



**HAL**  
open science

**ORIGINE ET IMPACT CLIMATIQUE D'UN  
CHANGEMENT DE CIRCULATION  
THERMOHALINE AU COURS DES PROCHAINS  
SIECLES DANS LE MODELE IPSL-CM4**

Didier Swingedouw

► **To cite this version:**

Didier Swingedouw. ORIGINE ET IMPACT CLIMATIQUE D'UN CHANGEMENT DE CIRCULATION THERMOHALINE AU COURS DES PROCHAINS SIECLES DANS LE MODELE IPSL-CM4. Océan, Atmosphère. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2006. Français. NNT : . tel-00451249

**HAL Id: tel-00451249**

**<https://theses.hal.science/tel-00451249>**

Submitted on 28 Jan 2010

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

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

# THÈSE

présentée

devant l'Université Pierre et Marie Curie (Paris 6)

pour obtenir

le grade de : DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS 6  
Mention SCIENCE DU CLIMAT

par

Didier SWINGEDOUW

Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement  
École Doctorale : EDSE

Titre de la thèse :

*Origine et impact climatique d'un changement de circulation  
thermohaline  
au cours des prochains siècles dans le modèle IPSL-CM4.*

soutenue le 20 Novembre 2006 devant la commission d'examen

M. :	Claude	FRANKIGNOUL	Président
MM. :	Thierry	FICHEFET	Rapporteurs
	Laurent	TERRAY	
MM. :	Fabio	D'ANDREA	Examineurs
	Bernard	BARNIER	
MMe. :	Pascale	BRACONNOT	Directrices de thèse
	Pascale	DELECLUSE	



# Remerciements

Je remercie toutes ces personnes qui m'ont entourées et qui ont fait de cette thèse une belle aventure humaine.

Tout d'abord je remercie Claude Frankignoul d'avoir accepté de présider cette thèse, je remercie Thierry Fichefet et Laurent Terray d'avoir accepté la charge de rapporteurs, et Fabio d'Andréa et Bernard Barnier d'avoir accepté examiner mon travail.

Je remercie mes deux directrices de thèse, un duo de Pascale (Braconnot et Delecluse) qui m'ont aidé à maintenir le cap, qui ont eu la patience de relire mon travail et de m'aider à l'améliorer et l'enrichir. Leur soutien tant scientifique qu'humain occupe une place importante dans la finalisation de mon travail. Laurent Bopp, Éric Guilyardi et, Olivier Marti ont aussi été une aide très précieuse dans l'avancée de mes idées et m'ont soutenu tout au long de ces trois années.

Je remercie Gilles Ramstein de m'avoir accueilli dans son équipe. Le dynamisme de cette dernière a été un soutien précieux pour mieux comprendre l'ensemble des problématiques relatives au climat, et ainsi prendre parfois le recul nécessaire pour bien comprendre les enjeux de mon sujet. La cordialité de l'équipe est un atout que Didier Paillard, successeur de Gilles, fait perdurer, toujours avec le souci d'une animation scientifique pertinente. Mes diverses discussions avec les membres de cette équipe m'ont permis d'enrichir mon travail et de devenir l'un des leurs.

Je remercie le pôle de modélisation de l'IPSL dirigé par Pascale Braconnot, pour avoir mis en place un ensemble de simulations qui occupe une place importante dans mon étude.

Je remercie Aude Matras d'avoir accepté de venir travailler sous ma direction pour son stage de Maîtrise. Nous avons eu une collaboration très intéressante qui a débouché rapidement sur des résultats grâce à sa grande motivation.

Je remercie aussi ces travailleurs discrets mais acharnés, qui sont d'une aide indispensable pour faire face aux affres de l'informatique. Patrick, Arnaud, Sebastien, Jean-Yves, Julien, François, merci de votre indulgence et de votre sourire lorsque vous me veniez en aide.

Je remercie aussi tous ces amis avec qui j'ai partagé mes déjeuners, quelques activités sportives, mais aussi des vacances. Édouard, Yannick, Pierre(s) Alex, Gwen, Yan, Ute, Guillaume, François, Adrien, Charline, Philippe, Céline, Patricia, Anne, Sylvain, Pascale, Marta, Ramdane, Jean-Claude, Michel...merci pour votre gentillesse et votre humour. Je remercie bien entendu mes parents, sans qui rien ne serait, ainsi que mes deux soeurs qui ont toujours cru en moi.

Enfin je dédie cette thèse à celle avec qui j'ai partagé ma vie pendant ces trois années, qui a toujours été là pour moi contre vent et marées, et avec qui j'espère pouvoir aller découvrir l'Amérique. Lisl merci de vivre à mes côtés.



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>1</b>
<b>Table des matières</b>	<b>3</b>
<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>1 Moteur et dynamique de la circulation thermohaline</b>	<b>9</b>
1.1 Énergétique du système climatique et problématiques liées à la THC . . . . .	9
1.2 Moteur de la circulation thermohaline . . . . .	10
1.2.1 THC et cycle thermodynamique . . . . .	10
1.2.2 Le rôle de la diffusion diapycnale . . . . .	12
1.3 Distribution spatiale de la THC . . . . .	14
1.4 Équilibre formation-consommation des masses d'eaux . . . . .	17
1.4.1 Le diagnostic du binning en densité . . . . .	18
1.4.2 Application à l'étude de la THC . . . . .	20
1.5 Convection et plongées d'eaux profondes . . . . .	21
1.6 Stabilité de la THC . . . . .	23
1.6.1 Modèle de Stommel (1961) . . . . .	23
1.6.2 Une question encore ouverte . . . . .	26
1.7 Rétroactions associées à la THC . . . . .	27
1.7.1 Définition d'une rétroaction . . . . .	27
1.7.2 Inventaire des principales rétroactions connues de la THC . . . . .	28
1.8 Domaine d'étude . . . . .	30
<b>2 Le modèle couplé de l'IPSL</b>	<b>33</b>
2.1 Un modèle du système Terre . . . . .	33
2.1.1 Différentes composantes . . . . .	34
2.1.2 Le modèle d'océan OPA . . . . .	36
2.1.2.1 Équations primitives . . . . .	38
2.1.2.2 Diffusion océanique et convection . . . . .	39
2.1.2.3 Paramétrisation de processus non résolu . . . . .	40
2.1.3 Échange océan-atmosphère-surface terrestre-glace de mer . . . . .	40
2.1.3.1 Flux de chaleur océan-atmosphère . . . . .	41
2.1.3.2 Flux d'eau douce océan-atmosphère-surface terrestre-glace de mer . . . . .	42
2.2 Représentation de la THC dans le modèle IPSL-CM4 . . . . .	42
2.2.1 Simulation de contrôle . . . . .	42

2.2.2	Circulation horizontale . . . . .	43
2.2.3	Masses d'eau de l'Atlantique . . . . .	44
2.2.4	Formation-consommation de ces masses d'eau . . . . .	46
2.2.5	Indicateur de la THC . . . . .	47
2.2.6	Influence de la THC sur le climat . . . . .	52
<b>3</b>	<b>Sensibilité de la THC aux forçages en flux d'eau douce</b>	<b>59</b>
3.1	Impact du forçage global en eau douce sur la THC . . . . .	59
3.2	Correction du biais en eau douce . . . . .	75
3.2.1	Erreur de forçage en eau douce dans la nouvelle version de IPSL-CM4	75
3.2.2	Effet de la correction artificielle de l'erreur de forçage . . . . .	75
<b>4</b>	<b>Impact du réchauffement climatique sur la THC</b>	<b>83</b>
4.1	Les scénarios du changement climatique . . . . .	83
4.2	Sensibilité de la THC à la fonte des glaciers en simulations scénarios transitoires	85
4.3	Mécanismes de réponse de la THC au réchauffement climatique . . . . .	91
<b>5</b>	<b>Implication climatique d'un changement de THC</b>	<b>131</b>
5.1	Bilan radiatif et gaz à effet de serre . . . . .	131
5.2	Modèle quantitatif de rétroactions climatiques . . . . .	132
5.2.1	Modèle simple d'équilibre radiatif . . . . .	133
5.2.2	Modèle de rétroaction associé . . . . .	134
5.2.3	Dynamique d'un modèle de rétroaction . . . . .	135
5.3	Sensibilité climatique . . . . .	137
5.4	Rétroactions climatiques dans le modèle de l'IPSL . . . . .	138
5.4.1	Étude de 3 rétroactions principales . . . . .	138
5.4.2	Application au modèle IPSL-CM4 . . . . .	141
5.5	Bilan énergétique transitoire . . . . .	142
5.5.1	Bilan énergétique global . . . . .	142
5.5.2	Observation du changement climatique . . . . .	144
5.6	Influence d'un changement de circulation thermohaline sur le changement climatique . . . . .	144
5.6.1	Impact climatique d'un changement de THC . . . . .	145
5.6.2	Influence sur les rétroactions du système . . . . .	148
5.6.3	Influence sur le bilan énergétique de hautes latitudes nord . . . . .	149
5.6.3.1	Bilan énergétique méridien : un exemple théorique . . . . .	151
5.6.3.2	Bilan énergétique aux hautes latitudes dans le modèle couplé de l'IPSL . . . . .	152
5.7	Influence de la THC sur le stockage de carbone océanique en simulation scénario transitoire . . . . .	155
	<b>Glossaire</b>	<b>171</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>171</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>183</b>

# Introduction

Le Gulf Stream est ce courant océanique chaud qui se trouve à l'est de la Floride et qui remonte vers les hautes latitudes de l'Europe via la dérive Nord Atlantique. Il transporte une énergie colossale, environ 1 million de milliard de Watt (W), soit mille fois la production mondiale d'énergie. Ce transport de chaleur vers les hautes latitudes influence certainement le climat bordant l'Atlantique Nord. On remarque par exemple que deux points placés à la même latitude et donc recevant environ la même énergie solaire, un sur le bord est de l'Atlantique, l'autre sur le bord est du Pacifique ont des températures hivernales très différentes. Ainsi Bodo (67°N, Norvège) connaît une température moyenne de -2°C en janvier tandis que Nomsk (65°N, Alaska) subit des hivers bien plus rigoureux, avec une température moyenne de -15°C en janvier. Il est cependant important de remarquer que dire que le Gulf Stream réchauffe l'Europe par rapport à l'Amérique du Nord n'est pas correct, puisque la différence entre le climat de ces deux régions est principalement causée par l'influence océanique de l'Atlantique sur les masses d'air atmosphérique qui la traversent en hiver. Il n'y a pas besoin de transport de chaleur par l'océan pour obtenir cet effet (Seager et al., 2002). L'atmosphère joue aussi un rôle sur le climat des hautes latitudes, notamment par le biais des ondes planétaires forcées par les reliefs. Ainsi l'impact climatique du Gulf Stream est délicat à isoler et mérite certainement quelques éclaircissements.

Le Gulf Stream fut découvert dès 1513 par le navigateur Ponce de Leon. Il faut cependant attendre 1777 pour que Benjamin Franklin réalise une étude plus détaillée, basée sur des relevés de température de surface en Atlantique, et trace sur une carte la trajectoire de ce courant. C'est au cours de la seconde moitié du XX<sup>ième</sup> siècle que l'origine physique du Gulf Stream s'éclaircit. Des modèles simplifiés d'océan montrent que le forçage de l'océan par le vent de surface conduit à une circulation superficielle formée de plusieurs cellules en rotation, de quelques milliers de kilomètres de diamètre, appelées gyres. Ces gyres sont asymétriques du fait du travail de la force de Coriolis (effet  $\beta$ ), lié à la rotation de la Terre. En Atlantique on trouve ainsi une gyre dite subtropicale entre 15°N et 45°N environ, et une gyre subpolaire plus au nord. L'échange de masse et de chaleur entre ces deux gyres est influencé par ce que l'on appelle la circulation thermohaline (THC). Cette circulation, reliant surface et profondeur, caractérise la circulation océanique à grande échelle, que l'on trouve sur l'ensemble du globe. Mise en évidence par l'américain Gordon (1986), grâce aux mesures de carbone 14 dans l'océan mondial, elle peut-être comparée à un gigantesque tapis roulant tridimensionnel représenté sur la Figure 1. On la nomme thermohaline en référence aux forçages thermique et halin (lié à la salinité) qui sont à l'origine de différences de densité dans l'océan et qui participent à la dynamique de cette circulation. La circulation thermohaline peut être définie comme la circulation tridimensionnelle, transportant masse, température et eau douce le long de l'océan (Wunsch, 2002). La distribution spatiale de la THC, avec un transport vers le pôle nord dans l'Atlantique, contrairement au Pacifique, est déterminée par la localisation des sites de



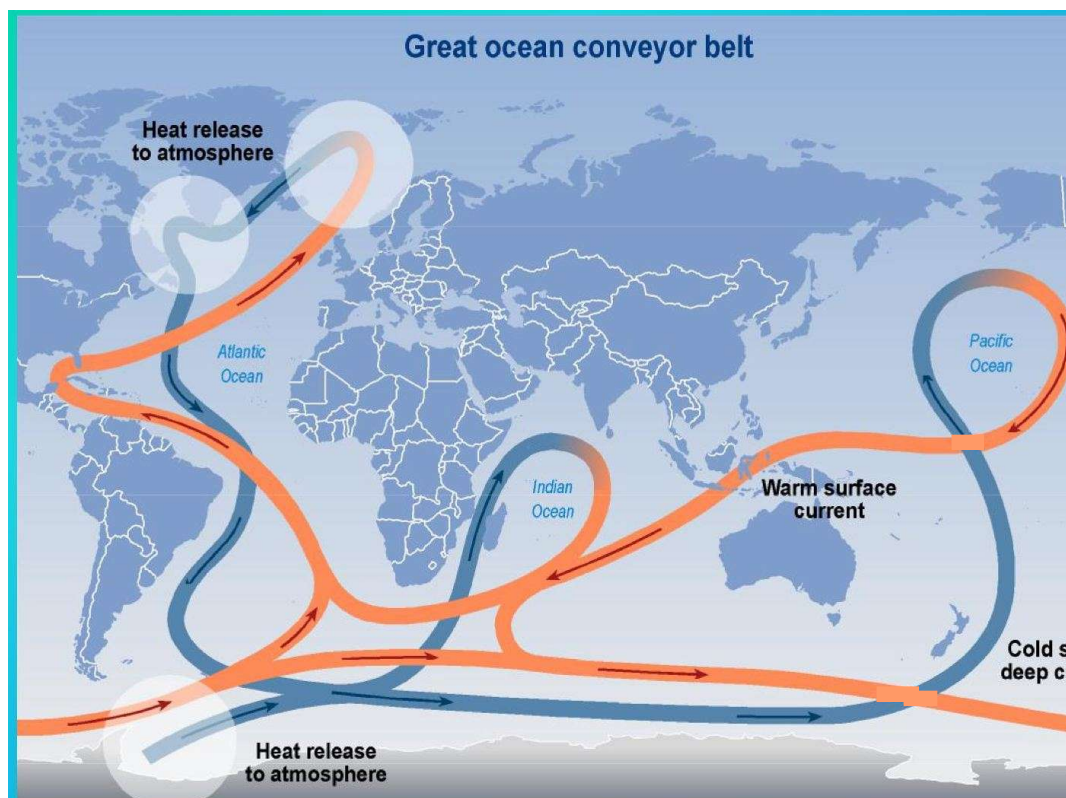


FIG. 1 – Schéma simplifié de la circulation thermohaline, comparé à un tapis roulant (GIEC, 2001).

convection. En Atlantique Nord, ces sites sont actuellement localisés dans les mers Nordiques et en mer du Labrador. Ils sont caractérisés par l'occurrence du phénomène de convection hivernale dû au refroidissement de l'océan par l'atmosphère. Cette convection forme les eaux denses qui tapissent le fond des océans et qui remontent grâce à la diffusion en profondeur. Ce phénomène de convection est suivi d'un phénomène de plongée des eaux profondes formées, sur le talus océanique. Ceci entraîne, par conservation du volume, un appel des eaux de surface pour compenser le transport des eaux en profondeur. Ainsi, un transport de masse et de chaleur en surface est associé à ce phénomène de convection.

La circulation thermohaline peut être reconstruite pour les climats du passé grâce à des traceurs radioactifs. Historiquement, c'est la mesure du carbone 13 dans les sédiments qui a été le premier marqueur de l'intensité de la THC. Les carottes marines obtenues dans l'océan Atlantique renseignent sur l'intensité de la circulation océanique dans le passé (Duplessy et al., 1984). La mesure du carbone 13 dans ces carottes montre que la THC a observé de nombreuses variations dans le passé. Ainsi les différentes oscillations climatiques observées lors du dernier million d'années apparaissent fortement corrélées avec des variations de la THC. Par exemple, les événements froids, dits de Heinrich, semblent associés à une débâcle de glaciers qui aurait pu ralentir la THC. Plus particulièrement, il y a 12700 ans, a eu lieu le début de la période dite du Dryas Récent. Le climat sortait d'une période froide, dite glaciaire, et il y eut un réchauffement de 10 degrés en quelques dizaines d'années, ce qui amena les énormes glaciers

que l'on trouvait alors sur l'Amérique du Nord à fondre. Ceci apporta une quantité d'eau douce colossale dans l'océan Atlantique. La THC semble alors avoir connu un ralentissement très important, entre 12700 et 11500 ans, ce qui aurait engendré un refroidissement de l'Europe (Bond et al., 1992, McManus et al., 2004). Cet épisode met en lumière le lien qui existe entre la THC et le climat sur des échelles de temps "rapides". Il montre que ce lien n'est pas seulement théorique, mais est bel et bien observé dans le passé. Cet exemple met aussi en avant le rôle joué par les zones de convection qui nourrissent la THC.

Le phénomène de convection est conditionné par la densité de surface de l'océan. Or la densité de l'eau de mer dépend de la température et de la salinité. Aux hautes latitudes, la salinité joue un rôle déterminant sur le phénomène de convection. Ceci est dû au fait qu'aux basses températures la densité de l'eau de mer dépend plus de la salinité que de la température. Ainsi la salinité est un paramètre déterminant pour le phénomène de convection. Les variations de salinité sont associées aux forçages en surface en eau douce par le biais des rivières, du ruissellement côtier, de l'évaporation et des précipitations au dessus des océans, et de la fonte des glaces sur la mer et les terres (glaciers). Le réchauffement climatique est susceptible de modifier les conditions à la surface de l'océan, ce qui peut affecter la dynamique de la THC et la façon dont elle redistribue la chaleur aux moyennes et hautes latitudes Nord. Cette question de l'influence du réchauffement climatique sur la THC a suscité beaucoup d'intérêt depuis le début des années 1980 et a été étudiée à l'aide de modèles de différentes complexités, allant des modèles théoriques simples à "boîtes", jusqu'aux modèles tridimensionnels couplant océan et atmosphère. Le dernier rapport du GIEC (2001) a examiné, par le biais des prévisions des modèles couplés, la possibilité d'une modification de la THC, sans réussir à obtenir de consensus sur la question. De plus, lors de cet exercice, certains processus n'ont pas été pris en compte, comme la fonte des glaciers par exemple. Étant donné la sensibilité de la THC à la salinité, cette composante paraît pourtant très importante pour bien contraindre le devenir de la THC. Ainsi, alors que la modification du bilan hydrologique de l'Atlantique Nord et de l'Arctique apparaît de plus en plus clairement dans les observations de ces 30 dernières années (Peterson et al., 2006), il semble important de mieux comprendre la réponse de la THC aux changements de forçages de surface dus aux changements climatiques. De plus, la THC est un phénomène complexe où interviennent de nombreuses rétroactions. En effet un changement de THC peut par exemple induire des changements de transport de sel qui vont amplifier la perturbation initiale. Ce type de phénomène est très important et doit être bien évalué, en vue de mieux comprendre la réponse de la THC au changement climatique. On peut en effet se demander en cas de modification de la THC, quelle est la part due aux rétroactions et celle due aux modifications de forçage de surface dans cette réponse.

Dans cette thèse, j'ai étudié le devenir de la THC dans les siècles à venir en me concentrant sur son talon d'Achille (Rahmstorf, 2000) : l'Atlantique Nord et ses zones de formation d'eaux profondes. La trame du travail présenté dans ce manuscrit est focalisée sur l'effet de changements du forçage en flux d'eau douce sur les sites de convection et donc sur la THC. Les effets liés aux modifications thermiques de l'océan qui en découlent seront aussi analysés afin d'en comprendre l'action sur la réponse de la THC. Pour mener à bien ces analyses, l'outil utilisé est un modèle couplant l'océan, l'atmosphère, la glace de mer et les surfaces terrestres afin de prendre en compte les principaux processus qui peuvent influencer sur les changements de forçage en eau douce. Dans un premier temps, nous ferons un résumé du contexte théorique très riche autour de la THC. Les connaissances dégagées de cette partie permettront de mieux appréhender les questions liées au futur de la THC. La représentation de la THC dans notre outil d'étude, le modèle couplé de l'IPSL, sera ensuite analysée par rapport aux données hy-

drologiques existantes. Le rôle joué par le forçage global en eau douce de l'océan sera étudié, afin de comprendre comment ces différents champs de forçage halin influencent la THC dans une simulation du climat actuel, non perturbé par des variations de gaz à effet de serre. Ceci permettra aussi de mieux comprendre les erreurs de représentation qui peuvent exister dans le modèle, et comment les éviter. Fort de cette meilleure connaissance du modèle couplé de l'IPSL et des mécanismes liant THC et forçage en flux d'eau douce, la réponse de la THC dans des simulations dites scénarios sera étudiée en détail. L'effet d'une augmentation du  $\text{CO}_2$  dans l'atmosphère, entraînant un réchauffement par intensification de l'effet de serre, sera pris en compte dans ces simulations. Dans un climat qui se réchauffe, l'ensemble des forçages sur la densité de surface est modifié. Le rôle joué par la fonte des glaciers sera mis en avant, et l'influence des différents changements de forçage de surface sur la dynamique de la THC dans le futur sera analysée. Enfin l'impact de la THC sur le climat du futur sera quantifié grâce à deux simulations scénarios ne différant que dans la réponse de la THC. Le rôle local et global de la THC et ses interactions avec les autres composantes du système climatique en seront déduits.

# Chapitre 1

## Moteur et dynamique de la circulation thermohaline

### 1.1 Énergétique du système climatique et problématiques liées à la THC

Si l'on considère le système climatique d'un point de vue thermodynamique, il reçoit de l'énergie principalement par le biais du Soleil et de la Lune. Le Soleil fournit son énergie en majorité au travers d'ondes lumineuses. En association avec la Lune, le Soleil fournit aussi de l'énergie par le biais de forces de gravitation, à l'origine des marées.

L'ensemble de cette énergie est distribué parmi les différentes composantes du système climatique. Les mouvements des fluides qui constituent l'atmosphère et l'océan possèdent donc une dynamique dont le "moteur" est principalement issu de l'une de ces sources d'énergie. La majorité du stockage de l'énergie issue du rayonnement solaire se fait à la surface de la Terre par le biais des océans et des terres. Ainsi, on peut dire que l'atmosphère est chauffée par le bas, par la surface de la Terre, tandis que l'océan est chauffé par le haut. La Terre étant ronde, il y a un différentiel de chauffage selon la latitude. Le rayonnement solaire a moins d'épaisseur atmosphérique à traverser avant d'atteindre la surface terrestre au niveau de l'équateur qu'aux pôles. Ces gradients thermiques génèrent au sein des fluides de l'océan et de l'atmosphère des gradients de densité et ainsi un transport de masse méridien. La circulation thermohaline est donc issue de ce type de mouvements. Cependant, dans l'océan, la densité dépend aussi de la salinité, ce qui complique la trajectoire du transport de masse qui définit la THC et qui s'accompagne d'un transport de chaleur et d'eau douce. Dans ce chapitre, nous allons dépeindre un certain nombre de théories classiques qui aident à mieux comprendre les mécanismes qui régissent cette circulation à grande échelle, et qui permettent de répondre aux questions suivantes :

- **Question 1.1 (Push or Pull)** *La circulation thermohaline est-elle "poussée" (push en anglais) par les plongées d'eaux profondes aux hautes latitudes, ou bien est-elle "tirée" (pull en anglais) par la diffusion et les remontées d'eaux profondes associées ?*
- **Question 1.2 (Circulation abyssale)** *Quelle est et comment expliquer la trajectoire de la circulation en profondeur et sa distribution spatiale ?*
- **Question 1.3 (Dynamique-thermodynamique)** *Comment quantifier les grands équilibres reliant dynamique et thermodynamique dans l'océan ?*
- **Question 1.4 (Rôle de la convection profonde)** *Quel rôle joue la convection sur*

la dynamique de la THC ?

- **Question 1.5 (Equilibres multiples)** *La circulation thermohaline possède-t-elle un seul état stable, i.e. pour un même forçage en surface peut-on observer différentes distributions stables de la THC ?*

La suite de ce chapitre propose donc d'apporter des éléments de réponse à ces différentes questions, en vue de mieux appréhender le phénomène thermohalin, et mieux saisir les problématiques que nous aborderons dans les prochains chapitres de cette thèse.

## 1.2 Moteur de la circulation thermohaline

Une réponse convaincante à la première question semble aujourd'hui émerger, grâce à une approche énergétique. Je propose dans la suite d'en faire un résumé.

### 1.2.1 THC et cycle thermodynamique

Sandström (1908) offre une perspective intéressante quant à l'énergétique de la THC, avec une approche basée sur des notions thermodynamiques appliquées à la dynamique des fluides. Ces arguments sont transposables à la THC, si l'on considère qu'elle est chauffée aux basses latitudes (source chaude) et refroidie aux hautes (source froide), et qu'elle décrit un cycle thermodynamique entre ces deux sources.

Le principe du théorème de Sandström est le suivant : considérons une parcelle de fluide circulant le long d'une trajectoire fermée  $S$ . L'équation régissant l'énergétique et l'intensité de cette circulation s'écrit :

$$\frac{dC}{dt} = \frac{d}{dt} \oint_S \vec{u} \cdot \vec{dr} = \oint_S \frac{d\vec{u}}{dt} \cdot \vec{dr} = - \oint_S \alpha dp + \oint_S \vec{F} \cdot \vec{dr} + \oint_S \vec{g} \cdot \vec{dr} \quad (1.1)$$

où  $\vec{u}$  représente la vitesse du fluide,  $\alpha$  est le volume spécifique (l'inverse de la densité),  $p$  est la pression,  $\vec{F}$  sont les forces de frictions par unité de masse, et  $\vec{dr}$  est un élément de longueur le long de la circulation  $S$ .  $\vec{g}$  est l'accélération due à la pesanteur qui peut s'exprimer sous forme d'un potentiel :  $\vec{g} = -\vec{\nabla} \Phi$ , ce qui signifie que son intégrale sur un chemin fermé est nulle. On obtient donc, en état stationnaire :

$$\oint_S \alpha dp = \oint_S \vec{F} \cdot \vec{dr} = -W \quad (1.2)$$

Cette relation signifie que les variations thermodynamiques du fluide ayant lieu au cours de sa circulation fermée sont associées à un travail ( $W$ ) qui compense les pertes dues aux forces de frictions. Si ce travail est positif, cela signifie que les échanges thermodynamiques fournissent de l'énergie, on a alors affaire à un cycle type *moteur thermique* ; dans le cas contraire, il faut fournir de l'énergie au système pour permettre à la circulation de se maintenir, on a alors affaire à un cycle du type *machine thermique*. On fournit dans ce cas de l'énergie au système pour compenser la dissipation dues aux forces de friction, et on obtient en retour des transformations thermodynamiques.

On suppose que, lors de son périple, notre particule de fluide va subir des échanges thermodynamiques avec la surface. Dans le cadre énoncé par Sandström (1908), on suppose, pour simplifier, que ces échanges peuvent être résumés par le cycle de Carnot représenté sur la Figure 1.1. Les 4 étapes idéalisées de ce cycle représentent :

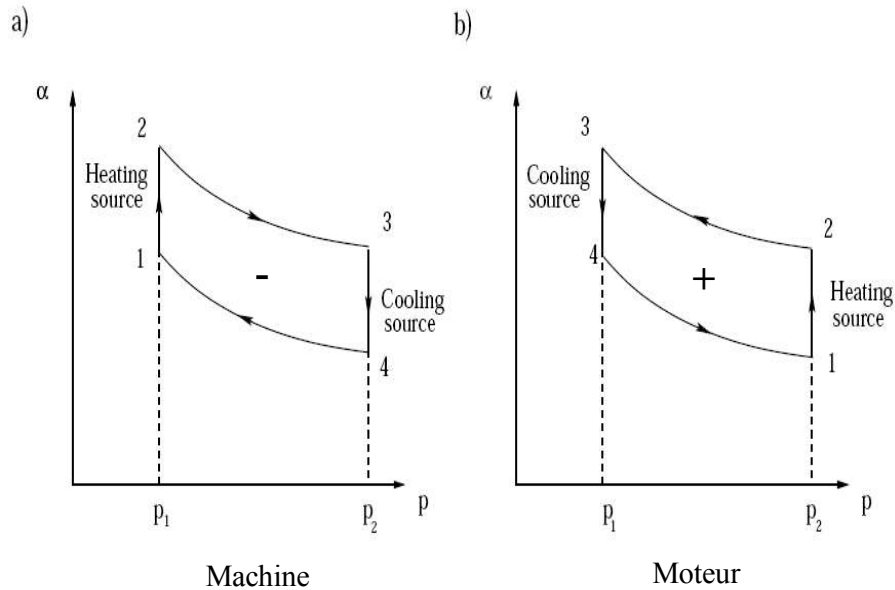


FIG. 1.1 – Cycle de Carnot représentant les transformations d'un fluide lors de son voyage le long d'une trajectoire fermée, dans le cadre du théorème de Sandström.

- une expansion isobare causée par la source chaude ( $1 \rightarrow 2$ )
- une transition adiabatique de la source chaude à la source froide ( $2 \rightarrow 3$ )
- une contraction isobare causée par la source froide ( $3 \rightarrow 4$ )
- une transition adiabatique de la source froide à la source chaude ( $4 \rightarrow 1$ )

Le travail obtenu lors de ce cycle est égal à l'aire du cycle, et son signe est positif si le cycle est décrit dans le sens trigonométrique, il est négatif sinon. On en déduit, dans le cas de la Figure 1.1.a, que lorsque la source chaude est à une pression plus faible (moins profonde) que la source froide, alors le cycle n'est pas moteur, et a besoin d'énergie pour fonctionner. Dans le cas de la Figure 1.1.b, le cycle produit un travail positif, il est donc moteur. Ainsi, Sandström énonça ce résultat sous la forme d'un théorème :

**Théorème 1.1 (Sandström)** *Une circulation fermée en état stationnaire ne peut être maintenue dans l'océan que si la source chaude est située à une profondeur plus basse que la source froide.*

Sandström confirma ce résultat à l'aide d'expériences utilisant un bac d'eau. En le chauffant à une hauteur plus haute que la source de refroidissement, il confirma bien qu'aucune circulation fermée ne pouvait se produire (Figure 1.2.a). Par contre, si la source de chaleur est placée en dessous de la source froide, alors une circulation profonde vigoureuse se met en place (Figure 1.2.b). En appliquant ce résultat expérimental à l'océan (la circulation thermohaline est une circulation fermée, Cf. Figure 1), Sandström aboutit alors à un paradoxe : les flux de surface ne peuvent être directement le moteur d'une circulation profonde dans l'océan (Figure 1.2.c). En effet, pour permettre l'établissement d'une telle circulation, il est nécessaire d'avoir une source chaude en profondeur. Or, dans l'océan réel, la source chaude principale,

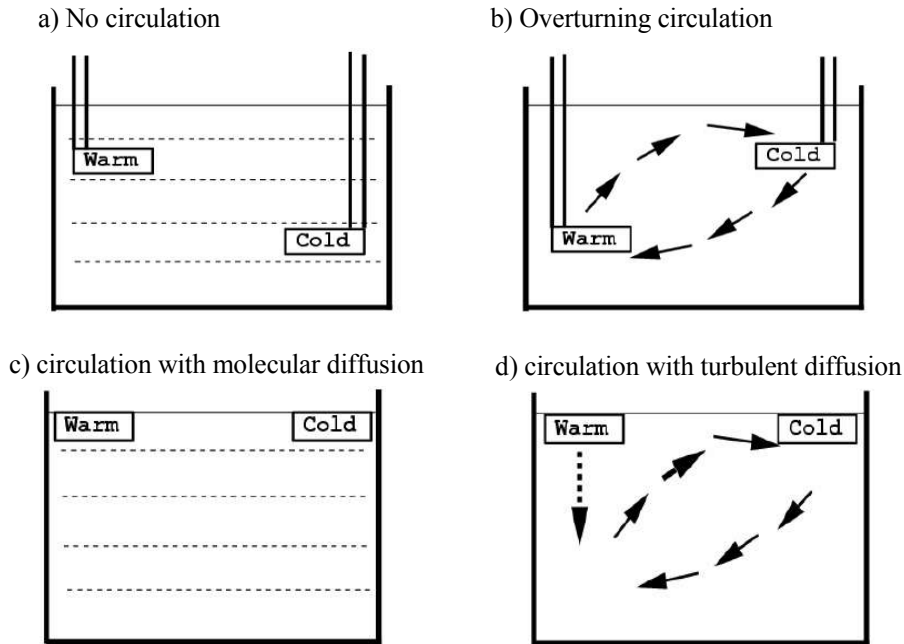


FIG. 1.2 – Application du théorème de Sandstrom à l'océan. Selon la position des sources chaude et froide on observe une circulation fermée vigoureuse (b, d), ou non (a, c)

que l'on peut situer aux tropiques, est environ un mètre plus haut que la source froide située aux hautes latitudes.

### 1.2.2 Le rôle de la diffusion diapycnale

Pourtant, les observations soutiennent bien qu'il existe une circulation profonde vigoureuse. De même, les Modèles de Circulation Générale (GCM) modélisent aussi une énergique circulation en profondeur. L'origine de cette circulation semble issue du fait que, dans la réalité comme dans les GCMs, il existe une source de mélange turbulent, qui n'est pas prise en compte dans le modèle simple de Sandström, et qui permet à la chaleur en surface de pénétrer en profondeur et ainsi de créer une source de chaleur en profondeur, comme l'illustre schématiquement la Figure 1.2.d. Le flux géothermique au niveau du plancher océanique pourrait aussi jouer, du fait de son positionnement au fond de l'océan, un rôle central pour la THC. Cependant, la faiblesse de ce flux (0,05 TW) ainsi que des études avec des GCMs (Adcroft et al., 2001; Scott et al., 2001; Emile-Geay, 2002) semblent montrer que ce forçage joue un rôle relativement faible, et affecte principalement les eaux de l'AABW<sup>1</sup> qui sont en contact avec le fond. Il semble donc que ce soit la diffusion turbulente en profondeur, dont l'énergie est fournie par les marées, par le biais de la dissipation d'ondes internes, et le vent par le biais du mécanisme de remontées d'eau, qui soient le principal contributeur d'énergie externe pour soutenir la stratification globale et la circulation profonde.

Jeffreys (1925) montra qu'en effet, l'ajout d'un terme de diffusion verticale permet de faire pénétrer la source chaude en profondeur, et ainsi de générer une circulation fermée

<sup>1</sup>Antarctic Bottom Water (AABW)

compatible avec la configuration observées des sources de chaleur dans l'océan. Huang (1999) confirma cette idée grâce à un modèle avec bassin idéalisé et équations simplifiées. Il montra que la présence de la diffusion verticale turbulente permet de contourner le paradoxe émis par le théorème de Sandström. Cet argument prouvait du même coup que le moteur de la circulation thermohaline est le mélange vertical. Ce terme très important apparaît dans l'équilibre advection-diffusion, prépondérant dans l'océan profond :

$$\frac{\partial}{\partial z}(\kappa \frac{\partial T}{\partial z}) = w \frac{\partial T}{\partial z} \quad (1.3)$$

où  $\kappa$  est le coefficient de diffusion verticale,  $T$  la température,  $z$  la profondeur et  $w$  la vitesse verticale. Munk (1966) utilisa l'argument d'échelle issue de cette équation. En considérant la diffusion verticale uniforme sur l'ensemble de l'océan, il évalua qu'il fallait un  $\kappa$  égal à  $10^{-4}m^2/s$  (la diffusion moléculaire est très faible en comparaison, égal à  $10^{-7}m^2/s$ ) pour consommer les quelques 30 Sv d'eaux formées dans les deux hémisphères. Or l'énergie turbulente nécessaire pour produire un tel mélange ( $\epsilon_{mélange}$ ) est donnée par :

$$\epsilon_{mélange} = \kappa g \frac{\partial \rho}{\partial z} = \rho_0 \kappa N^2 \quad (1.4)$$

où  $\rho$  est la densité,  $g$  l'accélération de la pesanteur,  $\rho_0$  une densité de référence et  $N$  la fréquence de Brunt-Vaisala. Ce qui donne, intégré sur l'ensemble du volume des océans, pour le  $\kappa$  calculé précédemment, un total de 0,4 TW d'énergie externe nécessaire au mélange (Munk et Wunsch, 1998), et donc à la circulation thermohaline.

Cette vision apparaît cependant trop simpliste, car le mélange turbulent mesuré dans l'océan est distribué de façon hétérogène, ce qui se comprend bien, étant donné qu'il dépend fortement de la topographie. Munk et Wunsch (1998) utilisèrent une méthode analytique plus sophistiquée pour évaluer ce coefficient. En s'appuyant sur des mesures issues de Levitus (1982), ils évaluèrent que 2,1 TW étaient nécessaires pour maintenir la consommation des 30 Sv d'eaux profondes formées globalement. Or, la dissipation des marées est égale à 3,7 TW si l'on se réfère au calcul de dissipation astronomique. Cependant la plupart de cette énergie est dissipée dans des mers peu profondes. Des mesures altimétriques s'appuyant sur le satellite TOPEX/POSEIDON montrent que seulement 0,6 à 0,9 TW serait disponible pour le mélange en profondeur. Le vent pourrait fournir la part restante d'énergie nécessaire. Ces chiffres restent cependant sujet à caution, et montrent qu'il est important d'approfondir les connaissances sur le mélange dans les océans. En conclusion, il semble que les 2000 TW d'énergie transportée à 30°N par l'océan nécessitent seulement 2,1 TW d'énergie pour maintenir le mélange et donc la THC. Ces considérations nous permettent donc de répondre à la Question 1.1 :

**Réponse 1.1 (Push or Pull)** *La THC est "tirée" par la diffusion verticale, dans le sens où sans cette diffusion, elle ne serait pas énergétiquement soutenable. La quantité d'énergie nécessaire au mélange en profondeur et donc à la diffusion verticale est fournie par les marées et par le vent.*

Il faut cependant bien comprendre que ces conclusions s'appliquent à la circulation en régime permanent. De plus, il s'agit d'une condition nécessaire, une autre condition nécessaire étant bien entendu d'avoir un gradient de densité, pour que le mélange ait "quelque chose à mélanger", ce qui nécessite un forçage de la densité en surface. De plus ces arguments sur



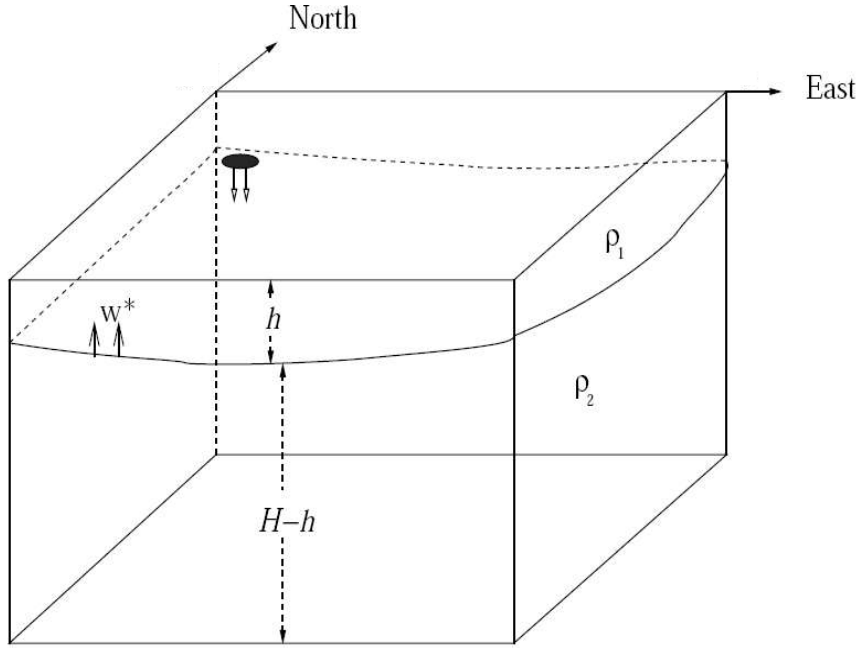


FIG. 1.3 – Schéma du modèle conceptuel de Stommel-Arons. Les plongées d’eaux profondes ponctuelles sont représentées par la pastille noire, la thermocline entre les deux couches de densité  $\rho_1$  et  $\rho_2$  est située à la profondeur  $h$ . Le bassin possède une profondeur uniforme égale à  $H$ . Les remontées d’eaux profondes sont uniformes au niveau de la thermocline, avec une vitesse  $w^* = w_{th}$ .

l’énergétique de la THC ne nous renseignent pas sur la trajectoire et la distribution spatiale de la THC. Nous allons à présent nous intéresser un peu plus en détail à la dynamique associée à la circulation profonde.

### 1.3 Distribution spatiale de la THC

Stommel et Arons (1960) développèrent un modèle analytique pour estimer la circulation abyssale et apporter des éléments de réponse à la Question 1.2, les observations dans l’océan profond étant quasi inexistantes à cette époque. Dans le cadre de leur modèle, ils divisèrent l’océan en deux couches de densité  $\rho_1$  et  $\rho_2$  représentant respectivement la couche de mélange et l’océan profond (Figure 1.3). Ils considèrent des plongées ponctuelles situées aux hautes latitudes équilibrées par des remontées uniformes au niveau de la thermocline.

Le modèle de Stommel-Arons propose une étude analytique sur une sphère représentant la Terre, où  $\theta$  représente l’angle associé à la latitude et  $\lambda$  l’angle associé à la longitude et  $R$  le rayon de la Terre qui tourne à la vitesse angulaire  $\omega$ . On se place dans l’approximation géostrophique. La balance de Sverdrup s’écrit :

$$\beta V_{fond} = f w_{th} \quad (1.5)$$

où  $w_{th}$  est la vitesse verticale au niveau de la thermocline,  $V_{fond} = \int_{-H}^{-h} v dz$  est la vitesse méridienne intégrée entre la base de la thermocline à la profondeur  $h$  et le fond à la profondeur

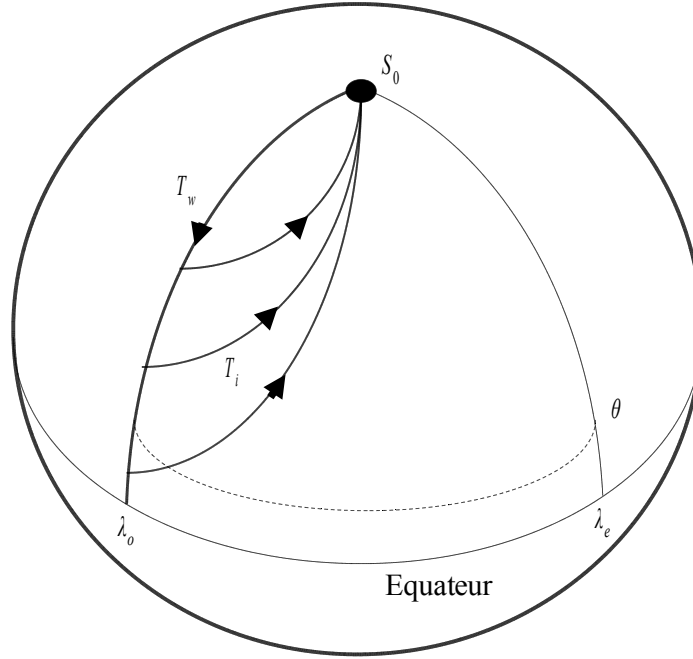


FIG. 1.4 – Représentation schématique de la circulation avec une source d'eau profonde

$H$ .  $f = 2\omega \sin\theta$  représente le paramètre de Coriolis, et  $\beta = \frac{2\omega \cos\theta}{R}$  ses variations latitudinales, en coordonnées sphériques.

