L. Talley, J.O. Beismann, C.W. Böning, 2005: The North Atlantic subpolar gyre in four high-resolution models. *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 757-774.
- Trenberth K.E., J.M. Caron, 2001: Estimates of meridional atmosphere and ocean heat transports. *J. Climate*, **14**, 3433-3443.
- Vellinga M., P. Wu, 2004: Low-latitude freshwater influence on centennial variability of the Atlantic thermohaline circulation. *J. Climate*, **17**, 4498-4511.
- Vellinga M., R.A. Wood, 2002: Global climatic impacts of a collapse of the Atlantic thermohaline circulation. *Climatic Change*, **54**, 251-267.
- Vellinga M., R.A. Wood, J.M. Gregory, 2002: Processes governing the recovery of a perturbed thermohaline circulation in HadCM3. *J. Climate*, **15**, 764-780.
- Willebrand J., B. Barnier, C. Böning, C. Dieterich, P.D. Killworth, C.L. Provost, Y. Jia, J.-M. Molines, A.L. New, 2001: Circulation characteristics in three eddy-permitting models of the North Atlantic. *Progr. Oceanogr.*, **48**, 123-161.
- Wunsch C., 2002: What is the thermohaline circulation? *Science*, **298**, 1179-1181.
- Wunsch C., 2005: The total meridional heat flux and its oceanic and atmospheric partition. *J. Climate*, **18**, 4374-4380.



## Résumé

La stabilité du climat actuel est assurée par le transport méridien de chaleur de l'équateur vers les pôles, auquel contribue significativement la circulation océanique méridienne moyenne (MOC), qui transporte des masses d'eau denses formées dans l'Atlantique Nord et l'Océan Antarctique en profondeur vers l'équateur. L'objet de cette thèse est de comprendre l'influence de la variabilité du taux de formation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord sur la variabilité interannuelle à multidécadale de la MOC.

Dans la première partie de la thèse, un modèle analytique est développé pour étudier les caractéristiques spectrales de la variabilité de la MOC forcée par des fluctuations du taux de formation d'eau profonde dans l'Atlantique Nord. Ce modèle simple reproduit qualitativement certaines caractéristiques spectrales de la MOC observées dans les modèles de climat.

Une simulation réaliste de la circulation dans l'Atlantique Nord de 1953 à 2003 est ensuite étudiée, pour déterminer les mécanismes de variabilité de la formation et de l'exportation d'eau profonde dans la gyre subpolaire. Ces mécanismes, qui ont été suggérés par les observations, permettent de comprendre le lien entre la variabilité de la formation d'eau profonde dans la gyre subpolaire et la variabilité du transport dans le courant profond de bord ouest, qui constitue l'essentiel de la branche profonde de la MOC dans l'Atlantique Nord. On étudie enfin leur influence sur la circulation dans l'Atlantique Nord. On montre notamment que la variabilité interannuelle à multidécadale de la MOC peut être considérée comme l'intégration des fluctuations du taux de formation d'eau profonde dans la mer d'Irmingier.

**Mots Clés:** Atlantique Nord, circulation océanique méridienne moyenne (MOC), formation d'eau profonde, courant profond de bord ouest (DWBC), mécanismes de variabilité, échelles de temps interannuelles à multidécales.

## Abstract

The oceanic meridional overturning circulation (MOC) and the associated poleward heat transport contribute substantially to the energy balance of present climate. One fundamental driver of the MOC is deep water formation in the North Atlantic. The objective of this study is to investigate the influence of changes in the rate of deep water formation on the variability of the MOC in the Atlantic Ocean.

First, we develop an analytic model to investigate the spectral characteristics of the response of the MOC to changes in the rate of deep water formation in the North Atlantic. This simple theoretical model reproduces qualitatively few characteristics of the variability of the MOC observed in climate models.

Then a realistic simulation of the circulation in the North Atlantic from 1953 to 2003 is used to determine the mechanisms of variability associated with the formation and export of deep water in the subpolar North Atlantic. These mechanisms, which are consistent with observations, help to understand the link between changes in the rate of deep water formation and the variability of the transport in the Deep Western Boundary Current, which constitutes the deep limb of the MOC in the North Atlantic. Finally we investigate the influence of these mechanisms on the circulation in the North Atlantic. We show that the interannual to multidecadal variability of the MOC can be considered as an integration of the rate of deep water formation in the Irminger Sea.

**Keywords:** The North Atlantic, oceanic meridional overturning circulation (MOC), deep water formation, deep western boundary current (DWBC), mechanisms of variability, interannual to multidecadal timescales.