Ainsi pour  $w_{th} > 0$ , on a un transport en profondeur dirigé vers les pôles. Comme les observations montrent un transport de même direction dans les couches supérieures, on en déduit par conservation du volume l'existence d'un courant de retour profond, non pris en compte dans la balance de Sverdrup, dirigé vers l'équateur. Ce courant est agéostrophique et est nourri par les plongées locales au pôle. C'est en partant de ces remarques que Stommel et Arons mirent au point un modèle simple représentant ces éléments de dynamique.

L'équation 1.5 donne accès aux flux de recirculation dans l'océan intérieur  $T_i$ . Si on note  $T_{out}$  le flot généré par l'upwelling sur l'ensemble du globe,  $S_0$  le flot généré par les plongées et  $T_w$  le flot du courant de retour nécessaire pour équilibrer le bilan de masse, on peut écrire :

$$T_w + T_i + S = T_{out} \quad (1.6)$$

Grâce à cette équation, et aux équations de mouvement dans l'approximation géostrophique, on peut résoudre le système, et calculer l'intensité du courant de retour  $T_w$  selon les données du problème.

### Modèle à une source

Si on ne considère qu'une seule source d'eau profonde située au Nord (Figure 1.5), on obtient dans ce cas :

$$T_w = -2S_0 \sin\theta \quad (1.7)$$

Le transport de retour est donc dirigé vers le sud dans l'hémisphère Nord ( $\theta > 0$ ), et il est maximum au pôle Nord ( $\theta = \frac{\pi}{2}$ ). La moitié de son intensité vient des plongées, l'autre des

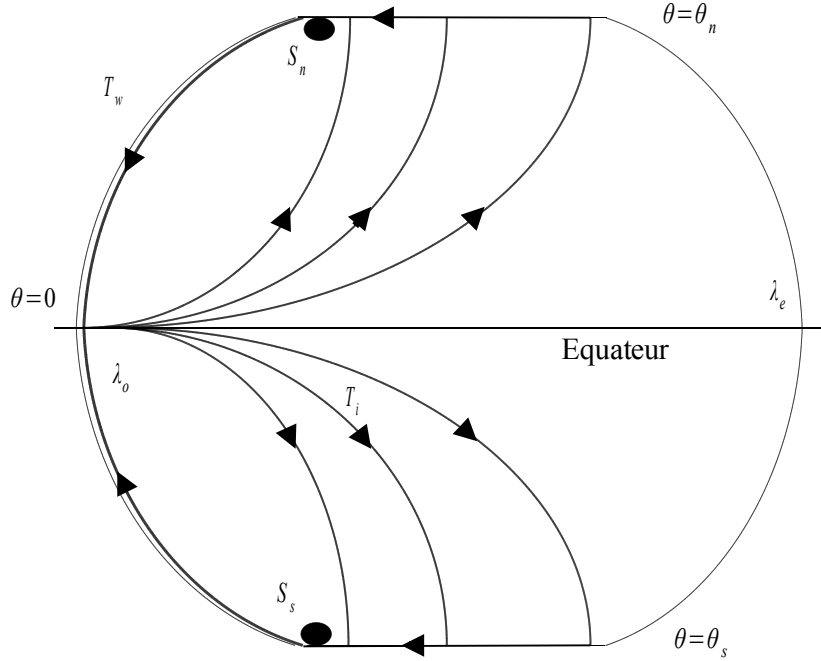


FIG. 1.5 – Représentation schématique de la circulation avec deux sources d'eau profonde recirculations.

### Modèle à deux sources

On considère à présent deux sources, une placée dans chaque hémisphère. On se rapproche ainsi plus de la configuration de l'océan actuel, où il y a une source d'eaux profondes en Atlantique Nord et une autre dans l'océan Austral. Dans ce cas, le même raisonnement donne le résultat suivant :

$$T_w = w_{th} R^2 (\lambda_e - \lambda_o) \left( \frac{\sin \theta_n + \sin \theta_s}{2} - 2 \sin \theta \right) \quad (1.8)$$

où  $\lambda_e$  est la longitude à l'est du bassin et  $\lambda_o$  à l'ouest,  $\theta_n$  est la latitude de la source d'eau profonde au nord du bassin, et  $\theta_s$  au sud. Dans le cas parfaitement symétrique ( $\theta_n = -\theta_s$ ), les deux circulations hémisphériques profondes sont parfaitement symétriques par rapport à l'équateur, et aucun courant ne le traverse. Ce cas est assez peu réaliste, mais montre que c'est le manque de symétrie du système réel qui est à l'origine du flux transéquatorial vers le sud, si les plongées au Nord sont plus conséquentes que celle du Sud, l'inverse sinon. Connaissant les principaux lieux où plongent les masses d'eaux profondes, Stommel et Arons en déduisirent la circulation schématisée sur la Figure 1.6. Un courant agéostrophique intense court le long des bords ouest et équilibre les recirculations allant vers les hautes latitudes. Le sens de ce courant agéostrophique dépend de la production des différents sites de convection. Ainsi, dans l'Atlantique, la production d'eau profonde étant plus importante au nord qu'au sud, le courant de retour traverse l'équateur vers le sud, tandis que dans le Pacifique où il n'y a pas de production d'eau profonde au nord, le courant de retour traverse l'équateur vers le nord.

Suite à cette approche, Stommel et Arons ont essayé de valider leur découverte avec des observations, les courants profonds étant à l'époque totalement méconnus. Des mesures de la

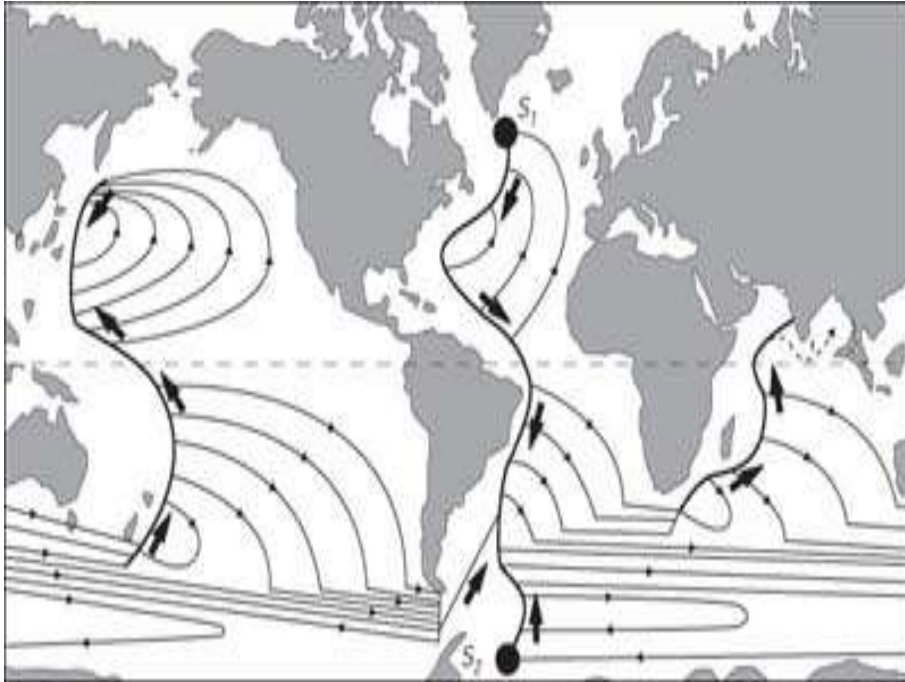


FIG. 1.6 – Schéma de la circulation dite de Stommel Arons (1960).

circulation profonde ont donc été effectuées et ont donné raison à cette théorie. Cette approche fut affinée, en prenant en compte par exemple la dorsale Atlantique (Pedlosky, 1986), mais le résultat principal reste étonnamment robuste, et est confirmé par les mesures de la THC issues des estimations par radiocarbone de Broecker (1985). Ceci nous permet de répondre à la Question 1.2 :

**Réponse 1.2 (Circulation abyssale)** *De vigoureux courants agéostrophiques ont lieu le long du bord ouest des bassins océaniques, en profondeur, et compensent la recirculation due à la balance de Sverdrup. Le sens de ces courants dépend du taux de production d'eaux profondes dans les zones de convection entre le Nord et le Sud.*

Le modèle de Stommel-Aarons est aussi très intéressant du fait qu'en son sein est imposé le taux de remontées d'eaux profondes et donc la diffusion diapycnale, considérée constante, mais aussi la production d'eau profonde, qui apparaît être un terme très important quant à la distribution géographique de la circulation profonde. Ainsi, nous allons nous attacher dans la suite à capturer l'équilibre entre production et consommation d'eaux profondes, afin de comprendre le rôle des zones de plongées sur la circulation thermohaline.

## 1.4 Équilibre formation-consommation des masses d'eaux

Cette partie tente de faire le lien entre dynamique et thermodynamique de l'océan, grâce au diagnostic du binning en densité, permettant ainsi de répondre à la Question 1.3

### 1.4.1 Le diagnostic du binning en densité

Le binning en densité (Walsh, 1982) est un outil de diagnostic qui quantifie l'équilibre flux de surface  $\leftrightarrow$  diffusion. Cette approche permet de calculer, à partir des flux de surface, des taux de formation de masses d'eaux (Tziperman et Speer, 1992 ; Speer et al. 2001). Pour se faire, on considère les différentes masses d'eaux de l'océan selon leur densité, qui est le référentiel privilégié des mouvements océaniques (Figure 1.7). On cherche à évaluer l'effet des flux air-mer sur la répartition des masses d'eaux. Dans un premier temps, on calcule **un flux de densité** en surface défini par :

$$f = -\frac{\alpha Q}{C_p} + \rho(S, T)\beta(E - P - R)S \quad (1.9)$$

où  $S$  est la salinité de surface (SSS),  $T$  est la température de surface (SST),  $C_p$  est la chaleur spécifique,  $E - P - R$  représente la différence évaporation ( $E$ ) moins précipitation ( $P$ ) moins rivière et ruissellement côtier ( $R$ ),  $\rho(S, T)$  est la masse volumique, et

$$\alpha = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial S} \quad (1.10)$$

sont respectivement l'expansion thermique et la contraction haline.

On peut alors écrire  $f$  selon deux composantes : un apport thermique et un apport en eau douce :

$$f = f_T + f_S \quad (1.11)$$

si  $Q$  est négatif (refroidissement),  $f_T$  est positif et la densité tend à augmenter. De même, si  $(E - P - R)$  est positif (évaporation),  $f_S$  est positif et on augmente bien la densité aussi.

La mesure du volume d'eau qui passe d'une gamme de densité à une autre sous l'action du forçage de surface est donné par (Speer et Tziperman, 1992) :

$$F(\rho) = \frac{1}{\tau} \int_{\tau} dt \int_{S_b} dx dy f \delta(\rho_t - \rho) \quad (1.12)$$

où  $\delta(\rho_t - \rho)$  partitionne  $F$  à différentes densités  $\rho$  en moyenne sur une période de temps  $\tau$ . Ce flux de volume diapycnal est appelé **transformation** (exprimé en Sv). La dérivé par rapport à la densité de cette transformation va donner accès à la **formation** proprement dite de volume d'eau de densité  $\rho$  :

$$M_s(\rho) = -\frac{\partial F(\rho)}{\partial \rho} \quad (1.13)$$

$F(\rho)$  est une mesure de la variation du volume de l'isopycne  $\rho$ . L'indice "S" signifie "surface", et permet de bien marquer le fait que cette formation d'eau est occasionnée par les flux de surface. En la multipliant par une densité de référence on peut exprimer cette quantité en Sv.

Dans la suite, on va utiliser la flottabilité  $b = -\frac{\rho g}{\rho_0}$ , variable plus naturelle pour la formulation du bilan de volume. On considère un volume  $\delta v$  compris entre deux isopycnes  $b$  et  $b + \delta b$ . Soient

$$A(b) = \int_{S_b} (\vec{V} \cdot \vec{n}) d\Sigma \quad \text{et} \quad D(b) = \int_{S_b} -\kappa \frac{\partial b}{\partial n} d\Sigma \quad (1.14)$$

respectivement le flux advectif net de volume et le flux de flottabilité dû à la diffusion, où  $\vec{V}$  représente le vecteur vitesse,  $\vec{n}$  la normale sortante à notre domaine et  $\kappa$  la diffusion

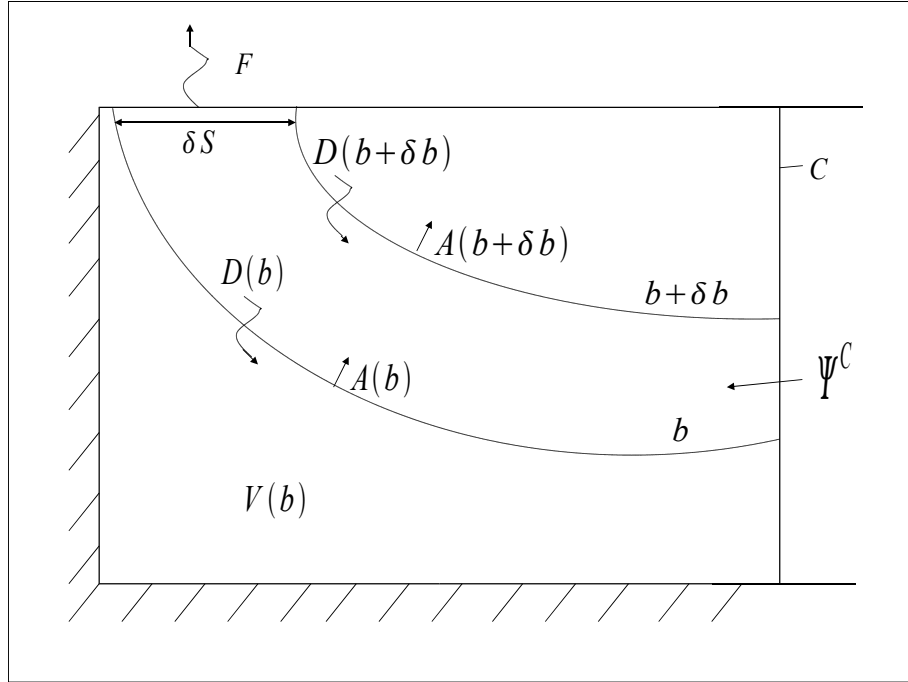


FIG. 1.7 – Schéma de deux isopycnes de flottabilité  $b$  et  $b + \delta b$  affleurant en surface sur  $\delta S$ . La surface de contrôle est représentée par  $C$ , et est traversée par un flux  $\Psi^C$  (adapté de Speer et Tziperman, 1992)

diapycnale. Les équations de conservation de volume et de masse s'écrivent alors :

$$\frac{\partial \delta v}{\partial t} = \left( -\frac{\partial A}{\partial b} - \frac{\partial \Psi^c}{\partial b} \right) \delta b \quad (1.15)$$

$$\frac{\partial \delta(vb)}{\partial t} = \left( F - \frac{\partial(Ab)}{\partial b} - \frac{\partial D}{\partial b} - b \frac{\partial \Psi^c}{\partial b} \right) \delta b \quad (1.16)$$

où  $\Psi^c$  est la fonction de courant sur la surface de contrôle et  $F$  le flux de flottabilité intégré le long de la surface d'affleurement. En combinant ces deux équations, on obtient :

$$F - A - \frac{\partial D}{\partial b} = 0 \quad (1.17)$$

On élimine alors l'advection pour obtenir l'équation de formation de la masse d'eau, pour l'isopycne  $b$  (Garrett et al., 1995 ; Guilyardi, 1997) :

$$\boxed{\frac{\partial V_b}{\partial t} = -\frac{\partial \Psi^c}{\partial b} - \frac{\partial F}{\partial b} + \frac{\partial^2 D}{\partial b^2}} \quad (1.18)$$

Cette dernière équation met donc en évidence les termes importants pour l'équilibre flux de surface  $\leftrightarrow$  diffusion. Le volume d'une isopycne apparaît être lié aux flux de surface et à la diffusion, l'advection ne jouant pas de rôle direct ! En état stationnaire et pour l'océan global, on a donc un équilibre entre formation par les flux de surface et consommation par la diffusion diapycnale.

La méthode quantitative du binning en densité permet d’appréhender l’équilibre formation  $\leftrightarrow$  consommation des masses d’eaux océaniques. Cette approche permet de bien comprendre que même si, comme nous l’avons montré, le mélange issu des marées et du vent est une condition nécessaire à l’établissement d’une circulation profonde, la production d’eaux profondes se fait principalement par le biais des flux air-mer. Cette formation est le pendant de la consommation des masses d’eaux profondes. Les flux air-mer sont donc primordiaux pour l’intensité de la THC. De plus, en régime transitoire, cette formation d’eaux profondes peut jouer un rôle très important quant à la dynamique de la THC, comme nous allons le montrer plus tard dans ce manuscrit.

### 1.4.2 Application à l’étude de la THC

La formation des eaux profondes a été évaluée par Ganachaud et Wunsch (2000, Figure 1.8), en prenant en compte trois masses d’eau :

- les eaux profondes formées en Atlantique Nord (NADW<sup>2</sup>)
- les eaux intermédiaires formés en Antarctique (AAIW<sup>3</sup>)
- les eaux de fonds formés en Antarctique (AABW<sup>4</sup>)

Pour l’océan Atlantique, le chiffre de  $15 \pm 2$  Sv a été évalué comme correspondant à la formation d’eaux de type NADW formées au nord, et  $21 \pm 6$  de type AAIW et AABW formées dans l’hémisphère Sud. Les estimations du transport de la NADW évoluent selon la latitude dans L’Atlantique, notamment à cause des recirculations. A  $25^\circ\text{N}$ , Ganachaud et Wunsch estiment le transport de NADW à environ  $17 \pm 4$  Sv.

En utilisant la Figure 1.9 issue de Kuhlbrodt et al. (2006), on peut résumer et schématiser la dynamique océanique liée à la THC en disant que 15 Sv de NADW sont produits en Atlantique Nord par les flux air-mer, et participent via le flot passant au-dessus du seuil entre le Groenland, l’Islande et la Norvège à la circulation profonde formée par la NADW. Au sud, on observe une formation d’eau de fond très dense qui vient tapisser le plancher océanique et qui correspond à l’AABW. Entre la NADW et les eaux de surface vient s’intercaler l’AAIW, elle aussi formée dans l’hémisphère Sud. Dans l’océan profond, le mélange turbulent lié à la dissipation des ondes internes formées par la marée consomme les eaux profondes de la NADW et équilibre thermodynamiquement la circulation profonde. Au sud, on observe aussi une cellule profonde liée au forçage du vent autour de l’Antarctique, qui forme la cellule dite de Deacon. Cette cellule permet aussi le mélange et la consommation des eaux de la NADW et participe donc aussi à l’équilibre thermodynamique.

Ces considérations nous permettent donc de répondre à la Question 1.3 :

**Réponse 1.3 (Dynamique-thermodynamique)** *Le diagnostic du binning en densité est un outil puissant qui permet de bien appréhender l’équilibre flux de surface  $\leftrightarrow$  diffusion et les formations-consommations de masses d’eau associées. Cette approche “réconcilie” les aspects dynamique et thermodynamique de la circulation océanique.*

---

<sup>2</sup>North Atlantic Deep Water

<sup>3</sup>Antarctic Intermediate Water

<sup>4</sup>Antarctic Bottom Water

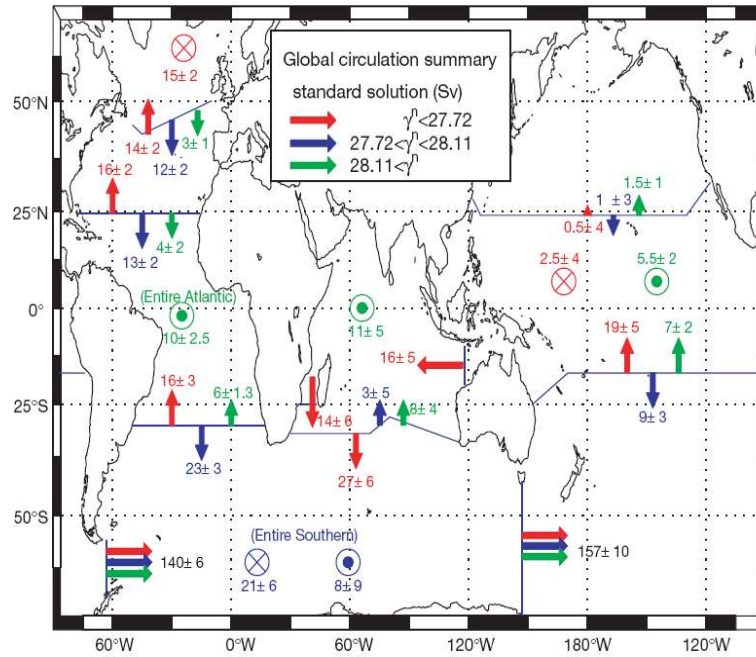


FIG. 1.8 – Schéma quantitatif des transports de masses d’eaux observées par Ganachaud et Wunsch (2000) à partir des données de la campagne ‘World Ocean Circulation Experiment (WOCE)’.

## 1.5 Convection et plongées d’eaux profondes

Dans le cadre de cette thèse, nous allons nous concentrer sur l’Atlantique Nord, et sur la formation des eaux profondes dans cette région, processus fondamental pour le transport de chaleur dans les hautes latitudes. Nous allons à présent expliciter plus en détail le rôle de la convection aux hautes latitudes.

Aux hautes latitudes, le refroidissement des eaux de surface par les flux de chaleur air-mer peut amener la densité des eaux de surface à être plus importante que celle des eaux de fond. On est alors en équilibre instable et la colonne d’eau se réajuste via le phénomène de convection : les eaux les plus lourdes plongent sous la forme de petit filament (Marshall et Scott, 1999), tandis que les eaux plus légères remontent à la surface. Dans l’Atlantique Nord, ce phénomène de convection est observé dans la mer du Labrador (Lilly et al., 2003), dans les mers nordiques du Groenland, d’Islande et de Norvège (Marshall et Scott, 1999) et en mer d’Irvinger (Pickart et al., 2003). La profondeur de cette convection peut concerner les 3000 premiers mètres de la colonne d’eau.

Sur une section horizontale au niveau d’un site de convection, le bilan volumique net lors d’une phase de convection est nul : autant d’eaux remontent que d’eaux plongent. Or, lors du phénomène de plongées d’eaux profondes, qui alimentent la NADW, le bilan volumique n’est pas nul et il y a un transport vertical vers le fond alimenté par un transport horizontal. Ainsi, le processus de convection et le processus de plongées d’eaux sont deux mécanismes distincts. La formation d’eaux profondes, associée au processus de plongée, est cependant fortement favorisée par le phénomène de convection. Comment ces eaux profondes participent ensuite



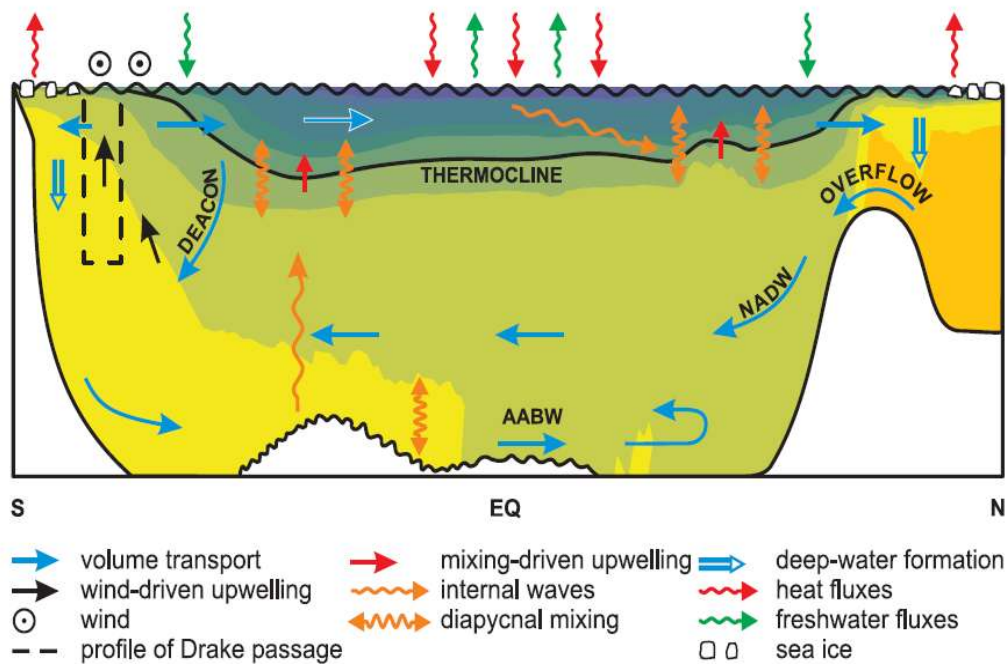


FIG. 1.9 – Schéma d'une section de l'Atlantique, d'après Kuhlbrodt et al. (2006), où sont représenté les processus importants pour la THC : les forçages de surface en chaleur (*heat fluxes*) et en eau douce (*freshwater fluxes*), la formation d'eau profonde (*deep water formation*), la glace de mer (*sea ice*), le vent (*wind*), le mélange diapycnal (*diapycnal mixing*), les ondes internes (*internal waves*), le mélange dû aux upwelling forcé par le vent (*mixing driven upwelling*), le transport de volume (*volume transport*) et le profil du passage de Drake (*profile of Drake passage*)

à la circulation profonde restent une question ouverte. Il semble que l'interaction du fluide marin avec la topographie, possédant un faible frottement solide, soit à l'origine de la création de forts courants abyssaux qui est suivi d'un entrainement des eaux environnantes par le biais de tourbillons. Ces tourbillons jouent donc un rôle très important sur la dynamique de la THC (Straneo, 2006).

Marotzke (1999) évalua le rôle de la convection sur la THC en état stationnaire avec un modèle numérique d'océan. Dans ce modèle, la convection était paramétrée comme suit : les instabilités verticales étaient ajustées par l'augmentation brutale de la diffusion verticale qui permettait ainsi un mélange des masses d'eau, comme observé dans la réalité. En modifiant la valeur seuil de ce mélange, Marotzke montra que le mélange de type convectif influait peu sur l'état moyen de la THC en régime stationnaire. Cette expérience confirmait que le moteur de la THC était bien la diffusion diapycnale qui augmente l'énergie potentielle de l'océan, tandis que le mélange convectif tend à le diminuer.

Cependant, il est évident que la convection, en participant au mélange et à la production d'eaux profondes par le biais du forçage des flux air-mer, est un processus très important pour la réponse transitoire de la THC. De plus, comme le modèle de Stommel-Arons l'a illustré, la localisation des plongées d'eaux profondes liées au phénomène de convection dessine la forme de la circulation profonde. Enfin des expériences longues avec des GCMs (Stouffer et Manabe, 1997) montrent que sur les échelles de temps de l'ordre de la centaines d'années, c'est-à-dire en régime transitoire, le phénomène de convection est prépondérant pour la réponse de la THC, l'influence de la diffusion diapycnale se faisant sentir pour des échelles de temps beaucoup plus longues, de l'ordre du millier d'années.

**Réponse 1.4 (Rôle de la convection profonde)** *Le phénomène de convection aux hautes latitudes participe au phénomène de production des masses d'eaux profondes et joue ainsi un rôle clef pour la réponse transitoire de la THC à un changement de flux de surface.*

De plus comme nous l'avons vu avec le modèle de Stommel-Arons, la production d'eau profonde influe la distribution spatiale en état permanent. Nous allons de ce fait explorer à présent la question 1.5 concernant le(s) état(s) permanent(s) de la THC.

## 1.6 Stabilité de la THC

### 1.6.1 Modèle de Stommel (1961)

Pour répondre à la question 1.5, Stommel (1961), pionnier de l'étude de la THC, utilisa le modèle idéalisé de la Figure 1.10, constitué de deux bacs de densité différente, mais uniforme dans chaque bac, grâce à la présence de mélangeur. Ces mélangeurs jouent donc le rôle de la diffusion diapycnale et permettent d'obtenir une circulation énergétiquement soutenable. Les deux bacs communiquent entre eux par le biais de deux tubes. Stommel testa ce modèle idéalisé avec le protocole expérimental décrit précédemment, et résolut aussi ce modèle analytiquement. Nous allons dans ce qui suit nous intéresser à cette résolution analytique.

L'intensité de la circulation noté  $q$  est évaluée par la différence de densité entre le bac 1 (pôle) et le bac 2 (équateur) :

$$q = k(\alpha(T_2 - T_1)) - \beta(S_2 - S_1) \quad (1.19)$$

où  $T_i$  et  $S_i$  sont la température et la salinité dans le bac  $i$  et  $\alpha$  et  $\beta$  sont les coefficient d'expansion thermique et haline défini dans la partie 1.4. Le gradient de température  $\Delta T =$

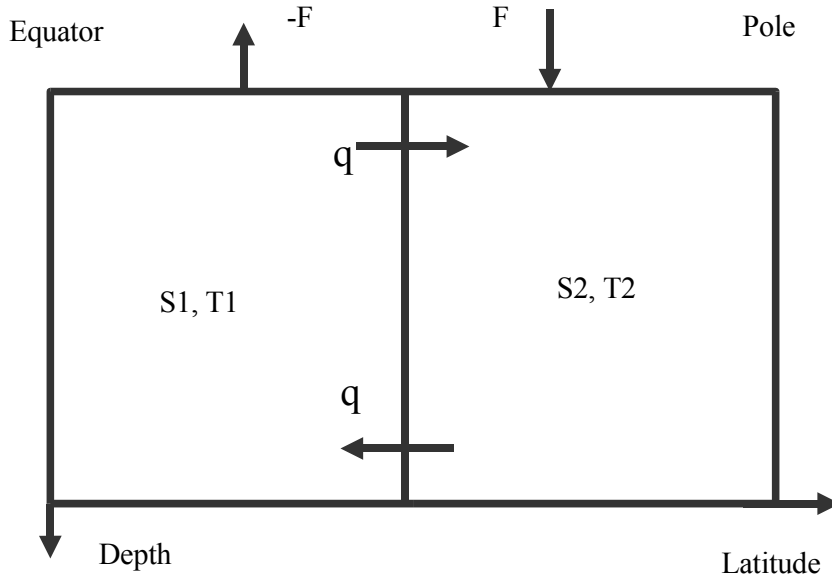


FIG. 1.10 – Schéma idéalisé du modèle hémisphérique à deux boîtes de Stommel (1961).

$T_2 - T_1$  est considéré fixé dans ce modèle, tandis que la salinité est libre de varier, et dépend du forçage en eau douce  $F$ . Ces conditions de surface sont dites mixtes et correspondent au fait que la température océanique est amortie par la température atmosphérique qui est, au premier ordre, liée au forçage solaire supposé ici fixe. La salinité n'est pas fixée par le flux solaire, mais dépend de la répartition du forçage en eau douce et du transport et possède donc un degré de liberté supplémentaire.

Le principe de conservation de la salinité pour la boîte 2 donne, en état stationnaire :

$$F = -|q|\Delta S \quad (1.20)$$

En combinant les deux équations précédentes, on obtient alors l'équation du second degré suivante :

$$|q|q - k\alpha\Delta T|q| + k\beta F = 0 \quad (1.21)$$

Ce qui donne différentes solutions analytiques pour ce système :

– si  $q > 0$ , il y a deux solutions :

$$q_1 = \frac{k\alpha\Delta T}{2} \left( 1 + \sqrt{1 - \frac{4k\beta F}{(k\alpha\Delta T)^2}} \right) \quad (1.22)$$

et

$$q_2 = \frac{k\alpha\Delta T}{2} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{4k\beta F}{(k\alpha\Delta T)^2}} \right) \quad (1.23)$$

– si  $q < 0$ , il y a une seule solution négative :

$$q_3 = \frac{k\alpha\Delta T}{2} \left( 1 - \sqrt{1 + \frac{4k\beta F}{(k\alpha\Delta T)^2}} \right) \quad (1.24)$$

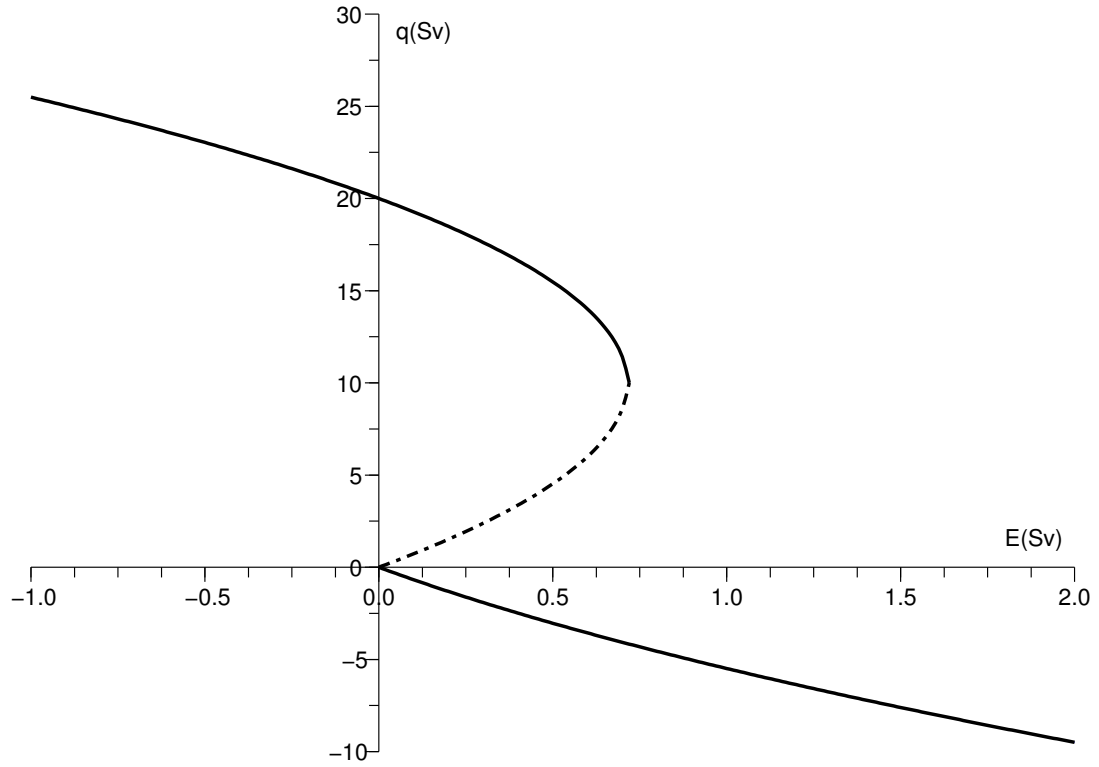


FIG. 1.11 – Résolution graphique du modèle à 2 boîtes de Stommel.

Une analyse de stabilité, montre que  $q_1$  et  $q_3$  sont des solutions stables, tandis que  $q_2$  est instable. Le passage de  $q_1$  à  $q_2$  se fait selon une bifurcation de Hopf. On exprime le flux  $F$  de surface par  $F = ES_0$  où  $S_0$  est une salinité moyenne et  $E$  représente le bilan d'eau douce exprimé en  $\text{Sv}$ . En choisissant  $\alpha = 2.10^{-4} \text{K}^{-1}$ ,  $\beta = 0.8.10^{-3} \text{PSU}^{-1}$ ,  $k = 0.5.10^{10}$ ,  $\Delta T = 20 \text{K}$ ,  $S_0 = 35 \text{PSU}$ , on obtient alors le diagramme de phase (Figure 1.11) qui exprime les variations de l'intensité de la THC ( $q$ ) en fonction du paramètre  $E$ . La branche haute représente la solution stable  $q_1$ , pour laquelle le rapport  $\frac{\alpha \Delta T}{\beta \Delta S}$  est supérieur à 1, ce qui signifie que c'est le gradient de température qui domine la THC, on parle alors de **circulation thermique**. La solution  $q_3$  est représentée par la branche basse, où le rapport  $\frac{\alpha \Delta T}{\beta \Delta S}$  est inférieur à 1. C'est la salinité qui domine la circulation, on parle de **circulation haline**. Ce diagramme de phase met en évidence une gamme de valeurs de  $E$  pour laquelle deux équilibres stables sont possibles. Ce comportement est appelé hystérésis puisque autour d'une valeur critique de  $E$ , le système peut basculer vers un nouvel état stable, et qu'en revenant en arrière, le système ne reviendra pas tout de suite vers son précédent état. Ce type de phénomène illustre la non-linéarité de la THC. Les hypothèses utilisées dans ce modèle sont cependant fortes. Par exemple la paramétrisation du transport dans l'équation 1.19 est relativement arbitraire et se base sur l'intensité du courant dans les capillaires du modèle expérimental associé. C'est certainement la principale faiblesse du modèle à boîte de Stommel quant à son applicabilité à l'océan réel. Rien ne certifie donc que l'océan réel possède un tel cycle d'hystérésis.

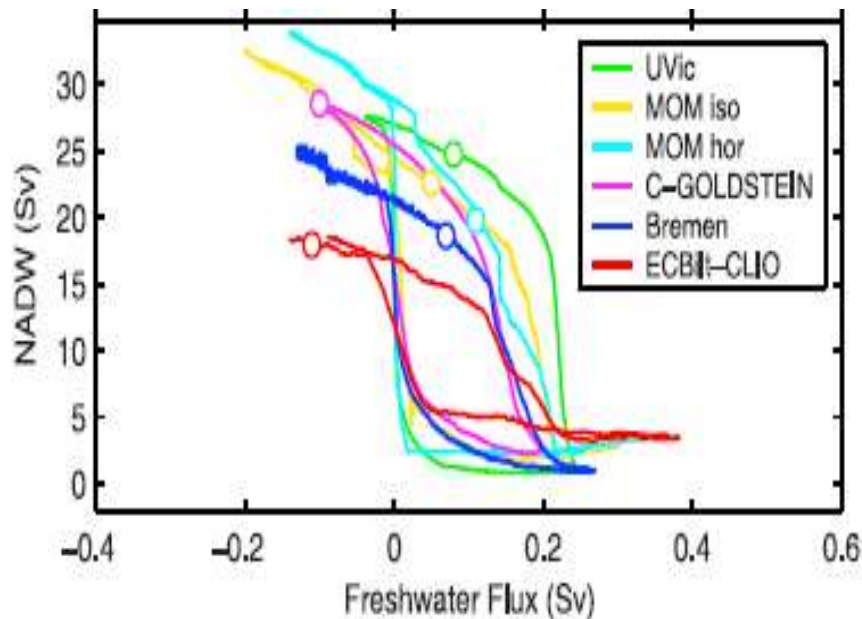


FIG. 1.12 – Comparaison des cycles d’hystérésis de différents EMICs avec un modèle 3D pour l’océan, d’après Rahmstorf et al., 2005. Les points correspondent à l’état actuel de l’océan dans chaque modèle.

### 1.6.2 Une question encore ouverte

D’autres approches conceptuelles ont permis d’affiner ce résultat en mettant en évidence le rôle du gradient inter-hémisphérique de densité (Rooth, 1982), l’introduction de boîtes de surface et de fond (Rahmstorf, 1996) et le rôle du couplage avec l’atmosphère (Marotzke et Stone, 1995). Toutes ces études ont qualitativement mis en évidence l’existence d’un hystérésis avec des propriétés légèrement différentes. Les EMICs (Earth system Model of Intermediate Complexity) vinrent aussi soutenir l’existence de cet hystérésis (Rahmstorf, 1996). Une question très importante a alors été de savoir à quel endroit du cycle d’hystérésis se trouvait l’état actuel de l’océan et quelle était la taille de ce cycle. Un moyen d’apporter des éléments de réponse fut de mettre en place une comparaison de cycle d’hystérésis à partir d’EMICs afin d’évaluer l’incertitude sur ce cycle. Rahmstorf et al. (2005) mirent en place un tel projet. Les résultats des modèles possédant un océan à 3 dimensions montrent une barre d’erreur relativement faible et semblent converger vers l’estimation d’un cycle d’hystérésis de 0.2 Sv environ (Figure 1.12). En revanche la position de l’océan actuel sur ce diagramme est toujours sujette à de fortes incertitudes, comme l’atteste les positions relatives des différents modèles pour le climat actuel (Figure 1.12).

Les modèles couplés type GCM sans rappel en surface ne montrent cependant pas toujours l’existence d’équilibres multiples, bien qu’il soit difficile d’appliquer ce type d’analyse à des modèles de circulation générales couplé océan-atmosphère (CGCM), étant donné que le concept d’hystérésis est lié à une réponse stationnaire, qui demande mille ans de stabilisation environ. Les CGCMs couplés sont alors aux limites des machines de calcul les plus puissantes du moment.

Quelques études utilisant des CGCMs ont malgré tout été réalisées. Une étude pionnière de la stabilité de la THC menée par Manabe et Stouffer en 1988 montra l'existence d'équilibres multiples dans le modèle du GFDL de l'époque, avec rappel en flux d'eau douce. Cependant l'étude plus récente menée par Stouffer et Manabe avec une version plus récente du modèle du GFDL sans rappel en flux (1998) montre que la THC semble s'effondrer à cause d'un changement de condition de surface puis recouvrer son intensité initiale. Le même type de comportement apparaît dans le modèle HadCM3 (Vellinga et al., 2001). La question de l'existence de ces équilibres multiples dans la réalité reste donc une question ouverte et il semble que des mécanismes de recouvrement liés à une réorganisation globale de l'atmosphère puissent permettre à la THC dans les CGCMs d'être plus stable que celle des EMICs. Cela peut s'expliquer par la représentation du transport de sel par les gyres (Vellinga, 2001), par le rôle joué par la glace (Hu et al., 2004), ou encore par une réorganisation tropicale due au changement de gradient de température, qui pourrait augmenter la salinité de l'Atlantique par transfert d'humidité dans les autres bassins. Dans tous les cas, la prise en compte de processus supplémentaires par rapport aux EMICs a un impact important sur la réponse de la THC. C'est pourquoi, l'étude avec un CGCM semble aujourd'hui nécessaire pour apporter de nouveaux éléments de réponse aux diverses questions en suspens.

**Réponse 1.5 (Equilibres multiples)** *La THC possède plusieurs états stables dans les modèles en boîtes et les EMICs. Pour un forçage identique en eau douce il existe un lieu dans le diagramme des phases où la THC peut avoir deux états stables, l'un avec une THC active, l'autre avec une THC inactive. La prise en compte de processus zonaux dans les CGCMs semble cependant limiter la possibilité de ces équilibres multiples, sans exclure leur existence.*

Le projet international PMIP/CMIP coordonné par Stouffer (Stouffer et al., 2006) a pour but d'imposer un flux d'eau douce aux hautes latitudes dans de nombreux CGCMs afin de mieux comprendre l'origine des différences entre les modèles et d'estimer le rôle des processus de recouvrement sur la dynamique de la THC. Il devrait permettre d'apporter des éléments de réponse quant aux mécanismes et non-linéarités associés à la THC. Ces non-linéarités sont souvent liées au mécanisme de rétroactions, que nous allons expliquer dans la suite.

## 1.7 Rétroactions associées à la THC

### 1.7.1 Définition d'une rétroaction

La rétroaction (on utilise aussi couramment le terme anglais : feedback) est l'action en retour d'un effet sur le mécanisme qui lui a donné naissance. C'est-à-dire que la valeur de sortie (à une date antérieure) fait partie des éléments d'entrée du mécanisme en jeu.

Une **boucle de rétroaction** est un dispositif qui lie l'effet à sa propre cause, avec ou sans délai. La répétition de la réaction (réaction itérative) entraîne son

- amplification continue dans le cas de rétroaction positive,
- son extinction progressive ou non en cas de rétroaction négative.

Une boucle de rétroaction permet donc de qualifier certains phénomènes non-linéaires. En sciences du climat, la notion de rétroaction est apparue très utile pour décrire les nombreux phénomènes complexes de cette discipline. Hansen et al. (1984) introduisirent cette notion pour évaluer le rôle des rétroactions climatiques liées à l'albédo et à la vapeur d'eau. Ils mirent en place une définition quantitative, s'appuyant sur la notion de schéma bloc issue

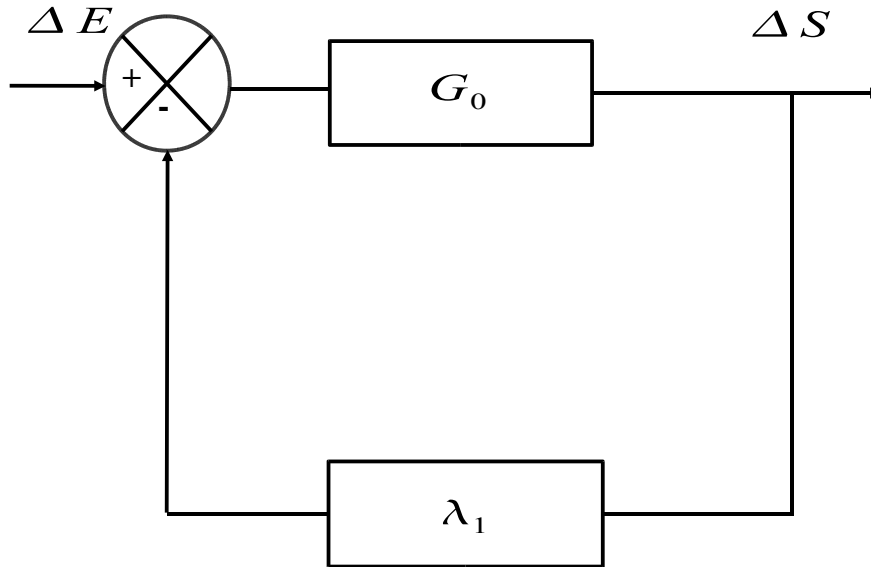


FIG. 1.13 – Schéma bloc d'une boucle de rétroaction. L'entrée  $\Delta E$  est multipliée par le gain  $G_0$  puis retourne en entrée via la boucle de rétroaction de gain  $\lambda_1$ . L'ensemble du système fournit la sortie  $\Delta S$  dont la valeur est exprimée en fonction de l'entrée dans l'équation 1.25.

de l'automatique. Schlesinger (1988) développa ce formalisme, qui devint très usité dans la communauté des sciences du climat. Ces approches mirent en avant la possibilité de quantifier les rétroactions grâce à une analogie avec l'électronique.

Le schéma bloc de la Figure 1.13 représente un système au sein duquel une rétroaction est à l'oeuvre. L'entrée du système est  $\Delta E$ , la sortie  $\Delta S$  est donnée par :

$$\Delta S = \frac{G_0}{1 - \lambda_1 G_0} \Delta E \quad (1.25)$$

où  $G_0$  est une constante qui représente le gain du système sans rétroaction et  $\lambda_1$  l'intensité de la rétroaction. Le signe de  $\lambda_1$  est équivalent au signe de la rétroaction. Il est donc très intéressant de ramener un système dynamique à ce type d'écriture pour quantifier l'intensité d'une ou plusieurs des rétroactions à l'oeuvre dans ce système. C'est ce qu'on nous mettrons en oeuvre au chapitre 4 pour la THC.

### 1.7.2 Inventaire des principales rétroactions connues de la THC

De nombreuses rétroactions associées à la THC ont été identifiées. Certaines sont internes à l'océan, d'autres mettent en jeu différentes composantes du système climatique, comme l'atmosphère ou la glace de mer. Les deux premières rétroactions les plus simples sont internes à l'océan et associées au nom de Stommel qui les a mises en lumière dans son modèle à 2 boîtes (partie 1.6.1). On peut les décrire ainsi :

- rétroaction positive associée au transport de salinité : une augmentation de la THC entraîne une augmentation du transport de salinité dans les zones de convection ce qui

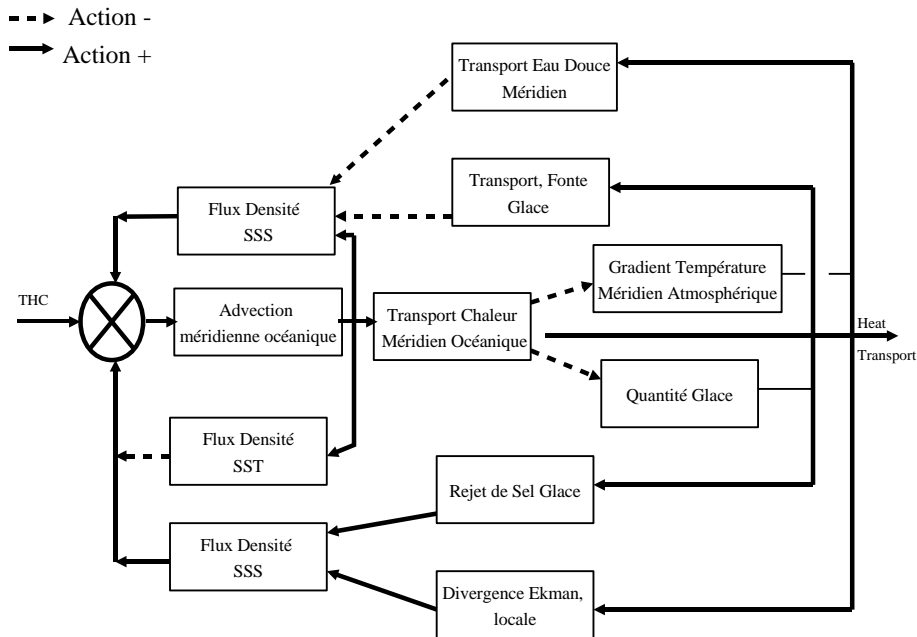


FIG. 1.14 – Schéma des rétroactions associées à la THC. Chaque bloc représente un processus. L'action de chacun de ces processus sur le suivant est en trait plein si elle est positive, en pointillé sinon. Les boucles de rétroaction positives sont dans la moitié supérieure, les boucles négatives dans la moitié inférieure du schéma.

augmente la densité et donc la convection, ce qui amplifie encore la THC.

- rétroaction négative associée au transport de chaleur : une augmentation de la THC entraîne une augmentation du transport de chaleur dans les zones de convection, ce qui diminue la densité et donc la convection, ce qui amortit la THC.

D'autres rétroactions plus complexes ont été mises en lumière par différentes études :

- Fanning et Weaver (1997) mirent en évidence une rétroaction négative liée un couplage entre THC et tension de vent : une augmentation de la THC augmente le transport de chaleur par l'océan, qui en considérant l'hypothèse de Bjerknes statuant que la somme des transports océanique et atmosphérique est constant, implique que le transport de chaleur méridien atmosphérique diminue, tout comme la divergence d'Ekman dans les zones de convection, ce qui tend à diminuer la THC.
- Marotzke et Stone (1995) mirent en évidence un rétroaction positive couplant THC et cycle hydrologique dans l'atmosphère : une augmentation de la THC augmente le transport de chaleur par l'océan ce qui diminue le transport de chaleur méridien dans l'atmosphère, et donc le transport méridien d'humidité, ce qui tend à diminuer la salinité de surface et donc la convection et affaiblit la THC.
- Yang et Neelin (1993) ont mis en évidence deux rétroactions associées à la glace de mer, mettant en exergue le lien entre THC, transport de chaleur et fonte de la glace.
  - une rétroaction positive : une augmentation de THC augmente le transport de chaleur ce qui diminue la formation de glace en Arctique, ce qui diminue l'export de glace dans les zones de convection et donc augmente la salinité et la THC.



- une rétroaction négative : une augmentation de THC augmente le transport de chaleur ce qui diminue la formation de glace en Arctique, et donc la phénomène de rejet de sel lors de la formation de la glace, ce qui diminue la salinité dans les zones de convection et donc affaiblit la THC.

Ces six rétroactions sont résumées dans le schéma de la Figure 1.14, où on a adopté la représentation type schéma bloc. Cette représentation reste ici qualitative, bien que l'intensité des différentes rétroactions soit une composante très importante à connaître pour comprendre la réponse de la THC à une perturbation de surface, comme celle due au réchauffement climatique. C'est une des problématiques que nous tenterons de mieux cerner dans cette thèse, en vue de bien comprendre la réponse de la THC au changement climatique.

## 1.8 Domaine d'étude

Les réponses aux différentes questions de cette première partie, ainsi que les différentes méthodologies d'approche (binage en densité, rétroaction), nous permettent de mieux appréhender le sujet qui nous préoccupe : le devenir de la THC.

Il apparaît que la question de l'échelle de temps est très importante pour l'étude de la THC. La circulation stationnaire s'obtient pour des échelles de temps de l'ordre du millier d'années. Le moteur de cette circulation stationnaire est le mélange diapycnal issu des sources d'énergie mécanique externes que sont les marées et le vent. La convection semble cependant jouer un rôle quand à la distribution spatiale de cette circulation, avec un transport d'eau et de chaleur inter-hémisphérique vers l'Atlantique Nord.

Les échelles de temps plus courtes concernent les phénomènes transitoires de la THC, pour lesquels le phénomène de convection aux hautes latitudes apparaît central. Des approches liant dynamique et thermodynamique sont nécessaires pour appréhender les changements qui ont lieu dans les sites de convection en régime transitoire.

L'étude du climat des années à venir est centrée sur des échelles de temps relativement courtes, de l'ordre du siècle, en accord avec les préoccupations humaines. La réponse de l'océan sera donc en régime transitoire. Dans ce cas, c'est l'Atlantique Nord qui semble être une zone clef puisqu'il est le siège d'importants sites de convection, très sensibles aux flux de surface sur des échelles multi-décennales, affectant donc directement la réponse transitoire de la THC. Ce sont principalement ces échelles décennales à centennales que nous traiterons dans le cadre de cette thèse.

## Synthèse du Chapitre 1

### Problématique

Quelles sont les principales connaissances concernant la THC, du point de vue théorique et dans les observations ?

### Méthodologie

Nous avons **résumé** des principales problématiques concernant la THC. Nous avons aussi défini quelques notions fondamentales utilisées dans la suite, comme le Binning en densité ou le principe de rétroaction.

### Résultats principaux

- Le moteur de la THC est le mélange diapycnal, qui "tire " cette circulation.
- Les sites de convection nourrissent cette circulation et régissent sa distribution spatiale.
- Le diagnostic du binning en densité permet de quantifier la formation des eaux profondes au niveau des sites de convection et la consommation de ces eaux denses par diffusion diapycnale. Il permet ainsi de relier les deux processus importants décrits précédemment.
- La circulation thermohaline semble posséder des équilibres multiples, c'est-à-dire que, pour un même forçage de surface, différentes configurations de cette circulation pourraient être observées.
- Cette multi-stabilité de la THC s'explique par l'existence de nombreuses rétroactions au sein du système THC, dont certaines sont positives et peuvent faire basculer le système vers d'autres états stables.



## Chapitre 2

# Le modèle couplé de l'IPSL

### 2.1 Un modèle du système Terre

Le modèle utilisé pour mener à bien cette étude est la version 4 du modèle couplé de l'IPSL<sup>1</sup> (Marti et al., 2006<sup>2</sup>). Son intérêt principal provient du fait qu'il couple les différentes grandes composantes du système climatique que sont l'océan, l'atmosphère, la glace de mer, et les surfaces terrestres. L'océan et l'atmosphère sont représentés par un modèle de circulation générale (GCM), ce qui signifie que la représentation de ces composantes est faite en trois dimensions spatiales. On applique à ce modèle uniquement les forçages externes au système climatique, comme par exemple le forçage solaire, liée au rayonnement du soleil atteignant la Terre, ou bien encore la composition atmosphérique en gaz à effet de serre, considérée ici comme une variable externe, tout comme le forçage radiatif des aérosols qui ont un fort effet d'albédo.

Deux versions de ce modèle ont été utilisées dans le cadre de cette thèse. Une première version (IPSL-CM4-v1) a été testée et sera rapidement décrite dans le chapitre suivant. Dans ce qui suit, la version la plus récente (IPSL-CM4-v2), utilisée pour réaliser les scénarios du GIEC<sup>3</sup>, sera décrite. Par rapport à la seconde version, la première version du modèle possédait les différences suivantes :

- les hautes latitudes étaient trop chaudes, à cause d'une valeur trop élevée de la diffusion turbulente atmosphérique dans les régions de subsidence ;
- il existait une petite erreur dans le couplage entre océan et glace de mer, nécessitant un réajustement énergétique du modèle ;
- l'effet direct et indirect des aérosols n'était pas pris en compte ;
- la fonte des icebergs n'était pas prise en compte.

La THC est relativement identiques dans ces deux versions comme nous le verrons dans la suite, ce qui montre que les différences entre les versions sont relativement faibles pour le climat actuel.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons décrire succinctement le modèle IPSL-CM4 sous sa version la plus récente, puis nous confronterons certains aspects de l'océan simulé aux observations, ce qui nous amènera à valider la représentation de la THC dans ce modèle.

---

<sup>1</sup>Institut Pierre Simon Laplace

<sup>2</sup>voir documentation en ligne : <http://dods.ipsl.jussieu.fr/omance/IPSLCM4/DocIPSLCM4/HTML>

<sup>3</sup>Groupe Intergouvernemental d'Experts Climatiques

### 2.1.1 Différentes composantes

#### Atmosphère

La composante atmosphérique est le modèle de circulation générale développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD). Il se nomme LMDz, le “z” signifiant zoom, car les mailles de ce modèle peuvent être plus petites dans certaines régions du globe, permettant de faire un effet zoom. La version utilisée (Hourdin et al., 2006) dans le modèle couplé est à résolution uniforme avec un nombre de mailles égal à  $72 \times 96 \times 19$  en (latitude)  $\times$  (longitude)  $\times$  (altitude). La dynamique du modèle (vent, transport de traceurs...) dépend des 3 dimensions, tandis que la “physique”, représentant les processus non résolus à l’échelle de la maille, est calculée sur une colonne d’air en une dimension.

Le code radiatif est le même que celui introduit dans le modèle du European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) par Morcrette : la partie solaire est une version améliorée du schéma mis au point par Fouquart et Bonnel (1980) et la partie infra-rouge suit le schéma développé par Morcrette et al. (1986). Les espèces chimiques qui participent à ce code radiatif sont  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{NO}_2$  et les CFCs. L’effet direct et indirect des aérosols sulfatés est aussi pris en compte (Boucher et Pham, 2002, Quaas et al., 2004).

Le transport turbulent dans la couche planétaire est traité comme de la diffusion verticale, avec un coefficient de diffusion dépendant du nombre de Richardson local (Laval et al., 1981). La couche limite atmosphérique est modélisée suivant le schéma de Deardorff (1966). La couche de surface est traitée selon le schéma développé par Louis et al. (1979). La paramétrisation de Lott et al. (1999) permet de bien prendre en compte l’effet des montagnes sur la circulation atmosphérique. Le phénomène de convection atmosphérique est modélisé suivant le schéma développé par Emanuel (1991, 1993) et récemment introduit dans le modèle.

La couverture nuageuse et la quantité d’eau contenue dans les nuages sont diagnostiquées à partir de la quantité de vapeur d’eau, de la pression de vapeur saturante et de la variabilité totale en eau dans la grille, suivant l’approche de Sommeria et Deardorff (1977). Ainsi, les nuages sont représentés selon une distribution de probabilité log-normal (Bony et Emanuel, 2001) définie dans chaque maille suivant trois moments statistiques (moyenne, variance et asymétrie).

Les processus de surface considèrent 4 sous-surfaces : l’océan, la glace de mer, les surfaces continentales et les surfaces englacées. Les flux de surface sont calculés avec des paramètres propres à chaque sous-surface.

#### Océan

La composante océanique est représentée par OPA (Ocean PARallélisé), modèle développé au LOCEAN (Madec et al., 1997). On utilise ici la version 8.2 du modèle, avec une résolution de 2 degrés (ORCA2). La diffusion verticale turbulente est paramétrée à partir de l’énergie cinétique turbulente (TKE<sup>4</sup>, Blanke et Delecluse, 1992). La surface est libre (Roullet et al., 2000), ce qui permet une conservation satisfaisante du sel dans l’océan. La grille spatiale utilisée est particulière, puisque afin d’éviter les problèmes d’instabilité numérique aux pôles qui sont des points singuliers, deux pôles Nord pour la grille sont placés sur la Terre (Figure 2.1), un en Asie, l’autre en Amérique du Nord. Cette solution permet d’éviter de faire un calcul de dynamique autour d’un point singulier.

---

<sup>4</sup>Turbulent Kinetic Energy



FIG. 2.1 – Grille utilisée dans le modèle OPA sous sa version ORCA2, d'après Marti et al. (2006)

## Glacé de mer

LIM (Louvain-la-Neuve sea-Ice Model) est un modèle de glace de mer, développé à l'Université Catholique de Louvain-la-Neuve (Fichefet et Morales-Maqueda, 1997). Il prend en compte les aspects dynamiques et thermodynamiques de la glace de mer. L'albédo est considéré comme une fonction de l'épaisseur de la neige et de la glace ainsi que de la température. Les variations de quantité de glace sont obtenues à partir de l'équation pronostique de conservation de l'énergie. Les forces internes à l'oeuvre dans la glace sont calculées à partir des lois de viscosité plastique suivant l'approche proposée par Hibler (1979). Le modèle permet le transport de la glace et de la neige sus-jacente, qui est un processus très important pour l'hydrologie des hautes latitudes.

## Surface terrestre et glaciers

Le modèle représentant la surface terrestre se nomme ORCHIDEE (ORganizing Carbon and Hydrology In Dynamic EcosystEms, Krinner et al., 2005). La végétation dynamique et le cycle du carbone terrestre (module STOMATE, Saclay Toulouse Orsay Model for the Analysis of Terrestrial Ecosystems, Ducoudré et al., 1993) ne sont pas pris en compte dans notre étude. La version minimale d'ORCHIDEE, composée du module hydrologique SECHIBA (Schématisation des EChanges Hydriques à l'Interface entre la Biosphère et l'Atmosphère) sera utilisée. Ce module permet le calcul des échanges d'énergie et d'eau entre l'atmosphère et la surface terrestre. Un schéma de routage des rivières amène les rivières aux points d'embouchure observés dans le monde réel.

Les glaciers sont aussi représentés dans le modèle et sont fixés au niveau des observations de la position des glaciers actuels. L'albédo très fort des surfaces terrestres englacées est ainsi pris en compte. La fonte des glaciers en cas de réchauffement est aussi paramétrée selon les lois de la thermodynamique. La dynamique des glaciers n'est par contre pas prise en compte.

## Couplage

Les différentes composantes décrites ci-dessus sont connectées entre elles par le biais du coupleur OASIS. Ce coupleur a été développé au CERFACS (Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique). Sur la Figure 2.2 sont représentés les différents champs échangés entre les composantes océan-atmosphère-glace de mer. Ainsi, les champs de tension de vent, de flux de chaleur, de flux de masse (eau douce) sont calculés dans le modèle d'atmosphère et envoyés aux modèles de glace de mer et d'océan, qui, à leur tour, renvoient les conditions de surface au modèle d'atmosphère. L'interface avec le modèle de surface terrestre est incluse dans LMDz.

### 2.1.2 Le modèle d'océan OPA

Notre étude a pour but de comprendre les modifications de l'océan causées par un réchauffement climatique. La composante océanique, dont le comportement va être le principal objet de notre étude, est décrite en détail dans ce qui suit, en suivant les éléments de la documentation d'OPA (Madec et al., 1997)

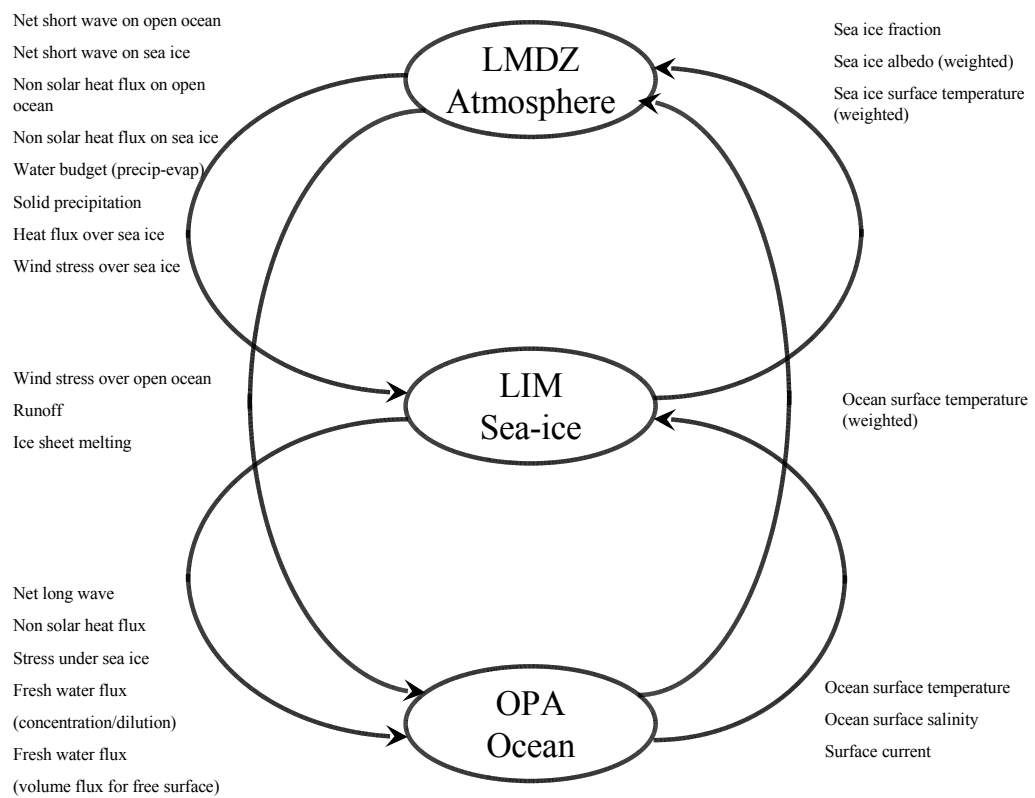


FIG. 2.2 – Schéma des champs échangés entre les composantes océan-atmosphère-glace de mer, d'après Marti et al. (2006)



### 2.1.2.1 Équations primitives

Le modèle OPA utilise les équations issues de la mécanique des fluides, c'est-à-dire qu'il résout numériquement les équations de Navier Stokes appliquées à l'océan, moyennant quelques hypothèses. Il donne accès de manière pronostique à la vitesse horizontale dans l'océan ( $\vec{V}_h=[u,v]$ ), la température ( $T$ ), la salinité ( $S$ ) et l'énergie cinétique turbulente ( $\bar{e}$ ). Les hypothèses physiques adoptées pour le fluide sont :

- Approximation de la **couche mince et sphérique** : on néglige la profondeur de l'océan devant le rayon de la Terre. On suppose de plus la Terre sphérique.
- **incompressibilité** : on suppose que le volume d'une parcelle de fluide demeure constant sous l'action d'une pression extérieure (équation 2.3).
- approximation **hydrostatique** : les variations de vitesse verticale sont négligeables devant les variations verticale de pression et de masse (équation 2.2). On suppose aussi que la vitesse verticale est négligeable devant les vitesses horizontales.
- approximation de **Boussinesq** : on néglige les variations de densité sur l'horizontale devant les variations sur la verticale. Ainsi  $\rho = \rho_0$  dans l'équation hydrostatique

On obtient alors pour la conservation du moment cinétique, en se plaçant dans un repère orthonormé ( $O, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ ) placé à la surface de la Terre, où  $\vec{i}$  suit la direction de la longitude,  $\vec{j}$  suit la direction de la latitude et  $\vec{k}$  suit la direction de la verticale du lieu :

$$\frac{\partial \vec{V}_h}{\partial t} + \vec{\nabla}_h \cdot (\vec{\nabla}_h \vec{V}_h) + f \vec{k} \times \vec{V}_h = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}_h (p) + \vec{D}_{V_h} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (2.2)$$

où  $\rho$  est la masse volumique,  $p$  la pression,  $\vec{D}_{V_h}$  est la diffusion turbulente horizontale,  $\vec{\nabla}_h$  est l'opérateur gradient spatial projeté sur l'horizontal.

La conservation de la masse se résume, du fait de l'hypothèse d'incompressibilité, à l'équation de continuité :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (2.3)$$

où  $\vec{V} = [u, v, w]$  correspond au champ de vitesse tridimensionnel.

En se basant sur une relation empirique dans les fluides, on exprime la densité comme une fonction d'état dont les variations dépendent de la température ( $T$ ), de la salinité ( $S$ ) et de la pression ( $p$ )

$$\rho = \rho(T, S, p) \quad (2.4)$$

Les variables  $S$  et  $T$  sont régies par les équations pronostiques suivantes :

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (S \vec{V}) + D_S \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (T \vec{V}) + D_T \quad (2.6)$$

$D_S$  représente la diffusion turbulente paramétrée différemment sur l'horizontale et la verticale :

$$D_S = \vec{\nabla}_h (A_h^t \vec{\nabla}_h S) + \frac{\partial}{\partial z} (A_z^t \frac{\partial S}{\partial z}) \quad (2.7)$$

Le même type de paramétrisation est usité pour la température potentielle :

$$D_T = \vec{\nabla}_h (A_h^t \vec{\nabla}_h T) + \frac{\partial}{\partial z} (A_z^t \frac{\partial T}{\partial z}) \quad (2.8)$$

et pour la quantité de mouvement :

$$D_{V_h} = \vec{\nabla}_h (A_h^m \vec{\nabla}_h \cdot \vec{V}_h) - \vec{\nabla}_h \times (A_h^m \vec{\nabla}_h \times \vec{V}_h) + \frac{\partial}{\partial z} (A_z^m \frac{\partial \vec{V}_h}{\partial z}) \quad (2.9)$$

où  $A_h^t$  et  $A_h^m$  sont les coefficients de diffusion turbulente horizontale, et  $A_z^t$  et  $A_z^m$  sont les coefficients de diffusion turbulente verticale, respectivement pour les traceurs et le moment.

### 2.1.2.2 Diffusion océanique et convection

Le modèle TKE (Blanke et Delecluse, 1992) permet de calculer les coefficients de diffusion turbulente verticale à partir de la conservation de l'énergie cinétique turbulente  $\bar{\epsilon} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ , où le *prime* correspond aux parties fluctuantes dans le temps des différentes composantes de la vitesse. L'équation pronostique de la conservation de l'énergie cinétique turbulente s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} (\overline{ew'} + \rho_0^{-1} \overline{p'w'}) - \overline{u'_h w'} \cdot \frac{\partial \vec{U}_h}{\partial z} + \overline{b'w'} - \epsilon \quad (2.10)$$

où  $b = g\rho_0^{-1}\rho$  est la flottabilité et  $\epsilon$  la dissipation. La paramétrisation turbulente de cette équation nécessite l'introduction des coefficients de mélange  $A_m^v$  et  $A_t^v$  :

$$-\overline{u'_h w'} = A_m^v \frac{\partial \vec{U}'_h}{\partial z} \quad (2.11)$$

$$-\overline{b'w'} = -g\rho_0^{-1} A_t^v \frac{\partial \rho}{\partial z} = A_t^v N^2 \quad (2.12)$$

avec  $N^2 = g\rho^{-1}\partial_z\rho$  est la fréquence de Brünt-Väisälä. Enfin, une dernière paramétrisation turbulente pour l'énergie cinétique s'écrit :

$$-(\overline{ew'} + \rho_0^{-1} \overline{p'w'}) = A_\epsilon^v \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial z} \quad (2.13)$$

où  $A_\epsilon^v$  est le coefficient de mélange (ou de diffusion turbulente) associé à l'énergie cinétique turbulente.

Pour finir, on introduit une distance de mélange  $l_\epsilon$  et une distance de dissipation  $l_k$ , suivant l'approche de Kolmogorov (1942). On obtient alors l'expression des coefficients de diffusion turbulente  $A_t^v$  et  $A_m^v$  en fonction de l'énergie cinétique :

$$\epsilon = C_\epsilon \bar{\epsilon}^{3/2} l_\epsilon^{-1} \quad (2.14)$$

$$A_m^v = C_k l_k \sqrt{\bar{\epsilon}} \quad (2.15)$$

$$A_t^v = \frac{A_m^v}{P_{rt}} \quad (2.16)$$

avec  $C_k = 0,1$  et  $C_\epsilon = \sqrt{2}/2$  et  $Pr_t$  est le nombre de Prandtl, défini comme le rapport entre le temps caractéristique lié à la diffusion thermique et le temps caractéristique lié à la viscosité.

En approximant  $l_k = l_\epsilon = \sqrt{2\bar{\epsilon}}/N$ , on obtient une équation pronostique pour  $\bar{\epsilon}$ , qui une fois résolue donne accès aux coefficients de mélange verticaux pour le moment et pour le traceur :

$$\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left( A_e^v \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial z} \right) - A_t^v N^2 - \frac{C_\epsilon}{\sqrt{2}} N \bar{\epsilon} \quad (2.17)$$

On définit, à partir de ce principe, une limite de couche de mélange appelée turbocline, qui est la profondeur à partir de laquelle  $A_m^v < 0,5m^2.s^{-1}$ .

L'équation 2.17 peut formellement avoir pour solution des énergies négatives. Pour éviter ce phénomène non physique, on limite l'énergie à un minimum égal à  $\frac{\sqrt{2}}{2}.10^{-6}m^2/s^2$ . On obtient ainsi dans l'océan profond, une formulation pour le mélange, du type  $A_t^v = 10^{-3}/N$ , qui dépend donc de la stratification.

### 2.1.2.3 Paramétrisation de processus non résolu

Le mécanisme de convection est lié aux instabilités verticales, c'est-à-dire lorsque  $\frac{\partial \rho}{\partial z} < 0$ . On force alors  $A_m^t$  à la valeur de  $1m^2.s^{-1}$ , ce qui entraîne un échange vertical entre les mailles, simulant le mécanisme de convection.

L'échelle caractéristique des tourbillons dans l'océan est de l'ordre de 50 km. Les mailles du modèle sont un ordre de grandeur plus grandes et ne résolvent donc pas ces tourbillons synoptiques. Leur effet n'est cependant pas négligeable. Pour essayer de les prendre en compte, le modèle OPA utilise la paramétrisation de Gent et McWilliams (1990). Cette paramétrisation représente le transfert d'énergie potentiel en énergie cinétique en lissant les gradients isopycnaux. Elle ne représente donc qu'une partie de l'effet des tourbillons méso-échelles. C'est une des principales faiblesses des modèles océaniques que l'on trouve dans les modèles couplés de système Terre.

### 2.1.3 Échange océan-atmosphère-surface terrestre-glace de mer

Les conditions aux limites, permettant de résoudre le système d'équations qui vient d'être décrit, sont de type Neumann, sauf pour l'énergie cinétique turbulente :

- À la surface libre ( $\eta$ ), qui est une variable pronostique calculée par l'équation  $\partial_t \eta = w_{z=0} + P + R - E$  (Roullet et al., 2000),
- la condition pour la salinité est :

$$A_z^t \frac{\partial S}{\partial z} \Big|_\eta = \varepsilon S \quad (2.18)$$

où  $\varepsilon$  est le bilan hydrologique "évaporation moins précipitation moins flux des rivières" et les flux liés à la glace de mer ; ;

- la condition pour la température est :

$$A_z^t \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_\eta = (\rho_0 C_p)^{-1} Q^* \quad (2.19)$$

où  $Q^*$  est le flux de chaleur net échangé avec l'atmosphère ou la glace de mer, soustrait du flux solaire pénétrant.

– la condition pour les échanges de moment cinétique est :

$$A_z^m \frac{\partial \vec{V}_h}{\partial z} \Big|_{\eta} = \frac{\vec{\tau}}{\rho_0} \quad (2.20)$$

où  $\tau$  est la tension de surface liée au vent ou au frottement avec la glace de mer, et

$$\bar{e}|_{\eta} = 3,75 \cdot \frac{|\tau|}{\rho_0} \quad (2.21)$$

– sur les bords et au fond, la condition cinématique s'écrit :

$$\vec{n} \cdot \vec{V} = 0 \quad (2.22)$$

où  $\vec{n}$  représente le vecteur sortant des surfaces de bords et de fond.

Le coupleur OASIS effectue les échanges entre l'océan, l'atmosphère et les surfaces terrestres. Il envoie en premier lieu les champs de forçage en vent nécessaires au calcul des échanges de chaleur.

### 2.1.3.1 Flux de chaleur océan-atmosphère

Le flux de chaleur  $Q$  à la surface de l'océan peut se séparer en quatre termes :

$$Q = Q_p + Q_{ir} + Q_s + Q_l \quad (2.23)$$

où  $Q_p$  est le flux solaire,  $Q_{ir}$  est la contribution des grandes longueurs d'ondes (infra-rouge),  $Q_s$  est le flux de chaleur sensible et  $Q_l$  le flux de chaleur latente.  $Q$  est positif lorsque l'océan reçoit de la chaleur et inversement..

$Q_s$  et  $Q_l$  sont calculés à partir des SST du modèle, d'après les formules empiriques :

$$Q_s = -\rho_a C_d V_a C_{ap} (SST - T_a) \quad (2.24)$$

$$Q_l = -\rho_a C_d V_a L (q_s - q_{air}) \quad (2.25)$$

où  $\rho_a = 1,2 \text{ kg/m}^3$  est la densité de l'air,  $C_d$  est le coefficient de rugosité, dépendant de la stabilité de l'atmosphère,  $V_a$  la vitesse du vent dans le premier niveau de LMDz,  $C_{ap} = 10^3 \text{ J/kg/K}$  est la chaleur spécifique de l'air,  $T_a$  la température de l'air (variable pronostique de LMDz),  $L = 2,5 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$  est la chaleur latente de vaporisation,  $q_s$  est la pression de vapeur saturante dans l'océan, et  $q_{air}$  est l'humidité spécifique dans l'atmosphère (variable pronostique de LMDz) et  $P_a$  est la pression atmosphérique au niveau de la mer.

Le flux solaire pénètre dans l'océan selon l'irradiance, définie par :

$$I(z) = Q_{sr} [R e^{-z/\zeta_1} + (1-R) e^{-z/\zeta_2}] \quad (2.26)$$

où  $Q_{sr}$  est la partie du flux solaire pénétrant,  $\zeta_1$  et  $\zeta_2$  sont deux longueurs caractéristiques d'extinction, et  $R$  détermine la contribution relative de ces deux termes. Ainsi, il y a une condition supplémentaire en profondeur pour l'équation 2.6, du type :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \dots + \frac{1}{\rho_0 C_p} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (2.27)$$

Enfin les émissions infra-rouges sont calculées dans le modèle d'atmosphère suivant le principe de ré-émission du corps noir, selon la loi de Stefan :

$$Q_{ir}^{emis} = \epsilon \sigma T_s^4 \quad (2.28)$$

où  $T_s$  représente la température à la surface de l'océan,  $\sigma = 5,67.10^{-8} W/K^4$  est la constante de Stefan et  $\epsilon$  est l'émissivité, prise égal à 1 pour l'océan. Le flux net de radiation infra-rouge prend aussi en compte les émissions incidentes dues aux ré-émissions par l'atmosphère, associées à l'effet de serre :

$$Q_{ir} = Q_{ir}^{emis} + Q_{ir}^{incidente} \quad (2.29)$$

### 2.1.3.2 Flux d'eau douce océan-atmosphère-surface terrestre-glace de mer

Le forçage en eau douce se fait par le biais des précipitations ( $P$ ) et de l'évaporation ( $E$ ) calculées par le modèle atmosphérique LMDz et interpolées par OASIS. Les rivières et le ruissellement ( $R$ ) sont amenés à l'océan par le schéma d'hydrologie du modèle de surface terrestre ORCHIDEE. Deux types de ruissellement sont pris en compte : les 50 plus grandes rivières sont amenées à leur point d'embouchure, pour les autres bassins versants, on amène les précipitations directement sur le bord de côte.

Les échanges entre la glace de mer et l'océan en terme d'eau douce sont liés à la fonte de la glace de mer, principalement en été. La formation de la glace entraîne un rejet de sel qui contribue donc à augmenter la salinité, principalement en hiver. En état stationnaire, le bilan net en terme de forçage de l'océan en salinité sur une année est donc globalement nul.

La fermeture du bilan d'eau douce aux hautes latitudes est complexe du fait de l'existence d'eau sous diverses formes. Le retour des quantités d'eaux stockées sous forme de glace sur les glaciers du Groenland par exemple est prise en compte dans le modèle. La représentation de ce processus est relativement simple : lorsque la neige accumulée au dessus de la calotte a fondue, on calcule le bilan d'échange de chaleur au niveau de la calotte. Si la température de la calotte devient supérieure à zéro, on fond la calotte. Ainsi, on ne modélise que la thermodynamique des glaciers et pas leur dynamique. La glace fondue est envoyée directement à l'océan, avec un filtre de 10 ans, ce qui néglige les phénomènes de recongélation. Enfin la redistribution sur l'océan de la fonte des glaciers par le biais des icebergs est redistribuée homogènement suivant trois bandes de latitudes, situés entre 90°S et 50°S, entre 50°S et 40°N et au delà de 40°N.

## 2.2 Représentation de la THC dans le modèle IPSL-CM4

### 2.2.1 Simulation de contrôle

La simulation de contrôle (CTRL) analysée dans cette partie est une simulation intégrée pendant 500 ans avec la version du modèle utilisée pour réaliser les scénarios du GIEC (IPSL-CM4-v2). Dans cette simulation, la concentration de  $CO_2$  est de 370 ppm, soit celle observée aux alentours de l'an 2000. L'atmosphère est initialisé avec un 1<sup>ier</sup> janvier issue de ECMWF (ERA15), et l'océan à partir des observations Levitus (1982). Glace de mer et végétation sont initialisées à partir d'observations moyennes de leur répartition. Le bilan radiatif à la surface terrestre et au sommet de l'atmosphère s'ajuste rapidement pour tendre vers 0, ce qui permet d'avoir une très faible dérive de l'ordre de 0,02 K/siècle pour la SST moyennées globalement.

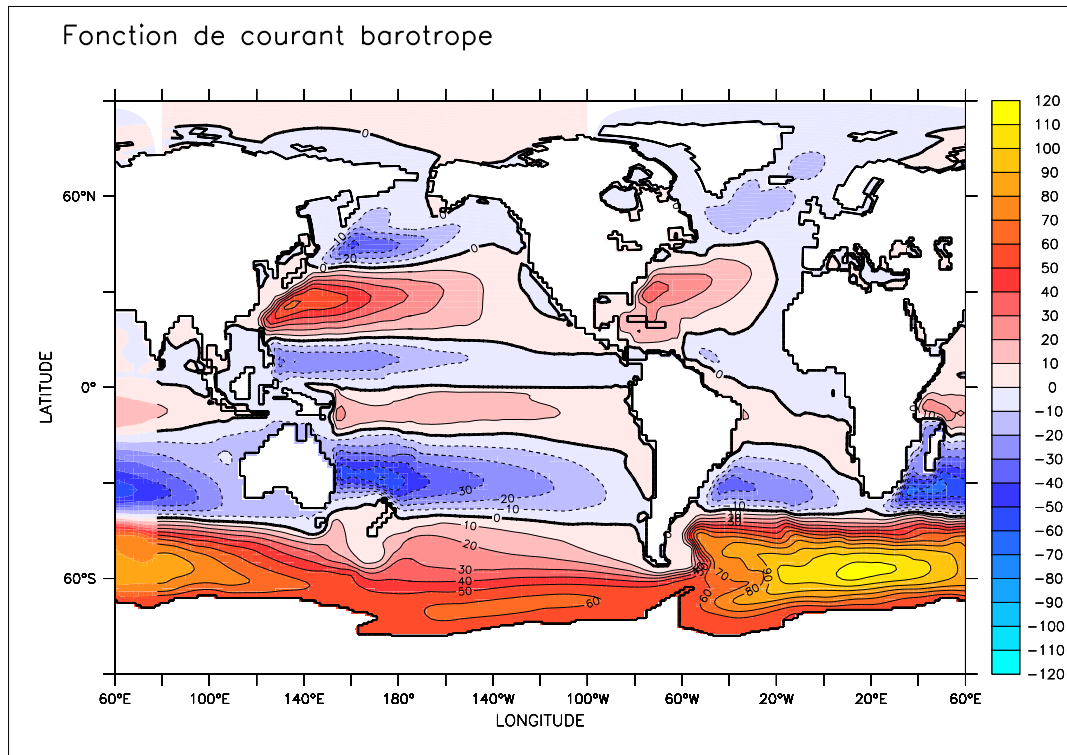


FIG. 2.3 – Fonction de courant barotrope exprimé en Sv pour la simulation CTRL.

## 2.2.2 Circulation horizontale

La Figure 2.3 représente la fonction de courant barotrope dans le modèle. Cette variable permet d'observer la circulation de surface dans le modèle. On observe l'existence de gyres subpolaires et subtropicales dans chaque hémisphère. L'hémisphère Sud est le siège du très puissant courant circumpolaire qui fait le tour du globe au nord du continent Antarctique. Le maximum de la fonction de courant barotrope est de 118 Sv dans le modèle, ce qui correspond à la quantité d'eau qui est transportée au sein de ce courant. Au niveau de l'Atlantique Nord, la gyre subtropicale possède un maximum de 36 Sv tandis que la gyre subpolaire a un maximum de 18 Sv. La structure générale de ces courants est en accord qualitatif avec les observations (Schmitz et al., 1995). Les courants de bord ouest ne sont cependant pas assez fins du fait de la résolution de modèle qui ne résout pas les tourbillons transitoires, pourtant nombreux au niveau de ces courants. Dans l'Atlantique, l'intensité de la gyre subtropicale de l'hémisphère Nord est en accord avec une estimation de Bryden et al. (2005) qui évalue le transport de cette gyre à 37 Sv environ.

La Figure 2.4 représente les courants entre 1000 et 3000 mètres de profondeur. En accord avec le modèle de Stommel-Arons (1960), dans l'Atlantique, dans le modèle IPSL-CM4, les courants en profondeur sont concentrés principalement le long du bord ouest du bassin et s'écoulent vers le sud en traversant l'équateur.

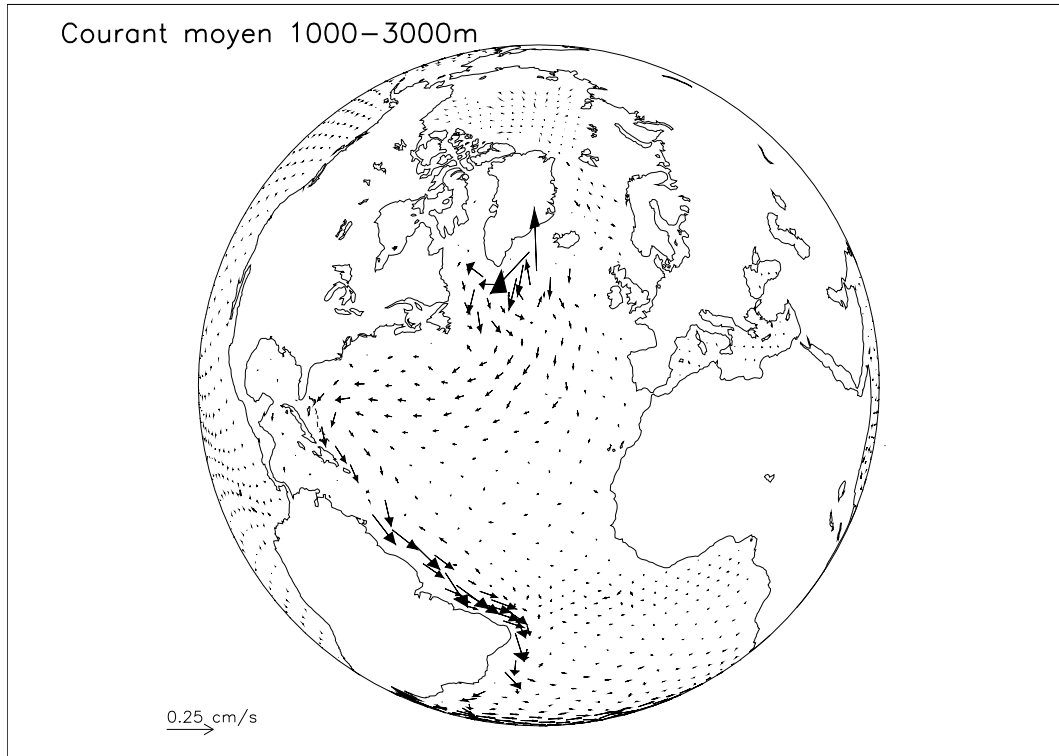


FIG. 2.4 – Vecteurs vitesses moyennés entre 1000 et 3000 mètres de profondeur dans la simulation CTRL.

### 2.2.3 Masses d'eau de l'Atlantique

Les mouvements dans l'océan se font principalement le long d'isopycnes, c'est-à-dire de surfaces d'égale densité (Cf. partie 1.4). Il est donc très intéressant de raisonner en classe de densité, c'est-à-dire en masse d'eau appartenant à un intervalle de densité donné. Comme on peut le voir sur la section profondeur-latitude de la Figure 2.5, la densité des masses d'eau croît avec la profondeur. On observe un gradient méridien équateur-pôle qui correspond au différentiel de chauffage solaire en surface qui force la température de surface. Autour de 1000 mètres de profondeur, à 35°N, on observe une masse d'eau très dense qui correspond aux eaux méditerranéennes très salées. Au nord, les masses d'eau denses affleurent aux hautes latitudes en hiver. En comparant le modèle aux observations, on remarque que les principales erreurs se trouvent en surface, avec des eaux trop légères dans le modèle à part entre 10°N et 30°N. Aux hautes latitudes Nord, la faible densité des eaux de surface est principalement causée par des anomalies négatives de salinité comme dans Swingedouw et al. (2006a).

En vue de mieux comprendre la dynamique océanique, on adopte la classification des masses d'eau de Schmitz (1996), où 5 grandes classes de masses d'eau sont définies pour l'océan Atlantique et l'Arctique (Tableau 2.1). La classe 1 représente les eaux de surface (Upper Water, UW), qui sont en contact quasi-direct avec les flux air-mer. La classe 2 identifie les eaux intermédiaires supérieures (Upper Intermediate Water, UIW). La classe 3 représente les eaux intermédiaires formées en mer du Labrador (Labrador Intermediate Water, LIW). Les eaux profondes sont représentées par la classe 4 et la classe 5 selon la densité. La classe 4 correspond à la partie supérieure des eaux profondes (Upper Deep Water, UDW), tandis

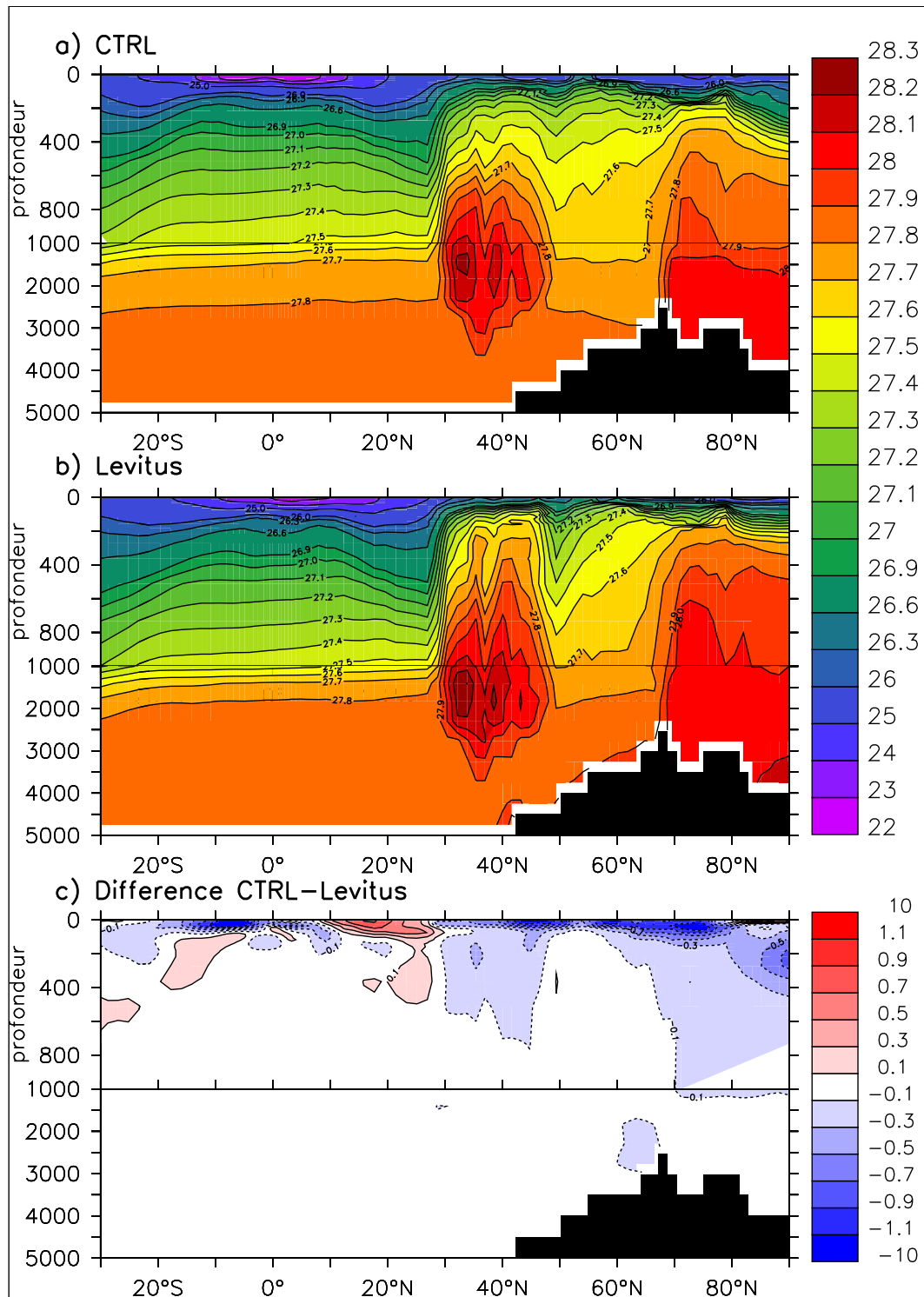


FIG. 2.5 – Section de la densité potentielle en  $kg/m^3$  moyennée zonalement dans l'Atlantique. a) pour les 100 dernières années de la simulation de contrôle du modèle, b) dans les observations Levitus, c) différence CTRL-Levitus



Densité	Classes	Levitus	CTRL	Différence
21,30 à 26,29	Classe 1  (UW)	7,4	8,2	+0,8 (+11%)
26,30 à 26,89	Classe 2  (UIW)	12,1	7,7	-4,4 (-36%)
26,90 à 27,49	Classe 3  (LIW)	23,1	2,4	-20,7 (-89%)
27,50 à 27,79	Classe 4  (UDW)	34,0	38,4	+4,1 (+11%)
27,80 à 28.20	Classe 5  (LDW)	187,1	186,0	-1,1 (-0.5%)

TAB. 2.1 – Tableau des classes de densité considérées dans notre étude pour le bassin Atlantique entre 30°S et le détroit de Bering, d’après Schmitz (1996). Les quantités de chaque classe de densité sont exprimées en  $10^{15}kg$  pour les données de Levitus (1982) et le modèle (simulation CTRL).

que la classe 5 représente les eaux de fond (Lower Deep Water, LDW). Ces eaux profondes constituent 83 % des masses d’eau de l’océan Atlantique.

Les quantités associées à ces différentes classes d’eau sont représentées dans le Tableau 2.1 pour les observations et pour le modèle. La quantité de masse d’eau de la classe 1 semble bien représentée, puisqu’il n’y a qu’une différence de 11% entre le CTRL et les données de Levitus (1982). Cependant, la Figure 2.5 montre que ce chiffre est correct globalement à cause d’un phénomène de compensation : on observe en effet un biais de densité trop faible entre 20°S et 10°N et un biais de densité trop forte entre 10°N et 30°N. Les eaux de la classe 2 ne sont pas assez conséquentes dans le modèle (-36%), tout comme celles de la classe 3 (-89%), par rapport aux données. Pour ce qui est des eaux profondes des classes 4 et 5, on remarque que le modèle possède 11% plus de UDW que les observations. Par contre, il possède 0.5% moins de LDW. Pour comprendre l’origine de ce changement thermodynamique, nous allons utiliser la méthodologie du binning en densité évoquée dans la partie 1.4, en nous concentrant sur les eaux denses des classes 4 et 5 qui forment la branche profonde de la THC.

#### 2.2.4 Formation-consommation de ces masses d’eau

L’équilibre formation-consommation des masses d’eau, résumé par l’équation 1.18, a été calculé pour la simulation de contrôle sur la Figure 2.6.a, pour l’Atlantique et l’Arctique. La formation par les flux air-mer des masses d’eau de la classe 5 est bien représentée (14,4 Sv pour le CTRL contre 13,4 Sv pour les observations). On observe un export d’eau de cette classe à 30°S hors de l’Atlantique de 7.5 Sv, à 30°S. La diminution de la masse d’eau de classe 5 dans le CTRL apparaît aussi dans ce diagnostic (terme  $\frac{\partial V_b}{\partial t}$  de l’équation 1.18). Elle semble liée à la diffusion qui consomme cette masse d’eau trop fortement. Cela peut-être lié à une

mauvaise représentation de la diffusion turbulente dans le modèle qui, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, est un processus difficile à modéliser et à observer. On ne peut cependant omettre une cause dynamique pour ce biais, car comme le notait Speer et Tziperman (1992) : "la dynamique influe sur la formation des masses d'eau via l'affleurement et le transport des caractéristiques T et S". La forte consommation de la classe 5 par diffusion explique la perte de masse de cette classe. Cette perte est transférée vers la classe 4. La diffusion forme donc des masses d'eau de classe 4 (Figure 2.6).

En revanche, les masses d'eau de la classe 4 sont trop fortement consommées par les flux air-mer dans le modèle (-4,0 Sv) comparativement aux données (-0,1 Sv). La production des masses d'eau par les flux air-mer des classes de densité 4 et 5 est largement dominée par les flux thermiques (Figure 2.6.b), la production haline étant de second ordre. La production thermique est très saisonnière, elle correspond à une consommation par réchauffement entre avril et septembre, et à une formation par refroidissement pendant les mois d'hiver. Ainsi, si la production de la classe 4 est négative dans le modèle, c'est parce que la formation par refroidissement hivernal de cette masse d'eau est trop faible (non montré). On remarque sur la Figure 2.7 que l'origine de cette erreur est fortement liée à l'affleurement en surface des masses d'eau. En effet les masses d'eau de la classe 4 ne sont pas suffisamment soumises aux flux air-mer. Ainsi, en mer du Labrador, on observe un affleurement de masse d'eau de classe 4 en mars dans les observations, ce qui est moins le cas dans le modèle. Cet affleurement hivernal est associé à un phénomène de convection dans les données (Lilly et al., 2003). Ce phénomène de convection est illustré par la profondeur de la couche de mélange en mars. Sur la Figure 2.8, on remarque que la convection est absente dans le CTRL en mer du Labrador. Enfin, on peut noter que l'export hors de l'Atlantique des masses d'eau de la classe 4 est de 1.3 Sv dans le CTRL. Ainsi, l'augmentation des eaux de la classe 4 est causée par la diffusion qui forme des eaux de classe 4 à partir de celle de la classe 5. Les flux air-mer sont pourtant trop faibles et ne forment pas suffisamment cette masse d'eau dans le modèle.

En résumé, on observe dans le modèle une formation d'eaux profondes (classe 4 et 5) de 9.5 Sv seulement en comparaison aux 14.3 Sv évalués par notre climatologie, et en accord avec l'estimation de Ganachaud et Wunsch (2000, Cf. partie 1.4). Cette formation trop faible est principalement associée à l'absence de convection en mer du Labrador. L'export des eaux profondes de classe 4 et 5 vaut 8.8 Sv dans le modèle. Cet export est associé à la branche profonde de la THC. Nous allons à présent nous intéresser à la représentation de cette circulation dans le modèle.

## 2.2.5 Indicateur de la THC

### Fonction de courant méridienne

La fonction de courant méridienne représente les lignes de courant dans le plan latitude-profondeur. Elle est en effet définie comme étant la fonction de courant associée aux champs de vitesse sommés zonalement,  $V$  et  $W$ . La non divergence de ce champ (équation 2.3) permet de dire qu'il existe une fonction  $\phi$ , nommée fonction de courant, dont dérivent ces champs de vitesse, c'est-à-dire :  $(V, W) = \nabla_{y,z} \times \phi$ , soit  $V = \partial_z \phi$  et  $W = -\partial_y \phi$ . Ainsi cette fonction de courant méridienne permet de représenter la circulation profonde, et son maximum correspond à la quantité d'eau qui traverse une section horizontale entre ce maximum et un point de courant nul.

La Figure 2.9 représente cette fonction de courant moyennée sur l'Atlantique. Le maximum

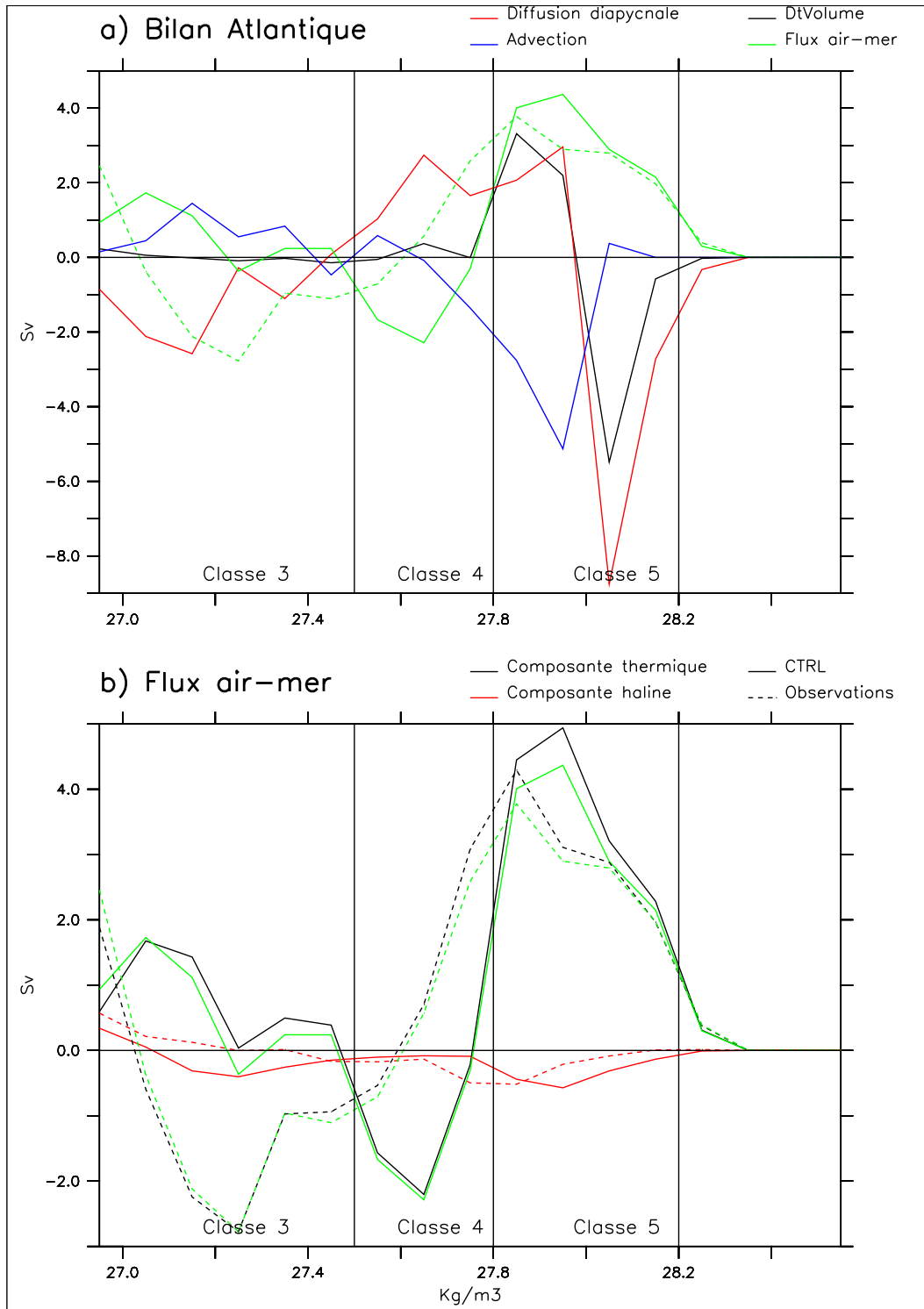


FIG. 2.6 – Bilan de l'équilibre formation ↔ consommation des masses d'eau (en Sv) dans l'Atlantique et l'Arctique : en trait continu pour le modèle, en pointillés pour une climatologie construite à partir des données de Levitus pour la salinité et la température, et des ré-analyses ECMWF pour les champs de forçage en densité. a) Bilan sur l'Atlantique, suivant l'équation 1.18, avec en rouge le terme de diffusion diapycnale, en vert les flux air-mer, en noir les variations de volume  $\frac{\partial V_b}{\partial t}$ , et en bleu l'advection sortante du domaine après Bering et la section à 30°S. b) Décomposition de la formation par les flux air mer en composante thermique en noir, et haline en rouge.

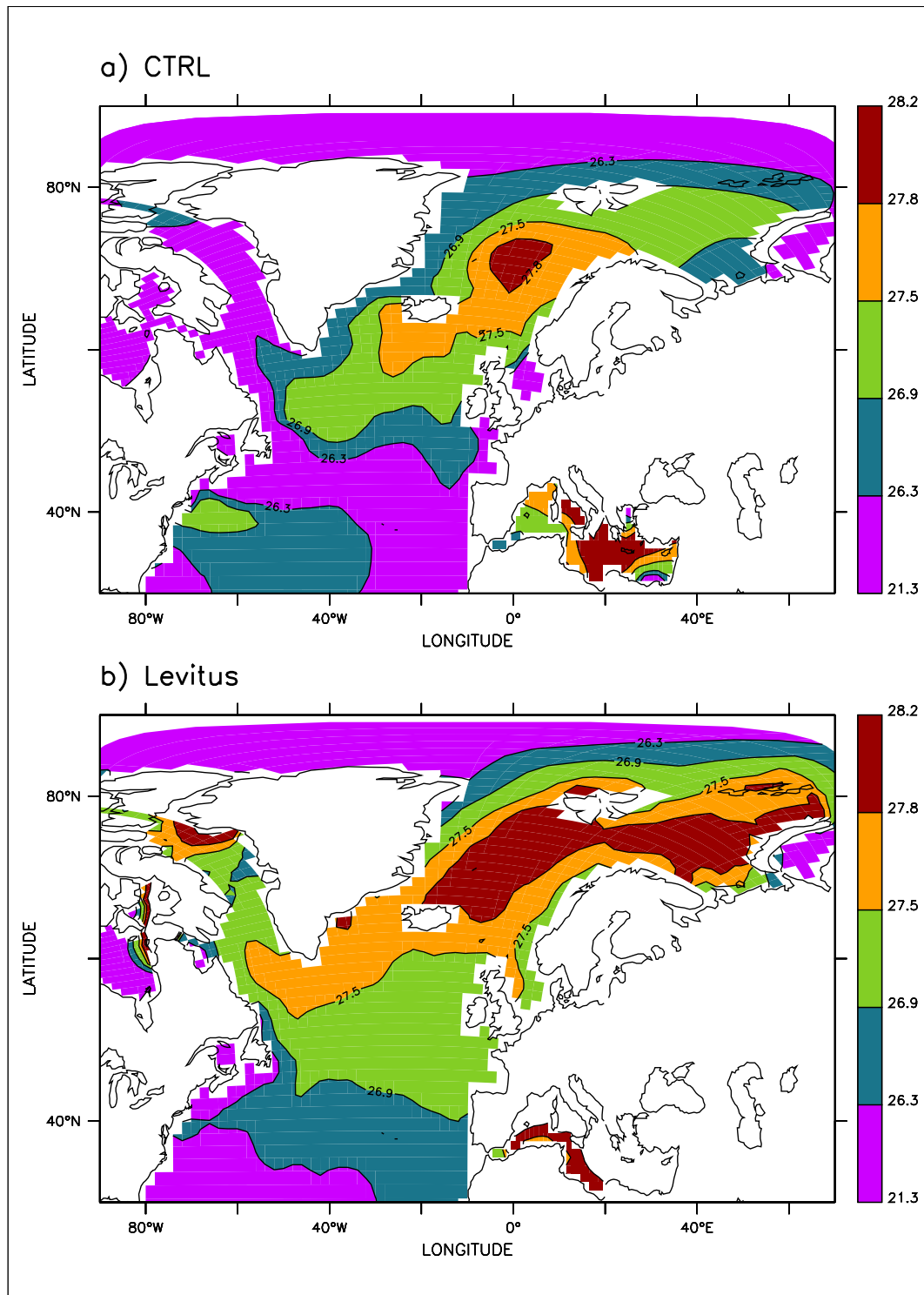


FIG. 2.7 – Carte du maximum annuel de la densité en surface (en  $kg/m^3$ ) en Atlantique Nord. a) pour la simulation CTRL, b) pour les données de Levitus.

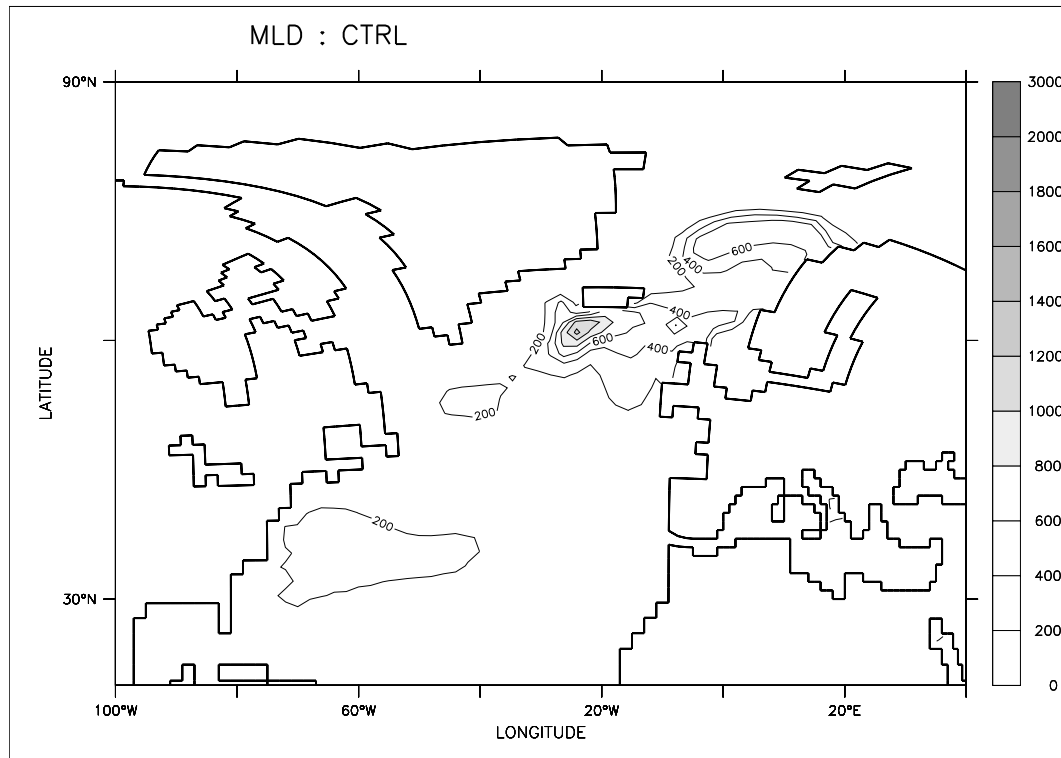


FIG. 2.8 – Maximum annuel de la couche de mélange (en mètre) dans la simulation de contrôle.

est associé à la quantité d'eau qui plonge aux hautes latitudes. Dans le modèle, ce maximum est de 10,4 Sv en Atlantique pour la cellule correspondant à la NADW, tournant dans le sens anti-trigonométrique autour de 1000 m de profondeur. Au fond, on observe une cellule tournant dans le sens trigonométrique, avec une intensité maximum de 4.9 Sv, centrée entre 3500 et 4000 mètres de profondeur et correspondant au mouvement des masses d'eau de l'AABW.

### Transport à 25°N et à la sortie des mers Nordiques

La notion de fonction de courant est très utile pour diagnostiquer l'allure et l'intensité des cellules de circulation profonde. Elle est cependant très difficile à observer dans l'océan réel, car il faudrait connaître avec précision toutes les vitesses en trois dimensions. On n'arrive jamais à ce niveau de précision avec des mesures directes, seules des ré-analyses issues de l'assimilation de données dans des modèles d'océan à haute résolution peuvent permettre d'arriver à ce type de champs. Une méthode plus directe et plus ancienne consiste à mesurer le transport volumique intégré zonalement sur une section zonale. C'est la méthode dite d'inversion. Très peu de grandes sections ont été réalisées régulièrement. Un exemple remarquable de section répété existe à 25°N dans l'Atlantique. Ces mesures directes donnent une bonne idée de l'intensité de la THC dans le monde réel, mais la précision temporelle laisse cependant à désirer. En effet, les sections de ce type sont très onéreuses à réaliser. De plus, elles sont difficiles à mettre en oeuvre car le temps de navigation entre chaque mesure (échantillonnage) génère des erreurs liées à l'activité des tourbillons synoptiques qui sont difficilement quantifiables. Les mesures effectuées le long la section atlantique à 25°N évalue un transport des

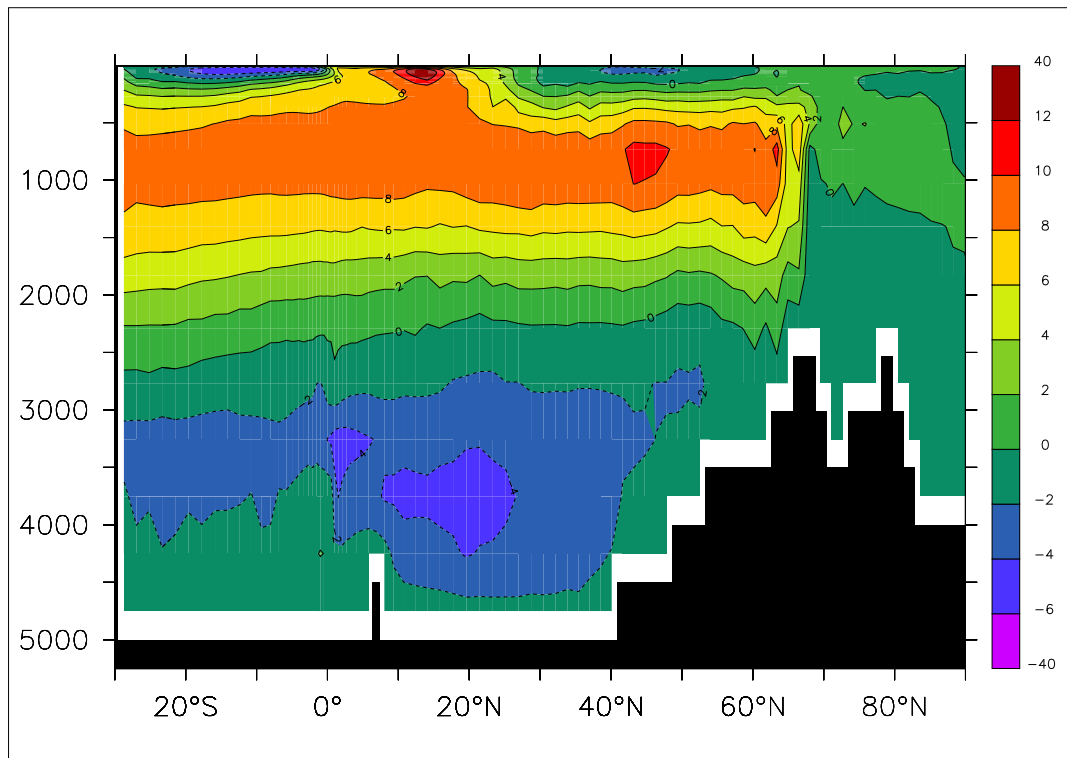


FIG. 2.9 – Fonction de courant méridienne en Atlantique exprimée en Sv. Une valeur positive correspond à une circulation dans le sens trigonométrique, l'inverse sinon. On observe bien une cellule associé à la NADW jusqu'à 2500 mètres de profondeur, puis une cellule associé à l'AABW

masse d'eau de densité supérieure à  $27.7 \text{ kg/m}^{-3}$ , situées à plus de 1000 mètres de profondeur, qui varie entre 22,9 Sv, transport mesuré en 1957, et 14,8 Sv mesuré en 2004 (Bryden et al., 2005). Ces mesures sont en accord avec l'estimation de Talley et al. (2003) qui évalue le débit de la NADW à  $18 \pm 5 \text{ Sv}$ .

Le maximum de la fonction de courant méridienne pris entre 500 et 5000 mètres est un représentation scalaire de l'intensité de la THC dans le modèle. Nous appellerons cette quantité **indice THC** dans la suite de cette thèse. La figure 2.10.a représente cet indice THC et le transport volumique à  $25^\circ\text{N}$  des masses d'eau de densité supérieure à  $27.7 \text{ kg/m}^{-3}$  pour le modèle. Ces deux indicateurs de la THC sont très proches, montrant qu'ils capturent bien le processus de circulation thermohaline dans l'Atlantique. D'autres indicateurs sont aussi très utiles pour diagnostiquer l'intensité de la THC. Le transport à la sortie des mers de GIN ("overflow" de la Figure 1.9) donne accès à la quantité d'eaux formées dans les mers Nordiques, qui passe par dessus le seuil entre la pointe sud du Groenland, l'Islande et la Norvège. Ce flot d'eau plus dense que  $27.8 \text{ kg/m}^{-3}$  est estimé à environ 5.6 Sv (Dickson et al., 1992) dans le monde réel. Il vaut 4.9 Sv dans le modèle, ce qui est plutôt satisfaisant (Figure 2.10). La production d'eau profonde en mer du Labrador est estimée entre 2 et 4 Sv. Elle est nulle dans le modèle.

Un aspect complexe pour l'observation de la THC est le fait qu'elle soit le siège de variabilité interne décennale, comme on peut le voir dans notre modèle, avec un pic à environ 17 ans pour les différents indices de THC. Ainsi les mesures doivent être effectuées de façon continue pour pouvoir capturer cette variabilité, et apporter des conclusions quant à l'existence de tendance de changement de la valeur moyenne de la THC. C'est ce que propose de mettre en place le projet RAPID (Srokosz et al., 2003), avec au moins une mesure d'une section complète à  $25^\circ\text{N}$ , donnant accès à la THC. Un autre effort de mesures important est réalisé dans le cadre du projet OVIDE (Lherminier et al., 2006) qui a pour vocation de mesurer une section à la sortie des mers Nordiques, entre Lisbonne au Portugal et le Groenland. Cette campagne permet ainsi de mesurer la variabilité du flot d'eau dense sortant des mers Nordiques, et devrait aussi évaluer si une tendance apparaît en réponse au réchauffement climatique. Cette section ne prend cependant pas en compte l'apport de la mer du Labrador et représente donc une vision moins intégrée de la THC que la section à  $25^\circ\text{N}$ . Il est encore trop tôt pour avoir des résultats fiables de ces campagnes quant à la variabilité de la THC, mais elle devrait apporter des éléments pour une meilleure connaissance et compréhension de la dynamique et de la variabilité de la THC.

Le faiblesse de la THC dans notre modèle ne semble pas associée au flot à la sortie des mers Nordiques. Des expériences de sensibilité mises en place en stage de DEA (Swingedouw, 2003) ont montré que les erreurs dans la modélisation de la tension de vent à la surface ne sont pas à l'origine des erreurs observées pour la THC. L'absence de convection dans la mer du Labrador est donc un très bon candidat pour expliquer le biais observé quant à la représentation de la THC dans le modèle.

## 2.2.6 Influence de la THC sur le climat

### Transport de chaleur

Sur la Figure 2.11, le transport de chaleur méridien dans l'océan et dans l'atmosphère pour le modèle est comparé à des ré-analyses européennes, issues du ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts), et américaines, issues du NCEP (National Center for

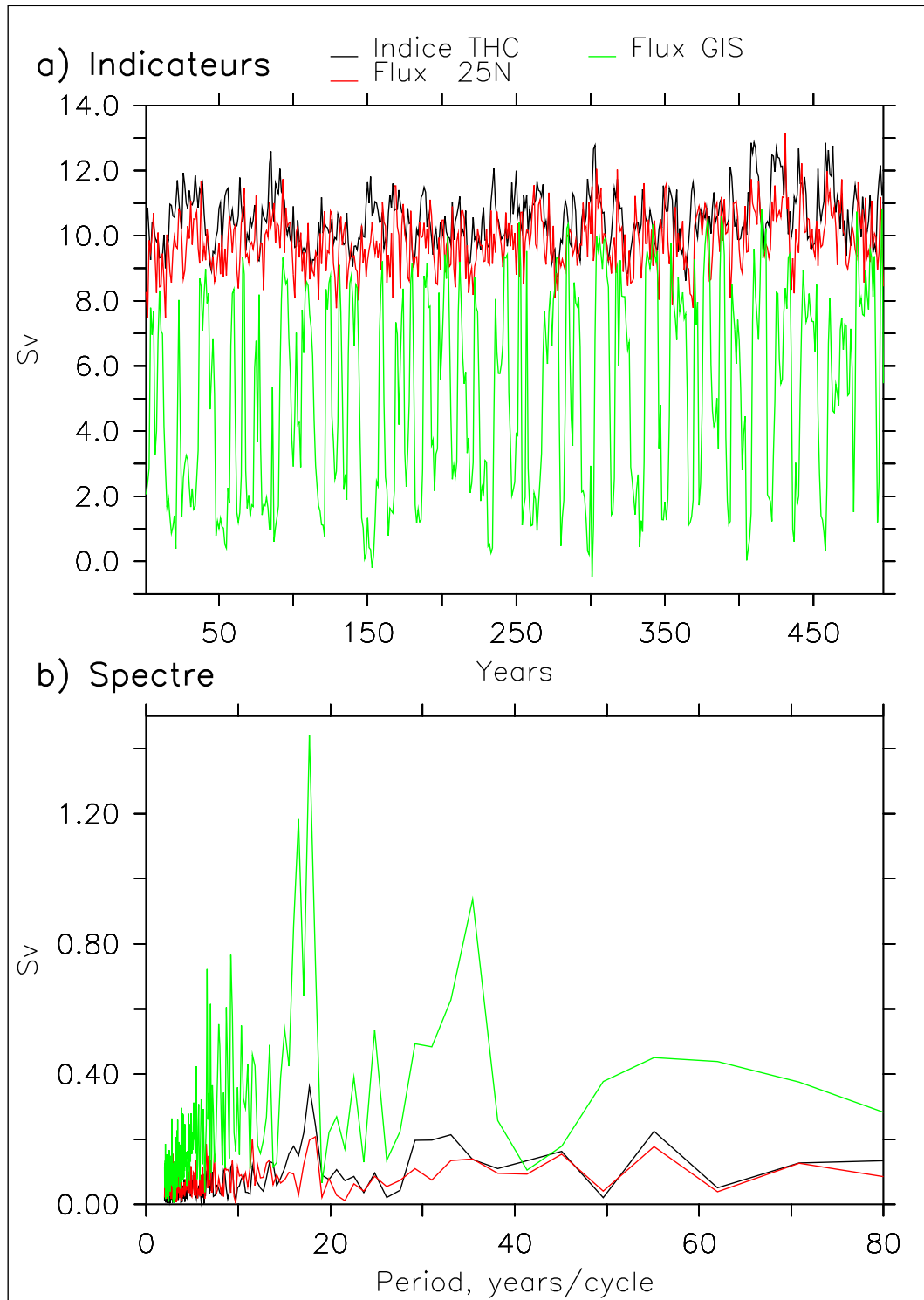


FIG. 2.10 – Indicateur de la circulation thermohaline : en noir le maximum de la fonction de courant méridienne, en rouge le flot vers le sud à 30°N des eaux plus denses que  $27,7 \text{ kg/m}^3$ , en vert le flot à la sortie des mers Nordiques. a) évolution en fonction du temps de ces différents indicateurs pour la simulation de CTRL, b) spectre de ces différents indicateurs. Le pic à 17 ans est significatif à 99% calculé par MTM (Multitaper Method, Ghil et al., 2002).



Environment Prediction). On remarque que globalement, le transport de chaleur méridien par l'océan et l'atmosphère est relativement correct dans le modèle. Le transport atmosphérique est cependant un peu décalé vers l'équateur. Ceci est associé à un décalage des cellules de vents dans le modèle d'atmosphère, dû à sa résolution spatiale un peu grossière. Le transport de chaleur méridien est un peu faible dans l'océan. Le lien entre la THC et le transport de chaleur évoqué précédemment se confirme dans notre modèle, où le maximum de la fonction de courant et le maximum du transport de chaleur méridien dans l'océan Atlantique sont corrélés à 94% sur 500 ans. Si leur variabilité est si intimement liée, il semble qu'il en soit de même pour leur valeur moyenne. Le transport de chaleur méridien dans l'Atlantique (Figure 2.11.b) est qualitativement correct, avec notamment cette asymétrie par rapport à l'équateur qui fait que dans l'Atlantique, il y a un transport de chaleur inter-hémisphérique, associé au transport de volume inter-hémisphérique de la THC, en accord avec le modèle de Stommel-Arons (Cf. partie 1.3). Par contre l'intensité de ce transport est trop faible dans le modèle et entre à peine dans la barre d'erreur des ré-analyses ECMWF. Ceci correspond bien au biais constaté pour l'intensité de la THC. En effet, si on se réfère à la formule empirique proposée par Böning et al. (1996), le transport de chaleur à 25°N en PW est égal à 0.2 plus 0.05 fois l'intensité de la THC exprimé en Sv. L'application de cette relation à la simulation de contrôle donne, pour une THC de 10 Sv, un transport de chaleur méridien d'environ 0.7 PW. Cette valeur est en accord avec le transport de chaleur calculé par le modèle. Ainsi, le lien entre THC et transport de chaleur semble être confirmé dans notre modèle. L'impact climatique de ce lien est une question importante qui sera traitée dans cette thèse (chapitre 3 et 5). Une première approche de cette question est abordée dans ce qui suit.

### Interaction avec la glace de mer

La faiblesse du transport de chaleur océanique méridien dans l'Atlantique a des incidences sur la SST qui est trop faible dans l'Atlantique Nord (Figure 2.12.a). La Figure 2.12.b montre la couverture de glace autour du pôle Nord pour une climatologie (Gloersen, 1991) et dans la simulation de contrôle. On remarque que dans le modèle, la couverture de glace est un peu trop étendue dans les mers Nordiques et recouvre la mer du Labrador en hiver, contrairement aux données. Cependant, de façon générale, cette couverture de glace est plutôt bien représentée dans la modèle en comparaison aux données, et aux autres CGCMs (Arzel et al., 2006). La couverture de la glace de mer possède deux effets climatiques très importants :

- l'albédo de la glace étant beaucoup plus fort que celui de l'océan, le bilan radiatif est très affecté par un biais de couverture de glace. Une diminution de cette couverture entraîne localement une augmentation importante de la température de surface atmosphérique.
- l'océan recouvert par de la glace de mer se trouve isolé de l'atmosphère ce qui diminue considérablement les échanges de chaleur air-mer, principalement en hiver, lorsque l'océan réchauffe l'atmosphère aux hautes latitudes.

Ainsi des excès de couverture de glace de mer sont associés à une SST trop faible dans l'Atlantique Nord, lié à une THC trop faible dans le modèle. Une couverture de glace trop étendue augmente l'albédo et limite les échanges air-mer, ce qui amplifie le biais froid aux hautes latitudes.

Pour conclure, il apparaît donc que le modèle couplé de l'IPSL représente correctement les aspects principaux de la THC. Cependant des biais de salinité de surface en Atlantique Nord affectent certaines caractéristiques, comme la convection en mer du Labrador. Cette absence de convection explique certainement la faible intensité de la THC dans le modèle.

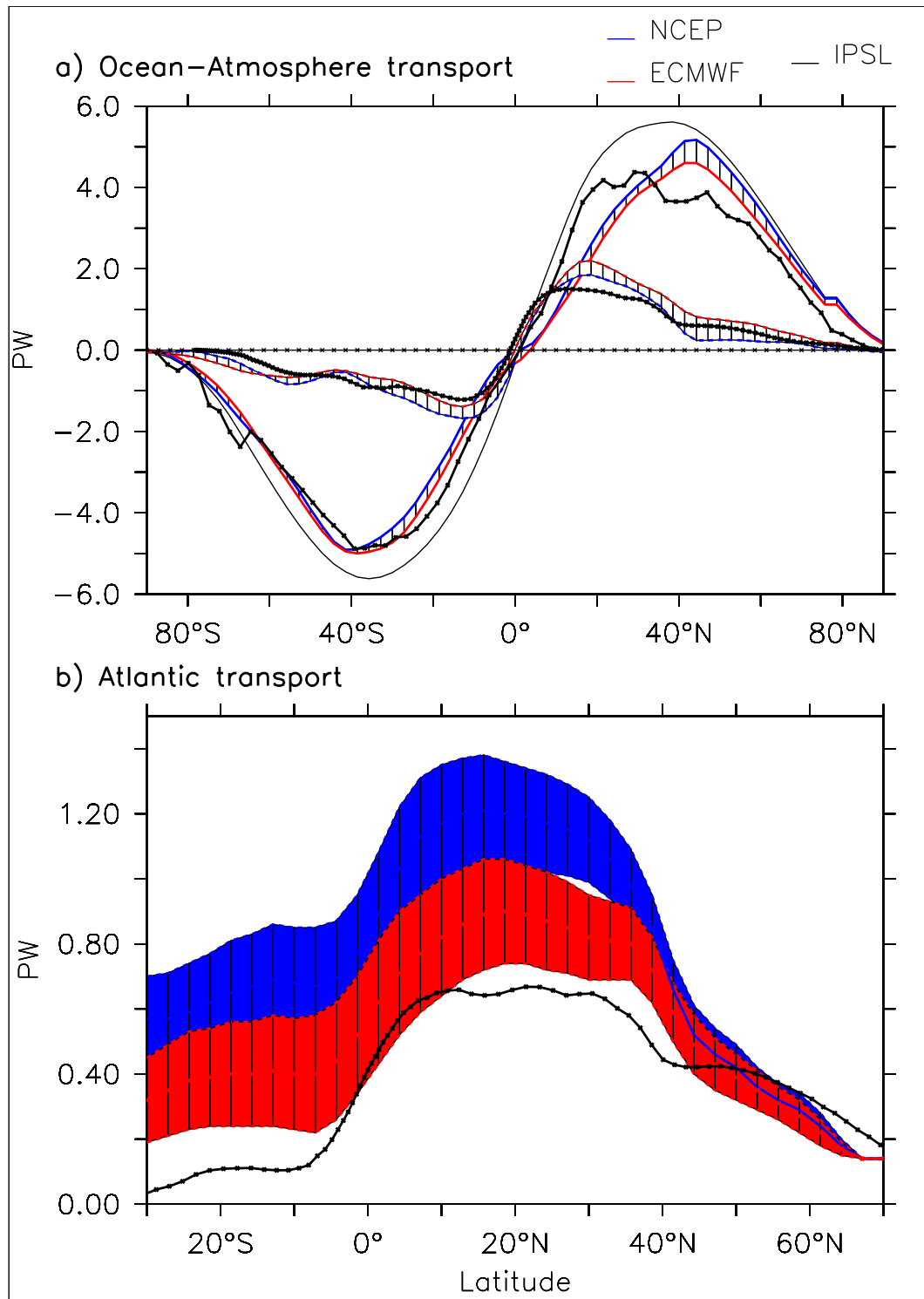


FIG. 2.11 – Transport méridien de chaleur, en rouge pour les ré-analyses ECMWF, en bleu pour les ré-analyses NCEP, en noir pour la simulation CTRL. a) pour l’océan et l’atmosphère globaux. b) transport océanique pour l’Atlantique avec représentation des écart-types calculés entre 1979 et 1998 pour les deux ré-analyses (Trenberth et Caron, 2001).

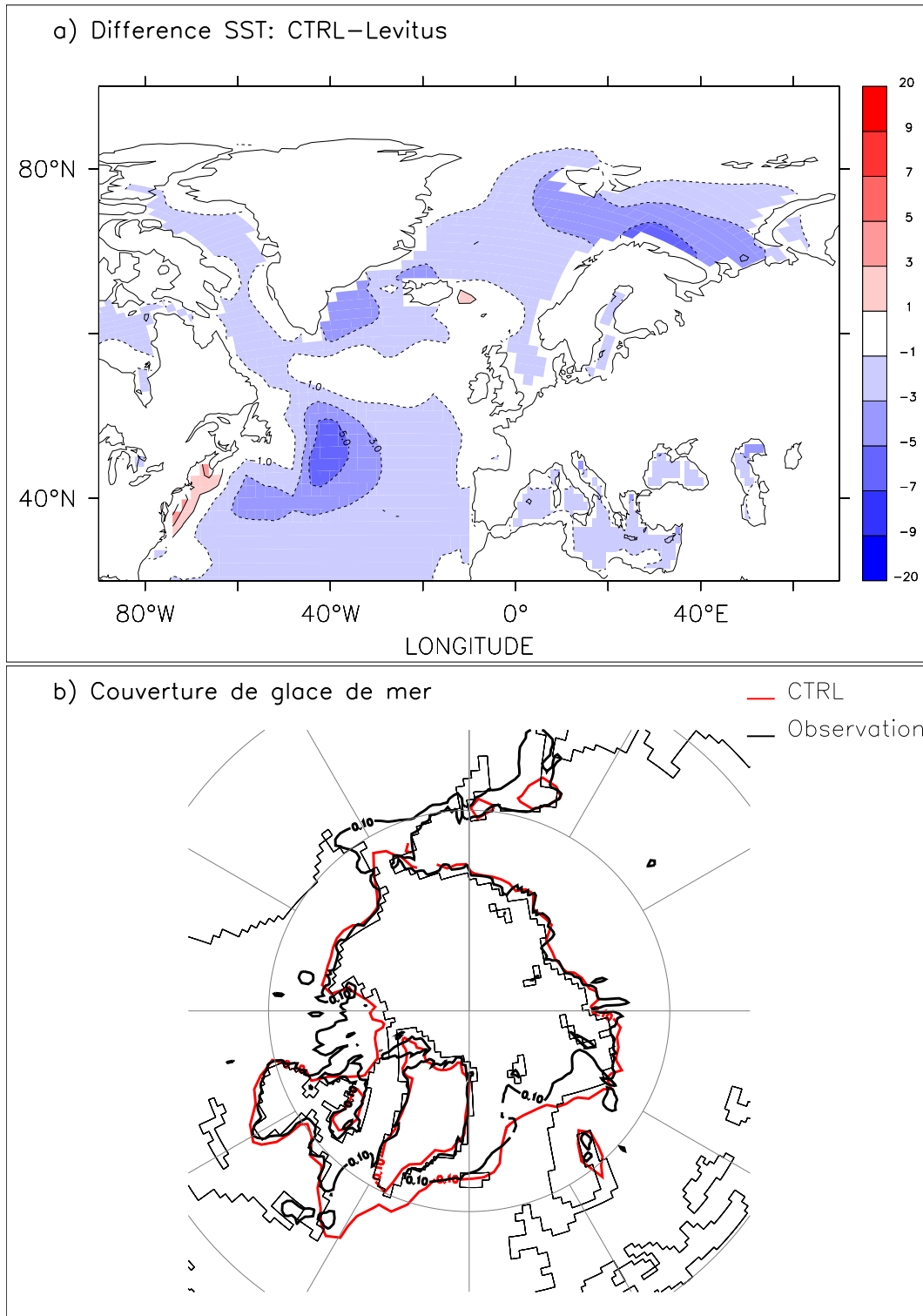


FIG. 2.12 – a) Différence de SST sur l'Atlantique Nord entre la simulation CTRL et les données de Levitus (1982). b) Couverture de glace de mer en Mars, en rouge pour la simulation CTRL, en noir pour les observations issues de Groersen (1991)

Les flux d'eaux douce, qui forcent la salinité en surface, sont donc très importants pour la dynamique de la THC. Nous nous proposons dans la partie suivante d'analyser l'effet global de ce forçage en eau douce sur les zones de convection en Atlantique, afin de mieux comprendre la complexité du rôle de ces forçages sur la THC.

## Synthèse du Chapitre 2

### Problématique

Quel est l'outil que nous allons utiliser dans cette étude. Quelles sont les composantes qui le constituent ? Quelle représentation donne-t-il de la THC actuelle, en comparaison aux données disponibles ?

### Méthodologie

Nous avons décrit **le modèle IPSL-CM4**, puis nous l'avons **validé** par rapport aux observations de l'atmosphère, de l'océan et de la glace de mer. Le diagnostic du binning en densité s'est ainsi révélé un outil précieux pour mettre en place cette validation.

### Résultats principaux

- Notre outil d'étude est un modèle tridimensionnel couplant océan, atmosphère, glace de mer et surface continental, nommé IPSL-CM4. Sa résolution horizontale moyenne est inférieure à  $2^\circ$  pour l'océan et inférieure à  $4^\circ$  l'atmosphère.
- La dynamique de l'océan et de l'atmosphère est basée sur les équations primitives de type Navier-Stokes.
- Le cycle hydrologique prend en compte un grand nombre de processus, dont la fonte des glaciers.
- La représentation de la THC dans le modèle est qualitativement correcte. Le principal défaut est l'absence de convection en mer du Labrador, qui fait que l'intensité de la THC est environ 30% trop faible dans le modèle.

## Chapitre 3

# Sensibilité de la THC aux forçages en flux d'eau douce

### 3.1 Impact du forçage global en eau douce sur la THC

L'article qui suit décrit une étude réalisée avec l'IPSL-CM4-v1, c'est à dire la première version du modèle IPSL-CM4 (Cf. partie 2.2.1) et publiée dans le journal *Climate Dynamics*.

**Résumé :** La THC est très sensible à la répartition de la salinité sur l'ensemble des océans, et à l'intensité de son transport dans les zones de convection. En Atlantique Nord, sur une échelle de temps de 100 ans, on peut dissocier ce transport en une advection de salinité issue du sud des zones de convection, et une autre issue du nord. La première est associée aux eaux de surface salées des tropiques, tandis que la seconde est associée aux eaux peu salées de l'Arctique. Ainsi, ces deux processus de transport de sel ont un effet opposé sur la salinité des sites de convection et joue donc un rôle antagoniste pour l'intensité de la THC. Dans l'étude qui suit, nous étudions le lien entre ces deux processus et le forçage global en eau douce, ainsi que l'effet de ce forçage global sur la THC. Cette étude est réalisée à l'aide du modèle IPSL-CM4 avec lequel diverses expériences de sensibilité ont été menées pendant 100 ans. Dans chacune d'entre elles, un forçage en eau douce (ruisselement côtier et rivières, évaporation moins précipitations) a été volontairement annihilé de façon globale. Ces expériences ont ainsi permis d'évaluer le rôle des processus d'advection sur les sites de convection, ainsi que leurs échelles de temps caractéristiques. Ainsi, nous avons montré que la mer du Labrador était principalement sensible au forçage local et au transport d'eau douce de l'Arctique en 10 ans, tandis que la mer d'Irminger est principalement sensible à l'advection d'eaux salées des tropiques avec un temps caractéristique de 15 ans. Les mers de GIN répondent aux deux processus de transport précédents avec une échelle de temps de 10 et 20 ans respectivement. L'effet intégré de ces sensibilités sur la THC nous permet de conclure que le forçage global en eau douce joue un rôle d'amortisseur de la THC sur une échelle de temps de 100 ans.

Clim Dyn  
DOI 10.1007/s00382-006-0171-3

## The impact of global freshwater forcing on the thermohaline circulation: adjustment of North Atlantic convection sites in a CGCM

D. Swingedouw · P. Braconnot · P. Delecluse ·  
E. Guilyardi · O. Marti

Received: 16 December 2005 / Accepted: 17 June 2006  
© Springer-Verlag 2006

**Abstract** On the time scale of a century, the Atlantic thermohaline circulation (THC) is sensitive to the global surface salinity distribution. The advection of salinity toward the deep convection sites of the North Atlantic is one of the driving mechanisms for the THC. There is both a northward and a southward contributions. The northward salinity advection (Nsa) is related to the evaporation in the subtropics, and contributes to increased salinity in the convection sites. The southward salinity advection (Ssa) is related to the Arctic freshwater forcing and tends on the contrary to diminish salinity in the convection sites. The THC changes results from a delicate balance between these opposing mechanisms. In this study we evaluate these two effects using the IPSL-CM4 ocean-atmosphere-sea-ice coupled model (used for IPCC AR4). Perturbation experiments have been integrated for 100 years under modern insolation and trace gases. River runoff and evaporation minus precipitation are successively set to zero for the ocean during the coupling procedure. This allows the effect of processes Nsa and Ssa to be estimated with their specific time scales. It is shown that the convection sites in the North Atlantic exhibit various sensitivities to these processes. The Labrador Sea exhibits a dominant sensitivity to local forcing and Ssa with a typical time scale of 10 years, whereas the

Irminger Sea is mostly sensitive to Nsa with a 15 year time scale. The GIN Seas respond to both effects with a time scale of 10 years for Ssa and 20 years for Nsa. It is concluded that, in the IPSL-CM4, the global freshwater forcing *damps* the THC on centennial time scales.

### 1 Introduction

The global conveyor belt (Broecker 1991) is responsible for a northward ocean heat transport in the North Atlantic of about  $10^{15}$  W, thus being a major mechanism of heat distribution between the equator and poles. A weakening of the ocean circulation is likely to diminish the Atlantic Ocean heat transport and to have a cooling effect on Europe (Rahmstorf and Ganopolski 1999). The ocean heat transport is closely related to the thermohaline circulation (hereafter THC). Present day climate models predict a wide range of behaviors for the thermohaline circulation in the future (IPCC 2001). Most of them show a THC weakening under global warming conditions, whereas others do not react. This uncertainty on the future of this deep oceanic circulation also implies an uncertainty for the earth's climate.

It is due to the sensitivity of the THC to several processes. Most of them are not well understood and represented in state-of-the-art CGCMs (coupled general circulation model). On a time scale of a century, the North Atlantic branch of the THC seems mostly sensitive to preconditioning by ice and atmosphere fluxes over the Labrador, Irminger and GIN Seas convection sites (Stouffer and Manabe 2003). The winter cooling by

---

D. Swingedouw (✉) · P. Braconnot · P. Delecluse ·  
E. Guilyardi · O. Marti  
IPSL/Laboratoire des Sciences du Climat et de  
l'Environnement, Orme des merisiers,  
91191 Gif-sur-Yvette, France  
e-mail: didier.swingedouw@cea.fr

E. Guilyardi  
CGAM, University of Reading, Reading, UK

the atmosphere is necessary to produce local instabilities and deep water formation in the North Atlantic, but salinity also plays a crucial role. Density is strongly sensitive to salinity at high latitudes. For example, for a temperature below 10°C, a cooling of 1.1°C is necessary to increase density by 0.1 kg/m<sup>3</sup>, against an increase of only 0.012 PSU for salinity. Another important point is that sea surface salinity (SSS) is not damped by surface freshwater fluxes as is the sea surface temperature (SST) by heat fluxes, because of the absence of direct negative feedback between SSS and surface freshwater forcing. SSS has more degrees of freedom to respond to climate change than does the SST field. There is thus a need to quantify how change in freshwater forcing affects this region, considering the relative effects of the local forcing and advection from the ocean circulation.

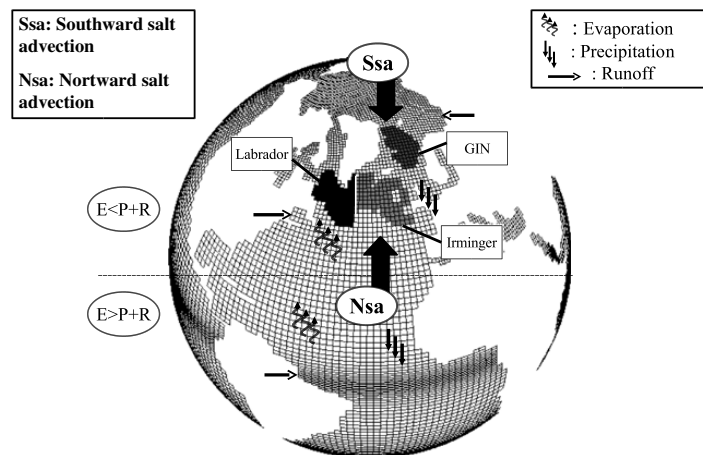
Three major convection sites have been identified in the North Atlantic. They are respectively located in the Labrador, Irminger and GIN Seas (Fig. 1). They contribute to deep water formation and thereby to the lower branch of the THC. Several competitive processes determine the SSS in the convection sites (see Fig. 1):

1. the local upper ocean freshwater budget;
2. the southward advection of fresh water from the Arctic, leading to a negative salinity tendency,

referred to as southward salinity advection (Ssa) in the remainder of the paper;

3. the northward salinity advection from the tropics (Nsa);
4. the sea-ice interaction.

Those first three processes are the focus of this study since they have been suggested to play a major role in the behavior of the THC response to increase of CO<sub>2</sub> concentration. For example, Dixon et al. (1999) attribute the reduction of the THC in the GFDL model to an increase of meridional moisture transport leading to more precipitation at high latitudes. Processes 1 and 2 are dominant in their simulation. On the other hand, Latif et al. (2000) show with the ECHAM4/OPYC model that the THC was stabilized by process 3. It was attributed to a change in El Nino variability, enhancing zonal moisture transport from the Atlantic to the Pacific basin and increasing salinity in the tropical Atlantic. Mikolajewicz and Voss (2000) find in scenarios with the ECHAM3/LSG model that the THC is weakened mostly because of the atmosphere temperature rising, leading to a decrease of surface density in the convection sites that stabilizes them. Changes in the global salinity field have almost no effect on the THC,



**Fig. 1** Schematic view of the Atlantic ocean with the different processes discussed in the study. A focus is made on the convection sites. Different processes are studied: northward salinity transport (*Nsa*), southward salinity transport (*Ssa*) and local freshwater forcing. All of them are related to the global freshwater forcing, evaporation minus precipitation ( $E - P$ ) and runoff ( $R$ ). The inequality  $E < P + R$  and  $E > P + R$  are associated to the horizontal dotted line, and represents schematically the region where  $E$  dominates  $P + R$ , in the tropics, and the region where  $P + R$  dominates  $E$ , north of the dotted line. The convection sites appear in *black* for the Labrador Sea (48°N–66°N × 42°W–61°W), in *light gray* for the Irminger Sea

(48°N–66°N × 42°W–10°W) and in *heavy gray* for the GIN Seas (66°N–80°N × 14°W–20°E). These sites do not correspond to the geographic locations of these Seas. They correspond to the possible sites of convection in the model, calculated with a physical threshold on the maximum of the mixed layer depth of 1,000 m for all the experiments, and of 700 m for the observation-based estimates. If in one experiment the mixed layer is deeper than this threshold, then the grid-point is selected as potential convection sites. Then we aggregate the grid-points selected in different boxes corresponding approximately to the different seas cited



possibly because the effects of processes 1, 2 and 3 compensate each other in their simulation. An additional difficulty is that the scenario response varies from one convection site to the other. Wood et al. (1999) note in an IPCC scenario with the HadCM3 model that the Labrador Sea stops convecting while the GIN Seas keep a stable deep-water formation. More recently, Hu et al. (2004) observe the same type of sensitivity with the PCM model.

These previous studies show that to improve understanding of future characteristics of the THC, we need to better understand how the different processes operate in the region of deep water formation. The convection sites need to cross some thresholds before convection is altered. These thresholds are related to the control state of the model, which thus needs to be correctly depicted. Above all, the salinity advection mechanisms and associated time scales that maintain the salinity structure are keys for understanding and validating the processes which govern the THC in the models. How they operate in different models needs to be carefully assessed to estimate which mechanisms and processes need to be properly reproduced in order to increase our confidence in future climate projections. The analysis proposed below is a first step toward these goals.

We design a set of perturbation experiments to explore the effect of global freshwater forcing on the THC in a CGCM, and to investigate how and at which minimum time scale river runoff and direct atmospheric freshwater fluxes impact the regions of deep water formation. We evaluate the impact of these two different forcings separately by setting them to zero respectively in the first two experiments. In a third one, we evaluate their impact jointly by setting all the freshwater forcings to zero. Similar experiments have been made and analyzed by Williams et al. (2006) with a focus in the low latitude of the Pacific ocean. Here we focus on the Atlantic convection sites, where the use of a CGCM allows a regional analysis. The perturbation experiments will help to highlight the influence of the global freshwater forcing on the salinity related processes 1, 2 and 3 on the THC. Associated time scales and relative impact on the different convection sites will be the key issues addressed in this study. The originality of our simulations lies in the fact that they take into account the THC sensitivity to freshwater flux for the whole globe.

The paper is organized as follows: In Sect. 2, the coupled model and the perturbation experiments are described, and the model climatology is evaluated with respect to available observations. Section 3 focuses on the analysis of the perturbation experiments and on the

oceanic response in the North Atlantic, with emphasis on the convection sites and the different time scales of the oceanic mechanisms associated with processes 1, 2 and 3. A discussion and a summary conclude the paper.

## 2 The experimental set-up

### 2.1 The coupled model

The model used in this study is the version 4 of the “Institut Pierre Simon Laplace” (IPSL) global atmosphere-ocean-sea-ice coupled model (Marti et al. 2005). It couples the atmosphere general circulation model LMDz (Li 1999), developed at the Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD, IPSL) and the ocean general circulation model ORCA/OPA (Madec et al. 1998), developed at the Laboratoire d’Océanographie Dynamique et de Climatologie (LODYC, IPSL). A sea-ice model (Fichefet and Morales Maqueda 1997), which computes ice thermodynamics and dynamics, is coupled with the ocean-atmosphere model. The atmospheric model is coupled to the ORCHIDEE land-surface model (Krinner et al. 2005). The ocean and the atmosphere exchange surface temperature, sea-ice cover, momentum, heat and freshwater fluxes once a day, using the OASIS coupler (Valcke et al. 2004) developed at the CERFACS (Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique). A river routing scheme distributes the continental runoff on the appropriate coastal grid of the ocean GCM. No flux correction is applied, which is important to improve reliability of coupled processes (Neelin and Dijkstra 1995). Tziperman (2000) also pointed out that flux correction seriously impacts the non-linear effects that affect the THC. In addition, the coupling scheme ensures both global and local conservation of heat and freshwater fluxes at the model interfaces.

The model is run with a horizontal resolution of 96 points in longitude and 71 points in latitude ( $3.7^\circ \times 2.5^\circ$ ) for the atmosphere and 182 points in longitude and 149 points in latitude for the ocean, corresponding to a resolution of about  $2^\circ$ , with higher latitudinal resolution of  $0.5^\circ$  in the equatorial ocean. There are 19 vertical levels in the atmosphere and 31 levels in the ocean with the highest resolution (10 m) in the upper 150 m.

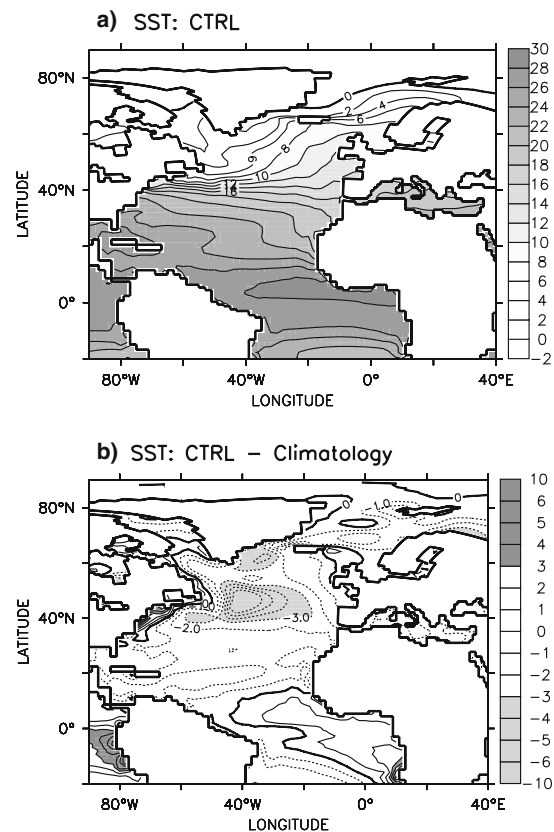
Several aspects of the ocean component are important for this study. In the northern hemisphere, the mesh has two continental poles so that the ratio of anisotropy is nearly one everywhere. This gives a good representation of the Arctic ocean and avoids numer-

ical instabilities at the pole. Vertical eddy diffusivity and viscosity coefficients are computed from a level 1.5 turbulent closure scheme based on a prognostic equation for the turbulent kinetic energy (Blanke and Delecluse 1993). The Gent and Mc Williams (1990) parametrization, with spatially varying coefficient, is used in order to represent the effects of mesoscale eddies on the transport of tracers and large-scale oceanic circulation. In locations with statically unstable stratification, a value of  $100 \text{ m}^2/\text{s}$  is assigned to the vertical eddy coefficients for momentum and tracers. A free surface is implemented (Roullet and Madec 2000) which ensures salt conservation.

### 2.2 Control simulation in the North Atlantic

The major features of the control simulation CTRL are documented in Marti et al. (2005). The focus here is on the formation of deep water in the North Atlantic. Except in the region around  $45^\circ\text{N}$ – $50^\circ\text{W}$ , the climate is reproduced satisfactorily in most places of the North Atlantic. Compared to Levitus (1982), SST errors are less than  $2^\circ\text{C}$  (Fig. 2). Freshwater forcing north of  $45^\circ\text{N}$  shows that the global balance is well reproduced especially for continental runoff (Table 1). Export of sea-ice in the model across the Fram Strait is about  $0.1 \text{ Sv}$  each year which is in agreement with available data (Kwok et al. 2004). The extent of sea-ice is correctly simulated, with a small eastward extent bias east of Greenland which is linked to the eastward shift of the convection sites in the model. Deep water formation sites are located in the GIN and Irminger Seas as in the estimates of mixed layer depth (Fig. 3) by de Boyer Montégut (2004). Convection in the Irminger Sea was documented in Pickart et al. (2003) but is too far east in the model compared to the observations. The same remark can be made for the convection in the GIN Seas. Part of the difference with observations is due to the fact that convection is a very complex process occurring on a scale of a few kilometers. Convection processes are not captured explicitly by the present day CGCM. Moreover, observations are smoothed when averaged on the CGCM grid, partly explaining the difference between CTRL and observations. A major drawback is the lack of convection in the Labrador Sea.

The biases observed around  $45^\circ\text{N}$ – $50^\circ\text{W}$  are likely due to a tilted representation of the Gulf Stream partially associated with the wind stress forcing. In the model, the wind structures are shifted toward the equator in mid-latitude as it is often the case in coarse resolution CGCMs. The freshwater forcing, compared to a climatology by da Silva (1994), also shows an



**Fig. 2** a Annual mean SST for CTRL experiments and **b** difference with Levitus SST (1982). The contour interval is  $2^\circ\text{C}$  for (a) and  $1^\circ\text{C}$  for (b). Negative values are shown as dashed lines

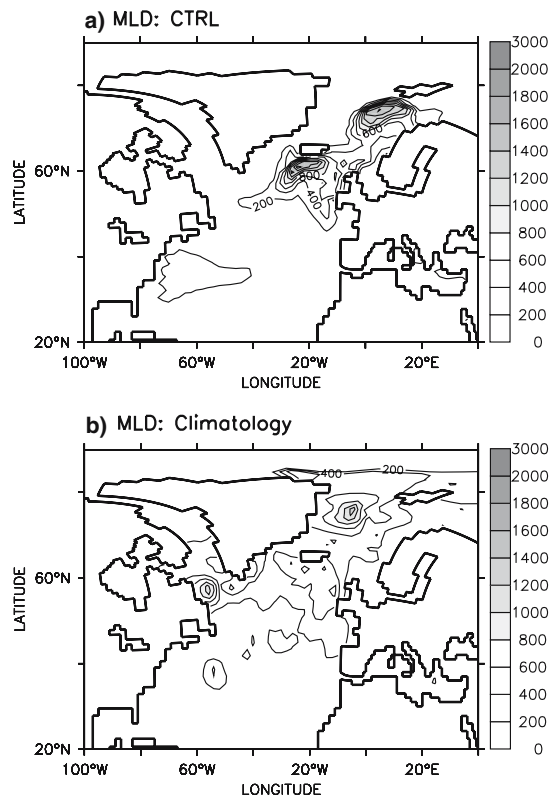
important bias in the  $E - P$  budget around  $45^\circ\text{N}$ – $50^\circ\text{W}$  (Fig. 4). This bias in  $E - P$  budget results from stronger than observed precipitation (14%) and weaker evaporation (15%) which lead to a 70% error in the  $E - P$  budget between  $45^\circ\text{N}$  and  $50^\circ\text{N}$  (Table 1). The SSS deficit around  $45^\circ\text{N}$ – $50^\circ\text{W}$  (Fig. 4) is associated with this stronger freshwater local forcing, with a larger westward extension due to the advection by the North Atlantic drift. These local biases affect conditions in the Labrador Sea which is positioned at the confluence of three major freshwater pathways (the West Greenland Current, the Baffin Island Current, and Hudson Strait outflow). A cold halocline ( $0.5 \text{ PSU}/100 \text{ m}$  in the first 400 m, not shown) appears in this sea in CTRL during the first 10 years and prevents deep water formation. In March, the halocline favors a larger than observed sea-ice cover extension which in turn reduces the heat fluxes with the atmosphere by an order of magnitude, and damps atmospheric thermal cooling.

Swingedouw et al.: The impact of global freshwater forcing

**Table 1** Comparison of the freshwater budget (in Sv) of CTRL simulation with climatology of continental runoff discharge (R) from UNESCO and evaporation minus precipitation (E - P) from da Silva (1994) for different latitude bands in the North Atlantic

Regions	North of 45°N		45°N–50°N		50°N–70°N (convection sites)		70°N–90°N (Arctic)	
	CTRL	Clim	CTRL	Clim	CTRL	Clim	CTRL	Clim
Runoff	0.19	0.18	0.04	0.04	0.07	0.10	0.08	0.04
$E - P$	-0.22	-0.14	-0.14	-0.04	-0.08	-0.10	$-1.10^{-3}$	$-0.8.10^{-3}$
$E$	0.39	0.42	0.25	0.29	0.13	0.13	$2.10^{-3}$	$0.9.10^{-3}$
$P$	0.61	0.56	0.39	0.33	0.22	0.23	$3.10^{-3}$	$1.7.10^{-3}$
$E - P - R$	-0.41	-0.32	-0.18	-0.08	-0.15	-0.20	-0.08	-0.04

The sum  $E - P - R$  is shown in the last line. The total  $E - P - R$  bias between CTRL simulation and observations equals 0.09 Sv north of 45°N. This leads to a 0.9 Sv.decade bias if integrated over a decade



**Fig. 3** March mixed layer depth in **a** CTRL averaged over years 50–100 and **b** for a climatology from de Boyer Montégut (2004). The contour interval is 200 m

We follow the approach of Walin (1982) and Tziperman (1986) to analyze the water mass transformation rates from heat and freshwater fluxes at the ocean's surface for three boxes (Fig. 1) corresponding approximately to the Labrador, the Irminger and the GIN Seas, which are potential regions of convection, as

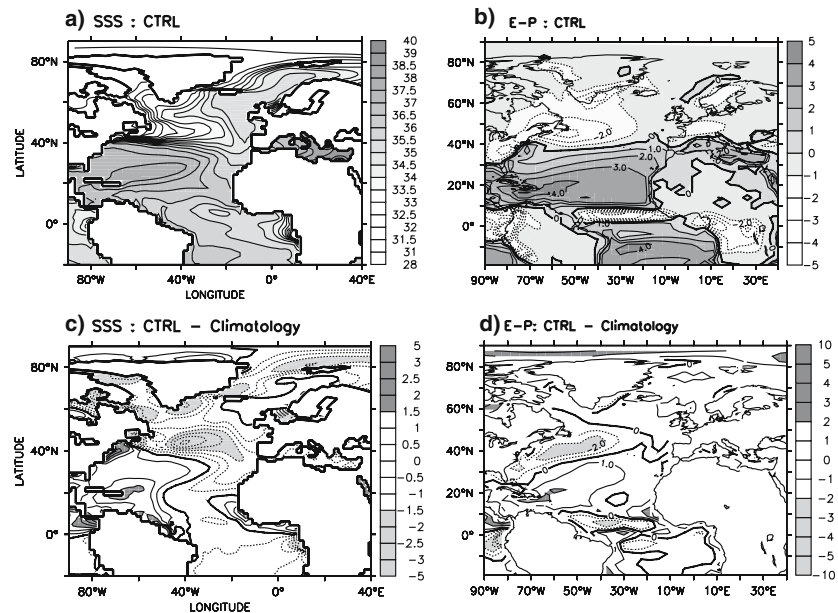
seen in Fig. 3. The transformation leads to water mass formation due to air-sea fluxes that feeds the North Atlantic deep water (NADW) and thus the THC. The thermal and haline contributions in the transformation are shown in Fig. 5 for the three regions defined before, both for CTRL and for a climatology computed from Levitus (1982) and ERA40 (Uppala et al. 2005) climatological datasets. The thermal contribution to density change dominates the haline contribution by at least an order of magnitude. This confirms that deep water is mostly produced by direct atmosphere cooling (Speer and Tziperman 1992). In the GIN and Irminger Seas, transformation amplitudes are rather satisfactory with a maximum of 4 Sv in the GIN Seas and 8 Sv in the Irminger Sea very close to observation-based estimates (Fig. 5). In the Labrador Sea, there is almost no transformation of dense water in CTRL compared to climatology, confirming the absence of convection.

The lack of convection in the Labrador Sea seems to be the reason why the THC strength is only 10–12 Sv (Fig. 6a). That is slightly weaker than observation-based estimates which evaluate the production of NADW to  $15 \pm 2$  Sv (Ganachaud and Wunsch 2000). Indeed, the outflow of water denser than  $27.8 \text{ kg/m}^3$  over the GIS ridge (GIN Seas outflows) is of 5.4 Sv in CTRL, compared with observational estimates of 5.6 Sv (Dickson et al. 1994), which suggests that the circulation is correct in this region.

### 2.3 Description of the perturbation experiments

The perturbation experiments are designed to destabilize the system in order to understand how the global freshwater forcing maintains the salinity structure and influences the salinity transport, with a focus on the way the three convection sites are affected, including their associated time scales. The perturbation experiments consist of switching off some forcing terms of the salinity field in the ocean model during the coupling

**Fig. 4** **a** CTRL SSS and **b**  $E - P$  pattern averaged over years 50–100 and difference between CTRL and climatology for **c** SSS (Levitus 1982) and **d**  $E - P$  (da Silva 1994). The contour interval is 0.5 PSU for **(a)** and **(c)**, 1 mm/day for **(b)** and **(d)**. Negative values are shown as dashed lines



procedure. The equation of conservation of salinity used in the ocean model is:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = Adv(S) + Diff(S) + S(E - P - R + G)\delta(z - \eta) \tag{1}$$

where  $S$  corresponds to salinity,  $Adv()$  is the function of advection for the tracers,  $Diff()$  the function related to diffusion,  $\delta()$  the Dirac function,  $z$  the vertical coordinate,  $t$  the time,  $\eta$  the height of the free surface. In this equation,  $E$  corresponds to evaporation,  $P$  to precipitation,  $R$  to runoff and  $G$  to the sea-ice freshwater exchange that could be positive (brine rejection) or negative (ice melting).

In order to separate the influence of the direct freshwater atmospheric forcing ( $E - P$ ) from the continental runoff ( $R$ ), three different experiments have been performed. In the first one (EP0) we prescribe the term  $E - P$  to zero. This is done globally by replacing at each ocean grid-point and at each time step the values coming from the atmosphere model by zero. The second one (R0) attempts to isolate the influence of the continental runoff. It is done following the same procedure, by prescribing  $R$  to zero. In the last one (EPR0) all the freshwater fluxes, except the one associated with sea-ice, are set to zero ( $E - P - R = 0$ ). An additional test ( $G = 0$ , not considered here) confirmed that sea-ice freshwater fluxes have a second order

effect on the Atlantic THC (Goosse and Fichefet 1999). The equation for the ocean temperature is not affected in any of these experiments, and at each time step the atmosphere normally computes surface fluxes using ocean simulated SST. Note that this methodology ensures the thermal energy conservation in each experiment.

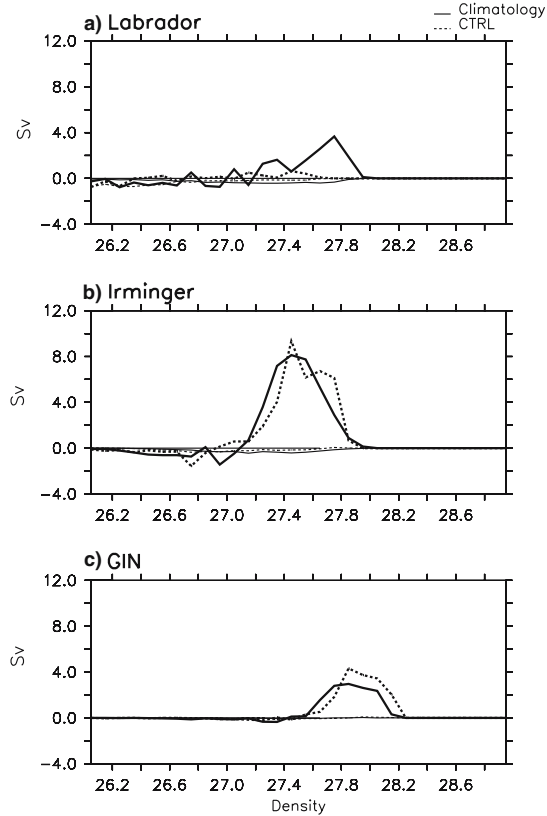
All these experiments start from Levitus (1982) as for the control simulation (CTRL). Initial conditions for the atmosphere are derived from an observed 1 January, and the sea-ice starts from a 1 January from a balanced ocean sea-ice simulation forced by NCEP reanalysis. Experiments are integrated for 100 years in order to investigate how salinity field and deep water formation are affected under a time frame compatible with climate projection for the next century.

### 3 Impact of modified freshwater forcing

#### 3.1 THC and water mass transformation response

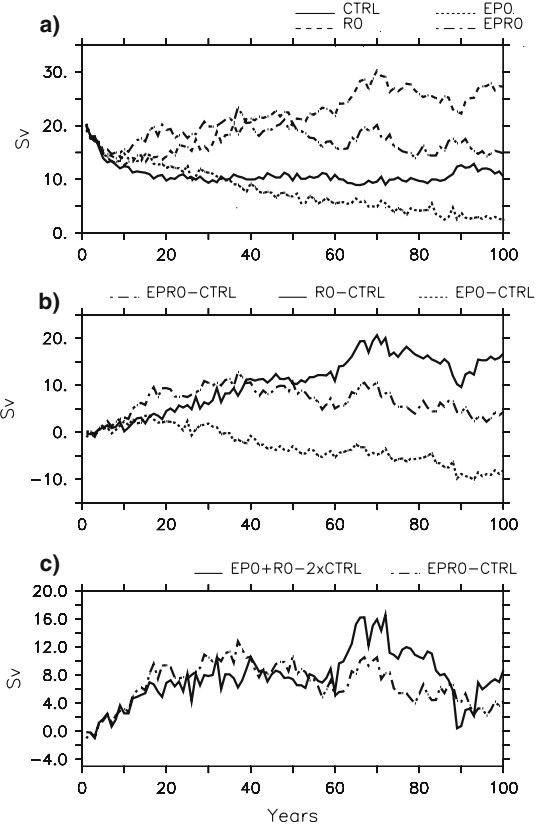
Figure 6a shows the response of the THC index for all experiments. Each sensitivity experiment exhibits the same THC decrease as CTRL in the first 10 years, which suggests a common adjustment among the experiments, corresponding to the fast dynamical adjustments of the upper ocean to the atmosphere when coupled. After this period, comparison of the

Swingedouw et al.: The impact of global freshwater forcing



**Fig. 5** Transformation of water mass (in Sv) for the three different convection sites. The *solid lines* stands for the climatology and the *dotted lines* for the CTRL experiment averaged last 50 years. The *heavy lines* represents the thermal contribution to the transformation and the *thin line* the haline contribution. **a** Labrador Sea. **b** Irminger Sea. **c** Gin Seas. Air–sea exchange of heat and freshwater continuously transforms the characteristics of the surface waters from one density class to another. A positive value of the transformation stands for a transformation of water mass toward higher density and vice versa

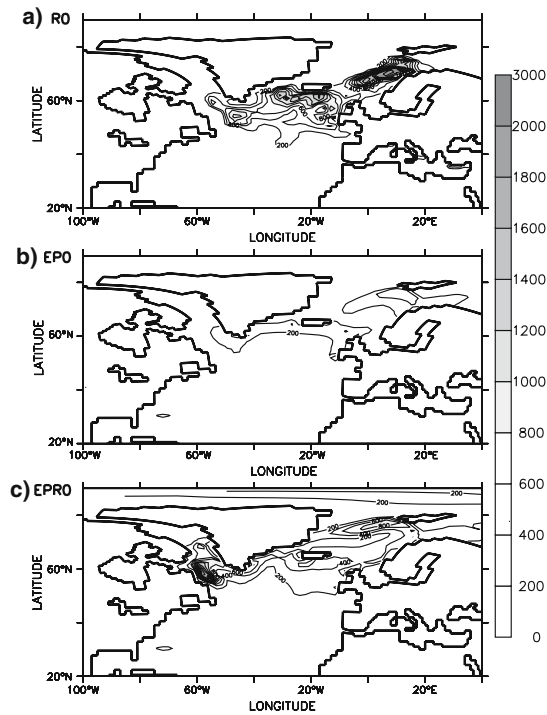
THC index between the sensitivity experiment and CTRL (Fig. 6b) reflects the impact of the modified freshwater forcing on the THC. The index increases in R0 for the first 70 years and then stabilizes around 25 Sv, whereas in EP0 it decreases throughout the simulation to reach 3 Sv after 100 years. The behavior is more complex in EPR0. It increases for the first 30 years and then slowly decreases. Figure 6c shows that the response of EPR0, during the first 60 years, is nearly the sum of EP0 and R0 responses. Given that the freshwater perturbation of EPR0 is the sum of the perturbations in EP0 and R0, this means that the system responds quasi-linearly during the first 60 years. A



**Fig. 6** The THC index is defined as the maximum of the Atlantic meridional overturning circulation between 500 and 5,000 m depth (Manabe and Stouffer 1999). **a** THC index for the CTRL (*solid line*), EPR0 (*dash-dotted line*), EP0 (*dotted line*) and R0 (*dashed line*). **b** Difference of each experiment with CTRL, R0-CTRL in *solid line*, EP0-CTRL in *dotted line*, EPR0-CTRL in *dash-dotted line*. **c** EPR0-CTRL (*solid line*) and EP0 + R0 - 2 × CTRL (*dash-dotted line*)

similar result was found by Dixon et al. (1999) although the thermal and haline forcings were different in their experiments. This linearity will be used to explain the behavior of EPR0 with respect to R0 and EP0 responses.

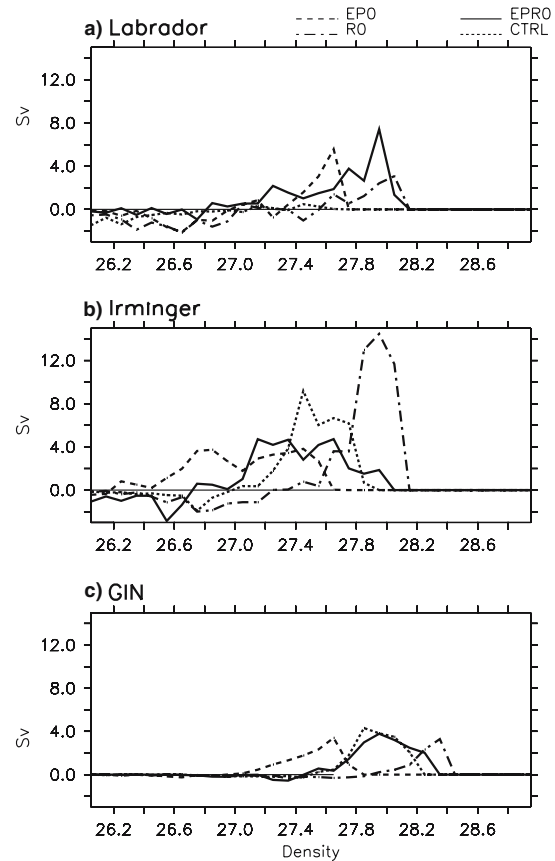
Figure 7 shows for each experiment, using an average over the last 50 years, how the mixed layer depth has changed in the North Atlantic compared to CTRL. Convection increases in the Labrador Sea when freshwater fluxes are not active (EPR0) and decreases in the Irminger Sea. When only  $E - P$  is removed (EP0), convection vanishes almost everywhere, whereas it remains active in most of the North Atlantic when only runoff is removed (R0).



**Fig. 7** March mixed layer depth averaged over the last 50 years for the different perturbation experiments. **a** R0. **b** EP0. **c** EP0R. The contour interval is 200 m

To further investigate changes in the convection sites, water mass transformation by the air–sea fluxes has been calculated (cf. Sect. 2) for each site. In the GIN Seas (Fig. 8c), water mass transformation in EP0R remains comparable to CTRL. Transformation is switched toward higher density in R0 and lower density in EP0, by the same amount of 4 Sv in both experiments. This means that less dense water is formed in EP0 and more dense water in R0, which is in qualitative agreement with the mixed layer analysis. EP0R transformation is in the middle of EP0 and R0 transformation, which may result from compensation between the effect of runoff and surface E – P fluxes. Thus, the GIN Seas seem to be little affected by changes in global freshwater fluxes.

In the Irminger Sea (Fig. 8b), we observe an important increase of transformation of water denser than 27.8 kg/m<sup>3</sup> in R0 with more than 14 Sv of water transformed around density 28 kg/m<sup>3</sup>. In EP0 on the contrary, water class transformation is spread and shifted toward water lighter than 27.6 kg/m<sup>3</sup>. In EP0R we observe a spreading of the transformation and a diminution of the maximum, so that, compared to



**Fig. 8** Same as Fig. 5, with in *solid line* experiment EP0R, in *dotted line* the CTRL, in *dash-dotted line* R0 and in *dashed line* EP0, averaged over the last 50 years

CTRL, less water between 27.3 and 27.8 kg/m<sup>3</sup> is transformed and more water in the class higher than 27.9 kg/m<sup>3</sup> or smaller than 27.2 kg/m<sup>3</sup> is transformed.

In the Labrador Sea (Fig. 8a), the occurrence of convection is linked to some positive water transformations in the three perturbation experiments. The transformation concerns water between 27.4 and 27.8 kg/m<sup>3</sup> in EP0 with a maximum of 5 Sv, and water denser than 28 kg/m<sup>3</sup> in R0 with a maximum of 3 Sv. In EP0R, we observe a vigorous transformation (7 Sv) of water denser than 27.8 kg/m<sup>3</sup>. This transformation is associated with the absence of sea-ice cover in March in the Labrador Sea (not shown).

### 3.2 Changes in freshwater transport

Change in the THC triggers a negative temperature related feedback. When the THC strengthens (re-

Swingedouw et al.: The impact of global freshwater forcing

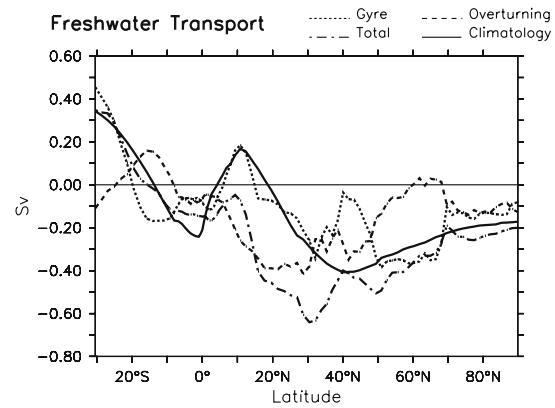
duces) the meridional northward heat transport strengthens (reduces). Temperature changes are thus observed together with salinity changes in the convection sites in the different experiments. The respective contributions of salinity and temperature anomalies on the density stratification have been calculated (not shown) and reveal that changes in salinity are the dominant factor in our simulations.

Salinity in the convection sites depends on the salinity transport and on the local freshwater forcing, whereas diffusion is negligible (not shown). This salinity transport is evaluated through the freshwater transport, defined as:

$$F_t = -v \frac{(S - S_0)}{S_0} dx dz \quad (2)$$

where  $v$  is the northward velocity, and  $S_0$  is a reference salinity equal to 34.9 (mean salinity of the Atlantic ocean). This definition follows Wijffels et al. (1992) approach. Here, it represents the difference between the mass transport and the salt transport divided by a reference salinity, in order to express  $F_t$  in Sverdrups. This is based on the hypothesis of salt conservation, and is thus well adapted to our free surface Ocean GCM. It is a generalization of the overturning freshwater definition in Lohmann (2003). It expresses the whole effect of salinity advection with respect to a reference salinity. In steady state  $F_t$  is in balance with the meridionally integrated freshwater forcing, so that this transport is a measure of the advective adjustment to changes in the surface freshwater forcing. One can define an overturning (zonal mean) component and a gyre (zonal anomaly) component (Wijffels 1992) that will help to identify the role of both components in CTRL simulation (Fig. 9). Both components contribute to about half of the total transport  $F_t$ . A climatology of the freshwater transport has been evaluated following Wijffels et al. (1992): the ocean freshwater forcing climatology by da Silva (1994) has been meridionally integrated, so that it expresses an indirect freshwater transport estimate, with a reference transport equal to the model's one at 30°S. Considering the fact that this type of evaluation has a large error (60% at 30°S, if integrated from the Bering Strait according to Wijffels et al. 1992), we can say that the latitudinal variations in the freshwater transport is correctly simulated, and that the bias in the freshwater balance (Table 1) partly explains the bias in the amplitude north of 45°N.

In the following, we will consider gyre and overturning together ( $F_t$ ) because they participate together in the advective adjustment. If  $F_t$  is negative (positive),



**Fig. 9** Meridional freshwater transport in the Atlantic with respect to a reference salinity. The *solid line* represents a climatology, the *dash-dotted line* the CTRL, the *dotted line* the gyre component for CTRL, and the *dashed line* the overturning component for CTRL

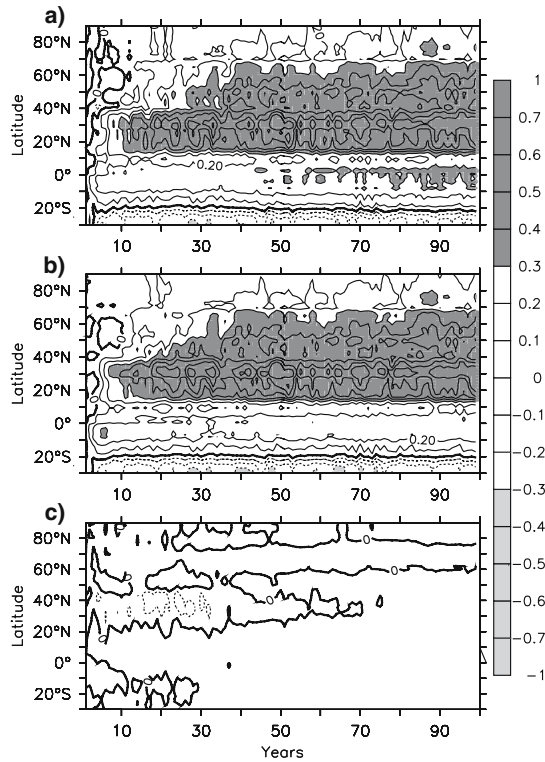
the transport of freshwater is southward (northward) and thus the salinity transport with respect to a reference salinity is northward (southward). Between 10°S and 50°N, the northward salinity transport corresponds to  $N_{sa}$ , whereas between 70°N and 90°N, the southward freshwater transport corresponds to  $S_{sa}$ .

We further verify that the anomalies in salinity transport in EPR0 are not due to some significant changes in the circulation but mostly to the salinity changes. We decompose salinity as:  $S = \Delta S + S^{CTRL}$  where  $\Delta S$  represents the anomaly compared to CTRL, and  $S^{CTRL}$  is the salinity of CTRL, and similarly for the meridional northward velocity:  $v = \Delta v + v^{CTRL}$ . This leads to the following decomposition of  $F_t$ :

$$\underbrace{\Delta F_t}_{(a)} = \underbrace{-\frac{1}{S_0} v^{CTRL} \Delta S dx dz}_{(b)} - \underbrace{\frac{1}{S_0} \Delta v (\Delta S + S^{CTRL} - S_0) dx dz}_{(c)} \quad (3)$$

Term (a) corresponds to the difference in the freshwater transport between the perturbed experiments and CTRL. (b) stands for the transport of salinity anomalies, while (c) corresponds to the changes in circulation.

Figure 10 shows these three components for EPR0. The transport of the salinity anomalies is the major component of the freshwater transport anomalies. The change of circulation is less important, only playing a role between years 10 and 40, when the THC increases



**Fig. 10** Time-latitude diagram of the decomposition of the meridional freshwater transport anomaly between EPR0 and CTRL in the Atlantic. **a**  $\Delta F_{or}$ . **b**  $-\frac{1}{S_0} \int_{-h}^0 v^{CTRL} \Delta S dz$ . **c**  $-\frac{1}{S_0} \int_{-h}^0 \Delta v (\Delta S + S^{CTRL} - S_0) dz$ . The contour interval is 0.1 Sv. Negative values are shown as dashed lines

in EPR0, enhancing the meridional velocity and thus the transport. This process was described by Stommel (1961) as a positive feedback of salinity transport on the THC. In Fig. 10a, we observe that freshwater transport diminishes in EPR0 compared to CTRL. This is explained by the homogenization of salinity distribution, due to the absence of freshwater forcing. Between 10°S and 50°N evaporation dominates in CTRL. This band of latitude becomes fresher in EPR0, so that the Nsa decreases. Thus the Nsa is divided by two in 30 years, and has totally disappeared in 60 years, leading to a decrease of the salinity transport to the convection sites. Between 70°N and 90°N, the same phenomenon occurs: Ssa is divided by two, but the time scale is only 10 years and it vanishes in 20 years. This leads to a decrease of the associated freshening in the convection sites.

Since our experimental design implies global freshwater forcing changes, modification at the boundaries of our study domain at the Bering Strait and 30°S could

play a role. These terms are however of second order for the salinity balance (not shown), and their role is thus negligible in comparison with perturbation over the Atlantic. Two different time scales appear in this analysis: a rapid one linked to Ssa (10 years), and a slower one linked to Nsa (30 years). Ssa transports a positive salinity anomaly in all perturbed simulations, whereas Nsa transports a negative salinity anomaly in EP0 and EPR0 and a positive one in R0. With these remarks in mind, we will analyze in more detail how Nsa and Ssa affect the different convection sites.

### 3.3 Changes in the convection sites mean stratification

Figures 11, 12 and 13 show the mean density anomalies at each site for each experiment. These anomalies are mostly driven by salinity advection (not shown) associated with salinity changes in remote areas.

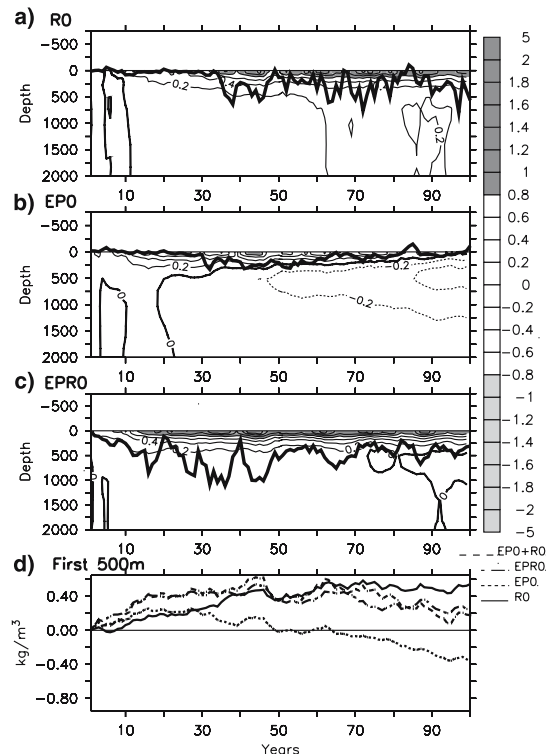
#### 3.3.1 The Labrador Sea

In the Labrador Sea, analysis of R0 shows that a 0.2 kg/m<sup>3</sup> positive surface density anomaly, driven by salinity, appears after 10 years (Fig. 11a). However, it takes 35 years to destabilize the water column, and to increase the mixed layer depth by more than 500 m. The latter occurs when a threshold anomaly of 0.5 kg/m<sup>3</sup> is reached in the first 500 m. Note that the value is larger at the surface (1 kg/m<sup>3</sup>) and vanishes at 500 m. A simple dilution model applied to the Labrador Sea allows this threshold to be related to a surface freshwater forcing of 0.6 Sv/decade. This value is lower than the 0.9 Sv/decade integrated E – P – R bias of the CTRL compared to observation-based estimates north of 45°N (Table 1). This means that part of the E – P – R bias north of 45°N, integrated over 10 years, is a good candidate to explain the halocline bias observed in CTRL, in the Labrador Sea.

In EP0 (Fig. 11b), a positive salinity driven density anomaly appears immediately in the first 500 m. The anomaly increases nearly linearly at the surface for the first 20 years so that a growth rate of 0.14 kg/m<sup>3</sup>/decade can be estimated from a linear regression, calculated on the mean anomaly of the first 500 m (Fig. 11d). After 20 years the anomaly stabilizes, and then decreases with a 0.08 kg/m<sup>3</sup>/decade negative growth rate calculated from year 30 to 100. The initial positive trend is then counteracted by a negative anomaly. EPR0 results from the combination of the three effects. The water column is destabilized immediately with a growth rate of 0.18 kg/m<sup>3</sup>/decade. After 10 years this growth rate increases to 0.27 kg/m<sup>3</sup>/dec-



Swingedouw et al.: The impact of global freshwater forcing

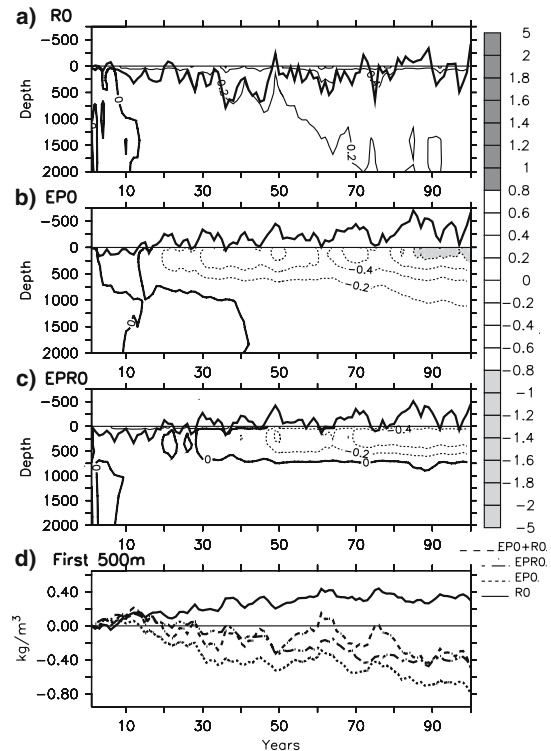


**Fig. 11** Time-depth difference in density with the CTRL simulation for the Labrador Sea. **a** R0. **b** EP0. **c** EPR0. The heavy solid line corresponds to the mixed layer depth anomaly in March compared to CTRL simulation. The contour interval is  $0.2 \text{ kg/m}^3$ . In **d** are plotted the first 500 m averaged density anomaly for the three experiments and for the sum of EP0 and R0

ade (Fig. 11c). During the first part of the simulation, this approximately corresponds to the sum of the growth rates in EP0 ( $0.15 \text{ kg/m}^3/\text{decade}$ ) and in R0 ( $0.08 \text{ kg/m}^3/\text{decade}$ ) after 10 years. After year 20, the anomaly stabilizes as in EP0 and from year 45, a decrease of the anomaly, as well as a decrease of the mixed layer depth, is observed with a  $0.02 \text{ kg/m}^3/\text{decade}$  negative growth rate. The mixed layer remains deeper than in CTRL throughout the EPR0 simulation. This analysis shows that local forcing and Ssa dominate the impact on stratification during the whole 100 years in the Labrador Sea.

### 3.3.2 The Irminger Sea

In the Irminger Sea, the mixed layer is deeper in R0 than in CTRL after 10 years (Fig. 12a), resulting from a positive salinity driven density anomaly in the first 500 m. This anomaly has a growth rate of  $0.05 \text{ kg/m}^3/\text{decade}$



**Fig. 12** Same as Fig. 11 but for the Irminger Sea

decade. In EP0 (Fig. 12b), the opposite is true. After 15 years, the water column begins to be stabilized by a negative salinity anomaly with a negative growth rate of  $0.12 \text{ kg/m}^3/\text{decade}$ . In EPR0 (Fig. 12c), a positive anomaly appears for the first 15 years with a  $0.07 \text{ kg/m}^3/\text{decade}$  growth rate. Then the anomaly stabilizes at year 15, and decreases with a  $0.06 \text{ kg/m}^3/\text{decade}$  negative growth rate, so that after year 30 the anomaly becomes negative as does the mixed layer depth anomaly. Once more the two signals found in EP0 and R0 nearly add up (Fig. 12d). This sea is mostly sensitive to the Nsa influence.

### 3.3.3 The GIN Seas

In the GIN Seas, the mixed layer deepens in R0 (Fig. 13a) after 10 years, associated with a positive salinity driven density anomaly with a growth rate of  $0.05 \text{ kg/m}^3/\text{decade}$ . In EP0, a positive anomaly is seen for the first 20 years, with a growth rate of  $0.06 \text{ kg/m}^3/\text{decade}$  (Fig. 13b). After year 20, a negative anomaly appears, with a growth rate of  $0.10 \text{ kg/m}^3/\text{decade}$ , illustrating the impact of the reduced Nsa. In EPR0

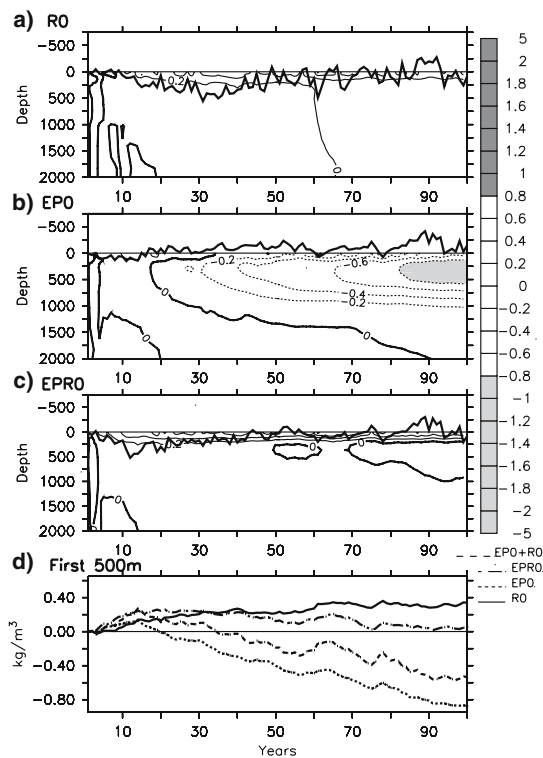


Fig. 13 Same Fig. 11 but for the GIN Seas

(Fig. 13c) there is a positive salinity driven density anomaly with a growth rate of  $0.13 \text{ kg/m}^3/\text{decade}$  for the first 20 years, and then a negative anomaly, with a growth rate of  $0.03 \text{ kg/m}^3/\text{decade}$ , stabilizes the water column. This Sea shows a less linear behavior (Fig. 13d). The mixed layer deepens during the first 20 years (Fig. 13c) and then comes back to the level of CTRL after 50 years.

The sensitivity of each site to the processes Nsa and Ssa and their associated time scales is summarized in Table 2. It is deduced from freshwater transport evolution and stratification timing analysis.

4 Discussion and conclusions

In this study, the sensitivity of the THC to global freshwater forcing over a century has been assessed. For this purpose the ocean system was destabilized through perturbation experiments, using the IPSL-CM4 coupled GCM, a state-of-the art coupled model, with a closed freshwater budget in the control simulation. In a first experiment, runoff fluxes toward the

Table 2 Sensitivity of the three convection sites to freshwater advection, based on an analysis of the convection sites' stratification in the different perturbation experiments

	Labrador Sea	Irminger Sea	GIN Seas
Nsa	+(30 years)	+(15 years)	+(20 years)
Ssa	-(10 years)	-(10 years)	-(10 years)
Global	-	+	/

Nsa (Ssa) corresponds to Northward (Southward) salinity advection. The sign - means that the process limits convection, the sign + that it enhances convection and the sign/stands for neutral impact. The time scale needed for the process to impact upon the region (changes in the trend of the stratification anomaly in the first 500 m) after a modification of the freshwater forcing in the source region is indicated in parentheses. The "Global" lines gives an idea of which processes dominates after 50 years

ocean were set to zero (R0); in the second one,  $E - P$  fluxes were set to zero (EPO) and in the last one,  $E - P$  and runoff were removed (EPR0). Sensitivity of the North Atlantic deep convection sites (Labrador, Irminger and GIN Seas) to these global changes in freshwater forcing is our focus. These extreme experiments are designed to evaluate the relative strength of salinity driving processes, with their associated time scales. We considered in particular the local adjustment of the water column in the different convection sites as well as the role of the southward transport of freshwater from the Arctic (Ssa), and the northward salinity advection (Nsa), notably from the tropics, toward the convection sites. In all the perturbation experiments, temperature has only a second order effect on the stratification changes in the convection sites. Ssa, local freshwater forcing and Nsa have dominant contributions to the adjustment of the convection sites.

From our results using the IPSL-CM4 model, it is shown that (Table 2):

- The Labrador Sea, which is not a convective site in CTRL, is very sensitive to local freshwater fluxes and Ssa;
- The Irminger Sea is mainly sensitive to Nsa;
- The Gin Seas are sensitive to Ssa, local forcing and Nsa with nearly the same magnitude.

The difference of sensitivity between the Labrador and GIN and Irminger Seas is similar to that found by Wood et al. (1999) in an IPCC scenario. In their experiment, the Labrador convection site rapidly collapses due to an increase of local freshwater forcing, while in the Irminger and GIN Seas convection remains the same, because Nsa increases and destabilizes these sites. According to our perturbation experiments, the Labrador Sea is also very sensitive to freshwater

forcing in the IPSL-CM4 model, confirming the sensitivity of this Sea also found in Hu et al. (2004).

The minimum time scales associated with the different processes and observed in our perturbation experiments are not synchronous and affect the North Atlantic convection sites differently. From our analysis of the convection sites density changes and freshwater transport modification, we can deduce the following explanation for the dynamics taking place in the perturbation experiments: the local freshwater forcing impacts the convection sites with a short time scale of 1 or 2 years. Ssa, mostly associated with runoff from the Arctic, reaches all sites in about 10 years. Changes in the tropics and in the mid-latitudes influence convection sites through Nsa process in 15 years for the Irminger Sea, 20 years for the Gin Seas, and 30 years for the Labrador Sea. These different time scales are of importance for the THC, because a change in moisture transport will affect global freshwater forcing within a few years, but advective time scales may delay the THC response. Such time scales may also play an important role on the THC variability, but this is beyond the scope of this study.

The evolution of the THC for the different experiments (Fig. 6) is closely linked to these different time scales. In particular, the THC decrease in EP0 after 15 years results from the weakening of Nsa compared to CTRL that is not compensated by sufficient changes in Ssa or local forcing. Convection sites are stabilized and the THC decreases. In R0 on the other hand, an increase of surface salinity appears in most convection sites after 10 years, destabilizing them and thereby increasing the THC. In EPR0, both effects oppose each other with their own time scales. During the first 30 years, the increase of Ssa and the absence of local freshwater forcing contribute to the destabilization of the convection sites, enhancing the THC. After 30 years the weakening of Nsa starts to stabilize the water column in the convection sites, leading to the decrease of the THC, which however stays larger than in CTRL over a century.

We deduce from this analysis that over the time scale of a century, global freshwater forcing *damps* the THC. The Atlantic is an evaporative basin in CTRL, but high latitude freshening is dominant against Nsa. Consequently the THC is more sensitive to high latitude freshening than to tropical salinity forcing in this model, since the absence of freshwater forcing actually boosts the THC for the whole century. This is not in agreement with another study by Saenko et al. (2002), certainly due to the different time scales considered. Saenko et al. were interested in the ocean steady state, which means an adjustment of 1,000 years at least. Here we

are interested by the transient phase and we have investigated a century long adjustment, which corresponds to the relevant time scale for future climate projections. Vellinga et al. (2002) find a time scale of THC recovery of 50 years with the HadCM3 model. This recovery was mostly due to the advection of saltier water from the tropics due to a southward shift of the Atlantic ITCZ. This time scale is longer than the one found in our experiments for Nsa, but it takes into account not only the advection, but also the atmosphere response. Moreover in the Vellinga et al. experiment, the initial state was taken to have a THC equal to zero. This must have slowed down the effect of northward advection and could explain the 50 years time scale found in their analysis, compared to our 30 years.

Understanding the convection sensitivity in our model, is also useful to provide guidance for improving model biases. We have shown that in this model, the Labrador Sea exhibits a binary behavior associated with a local positive feedback: if convection occurs, it drains water from the Gulf Stream which results in a net input of heat that limits sea-ice formation, thus enhancing convection. This positive feedback associated with sea-ice cover is linked to the existence of a threshold on stratification: either convection is possible and fed by a positive feedback or on the contrary, if the stratification is such that convection does not occur, the sea-ice cover further prevents the convection. In our model, the freshwater forcing bias observed in the CTRL inhibits convection in the Labrador Sea. An increase of density of  $0.5 \text{ kg/m}^3$  in the first 500 m is necessary to overcome the stability threshold and allow convection. Our results also confirm that even if haline transformation is of second order compared to thermal transformation, salinity plays a crucial role in stratification over the convection sites, and thus on the preconditioning of the water.

Identifying thresholds and time scales that act in control simulations are crucial to understand how coupled GCMs work. The magnitude of our anomaly can be compared with the “water hosing” experiment of the CMIP/PMIP2 project (Stouffer et al. 2006). In EPR0 the global freshwater anomaly is equal to zero, but in the whole Atlantic the anomaly equals 0.37 Sv. It is of the same order as the 0.1 Sv and 1 Sv anomalies of the “water hosing” experiment. Our experimental design is however different since our perturbation is global. It could thus be seen as complementary to “water hosing” experiments, diagnosing the effect of the global freshwater forcing for the THC.

Our results may be model dependent especially for the time scales. Some similar studies with other models are necessary to find if the results are robust. The

analysis of other regions are also of great interest to understand the salinity related dynamics (Williams et al. (2006)). Our perturbation experiments thus provide a framework for studying the salinity related processes in coupled GCM and assessing the associated time scales. This will help understand the dominant mechanism processes leading to THC changes in state-of-the-art coupled GCMs, and provide guidance for model improvement.

**Acknowledgments** Stimulating discussions with Gurvan Madec, Paul Williams, Didier Paillard and Gilles Ramstein are acknowledged. We are indebted to Clément de Boyer Montégut for providing data of mixed layer depth climatology and for enriching suggestions. Patrick Brockman kindly provided advice on the Ferret graphics package and its extension FAST. The coupled simulations were carried out on the NEC SX6 of the Centre de Calcul de Recherche et Technologie (CCRT). This work was supported by the Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA), and the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS)

## References

- Blanke B, Delecluse P (1993) Variability of the tropical Atlantic ocean simulated by a general circulation model with two different mixed layer physics. *J Phys Oceanogr* 23:1363–1388
- de Boyer Montégut C, Madec G, Fischer AS, Lazar A, Iudicone D (2004) Mixed layer depth over the global ocean: an examination of profile data and a profile-based climatology. *J Geophys Res* 109:C12003
- Broecker WS (1991) The great conveyor belt. *Oceanography* 4:79–89
- Dickson RR, Brown R (1994) The production of North Atlantic deep-water—sources, rates and pathways. *J Geophys Res* 12:319–341
- Dixon KW, Delworth TL, Spelman MJ, Stouffer RJ (1999) The influence of transient surface fluxes on North Atlantic overturning in a coupled gm climate change experiment. *Geophys Res Lett* 26:2749–2752
- Fichefet T, Morales Maqueda MA (1997) Sensitivity of a global sea ice model to the treatment of ice thermodynamics and dynamics. *J Geophys Res* 102:12609–12646
- Ganachaud A, Wunsch C (2000) Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data. *Nature* 408:453–457
- Gent PR, Mc Williams JC (1990) Isopycnal mixing in ocean circulation models. *J Phys Oceanogr* 20:150–155
- Goosse H, Fichefet T (1999) Importance of ice–ocean interactions for the global ocean circulation: a model study. *J Phys Oceanogr* 23:337–355
- Hu AX, Meehl GA, Washington WM, Dai AG (2004) Response of the Atlantic thermohaline circulation to increased atmospheric CO<sub>2</sub> in a coupled model. *J Clim* 17:4267–4279
- Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) (2001) Third assessment report of climate change, chapter 8. Cambridge University Press, London
- Krinner G, Viovy N, de Noblet-Ducoudre N, Ogee J, Polcher J, Friedlingstein P, Ciais P, Sitch S, Prentice IC (2005) A dynamic global vegetation model for studies of the coupled atmosphere–biosphere system. *Global Biogeochem Cycles* 19:GB1015
- Kwok R, Cunningham GF, Pang SS (2004) Fram Strait sea ice outflow. *J Geophys Res* 109:1029–1043
- Latif M, Roeckner E, Mikolajewicz U, Voss R (2000) Tropical stabilisation of the thermohaline circulation in a greenhouse warming simulation. *J Clim* 13:1809–1813
- Levitus S (1982) Climatological atlas of the world ocean. Professional paper, NOAA/GFDL
- Li ZX (1999) Ensemble atmospheric GCM simulation of climate interannual variability from 1979 to 1994. *J Clim* 12:986–1001
- Lohmann G (2003) Atmospheric and oceanic freshwater transport during weak atlantic overturning circulation. *Tellus* 55A:438–449
- Madec G, Delecluse P, Imbard M, Lévy C (1998) OPA version 8. Ocean general circulation model reference manual. Rapp. Int., LODYC, France, 200 pp
- Manabe S, Stouffer RJ (1999) The role of thermohaline circulation in climate. *Tellus* 51:91–109
- Marti O, Braconnot P, Bellier J, Benshila R, Bony S, Brockmann P, Cadule P, Caubel A, Denvil S, Dufresne JL, Fairhead L, Filiberti M-A, Foujols M-A, Fichefet T, Friedlingstein P, Grandpeix J-Y, Hourdin F, Krinner G, Lévy C, Madec G, Musat I, de Noblet N, Polcher J, Talandier C (2005) The new IPSL climate system model: IPSL-CM4. Note du pôle de modélisation n°26. ISSN 1288-1619, 88 pp, <http://www.dods.ipsl.jussieu.fr/omamce/IPSLCM4/DocIPSLCM4/>
- Mikolajewicz U, Voss R (2000) The role of the individual air-sea flux components in CO<sub>2</sub>-induced changes of the ocean's circulation and climate. *Clim Dyn* 16:627–642
- Neelin JD, Dijkstra HA (1995) Coupled ocean–atmosphere interaction and the tropical climatology, part I: The dangers of flux-correction. *J Clim* 8:1343–1359
- Pickart RS, Spall MA, Ribergaard MH, Moore GWK, Milliff RF (2003) Deep convection in the Irminger Sea forced by the Greenland tip jet. *Nature* 424:152–156
- Rahmstorf S, Ganopolski A (1999) Long-term global warming scenarios computed with an efficient coupled climate model. *Clim Change* 43:353–367
- Roulet G, Madec G (2000) Salt conservation, free surface and varying levels: a new formulation for ocean general circulation models. *J Geophys Res* 23:927–942
- Saenko OA, Gregory JM, Weaver AJ, Eby M (2002) Distinguishing the influence of heat, freshwater, and momentum fluxes on ocean circulation and climate. *J Clim* 15:3686–3697
- da Silva AM, Young CC, Levitus S (1994) Atlas of surface marine data 1994. Anomalies of miscellaneous derived quantities, vol 5. NOAA Atlas NESDIS 10. US Department of Commerce, NOAA, NESDIS
- Speer K, Tziperman E (1992) Rates of water mass formation in the North Atlantic Ocean. *J Phys Oceanogr* 22:93–104
- Stommel H (1961) Thermohaline convection with two stable regimes of flow. *Tellus* 13:224–230
- Stouffer RJ et al. (2006) Investigating the causes of the response of the thermohaline circulation to past and future climate changes. *J Clim* 19:1365–1387
- Stouffer RJ, Manabe S (2003) Equilibrium response of thermohaline circulation to large changes in atmospheric CO<sub>2</sub> concentration. *Clim Dyn* 20:759–773
- Tziperman E (1986) On the role of interior mixing and air–sea fluxes in determining the stratification and circulation of the ocean. *J Phys Oceanogr* 16:680–693
- Tziperman E (2000) Uncertainties in thermohaline circulation response to greenhouse warming. *Geophys Res Lett* 27:3077–3080
- Uppala SM et al (2005) The ERA-40 re-analysis. *Q J R Meteorol Soc* 131:2961–3012

Swingedouw et al.: The impact of global freshwater forcing

---

- Valcke S, Declat D, Redler R, Ritzdorf H, Schoenemeyer T, Vogelsang R (2004) Proceedings of the 6th international meeting. High performance computing for computational science, vol 1. Universidad Politecnica de Valencia, Valencia, Spain. The PRISM coupling and I/O system. VEC-PAR'04
- Vellinga M, Wood RA, Gregory JM (2002) Processes governing the recovery of a perturbed thermohaline circulation in HadCM3. *J Clim* 15:764–780
- Walin G (1982) On the relation between sea-surface heat flow and thermal circulation in the ocean. *Tellus* 34:187–195
- Wijffels SE, Schmitt RW, Bryden HL, Stigebrandt A (1992) Transport of freshwater by the oceans. *J Phys Oceanogr* 22:155–162
- Williams P, Guilyardi E, Sutton R, Gregory J, Madec G (2006) Tropical Pacific ocean adjustment to changes in the hydrological cycle in a coupled ocean–atmosphere model. *Clim Dyn* (in press)
- Wood RA, Keen AB, Mitchell JFB, Gregory JM (1999) Changing spatial structure of the thermohaline circulation in response to atmospheric CO<sub>2</sub> forcing in a climate model. *Nature* 399:572–575

## 3.2 Correction du biais en eau douce

Les expériences de sensibilité aux flux d'eau douce globaux ont été réalisées avec une version du modèle de l'IPSL qui ne contenait pas de termes de fonte des glaciers et de dynamique des icebergs. Il manquait de ce fait une source pour parfaitement fermer le bilan d'eau douce : l'eau qui s'accumulait sur les glaciers ne retournait pas à l'océan. Ce n'est pas le cas dans la version (IPSL-CM4-v2) que nous allons étudier durant tout le reste de ce manuscrit, et qui a été détaillée au chapitre 2.

### 3.2.1 Erreur de forçage en eau douce dans la nouvelle version de IPSL-CM4

Le tableau 3.1 reprend l'analyse du forçage en eau douce pour le CTRL par rapport aux observations, en prenant à présent une simulation de contrôle utilisant la nouvelle version du modèle, ainsi qu'un nouveau jeu d'observations issu d'ECMWF. On considère le bilan sur l'Atlantique à partir de  $40^{\circ}\text{N}$ , qui représente une région un peu plus étendue que dans la partie précédente, mais qui prend en compte l'ensemble de la zone concernée par la dynamique des icebergs groenlandais.

On remarque que cette version du modèle de l'IPSL affiche un biais d'environ 0.2 Sv aux hautes latitudes, au delà de  $40^{\circ}\text{N}$ . Environ 0,1 Sv du biais est dû aux ruissellements, principalement associés au nouveau terme de fonte des icebergs. Environ 0,1 Sv de biais est dû au bilan E-P qui, comme nous l'avons vu dans la partie précédente, présente des erreurs pour E et pour P, qui amènent le bilan à être loin des observations. On remarque de plus que cette erreur se situe principalement au niveau des sites de convection, où un biais en SSS a déjà été observé. Au niveau des sites de convection, on remarque même que le biais entre la nouvelle version du modèle (IPSL-CM4-v2) et les observations atteint 0.3 Sv pour l'ensemble du forçage en eau douce. On en déduit que ces erreurs importantes au niveau du forçage en eau douce sont certainement à l'origine des problèmes de convection et de la faiblesse de la circulation thermohaline que l'on observe dans le modèle. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, la THC dans la nouvelle version du modèle est évaluée aux alentours de 10 Sv, comme dans l'ancienne version utilisée pour l'analyse de l'article précédent. Le biais en terme d'eau douce est pourtant différent entre ces deux versions, principalement à cause de l'ajout du terme de fonte des icebergs. Il est donc étonnant que ce biais supplémentaire n'affecte pas l'intensité de la THC. Ceci peut s'expliquer par une diminution de la diffusion turbulente de la couche de mélange atmosphérique dans les zones de subsidence dans la nouvelle version du modèle (voir début du Chapitre 2), qui refroidit les hautes latitudes, ce qui a pour effet d'amplifier la THC. Cet argument a été validé à l'aide d'un diagnostique précis liant THC, température et salinité dans les zones de convection. Ce diagnostique sera explicité dans le chapitre suivant.

### 3.2.2 Effet de la correction artificielle de l'erreur de forçage

Afin d'évaluer l'impact du biais en eau douce observé sur l'intensité de la THC, une nouvelle expérience de sensibilité (F03) a été mise en oeuvre. Son principe est très simple : on propose de corriger "artificiellement" les  $\sim 0.3$  Sv du biais de forçage en eau douce au niveau des sites de convection. On enlève donc 0.3 Sv entre  $50^{\circ}\text{N}$  et  $70^{\circ}\text{N}$  en Atlantique que l'on redistribue homogènement sur le reste des océans du globe. Sur la Figure 3.1 est

	Au nord de 40°N				
	IPSL-CM4			Observations	
	v1	v2	F03	DaSilva	ECMWF
R	0.20	0.30	0.40	0.20	
E-P	-0.21	-0.25	-0.25	-0.15	-0.14
E-P-R	-0.41	-0.55	-0.65	-0.33	-0.34

	50°N-70°N : Sites de convection				
	IPSL-CM4			Observations	
	v1	v2	F03	DaSilva	ECMWF
R	0.07	0.16	0.22	0.10	
E-P	-0.08	-0.31	-0.30	-0.10	-0.09
E-P-R	-0.15	-0.47	-0.52	-0.20	-0.19

TAB. 3.1 – Bilan du forçage en eau douce exprimé en mSv pour différentes bandes de latitude en Atlantique Nord. R représente le ruissellement côtier, les rivières et la fonte des icebergs, ou le ruissellement des calottes, ainsi que les effets de la glace de mer. E-P représente l'évaporation moins les précipitations. Les observations pour R sont issues de données réunies sous l'égide de l'UNESCO et le bilan évaporation moins précipitation est issu de DaSilva (1994) et de ECMWF (Uppala et al., 2005). Trois simulations sont testées : v1 et v2 représentent les simulations de contrôle avec la version 1 et 2 de IPSL-CM4. F03 est une expérience de sensibilité.

représenté l'indice thermohalin pour cette expérience, intégrée 200 ans, et comparée à l'indice thermohalin du CTRL. On remarque que dans F03, la THC est plus active, elle augmente les 100 premières années, puis se stabilise autour de 13,2 Sv, soit une augmentation d'environ 3 Sv. On en déduit que le biais en eau douce semble bien être à l'origine de la faiblesse de la THC dans le modèle, puisque sa correction artificielle, comparable à un rappel en flux d'eau douce, augmente fortement la THC.

Si l'on s'intéresse aux formations d'eau profonde en Atlantique pour cette expérience, la Figure 3.2 montre l'équilibre formation  $\leftrightarrow$  consommation des masses d'eau issu de l'équation 1.18. Cette figure est donc comparable au bilan effectué dans la partie 2.2.4. On remarque sur cette figure que l'on forme par flux air-mer, dans le modèle, des eaux plus denses que  $28.2 \text{ kg/m}^3$ , qui n'entrent plus dans la classification de Schmitz. Cette formation n'est pas présente dans notre climatologie. On remarque de plus que cette formation d'eau très dense est compensée par la consommation de ces masses d'eau par diffusion, qui amène ces eaux denses vers les classes de densité inférieures, sans doute via le processus de convection qui mélange les eaux très denses fraîchement formées. De ce fait, très peu d'eaux de densité supérieure à  $28.2 \text{ kg/m}^3$  sont réellement formées. On remarque que la formation par flux air-mer est aussi plus importante dans le modèle que dans les données pour la classe 5. Comme la diffusion forme aussi des masses d'eau de cette classe, la quantité d'eau plus dense que  $28 \text{ kg/m}^3$  augmente. Celle située entre  $27.8$  et  $28 \text{ kg/m}^3$  diminue car une bonne partie de ces masses d'eau est advectée hors de l'Atlantique, à  $30^\circ\text{S}$ , en accord avec l'augmentation de la THC observée dans F03.

Ces différences de formation par flux air-mer se retrouvent sur la Figure 3.3. On observe l'affleurement de la classe de densité supérieur à  $28.2 \text{ kg/m}^3$  dans F03 au niveau des zones de

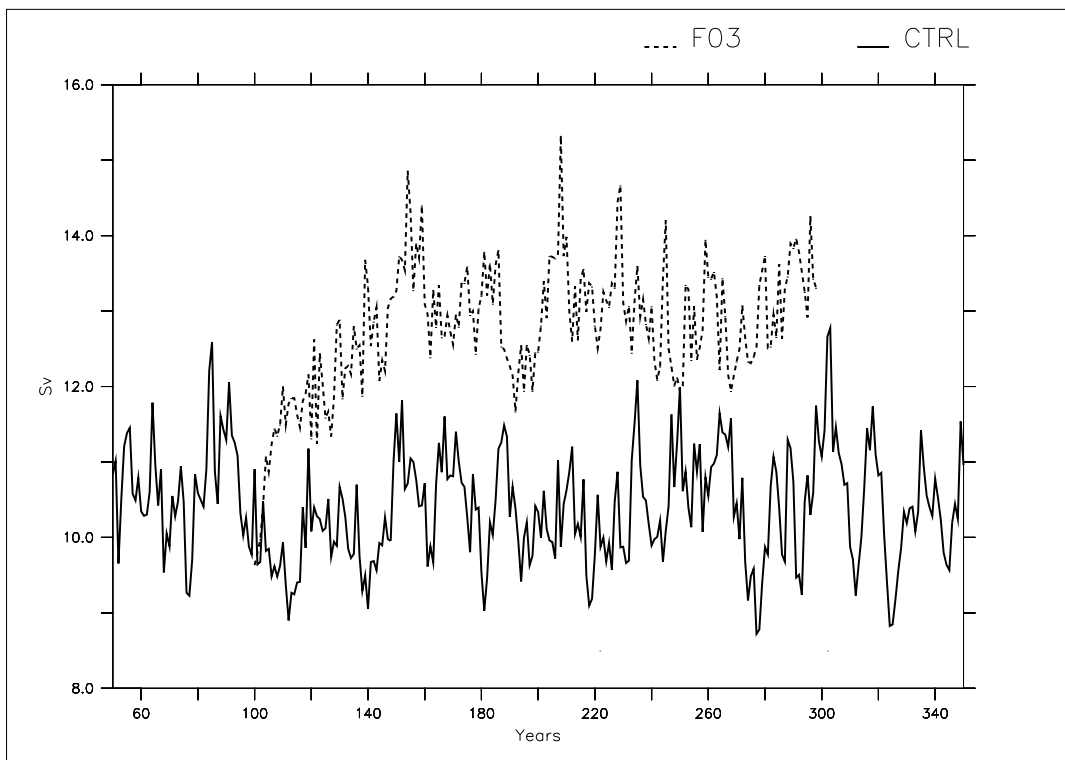


FIG. 3.1 – Indice thermohalin en fonction du temps pour l'expérience CTRL en noir et pour l'expérience F03 en rouge.



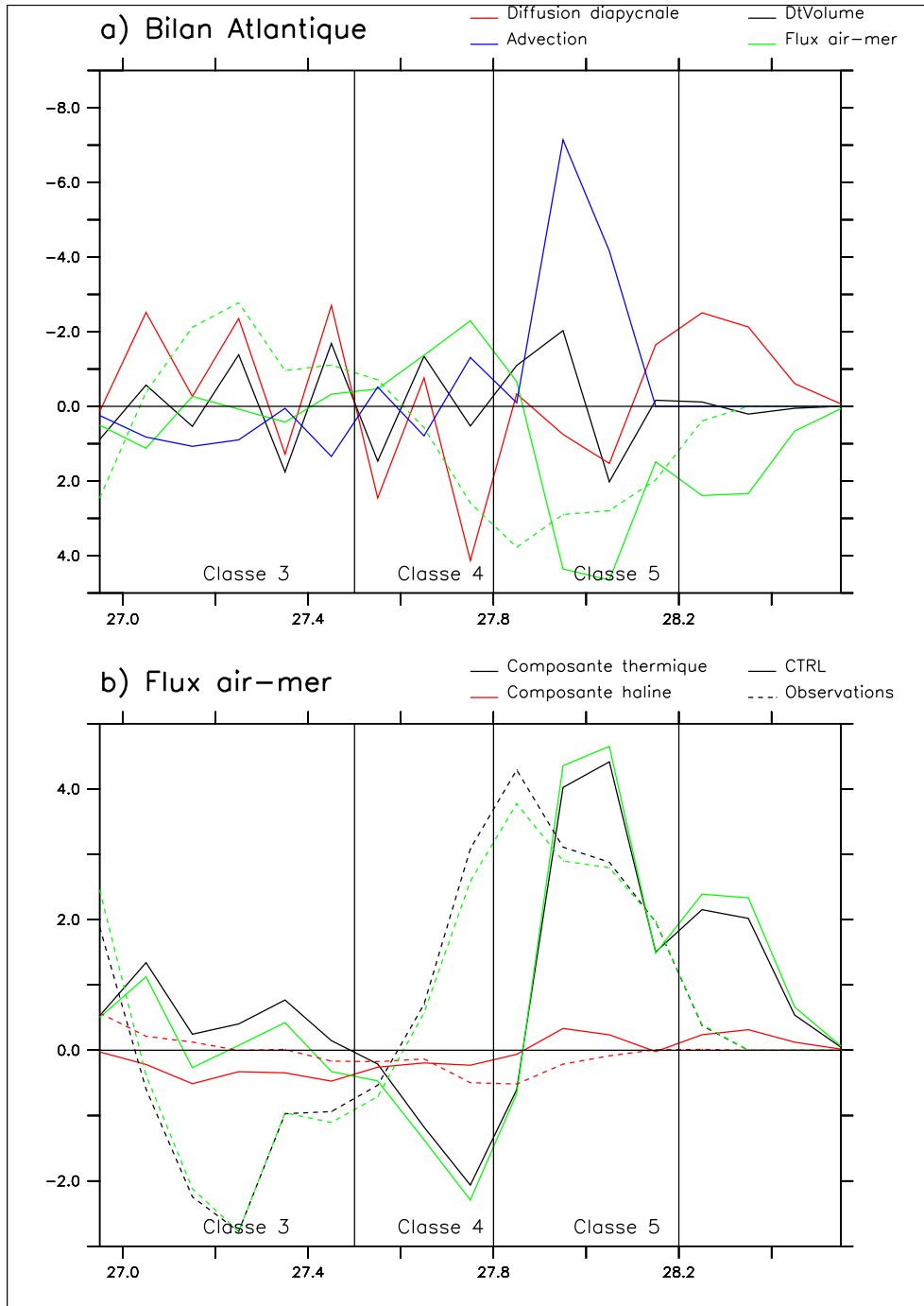


FIG. 3.2 – Bilan de l'équilibre formation ↔ consommation des masses d'eau dans l'Atlantique et l'Arctique : en trait continu pour l'expérience F03, en pointillés pour une climatologie construite à partir des données de Levitus pour la salinité et la température, et de ré-analyses ECMWF pour les champs de forçage en densité. a) Bilan sur l'Atlantique, suivant l'équation 1.18, avec en rouge le terme de diffusion diapycnale, en vert les flux air-mer, en noir les variations de volume, et en bleu l'advection sortante du domaine après Bering et la section à  $30^{\circ}\text{S}$ . b) Décomposition de la formation par les flux air mer en composante thermique en noir, et haline en rouge.

convection des mers de GIN et de la mer de Barents. L'affleurement des eaux de la classe 4 est un peu meilleur, mais ne semble pas permettre de formation par flux air-mer (Figure 3.2). La mer de Labrador n'est toujours pas le siège de convection (non montré), si bien que l'on peut conclure que si la THC est plus forte dans F03, les formations de masses d'eaux ne sont guère améliorées, tout comme les zones de convection.

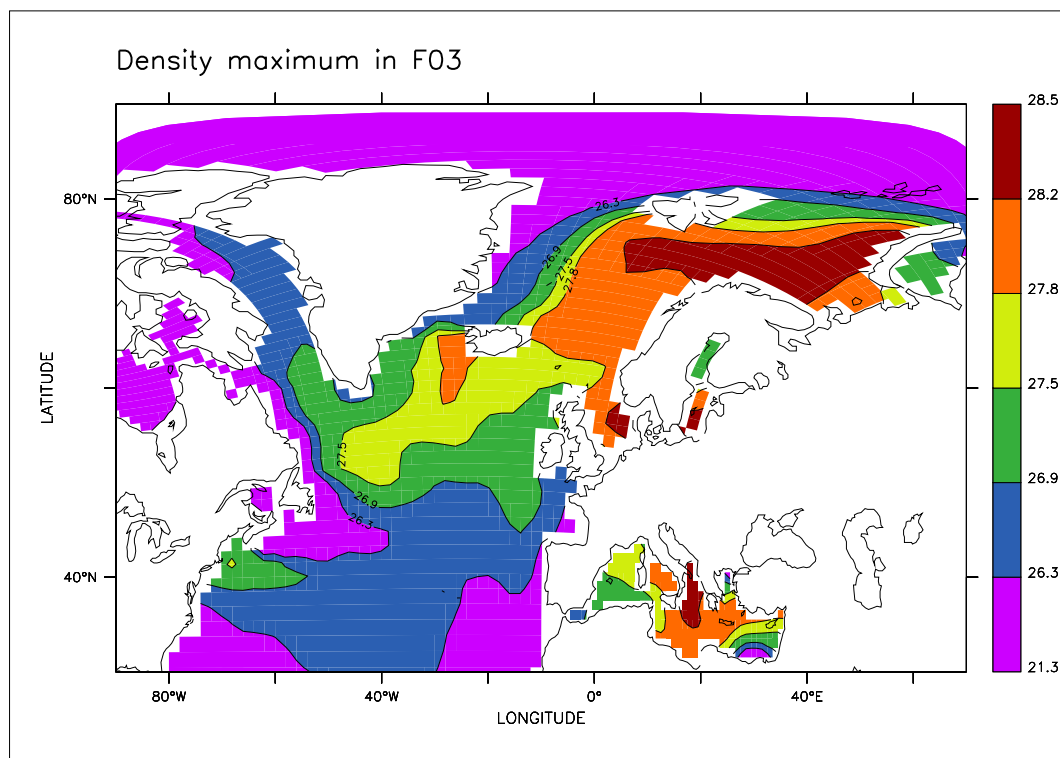


FIG. 3.3 – Carte du maximum annuel de la densité en surface en Atlantique Nord pour la simulation F03. (1982).

L'impact climatique de ce changement de THC se retrouve au niveau de la SST. Sur la Figure 3.4, on retrouve le même type de comparaison que pour la partie 2.2.6 : on peut observer sur cette figure la différence de SST entre les 50 dernières années de l'expérience F03 et la climatologie de Levitus (1982). On remarque que le biais froid est beaucoup moins marqué dans cette expérience, par rapport au CTRL (Figure 2.12). Cette diminution du biais froid s'explique certainement par l'impact d'une intensification de la THC, qui amène plus de chaleur vers les hautes latitudes et augmente de ce fait la SST. On remarque cependant que le fort biais froid à l'ouest des Grands Bancs est certes atténué mais subsiste. Ceci peut être dû au fait qu'il n'y a toujours que peu de convection en mer du Labrador dans F03, si bien que le transport de chaleur est toujours trop faible dans cette région, et le Gulf Stream reste trop zonal.

Un autre effet intéressant de l'impact climatique de la diminution du biais du forçage en eau douce, et de l'augmentation de la THC apparaît sur le Tableau 3.1. On observe sur ce tableau le bilan du forçage en eau douce pour l'expérience F03. La correction de 0,3 Sv n'apparaît pas dans ce bilan. On remarque que le bilan sur l'Atlantique, au nord de 40°N, augmente de 0,1 Sv à la faveur de l'eau douce en comparaison au CTRL. Cet effet est principalement causé par l'augmentation des flux liés au ruissellement et la fonte des icebergs. Ainsi, apparaît

l'existence d'une rétroaction négative pour le bilan d'eau douce : si on diminue le forçage en eau douce (ici de 0,3 Sv), alors la réponse de l'océan génère une augmentation de température en Atlantique, ce qui engendre une augmentation du forçage en eau douce de cette région, ici de -0.1 Sv soit un tiers du forçage initial.

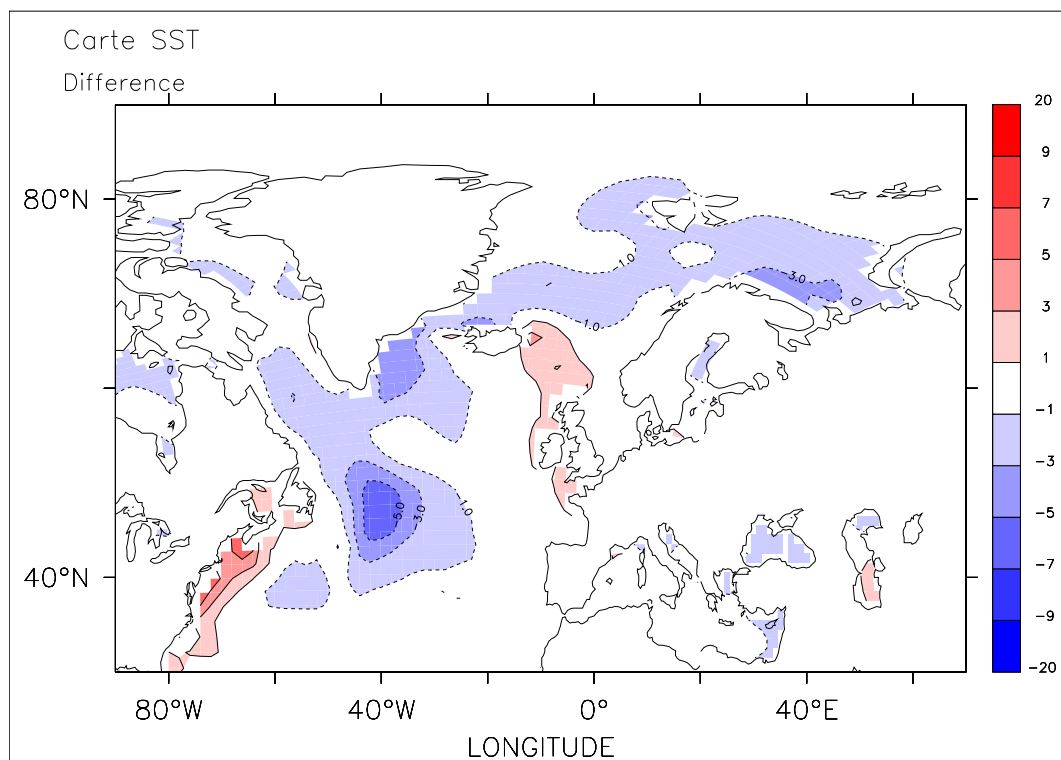


FIG. 3.4 – Différence de SST sur l'Atlantique Nord entre la simulation F03 et des données issues de Levitus (1982).

Pour conclure, il apparaît que la correction artificielle du biais de forçage en eau douce au niveau des sites de convection améliore l'intensité de THC dans la simulation de contrôle de la version 2 de IPSL-CM4. Cependant, la représentation des masses d'eau n'est pas meilleure, car la formation par flux air-mer est trop forte dans l'expérience corrigée F03. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'équilibre thermodynamique des masses d'eaux n'est pas atteint après 200 ans de simulation. On peut aussi soupçonner le fait qu'une mauvaise représentation des processus de convection en mer du Labrador, liée à la faible résolution du modèle, ne permette pas à cette mer de convecter sous les conditions de forçages observées. Un autre élément d'explication est associé au fait que la correction de 0,3 Sv est trop forte puisqu'elle est légèrement supérieure au biais en eau douce sur les zones de convection qui n'est que de 0,28 Sv. De plus, sur l'ensemble de la zone Atlantique au delà de 40°N, le biais n'est que de 0,22 Sv. La correction est donc supérieure à l'erreur sur cette zone élargie. Une autre approximation provient du fait que cette correction est faite de manière homogène sur les sites de convection, alors que la majorité du biais se situe vers la mer du Labrador. Ces défauts dans la correction peuvent donc aussi expliquer les erreurs de formation par flux air-

mer observées. Faute de temps, nous n'avons pas pu étudier ces hypothèses. On peut aussi noter que l'intensification de la THC dans F03 est relativement modeste eut égard au forçage imposé, et interroge aussi sur la dynamique du modèle d'océan. Les erreurs de forçage en eau douce par l'atmosphère amplifient donc certainement des erreurs de représentation de la THC dans le modèle d'océan.

## Synthèse du Chapitre 3

### Problématique

Quelle est la sensibilité de la THC à l'ensemble du forçage en eau douce de l'océan ?  
Que peut on en déduire sur le comportement et les biais du modèle IPSL-CM4 ?

### Méthodologie

Nous avons mis en place des **expériences de sensibilité** avec le modèle IPSL-CM4. Différent flux d'eau douce ont été supprimés, lors du couplage entre l'océan et l'atmosphère, afin de comprendre leur rôle pour la dynamique de la THC.

### Résultats principaux

- Ces expériences numériques montrent que les sites de convection Nord Atlantique sont très sensibles au forçage global en eau douce.
- Ces forçages mettent en jeu des processus d'advection d'eaux salées des tropiques et d'eaux peu salées de l'Arctique. Ces deux processus ont un effet opposé sur la salinité de surface dans les sites de convection.
- Si on supprime le forçage global en eau douce, la mer du Labrador est principalement sensible à l'advection d'eaux de l'Arctique, tandis que la mer d'Irminger est principalement sensible à l'advection d'eaux des tropiques. La mer de GIN est sensible de manière équivalente à ces deux advections.
- Il apparaît que ce forçage global joue le rôle d'amortisseur de la THC sur une échelle de temps de 100 ans.
- La correction "artificielle" des biais de forçage en eau douce au niveau des hautes latitudes dans le modèle IPSL-CM4 améliore considérablement la représentation de la THC. Le biais de forçage en eau douce de l'Atlantique Nord semble donc être la principale cause du biais observé pour la THC.

## Chapitre 4

# Impact du réchauffement climatique sur la THC

### 4.1 Les scénarios du changement climatique

Le gaz carbonique est un gaz à effet de serre important qui, de par son absorption du rayonnement infra-rouge, influe fortement sur le bilan radiatif du système Terre. Des données paléoclimatiques ont montré que température et concentration de CO<sub>2</sub> atmosphérique étaient intimement liées (Petit et al., 1999). Depuis la révolution industrielle, l'activité humaine produit massivement du CO<sub>2</sub>, principalement par le biais de la combustion d'énergie fossile. Ainsi, il a été montré que la concentration de CO<sub>2</sub> atmosphérique avait fortement augmenté depuis plus d'un siècle. Des reconstructions des 1000 dernières années montrent que la température a fortement augmenté au cours du dernier siècle par rapport aux siècles antérieurs. Il semble donc fort probable que cette augmentation de température soit liée à l'augmentation de gaz à effet de serre imputable aux activités humaines, comme l'ont montré nombres d'études de modélisation (GIEC, 2001). Le futur du climat de la planète Terre est donc très incertain étant donné que, sous la pression démographique, les rejets de gaz à effet de serre risquent d'augmenter.

L'évaluation de cette augmentation des gaz à effet de serre pour le siècle à venir est complexe. Divers scénarios économiques ont été mis en place au sein du GIEC pour estimer, en fonction de choix économiques, technologiques, et politiques, quelles pouvaient être les scénarios d'émissions envisageables de gaz à effet de serre, mais aussi d'aérosols. Ces scénarios sont ensuite utilisés par des modèles couplés du système Terre pour évaluer l'impact climatique des activités humaines. Dans le cadre du projet mc2<sup>1</sup>, le modèle couplé de l'IPSL participe à cet effort de compréhension. Il a été intégré suivant divers scénarios d'émissions qui apparaissent sur la Figure 4.1. A gauche se trouvent des scénarios pour le prochain siècle, avec aérosols sulfatés, à droite se trouvent des scénarios idéalisés où on augmente le CO<sub>2</sub> de 1% par an, et où les aérosols sulfatés ne sont pas considérés. Ce type de scénarios idéalisés sert de référence pour tester la sensibilité des modèles à l'augmentation de la concentration de CO<sub>2</sub>, qui joue un rôle principal dans le réchauffement climatique supposé.

Sur la Figure 4.2 sont représentés les réponses du modèle de l'IPSL aux différents scénarios en terme de température de surface moyenne et d'indice thermohalin. On observe une augmentation de température quel que soit le scénario considéré. L'augmentation de température

---

<sup>1</sup><http://mc2.ipsl.jussieu.fr>

## Scénarii utilisés pour le prochain rapport du GIEC

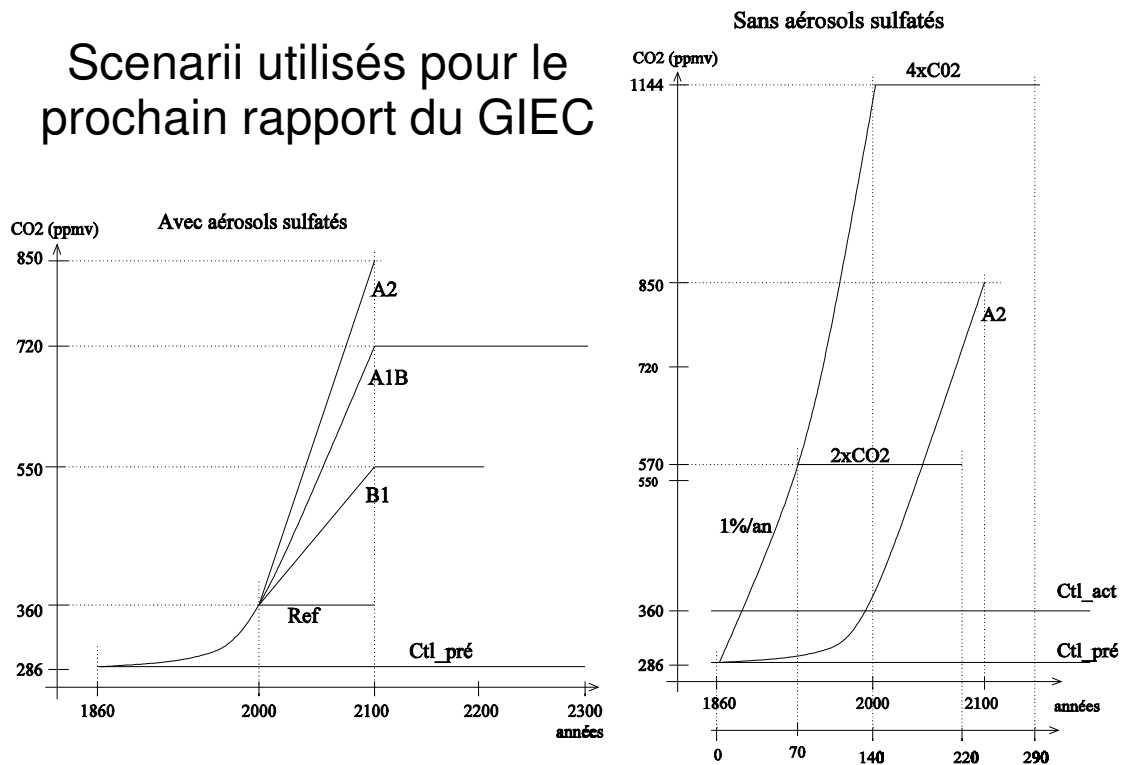


FIG. 4.1 – Scénarios d'émissions de CO<sub>2</sub> utilisés dans le cadre du projet mc2. A gauche sont représentés des scénarios réalistes issus d'évaluation économiques, prenant en compte des rejets d'aérosols sulfatés. A droite sont représentés des scénarios idéalisés, où la concentration de CO<sub>2</sub> augmente de 1%/an pendant 140 ans, sans aérosol sulfatés. On stabilise certains des scénarios à des valeurs de CO<sub>2</sub> fixes pendant un certain nombre d'année.

est plus marqué si la concentration de  $\text{CO}_2$  augmente plus rapidement. Enfin, on remarque que même lorsque la concentration de  $\text{CO}_2$  est stabilisée, il existe un réchauffement résiduel important. La réponse de la THC à ces différentes augmentations de concentration de  $\text{CO}_2$  apparaît sur les Figures 4.2.c et d. On remarque que l'indice THC diminue dans tous les scénarios avec pratiquement la même vitesse de décroissance. La stabilisation n'est cependant pas identique quel que soit le scénario. Les scénarios plus chauds observent une stabilisation de la THC à des valeurs plus basses.

Cette analyse montre donc que, étant donné que les variations de THC sont proches dans tous les scénarios, on peut limiter l'analyse des scénarios à l'un d'entre eux. Nous nous concentrerons sur le scénario idéalisé où le  $\text{CO}_2$  augmente de 1%/an (Figure 4.1 à droite). Dans un premier temps nous analyserons l'évolution transitoire de ce scénario, en mettant en exergue le rôle joué par la paramétrisation de la fonte des glaciers dans le modèle. Nous étudierons ensuite la réponse sur 500 ans du scénario stabilisé à  $2\times\text{CO}_2$ , en essayant de comprendre la réponse de la THC à l'ensemble des changements de forçage de surface.

## 4.2 Sensibilité de la THC à la fonte des glaciers en simulations scénarios transitoires

L'article qui suit a été publié dans le journal *Geophysical Research Letters*.

**Résumé :** La plupart des modèles couplés océan-atmosphère simule un ralentissement de la THC au cours de ce siècle. Cependant aucun d'entre eux ne prend en compte la fonte des glaciers. Nous évaluons ici l'effet de cette fonte dans le modèle IPSL-CM4. Nous utilisons pour ce faire deux versions du modèle, l'une avec la fonte des glaciers, l'autre sans. Nous comparons alors deux scénarios transitoires avec augmentation de  $\text{CO}_2$  atmosphérique de 1%/an. La THC est réduite de 47% quand la fonte des glaciers est prise en compte et de seulement 21% si non.



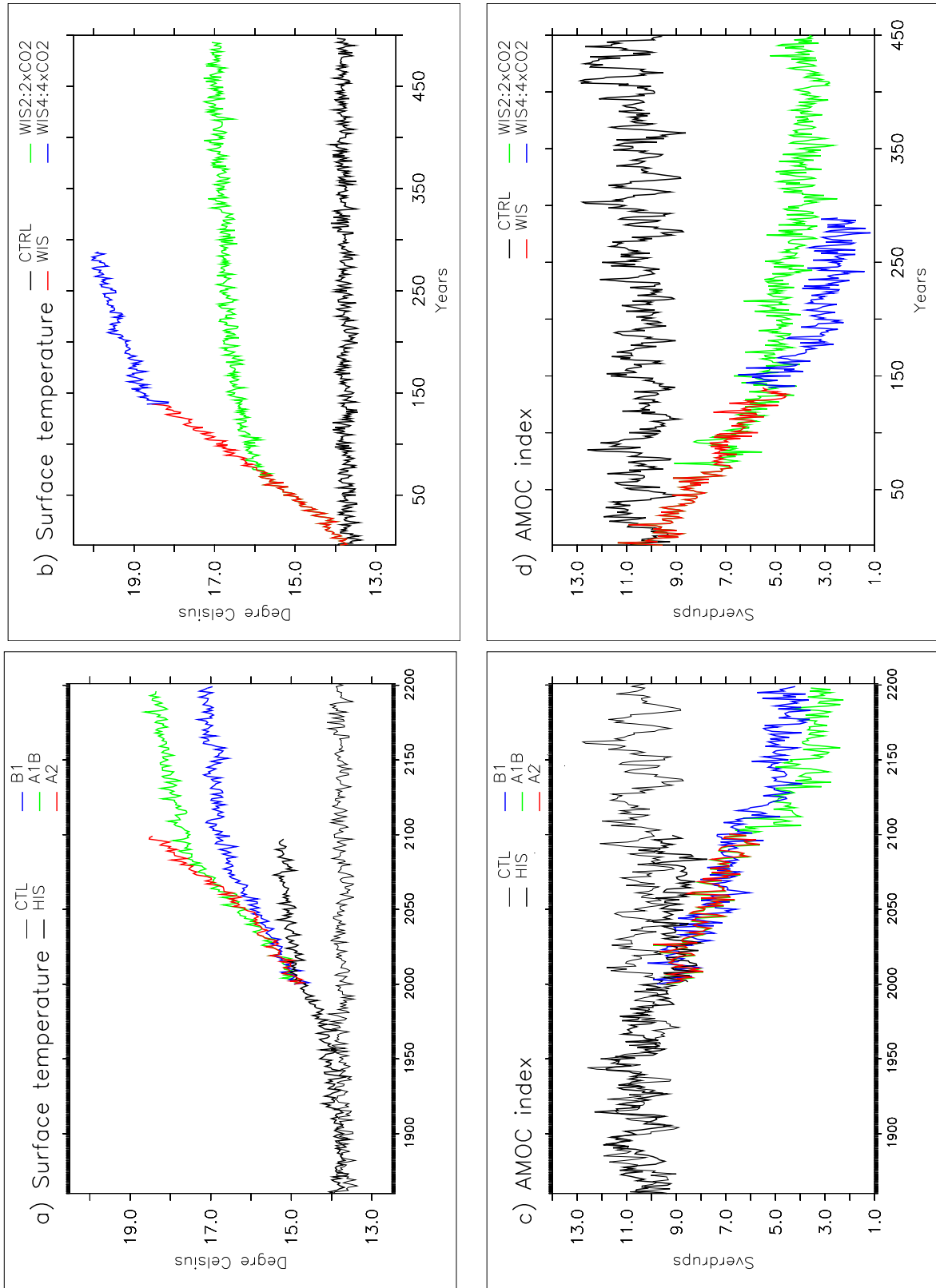


FIG. 4.2 – Évolution temporelle de la température de surface terrestre moyennée globalement (a et b) et de l'indice thermohalin (c et d) pour différents scénarios. a) et c) représentent les scénarios réalistes depuis 1860 jusqu'à 2200. b) et d) représentent les scénarios idéalisés, dont certains sont intégrés 500 ans.

## Sensitivity of the Atlantic Meridional Overturning Circulation to the melting from northern glaciers in climate change experiments

D. Swingedouw,<sup>1</sup> P. Braconnot,<sup>1</sup> and O. Marti<sup>1</sup>

Received 13 January 2006; revised 27 February 2006; accepted 1 March 2006; published 8 April 2006.

[1] A weakening of the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC) in the next century is simulated by most state-of-the-art coupled models but none of them accounted for land-ice melting. Here we evaluate the impact of this melting on future climate projection using the IPSL-CM4 coupled ocean-atmosphere model. For this purpose we use two different versions of the model, one with a crude land-ice melting parameterization, and the other without. The analysis compares results of experiments where atmospheric CO<sub>2</sub> increases by 1%/yr, performed with the two versions of this model. The AMOC is reduced by 47% when the melting of land-ice is considered, and represents an extreme melting scenario. This reduction is of 21% without this melting. It is shown that this difference in AMOC impacts the northern hemisphere mostly through the sea-ice cover feedback.

**Citation:** Swingedouw, D., P. Braconnot, and O. Marti (2006), Sensitivity of the Atlantic Meridional Overturning Circulation to the melting from northern glaciers in climate change experiments, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L07711, doi:10.1029/2006GL025765.

### 1. Introduction

[2] Most climate simulations with state of the art climate models produce a weakening of the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC) under greenhouse gas warming [Schmittner *et al.*, 2005]. An important spread in the magnitude of this reduction between models has been observed. It has now been established that this weakening is primarily due to the increase in temperature at high latitude [Gregory *et al.*, 2005]. However, there is large uncertainty in the role of the change in the freshwater budget at high latitude. Also the different feedbacks involved with a reduction of AMOC are not well understood, but could be large. Despite the relatively small amount of meridional heat transport driven by the ocean compared to the atmosphere, the AMOC has a very strong impact on the climate because it contributes to modifying the ocean heat budget at high latitude, thus interacting with sea-ice properties. A decrease in the AMOC diminishes the heat transport and may also increase the sea-ice cover, which is likely to increase the atmospheric cooling of the northern hemisphere through the sea-ice albedo feedback [Schmittner *et al.*, 2002; Winton, 2003].

[3] The aim of this paper is to investigate the role of land-ice melting in future climate scenarios. Models used for last IPCC [Cubasch *et al.*, 2001] did not take into account the melting of the ice-sheets and glaciers in the hydrological balance of the North Atlantic. This process is however of

importance, because the associated freshening of the convection sites, located in the Labrador and Nordic Seas, could lead to a decrease in AMOC. Therefore this melting needs to be accounted for to better understand and quantify the climatic impact of the AMOC reduction. The last IPCC [Cubasch *et al.*, 2001] estimated that melting of Greenland glaciers would contribute to a sea level rise of about 9 cm in the next century, which represents about 0.04 Sv (1 Sv = 10<sup>6</sup> m<sup>3</sup>/s) or a decrease of 5% of the Greenland ice sheets. The contribution of the other glaciers and uncertainty on the process of land-ice melting as well as the uncertainty in the warming for the next century [Gregory *et al.*, 2004] could lead to a “worst case” estimates of the order of 0.1 Sv for the North Atlantic freshening due to land-ice melting [Parizek and Alley, 2004].

[4] Here we investigate the role of melting of the ice-sheets and glaciers in coupled land-ocean-atmosphere-sea-ice simulations where the CO<sub>2</sub> concentration rises by 1% per year. We consider two simulations for which the coupled model differs only in the representation of land-ice. The first one incorporates a crude parametrization of the land-ice melting, whereas in the second one, land-ice melting is not allowed. Similar investigation was presented by Fichefet *et al.* [2003], with an interactive coupling between the climate model and a comprehensive model of the Greenland ice-sheets. Here we consider a more extreme warming and melting scenario on a longer time scale. Consequently our AMOC response is larger than in the Fichefet *et al.* study. In addition we do not limit the analysis to the quantification of the change in AMOC, but we also consider how the AMOC interferes with the sea-ice albedo feedback and global warming.

### 2. Model Description and Experiments

#### 2.1. IPSL Coupled Model

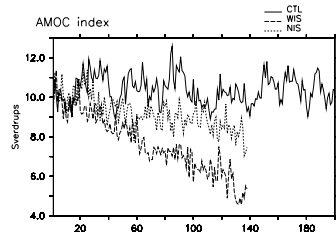
[5] The model used in this study is the version 4 of the “Institut Pierre Simon Laplace” (IPSL-CM4) global atmosphere-ocean-sea ice coupled model [Marti *et al.*, 2005]. It couples the atmosphere general circulation model LMDz and the ocean general circulation model ORCA/OPA. A sea-ice model, which computes ice thermodynamics and dynamics, is included in the ocean model and coupled with the atmosphere. The atmospheric model is coupled to the ORCHIDEE land-surface scheme. The ocean and atmosphere exchange surface temperature, sea-ice cover, momentum, heat and freshwater fluxes once a day, using the OASIS coupler. River runoff and ice stream schemes close the water budget between land and ocean. No flux correction is applied and the coupling scheme ensures both global and local conservation of heat and freshwater fluxes at the model interfaces.

<sup>1</sup>Institut Pierre Simon Laplace/Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, Gif-sur-Yvette, France.

L07711

SWINGEDOUW ET AL.: AMOC SENSITIVITY TO ICE CAP IN SCENARIOS

L07711



**Figure 1.** AMOC index for the different simulations. It is defined as the maximum of the Atlantic meridional overturning circulation between 500 m and 5000 m depth, expressed in Sverdrups ( $1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ). In solid line is the CTL simulation, in dotted line, the WIS experiment, and in dashed line, the NIS experiment.

[6] The model is run with an horizontal resolution of 96 points in longitude and 71 points in latitude ( $3.7^\circ \times 2.5^\circ$ ) for the atmosphere and 182 points in longitude and 149 points in latitude for the ocean, corresponding to a resolution of about  $2^\circ$ , with higher latitudinal resolution of  $0.5^\circ$  in the equatorial ocean. There are 19 vertical levels in the atmosphere and 31 levels in the ocean with the highest resolution (10 m) in the upper 150 m.

## 2.2. Closure of the Freshwater Budget

[7] Each atmospheric grid-box could contain up to 4 different subsurfaces in order to represent properly surface fluxes according to the different surface characteristics (land, ocean, sea-ice, land-ice). Over land-ice, surface temperature is computed considering radiative fluxes, latent and sensible heat fluxes, diffusion with the underlying ice surfaces, as well as snow and ice melting. Ice is allowed to melt when there is no more snow on the grid-box. To close the water budget at high latitude, the runoff corresponding to the snow and ice melting is routed to the ocean. The method employed mimics the effect of ice calving and icebergs. The freshwater is therefore not directly distributed along the ice sheet, but uniformly over a wider region. Earth is divided into three latitude bands with limits at 90S/50S/40N/90N. For the northern band, the calving is sent to the Atlantic and the Arctic, but not to the Pacific. The parametrization of the land-ice melting is valid as long as the horizontal extent of the ice-sheet does not change with time. This assumption is therefore only valid for short term integration of global warming experiments. Our results suggest that this assumption is violated at the end of the experiments, suggesting that the parametrization needs to be improved in future experiments.

## 2.3. Experiments

[8] We consider transient simulation where atmospheric  $\text{CO}_2$  concentration starts at the preindustrial concentration of 280 ppm, and increases by 1%/yr reaching  $4 \times \text{CO}_2$  (1120 ppm) in 140 years. Two versions of the model are considered. The first one takes into account the whole parametrization for land-ice. The second one does not take into account the melting of land-ice, but keeps all the other terms, notably the land-snow melting. This is designed to isolate the effect of the melting of glaciers when temperature increases. This melting is equal to zero in the control

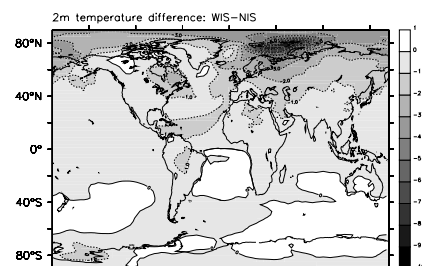
simulation (CTL) with atmospheric  $\text{CO}_2$  of 280 ppm, so that these two different parameterizations lead to the same CTL. The first scenario with ice-sheet melting will be referred to as WIS in the following. The second one with no melting is called NIS. Difference in freshwater forcing between the two experiments above  $40^\circ\text{N}$  increases nearly linearly (not shown) from 0 up to 0.1 Sv after 70 years ( $2 \times \text{CO}_2$ ) and up to 0.2 Sv at  $4 \times \text{CO}_2$ . These are quite large values and represent a “worst case” melting scenario. The land-ice melting in the other latitude bands is negligible.

## 3. Results

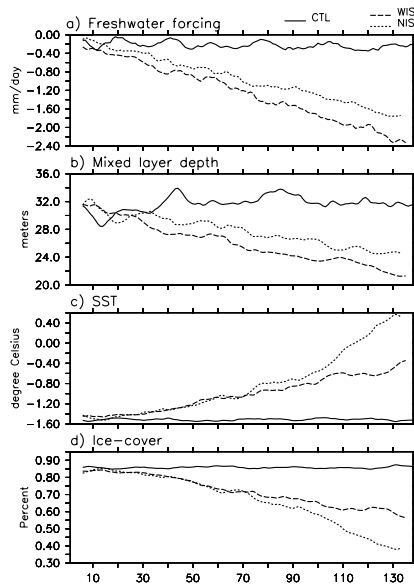
### 3.1. Response of the AMOC and Global Temperature Change

[9] As expected the land-ice melting has a profound impact on the simulated reduction of AMOC. Under modern conditions, AMOC simulated by IPSL-CM4 reaches 10.4 Sv (Figure 1). This is weaker than the  $15 \pm 2 \text{ Sv}$  observation-based estimates of North Atlantic Deep Water production rates [Ganachaud and Wunsch, 2000]. It results from an absence of convection in the Labrador Sea due to an excessive freshening in this region (D. Swingedouw et al., The impact of global freshwater forcing on the thermohaline circulation: Adjustment of North Atlantic Convection Sites in a CGCM, submitted to *Climate Dynamics*, 2006). However, the reduction of the AMOC under future scenarios is large. In WIS, it decreases by 4.9 Sv (47%) at  $4 \times \text{CO}_2$  compared to CTL (Figure 1). NIS exhibits a smaller decrease with a reduction of only 2.2 Sv (21%) at  $4 \times \text{CO}_2$ , which is close to the 25% mean decrease in 2100 in Schmittner et al. [2005] multi-model analysis. Note that the weakness of the AMOC in CTL could lead to a high sensitivity of the AMOC response to the freshwater forcing [Rahmstorf, 1996].

[10] The northward heat transport at  $20^\circ\text{N}$  in the Atlantic follows this decrease, with a reduction of 0.33 PW (47%) in WIS and of 0.15 PW (21%) in NIS compared to CTL. Surface air temperature is also affected over the whole northern hemisphere (Figure 2). Compared to NIS, WIS shows a relative cooling, up to more than 5 K in the regions around the Barents Sea. Two effects could be at the origin of this cooler temperature simulated in WIS than in NIS: a larger reduction of the ocean heat transport linked to the AMOC weakening, or an ocean-sea-ice local response caused by more freshening of the Arctic. We will discrim-



**Figure 2.** Difference in 2 m atmospheric temperature between WIS and NIS, averaged over years 121 to 140. The contour interval is 1 K.



**Figure 3.** Trend of (a) freshwater forcing in mm/day, (b) mixed layer depth in meters, (c) Sea Surface Temperature (SST) in °C, and (d) Ice-cover in %, averaged the Arctic basin. The Nordic Seas are excluded. In solid line is the CTL simulation, in dotted line, the WIS experiment, and in dashed line, the NIS experiment.

inate which of these two processes is more effective in the following.

**3.2. Analysis of the Transient Response in the Arctic**

[11] Differences in the freshwater forcing between NIS and WIS appear in the Arctic from the beginning of the transient simulations (Figure 3a). The larger freshening in WIS could affect Sea Surface Temperature (SST) and sea-ice cover in different ways. First, the corresponding lower salinity diminishes the fusion point and favors the growth of sea-ice. Here, the change in freezing point is less than 0.2 K and does not seem to significantly increase the ice-cover during the first 70 years (Figure 3d). Also, the lower salinity stratifies the surface ocean, which is reflected in the decrease in mixed layer depth as a function of time (Figure 3b). This change in mixed layer depth may reduce the heat capacity of the surface layer, and could affect the SST. However, the difference between the two transient simulations is less than 2 meters, and no significant changes in SST appear before year 70 between the two transient simulations. Therefore, this process is not likely to be at the origin of the divergence between the simulated evolution of SST (Figure 3c). Last, the geostrophic currents are not altered by the freshwater anomaly because this anomaly is distributed uniformly north of 40°N in the ocean and thus has no impact on the local steric gradient [Ottera and Drange, 2004]. Consequently, local processes due to the input of freshwater at high latitude do not seem to be at the origin of the SST and sea-ice cover divergence between the two transient scenarios.

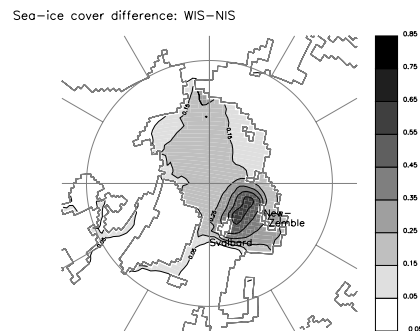
[12] After year 70, statistically significant differences appear in SST and ice-cover between WIS and NIS

(Figures 3c and 3d). They lag by about 10 years significant change in the AMOC (Figure 1). This lag strongly suggests that differences in the heat transport by the ocean, linked to the AMOC, modifies the heat budget of the Arctic and is at the origin of the differences in SST and sea-ice cover. Indeed the decrease of the northward ocean heat transport at 50°N in the North Atlantic is 50 TW stronger in WIS than in NIS around year 60. This difference in heat transport is also observed through the section between the Svalbard and New-Zemble at year 70. This is consistent with the fact that most of the reduced warming in WIS happens in the Barents Sea, which is along the pathway of the upper North Atlantic water entering the Arctic. In addition, there is a strong spatial correlation of more than 0.9 between SST change, sea-ice covering and change in atmospheric temperature in this region (Figure 4). It indicates that the stronger heat transport in NIS triggers the fast sea-ice albedo feedback. The warmer SST favors the melting of sea-ice, which in turn diminishes the sea-ice albedo, and leads to a local increase in atmospheric temperature above the Barents Sea. The warming then extends to all latitudes by the way of atmospheric circulation, which explains the large warming found over sea-ice and surrounding continents. In WIS, SST are colder and sea-ice still expands in this region, thus reducing the impact of global warming in northern high latitudes (Figure 2).

**3.3. AMOC Change and Transient Climate Sensitivity**

[13] Section 3.2 shows that the difference in AMOC between the two simulations triggers fast feedbacks at high latitude. Here, we analyse how these feedbacks impact global climate sensitivity at 4×CO<sub>2</sub>, defined as the difference in global surface temperature between the transient simulations and CTL averaged between years 121 to 140. WIS shows global surface temperature warming of 4.25 K at 4×CO<sub>2</sub> compared to CTL. This global warming is 10.4% higher in NIS. To understand this difference we analyse the differences in key feedbacks between the two simulations, focusing on: 1) sea-ice/albedo feedback, 2) water vapor feedback and 3) cloud feedback.

[14] For each simulation, changes in top-of-atmosphere net clear-sky short-wave radiation relative to CTL are mostly due to changes in ice and snow cover (not shown [Meehl et al., 2003]). This allows us to estimate that the



**Figure 4.** Difference in sea-ice cover (in %) between WIS and NIS averaged between years 121 to 140. The contour interval is 0.1%.

L07711

SWINGEDOUW ET AL.: AMOC SENSITIVITY TO ICE CAP IN SCENARIOS

L07711

melting of ice and snow represents an increased heat gain for the climate system of  $3.09 \text{ W/m}^2$  at the top of the atmosphere in WIS, and of  $3.56 \text{ W/m}^2$  in NIS at the time of  $4\times\text{CO}_2$ . Thus, the sea-ice albedo feedback is 15.2% more efficient in NIS, explaining part of the temperature difference at  $4\times\text{CO}_2$  between the two transient simulations. The water vapor also played a role. This feedback is measured as by Ramanathan and Collins [1991] by the difference between change in top-of-atmosphere net clear-sky long-wave radiation and the surface change in radiative emission due to surface warming. It provides an indication of the change in the greenhouse effect of the cloud free atmosphere. It goes from  $12.74 \text{ W/m}^2$  in WIS to  $14.36 \text{ W/m}^2$  in NIS. It is thus 12.4% higher in NIS. The cloud feedback also exhibits significant change between NIS and WIS: the difference in total cloud radiative forcing with CTL (the sum of cloud shortwave and cloud long-wave radiative forcing) is of  $2.05 \text{ W/m}^2$  in WIS and of  $2.32 \text{ W/m}^2$  in NIS, corresponding to an additional 12.8% increase for the latter simulation. The cloud feedback increase results from a reduction of low cloud cover in the northern hemisphere in NIS (not shown) as earlier discussed by Winton [2003].

#### 4. Conclusions

[15] In this study, we have quantified the impact of land-ice melting in future climate scenario simulations, with the IPSL coupled model. Two versions of this model have been considered, one without the land-ice melting, like in all models participating in the last and current IPCC [Cubasch et al., 2001], and the other with a simple parametrization of this melting. Difference in the simulated temperature, as  $\text{CO}_2$  increases, becomes very large between the two scenarios performed with the two versions of the model. When land-ice is allowed to melt, the global surface temperature is  $0.44 \text{ K}$  (10%) lower at  $4\times\text{CO}_2$ , which represents a noticeable uncertainty on climate sensitivity. This is attributed to a 28% larger reduction of the AMOC in this simulation. A smaller ocean heat transport to the Arctic appears, which in turn maintains the sea-ice cover and thus the albedo. This effect is also reinforced by the water vapor and cloud positive feedbacks. It is important to note that it takes 70 years before the cumulative effect of the additional freshwater is sufficient to modify the AMOC changes, leading to a larger melting of sea-ice in NIS. When this happens, fast ice albedo, water vapor and cloud feedbacks enter into play and contribute to amplifying the difference between NIS and WIS. The northern hemisphere is mostly affected with a  $0.85 \text{ K}$  warming, while the southern hemisphere shows a small cooling of  $0.07 \text{ K}$ . An important warming of greater than  $5 \text{ K}$  appears around the Barents Sea, where sea-ice cover is strongly affected. These regions are the starting point of the extension of the larger warming in the Northern hemisphere.

[16] The impact of land-ice melting is thus primordial and must be taken into account in the next generation of coupled

models. In the IPSL-CM4 model, the parametrization of this process is very crude. The anomaly in freshwater due to land-ice melting is more than  $0.1 \text{ Sv}$  after 100 years, and accounts for a melting of 20% of the Greenland land-ice at the end of the 140 years of integration. All in all, the results of this analysis stress the fact that the closure of the water cycle needs to be carefully accounted for to improve our understanding of the role of the ocean in the future climate. The land-ice melting is part of the processes that must be considered. Further study with a multi model ensemble may be necessary to better constrain the uncertainty about this process. Our results also confirm the importance of the AMOC on the northern hemisphere climate, mostly through sea-ice interaction.

[17] **Acknowledgment.** This study benefits from interesting discussion with P. Delecluse and E. Guilyardi. The computing time was provided by the Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA).

#### References

- Cubasch, U., et al. (2001), *IPCC Third Assessment Report of Climate Change*, chap. 8, Cambridge Univ. Press, New York.
- Fichefet, T., C. Poncin, H. Goosse, P. Huybrechts, I. Jansses, and H. Le Treut (2003), Implication of changes in freshwater flux from the Greenland ice sheet for the climate of the 21st century, *Geophys. Res. Lett.*, *30*(17), 1911, doi:10.1029/2003GL017826.
- Ganachaud, A., and C. Wunsch (2000), Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data, *Nature*, *407*, 453–457.
- Gregory, J. M., P. Huybrechts, and S. C. B. Raper (2004), Threatened loss of the Greenland ice-sheet, *Nature*, *428*, 616.
- Gregory, J. M., et al. (2005), A model intercomparison of changes in the Atlantic thermohaline circulation in response to increasing atmospheric  $\text{CO}_2$  concentration, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L12703, doi:10.1029/2005GL023209.
- Marti, O., et al. (2005), The new IPSL climate system model: IPSL-CM4, *Note du Pole de Modelisation 26*, 88 pp., Inst. Pierre Simon Laplace, Paris.
- Meehl, G. A., W. M. Washington, and J. M. Arblaster (2003), Long-term global warming scenarios computed with an efficient coupled climate model, *J. Clim.*, *43*, 353–367.
- Ottera, O. H., and H. Drange (2004), A possible feedback mechanism involving the Arctic freshwater, the Arctic sea ice, and the north Atlantic drift, *Adv. Atmos. Sci.*, *21*, 784–801.
- Parizek, B. R., and R. B. Alley (2004), Implications of increased Greenland surface melt under global-warming scenarios: Ice-sheet simulations, *Quat. Sci. Rev.*, *23*, 1013–1027.
- Rahmstorf, S. (1996), On the freshwater forcing and transport of the Atlantic thermohaline circulation, *Clim. Dyn.*, *12*, 799–811.
- Ramanathan, V., and W. Collins (1991), Thermodynamic regulation of ocean warming by cirrus clouds deduced from observations of the 1987 El Niño, *Nature*, *351*, 27–32.
- Schmittner, A., K. J. Meissner, M. Eby, and A. J. Weaver (2002), Forcing of the deep ocean circulation in simulations of the Last Glacial Maximum, *Paleoceanography*, *17*(2), 1015, doi:10.1029/2001PA000633.
- Schmittner, A., M. Latif, and B. Schneider (2005), Model projections of the North Atlantic thermohaline circulation for the 21st century assessed by observations, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L23710, doi:10.1029/2005GL024368.
- Winton, M. (2003), On the climatic impact of ocean circulation, *J. Clim.*, *16*, 2875–2889.

P. Braconnot, O. Marti, and D. Swingedouw, Institut Pierre Simon Laplace/Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, Orme des merisiers, F-91191 Gif-sur-Yvette, France. (didier.swingedouw@cea.fr)

### 4.3 Mécanismes de réponse de la THC au réchauffement climatique

L'article qui suit va être soumis à *Climate Dynamics*.

**Résumé :** Cette étude analyse la réponse de la THC dans des simulations scénarios stabilisées à  $2 \times \text{CO}_2$  sur 500 ans. Deux types de simulation ont été réalisés, une avec la fonte des glaciers, l'autre sans. L'effet de cette fonte est encore plus important que pour les scénarios transitoires, la THC retrouvant sa valeur initiale après 200 ans sans la fonte des glaciers, et s'effondrant complètement avec. L'analyse de l'origine des variations de densité dans les zones de convection permet d'identifier l'origine des changements de la THC. Après la fonte des glaciers, le processus qui diminue le plus la THC est le réchauffement de la surface océanique. Ces deux effets sont atténués par l'advection de salinité issue des tropiques et la diminution du transport de glace de mer dans les zones de convection. La comparaison des deux simulations permet d'isoler les rétroactions propres à la THC et de les quantifier de façon originale, selon le principe décrit dans la partie 1.7. Le système THC paraît être dominé par les rétroactions positives, notamment liées au transport de sel, ce qui explique sa forte sensibilité au flux d'eau douce issue de la fonte des glaciers.

**Mechanisms of AMOC response to  
changes in surface density forcing under  
global warming in the IPSL-CM4 model**

Swingedouw D.<sup>(1)</sup>, Braconnot P.<sup>(1)</sup>, Delecluse P.<sup>(1)</sup>, Guilyardi E.<sup>(1),(2)</sup> and  
Marti O.<sup>(1)</sup>

(1) IPSL/Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, Orme des  
merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette, France

(2) CGAM, University of Reading, UK

September 2006

didier.swingedouw@cea.fr/Tel: +33-1-69-08-41-08

## Abstract

The response of the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC) to an increase in atmospheric CO<sub>2</sub> concentration is analyzed using the IPSL-CM4 coupled ocean atmosphere model. Two scenarios are integrated for 70 years with 1%/yr increase in CO<sub>2</sub> concentration, up to doubling, and are then stabilized for another 430 years. The first scenario takes into account a simple parameterization of the land-ice melting that leads to a strong freshwater input of about 0.13 Sv at high latitude for a warm climate. In this case the AMOC nearly collapses. The other simulation does not consider this land-ice melting and there, the AMOC recovers after 200 years. This discrepancy shows that this model is close to an AMOC collapse threshold under global warming conditions, due to continuous input of land-ice melting.

The analysis of the origin of the density changes in the Northern Hemisphere convection sites allows to identify the origin of the changes in the AMOC. The processes that decrease the AMOC are the damping of surface cooling associated with the increase of atmospheric temperature, and the local freshening of the convection sites due to the increase of local freshwater forcings. On the other hand, two processes are controlling its recovery: the northward advection of positive salinity anomalies from the tropics and the decrease of sea-ice transport through the Fram Strait in the convection sites. The quantification of the AMOC related feedbacks shows that the most important feedback is related to salinity transport, temperature related feedback remaining small because of the compensation between heat transport and surface heat flux in the coupled system.

## 1 Introduction

The response of the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC) to global warming due to the increase of greenhouse gases in the atmosphere is a matter of uncertainty for state-of-the-art coupled models. Gregory et al. (2005) using results of eleven coupled models show that after a quadrupling of CO<sub>2</sub>, the AMOC decreases from 10 to 50% among models. In all models, most of the weakening is caused by changes in surface heat fluxes, while freshwater forcing changes can have positive or negative influence and is thus a major source of uncertainty for future AMOC changes. These results point out that the freshwater fluxes under global warming conditions can have a compensating effect on the AMOC. The specific role of salinity changes is therefore of paramount interest if one wants to reduce the uncertainty in



---

*Introduction*

AMOC projections for next centuries.

The AMOC response in scenarios appears to be very complex and linked to several processes affecting the convection sites. For example Latif et al. (2000) show that the increase of evaporation in the tropics, associated to the increase of Atlantic-Pacific moisture transfer, stabilizes the AMOC. Wood et al. (1999) show that the convection sites in the Labrador Sea and the Nordic Seas have different responses to the global warming. In their simulations using HadCM3, the Labrador Sea convection collapses, while convection in the Nordic Seas is preserved, or even reinforced. Hu et al. (2004) find a similar result. They show that the Labrador Sea is very sensitive to local freshwater forcing, so that the increase of precipitation and runoff in high latitude explains the collapse of convection in this region. In the Nordic Seas, they note that the reduction of sea-ice cover tends to reduce the local freshwater forcing due to sea-ice melting. This effect counteracts the increase of precipitation and runoff in the North Atlantic and contributes to increase salinity in the convection sites, thus maintaining convection. The balance of opposing freshwater forcings in the convection sites is therefore a key element and all the sources and sinks of freshwater have to be adequately represented in models. This includes: the direct ocean-atmosphere evaporation minus precipitation, the river and coastal runoff, the sea-ice melting and brine rejection, and the land-ice melting. A careful closure of the freshwater forcing is thus critical to produce a reliable simulation of the AMOC changes. This is seldom the case in coupled Coupled Global Circulation Model (CGCM). For instance, and of interest for the present study, none of the model participating to the last IPCC (2001) took into account the land-ice melting.

Another scientific debate concerns the AMOC recovery after a collapse or strong reduction. The possibility of multiple stable equilibrium of the AMOC described by Stommel (1961) has been confirmed from results of Earth system Model of Intermediate Complexity (EMIC). Computational cost still prohibits the exploration of this concept with CGCMs. However, Vellinga et al. (2001) pointed out a stabilizing process in CGCMs, related to gyre salinity transport, which is not represented in most EMICs, and tends to help the AMOC recovery. Stouffer et al. (2006) using a multi-models ensemble confirm that most coupled models tend to recover after a collapse due to a 1 Sv ( $1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ ) freshwater input in the convection sites during a century. In future climate scenarios, an AMOC recovery has been found in Stouffer and Manabe (1999) and Voss and Mikolajewicz (2001) under different atmospheric  $\text{CO}_2$  stabilization. The mechanisms of such recoveries are however not fully understood. Moreover,

---

*Experiments*

the impact of land-ice melting was not taken into account in the earlier studies. Its effect on multi-century time scale still needs to be evaluated in CGCMs.

Swingedouw et al. (2006a) tackle the land-ice melting effects on transient scenarios where the CO<sub>2</sub> concentration increased by 1%/tyr up to 4×CO<sub>2</sub>. Using the IPSL-CM4, they compare two different scenarios, one with melting from glaciers, the other without. They show that this melting could accelerate the rate of AMOC weakening on 140 years time scale. Here we propose to evaluate land-ice melting impact on the recovery mechanisms for longer time scale and less extreme scenario. To do that new experiments have been integrated for 500 years with 430 years of stabilized CO<sub>2</sub> concentration at 2×CO<sub>2</sub>. It is designed to analyse how land-ice melting could impact the response of the AMOC and its recovery under global warming scenario, on time scale of several centuries. One of the objectives is to evaluate how interactive land-ice melting affects recovery when CO<sub>2</sub> is stabilized. A methodology based on an analysis of the density changes in the convection sites is here developed to quantify the processes that take place in these simulations. This allows to clearly evaluate the weight of the different forcings and feedbacks on the AMOC response. In the following, we present the set-up of the numerical experiments, and the general response of the model in scenario simulations (section 2). Then the response of the AMOC in the two scenarios is analyzed (section 3), and finally the mechanisms (section 4) and feedbacks (section 5) at the origin of the AMOC responses are detailed. A discussion concludes the paper.

## 2 Experiments

### 2.1 Model description

The model used in this study is the version 4 of the “Institut Pierre Simon Laplace” (IPSL-CM4) global atmosphere-ocean-sea-ice coupled model (Marti et al., 2005). It couples the atmosphere general circulation model LMDz and the ocean general circulation model ORCA/OPA. The LIM sea-ice model, which computes ice thermodynamics and dynamics, is included in the ocean model and coupled with the atmosphere. The atmospheric model is coupled to the ORCHIDEE land-surface scheme.

The model is run with an horizontal resolution of 96 points in longitude and 71 points in latitude (3.7°×2.5°) for the atmosphere and 182 points in longitude and 149 points in latitude for the ocean, corresponding to a resolution of about 2°, with higher latitudinal resolution of

---

## 2.2 Numerical experiments and simulated warming

0.5° in the equatorial ocean. There are 19 vertical levels in the atmosphere and 31 levels in the ocean with the highest resolution (10 m) in the upper 150 m.

The ocean and atmosphere exchange surface temperature, sea-ice cover, momentum, heat and freshwater fluxes once a day, using the OASIS coupler. River runoff and ice stream schemes close the water budget between land and ocean. No flux correction is applied and the coupling scheme ensures both global and local conservation of heat and freshwater fluxes at the model interfaces. A parameterization of glacier melting is included in the model (Swingedouw et al., 2006a) to represent ice-sheet melting in response to climate warming. It is based on the thermodynamic laws but does not incorporate any dynamical device.

## 2.2 Numerical experiments and simulated warming

The set of experiments is composed of a 500 year long control simulation (CTRL) under pre-industrial conditions (280 ppm of atmospheric CO<sub>2</sub> concentration, IPCC “pictrl” AR4). Two idealized scenario experiments have been performed, following the CMIP2 protocol (Meehl et al., 2000) where the atmospheric CO<sub>2</sub> is increased by 1%/yr up to 2×CO<sub>2</sub> (560 ppm reached after 70 years) and held constant for the remaining 430 years. In the first scenario (WIS2), the melting from ice-sheets is considered, in the second one (NIS2) it is not taken into account. Further to the analysis of Swingedouw et al. (2006a) centered on the transient response up to 4×CO<sub>2</sub>, we focus here on the AMOC response for a stabilized CO<sub>2</sub> (at 2×CO<sub>2</sub>) on multi-century time scales.

The 2 meter surface temperature globally warms by 3.11 K after 500 years in WIS2 and by 3.42 K in NIS2, which is high range of IPCC model warming (Forster et al., 2006). Figure 1.a shows that the atmospheric surface warming in WIS2 occurs mostly over the continent and the sea-ice which is consistent with last and current IPCC results (Schmittner et al., 2005). The climatic impact of land-ice melting is isolated through the difference between WIS2 and NIS2 experiments (Figure 1.b and c). While we observe a relative cooling around 55°N-20°W between WIS2 and NIS2, we note an important cooling of more than 8 K in the Barents Sea. This is due to changes in AMOC- sea-ice interactions as shown in Swingedouw et al. (2006a). We note that, in this model, cooling due to the AMOC weakening is less important than the warming due to greenhouse gases in agreement with other models (Gregory et al., 2005). AMOC weakening appears to act as damping on the warming in term of mean temperature.

### 3 AMOC changes under global warming conditions

#### 3.1 AMOC response

Figure 2.a represents the AMOC index for the different simulations. The AMOC index in CTRL is 10.6 Sv, which is somewhat weaker than observation-based estimates that evaluate the production of North Atlantic Deep Water to  $15 \pm 2$  Sv (Ganachaud and Wunsch, 2000). This weakness is related to the absence of convection in the Labrador Sea associated to a freshwater forcing bias (Swingedouw et al. 2006b). In WIS2 simulation, the AMOC nearly collapses down to around 3.3 Sv after 500 years. In NIS2, the AMOC index decreases the first 100 years down to about 8 Sv and then recovers the CTRL value around year 200. These differences in AMOC are associated with changes in regions of deep water formation. Figure 3 shows the annual maximum of the mixed layer depth, which is a proxy of the ocean convection in these regions. Compared to CTRL, convection is reduced over the whole North Atlantic in WIS2, while in NIS2 it is reinforced in the Nordic Seas, in agreement with the study of Wood et al. (1999) and Hu et al. (2003), and weakened in the Irminger Sea.

The difference in AMOC response is related to a difference in freshwater forcing mainly due to the melting of Greenland ice-sheet. The warming over Greenland reaches 3.8 K in WIS2 and contributes to melt the ice-cap. In NIS2, despite the increase in temperature, Greenland is not allowed to melt. There is thus a difference of 0.13 Sv in freshwater forcing in the Atlantic, north of  $40^\circ\text{N}$ , between the two scenarios. After 500 years, it is equivalent to the melting of more than half of the Greenland ice-sheet. This is an extreme melting case scenario, not supported by the results of a three dimension dynamical ice-sheet model forced by global warming conditions (Parizek and Alley, 2004), but which could have been however observed during the last interglacial period (Overpeck et al., 2006). The extreme melting simulated in WIS2 is due to the crude parameterization of the ice-sheet melting with a fixed ice-sheet extension (Swingedouw et al., 2006a) and that does not consider refreezing processes. Nevertheless, since there are important uncertainty in ice-sheet melting in the future, our scenarios capture an important feature of the climate system: an important freshwater forcing due to land-ice melting drives the AMOC to a totally different behavior.

---

### 3.2 AMOC and stratification in the convection sites

### 3.2 AMOC and stratification in the convection sites

The strength of the AMOC can be monitored with several oceanic characteristics (Vellinga et al., 2004). Following assumptions from Hughes and Weaver (1994), Thorpe et al. (2001) have shown that the AMOC is highly correlated with the steric height gradient between 35°S and 60°N in the HadCM3 ocean-atmosphere model. This is in agreement with the Stommel box model (Stommel, 1961), where AMOC strength is related to a north-south density gradient. However, as noted by Straub (1996), the parameterization of the transport in the Stommel box model is inconsistent with the Stommel-Arons model (1960): in this second model, the AMOC transport is indeed calculated, given a rate of deep water formation, which seems a correct assumption (Straneo, 2006). Moreover, in the geostrophic approximation, the AMOC is related to the east-west density gradient (Marotzke, 1999) rather than to the north-south density gradient. Greatbatch and Lu (2003) explain this inconsistency by arguing that sinking in the Northern Hemisphere drives a wave dynamics that could relate the east-west and north-south density gradients. These studies suggest that changes in the AMOC would be better captured from analysis of changes in the rate of deep water formation than from changes in North-South steric height. The amount of deep water formation is related to the intensity of convection in the Nordic Seas, because convection produces large amounts of deep water through mixing and cooling. For instance, if a halocline develops at the surface, cooling by the atmosphere is limited to the upper part of the ocean water column, which limits deep water formation. In a transient phase (less than a millennial time scale), a density anomaly in the convection sites is strongly correlated with depth averaged density, and is thus a good proxy for the AMOC amplitude as checked in the IPSL-CM4 by Swingedouw et al. (2006b).

To demonstrate further this relationship, we define in the model a region broadly including all convection sites (Figure 4.a) and we represent in Figure 4.b the difference in AMOC index as a function of the difference in density between the scenarios and CTRL. We find a correlation of 0.98 between density anomaly in the convection sites ( $\Delta\rho$ ) and AMOC index changes ( $\Delta AMOC$ ). We thus deduce the following relation :

$$\Delta AMOC \approx \gamma \Delta\rho \quad (1)$$

where  $\gamma = 23 Sv.kg^{-1}.m^3$ . Other regions at different latitudes have been considered in order to verify that the high correlation found is not due to transient response effects. None of them exhibits such a good correlation with the AMOC index (not shown). In the following, we use

---

### 3.3 Thermal vs haline forcing

this correlation between density in the convection sites and AMOC index to understand which changes in density forcing and which mechanisms have perturbed the AMOC in WIS2 and NIS2 simulations.

### 3.3 Thermal vs haline forcing

Temperature and salinity changes both contribute to density change. In order to distinguish their respective contributions, we linearize the density equation. We thus express changes in AMOC depending on thermal and haline changes according to the following equation:

$$\Delta AMOC \approx \gamma(\beta\Delta S + \alpha\Delta T) \quad (2)$$

where  $\Delta S$  and  $\Delta T$  represents the salinity and the temperature anomalies in the convection sites when compared to CTRL. We use  $\alpha = -0.09 \text{ kg/m}^3/\text{K}$ , and  $\beta = 0.80 \text{ kg/m}^3/\text{PSU}$ . The time evolution of the thermal and haline contributions is shown on Figure 5 for both scenarios.

In NIS2, where land-ice melting is not modeled, density decreases for the first 100 years (Figure 5), and then increases for the rest of the simulation, the difference with CTRL becoming positive after 200 years. The salinity contribution to density change is positive, increases with time and reaches  $0.39 \text{ kg/m}^3$  after 500 years. The temperature contribution decreases during the whole simulation and reaches  $-0.23 \text{ kg/m}^3$  after 500 years. After 100 years, the balance of these two opposing effects is dominated by the positive salinity driven density anomaly, which is thus at the origin of the AMOC recovery in NIS2. In WIS2, where the land-ice melting is taken into account, the density decreases and is negative for the whole simulation. Both salinity and temperature changes have a negative impact reaching respectively  $-0.16 \text{ kg/m}^3$  and  $-0.11 \text{ kg/m}^3$  after 500 years, and leading to the AMOC weakening.

These two scenarios show that ocean temperature warming tends to weaken the AMOC, while salinity influence can be either positive (NIS2) or negative (WIS2) being thus either a factor of AMOC recovery or weakening. This result is consistent with multi-model experiments from Gregory et al. (2005). In order to assess which forcings are at the origin of these different salinity and temperature changes, we further decompose the density balance in the convection sites region.

---

*Forcings and mechanisms affecting the AMOC*

---

## 4 Forcings and mechanisms affecting the AMOC

### 4.1 Change in density balance in the convection sites

Indeed the contribution of temperature and salinity to density either results from changes in the local surface fluxes or from changes in the oceanic transport. We thus expand the density change in terms of meridional transport change ( $\Delta\rho_{transport}$ ) and surface flux change ( $\Delta\rho_{flux}$ ), related to salinity ( $\Delta\rho^S$ ) or temperature ( $\Delta\rho^T$ ). The other terms ( $\Delta\rho_{OT}$ , diffusion, zonal transport change) are brought together. This leads to the following decomposition :

$$\Delta\rho = \Delta\rho_{transport}^S + \Delta\rho_{flux}^S + \Delta\rho_{OT}^S + \Delta\rho_{transport}^T + \Delta\rho_{flux}^T + \Delta\rho_{OT}^T \quad (3)$$

The different terms are evaluated thanks to the equation of the tracers conservation in the model, integrated in depth over the convection sites box (Figure 4.a). This equation, for a tracer  $\Theta$  (salinity or the temperature), is the following :

$$\underbrace{\iiint_{\Omega} \frac{\partial\Theta}{\partial t} dv}_{Tracer\ evolution} = - \underbrace{\iint_{\delta\Omega_l} \vec{V}_h \cdot \Theta \vec{d}\sigma}_{Horizontal\ advection} + \underbrace{\iint_{\delta\Omega_l} \vec{\nu} \cdot \vec{\nabla} \Theta d\sigma}_{Diffusion} + \underbrace{\iint_{z=\eta} (\varepsilon - w_s) \Theta d\sigma}_{Surface\ flux} \quad (4)$$

where  $\Omega$  is the convection sites region,  $\delta\Omega_l$  is the lateral boundaries, and  $\eta$  is the free surface.  $\vec{V}_h$  is the horizontal speed,  $\vec{\nu}$  is the diffusion tensor,  $w_s$  is the vertical velocity at the surface, and  $\varepsilon = \frac{Q_{net}}{\rho_0 C_p}$  for the temperature, where  $Q_{net}$  is the net surface heat flux and  $\rho_0 C_p$  is the heat flux capacity, and  $\varepsilon = E - P - R$  for the salinity, where  $E$  is the evaporation,  $P$  the precipitation and  $R$  the runoff.

On Figure 6 is shown the integration over 500 years of these different terms for the two scenarios minus CTRL. All terms are expressed in density unit ( $kg/m^3$ ) for a quantitative comparison of their contributions to density. A positive (negative) value corresponds to an increase (decrease) of density, and thus of AMOC. We notice on Figure 6 that the different terms in both scenarios have the same sign, but their sum is of opposite sign. Surface salinity forcing and heat transport tend to increase the density whereas surface temperature forcing and salinity transport reduce it.

In NIS2, the surface salinity forcing is the dominant positive term and is larger than the dominant negative term, which is the surface heat flux change  $\Delta\rho_{flux}^T$ . In WIS2, the different terms have a larger magnitude than in NIS2. The negative effect of surface temperature forcing and salinity transport dominate the positive surface salinity forcing and heat transport,

---

## 4.2 *Changes in surface forcing*

resulting in a reduction of density.

### 4.2 Changes in surface forcing

In both scenarios the surface temperature forcing reduces surface density in the convection sites, which means that the heat flux tends to warm the ocean in the scenarios compared to CTRL. The different components of the surface temperature forcing are plotted in Figure 7.a. In both scenarios, they have the same sign except for the latent heat flux anomaly. The short wave term is negative, which means that more solar flux penetrates in the ocean and warms it, certainly due to the reduction of sea-ice cover in summer. The long wave term is positive, and reflects the fact that a warmer ocean emits more long wave radiation, which tends to cool it. This term is however less important than the short wave negative term. The sensible heat flux term is negative in both scenarios, while the latent heat flux term is positive in NIS2 and negative in WIS2. These last two terms depend on several parameters like the wind stress, the temperature gradient between the ocean and the atmosphere, and the relative humidity for the latent heat flux, so that the explanation of the changes is less easy for these terms.

In both experiments, change in surface freshwater forcing  $\Delta\rho_{flux}^S$  is positive (Figure 6) and helps the AMOC to recover. In Figure 7.b, the balance in surface freshwater forcing in density is decomposed into evaporation (E), precipitation (-P), runoff (-R), sea-ice freshwater flux and changes in free surface flux ( $-wS$ ) integrated in time over the convection sites. This last term ( $-wS$ ) is affected by the mass input of E-P-R, but not by sea-ice, since sea-ice melting does not lead to any surface elevation. Consequently,  $-wS$  is in the opposite direction to E-P-R and damps its effect by more than 85% in both scenarios. The sea-ice changes are positive and play an important role in the surface salinity forcing in both scenarios. They strongly participate to the fact that the net freshwater forcing is positive.

In NIS2, the evaporation increase corresponds to the increase of the latent heat flux. The terms -P and -R have a small decrease associated to an intensification of only 6% of the hydrological cycle (global precipitation rate), which is of the same order in both scenarios (not shown). The difference between NIS2 and WIS2 in terms of glaciers melting forcing appears in the term -R. In WIS2 E and -P also exhibit a small decrease. It would have seem logical that sea-ice melting will increase in a warmer climate and will decrease salinity in the convection sites. The counter intuitive positive effect of sea-ice melting in scenarios is further investigated through sea-ice dynamics analysis.



---

### 4.3 Tracer transport changes

The sea-ice contribution to density in the convection sites comes from direct local effect and sea-ice transport mostly through the Fram Strait (Figure 8.a). The local effect is melting in summer, and brine rejection in winter. A balance of these two freshwater terms expressed in Sv (Figure 8.b) shows that in CTRL the local contribution is negative by -0.06 Sv, illustrating that the convection sites are dominated by brine rejection. However, the total contribution due to sea-ice melting is of +0.1 Sv because of the +0.16 Sv import of sea-ice through the Fram Strait. In the scenarios, the negative sea-ice melting anomaly in the convection sites is led by a diminution of the Fram Strait transport (161% of the reduction). This effect is only partially balanced by a diminution of the direct sea-ice brine rejection due to a decline in the sea-ice cover (-61% of the reduction, Figure 8.c). Thus the positive anomaly  $\Delta\rho_{flux}^S$  in Figure 6 is mostly associated with a decrease in sea-ice export through the Fram Strait.

### 4.3 Tracer transport changes

We now focus on the transport changes in temperature and salinity in both scenarios. We consider the northern and southern borders of the box which dominate the advection balance (advection from the Baltic Sea and Hudson Bay are negligible). In order to isolate the effect of circulation changes from the effect of tracer field changes, we proceed to the following decomposition:  $\Theta = \Delta\Theta + \Theta_{ctrl}$  where  $\Delta\Theta$  represents the tracer anomaly compared to CTRL, and  $\Theta_{ctrl}$  is the tracer value of CTRL, and similarly for the meridional northward velocity:  $V = \Delta V + V_{ctrl}$ . This leads to the following decomposition for the tracer transport:

$$\Delta\rho_{transport}^{\Theta} = -\Delta(V\Theta) = -V_{ctrl}\Delta\Theta - \Delta V\Theta_{ctrl} - \Delta V\Delta\Theta \quad (5)$$

As above, all terms are averaged in depth on the convection sites border and are expressed in density unit through scaling by thermal ( $\alpha$ ) or haline ( $\beta$ ) expansion, for a quantitative evaluation. The term  $-\Delta(V\Theta) = \Delta\rho_{transport}^{\Theta}$  is the total anomaly of the tracer transport  $\Theta$  in reference to the CTRL simulation. Anomalies are equal to  $\Delta\rho_{transport}^S$  if  $\Theta$  is the salinity and equal to  $\Delta\rho_{transport}^T$  if  $\Theta$  is the temperature. The term  $-V_{ctrl}\Delta\Theta$  represents the transport of tracer anomalies. The term  $-\Delta V\Theta_{ctrl}$  represents the transport of the tracer field due to the anomaly in meridional velocity. The term  $-\Delta V\Delta\Theta$  represents the non linear transport.

All terms for temperature and salinity are shown on Figure 9. In NIS2, the sum of all contributions reduces density in the convection sites. However the dominant term in magnitude is  $-V_{ctrl}\Delta S$ , which is a positive term, associated to a change in the salinity field and not from

---

#### 4.4 Transport of salinity anomaly: origin and timing

circulation changes.  $-\Delta VT_{ctrl}$  and  $-\Delta V\Delta T$  are also positive but have smaller magnitude. All the other terms are negative and lead a negative global balance. In WIS2 the total balance is positive and mostly associated to transport of temperature by circulation anomaly ( $-\Delta VT_{ctrl}$ ) and transport of salinity anomaly ( $-V_{ctrl}\Delta S$ ) that are the dominant positive terms. They are damped by the negative term  $-\Delta VS_{ctrl}$ . While the magnitude of the transport terms are stronger in WIS2 than in NIS2, we note that the term  $-V_{ctrl}\Delta S$  has nearly the same amplitude in both scenarios. This term represents the transport of salinity anomalies from remote areas, which is mostly related to gyre transport (not shown), and is thus little affected by AMOC changes. The values of the contribution to the density balance in the convection sites are summed up in Table 1 for NIS2 experiment and in Table 2 for WIS2 experiment.

#### 4.4 Transport of salinity anomaly: origin and timing

Since the transport of salinity anomaly ( $-V_{ctrl}\Delta S$ ) appears as an important recovery mechanism in our two scenarios, we investigate below where the salinity anomaly comes from. In the scenarios the temperature increases and leads to a 4% evaporation increase, which can be at the origin of the salinity increase ( $\Delta S$ ). The latitudinal section of salinity anomalies in NIS2 compared to CTRL is shown on Figure 10.a. It illustrates the fact that a positive salinity anomaly appears between 40°S up to 40°N. Poleward of 40°N, the anomalies of salinity are located in subsurface, surface water salinity being dominated by local freshening due to the increase in freshwater forcing.

Figure 10.b describes how these anomalies evolves though latitude as a function of time. It shows that the salinity anomalies, originating from the low latitudes, develop and reach the convection sites latitude (50°N) in NIS2 experiment after 100 years. This delay is compatible with the lag observed for the AMOC recovery in this experiment, and may explain it. This suggests that the AMOC firstly weakens because of the direct warming at high latitude. This effect is damped by the decrease of sea-ice transport through Fram Strait, with a short delay (not shown). It then slowly recovers after 100 years thanks to the positive salinity effect related to the northward advection of salinity anomalies.

On Figure 11 is shown the atmospheric moisture transport in CTRL simulation and its anomaly in the NIS2 experiment. The origin of the increase of the E-P-R balance in NIS2 is related to the changes in moisture transport in the scenarios. The export of freshwater out of the Atlantic increases in the scenarios, due to an increase in the Atlantic-Pacific transfer

---

*AMOC feedbacks*

at the equator, and to an increase of the transport to the Antarctic basin. The exchange of moisture between the Atlantic and the Pacific through atmospheric circulation increases, but is not related to a change in El Nino variability or intensity (Guilyardi, 2006) contrary to the Latif et al. (2000) mechanism.

The balance of freshwater forcing over the whole Atlantic varies in the scenarios. It is of -0.26 Sv in CTRL and increases up to -0.39 Sv after 500 years in NIS2 experiment. In WIS2 experiment, the balance is still of -0.26 Sv. In this experiment, we have thus an illustration of the fact that under a same global freshwater forcing of the Atlantic, the AMOC can exhibit different behavior (Gregory et al., 2003), showing that it is mostly sensitive to the freshwater balance around its convection sites (Rahmstorf, 1996).

## 5 AMOC feedbacks

The difference between WIS2 and NIS2 in the density budget of the convection sites offers the opportunity to quantify the different feedbacks intensity (transport, surface fluxes...) implied in the AMOC system.

### 5.1 Feedback factor definition

The exact evaluation of a particular feedback requires a specific sensitivity experiment where the analyzed feedback loop is the only component that can vary in the system, the other components being kept equal. This type of analysis is very heavy in terms of computing time for a CGCM. Here we take advantage of our two scenarios with different AMOC considering that the anomaly at the entrance of the AMOC system is associated to the freshwater input due to land-ice melting, and the output is the density difference between WIS2 and NIS2:  $\Delta\rho = -0.43 \text{ kg/m}^3$ . In the following, we only consider WIS2 and NIS2 and  $\Delta$  now refers to the difference between them. The input to the AMOC system is the effective density anomaly  $\Delta\rho_0$  in the convection sites. It is associated to the land-ice melting and adjusted by dynamical free surface. We neglect the feedback effect in E-P-R balance between the scenarios since they are small. We thus define  $\Delta\rho_0 = \Delta(E - P - R - w_s)S = -0.14 \text{ kg/m}^3$ . Following equation (3) we can write:

$$\frac{\Delta\rho}{\Delta\rho_0} = \frac{1}{1 - \sum_{\xi} \frac{\Delta\rho_{\xi}}{\Delta\rho}} \quad (6)$$

---

## 5.2 Feedback factor quantification

where  $\xi$  represents the term considered, related to salinity transport for example. This form is classical to the definition of feedbacks used in automatic and in climate science since the pioneering work of Hansen (1984). If we define  $\lambda_\xi = \Delta\rho_\xi/\Delta\rho$ ,  $\lambda_\xi$  represents the feedback factor of the system. If  $\lambda_\xi$  is positive (negative), the feedback considered is positive (negative).

### 5.2 Feedback factor quantification

The feedback factors  $\lambda_\xi$  estimated for the different processes considered in this study are presented in Table 3. Following equation (6), we first note that the gain  $\Delta\rho/\Delta\rho_0$  of the system is equal to 3.07 which is higher than 1. This means that the AMOC system tends to amplify the initial density anomaly. It is due to the positive feedback factor  $\lambda_S$  related to salinity, which is higher than the negative feedback factor  $\lambda_T$  related to temperature (Table 3). We decompose these two feedback factors following previous methodology.

The feedback factor  $\lambda_{ST}$  associated with salinity transport dominates the other salinity factors. This feedback is positive because the positive factor associated to the anomaly of velocity transport  $\lambda_{\Delta V_{S_{ctrl}}}$  dominates the negative factor associated with the non linear salinity transport  $\lambda_{\Delta V_{\Delta S}}$  and the transport of salinity anomaly  $\lambda_{V_{ctrl}\Delta S}$ . Thus, if the feedback associated to salinity is positive, it is because of the salinity transport strength, which is associated with changes in velocity. Stommel (1961) first discussed this feedback as being very important for the AMOC dynamics. He described it as follows: a weakening of the AMOC weakens the meridional ocean velocity, which weakens the salinity transport from the tropics toward the convection sites, which further weakens the AMOC. We also confirm the existence of a weak positive feedback associated with sea-ice melting, described by Yang and Neelin (1993): when the AMOC increases, the atmospheric temperature of the Northern Hemisphere increases and contributes to melt sea-ice in the Arctic, thus reducing the import of sea-ice in the convection sites through the Fram Strait. This increases the salinity in the convection sites, and enhances the AMOC.

The feedback factor associated with the heat transport  $\lambda_{HT}$  dominates the feedback factor  $\lambda_T$  associated with temperature. This factor is negative mostly because of the anomaly of velocity transport  $\lambda_{\Delta V_{T_{ctrl}}}$ , the other heat transport terms being smaller. This feedback factor represents the classical heat transport negative feedback described by Stommel (1961): a weakening of the AMOC weakens the meridional ocean velocity, which weakens the heat transport from the tropics toward the convection sites, leading to a cooling. This tends to help the AMOC

---

*Discussion and conclusions*

to recover. This transport feedback  $\lambda_{HT}$  is damped by a strong positive feedback factor  $\lambda_{SHF}$  associated with the surface heat flux. This feedback can only be found in a coupled system, and not in an ocean only model. It can be explained as follows: an increase of the AMOC increases the surface temperature in the convection sites, which increases the heat flux cooling by the atmosphere. Consequently this tends to decrease the temperature in the convection sites, which enhances the AMOC. The feedback factor  $\lambda_T$  is consequently small compared to  $\lambda_S$ , because two opposing factors associated to heat transport and heat flux compensate each other.

## 6 Discussion and conclusions

In this study, we have extended the experiments of Swingedouw et al. (2006) analyzing the impact of land-ice melting on the AMOC under global warming condition. Using scenarios stabilized at  $2\times\text{CO}_2$  for 430 years, we have shown that the AMOC response to global warming in the IPSL-CM4 coupled model is very sensitive to the global freshwater closure. In this model, the parameterized melting of glaciers leads to a strong weakening of the AMOC, while the AMOC recovers in two centuries when this melting is not considered. This stresses the large impact of the melting of Greenland glaciers on the AMOC, on multi-century time scales. We argue this effect should be considered in future climate scenarios.

In scenario simulations, surface forcing changes are global and modify the thermal as well as the haline forcing distribution, so that a careful analysis is necessary to understand which processes are of importance to explain changes in the AMOC. A methodology, based on the high correlation between AMOC variations and density changes averaged over the North Atlantic convection sites, was used to evaluate the relative contribution of the different forcing terms on the AMOC. We have considered the role of temperature and salinity and how these tracers are affected by changes in surface flux and transport. The value of the different terms integrated over 500 years are summed up in Table 1 and 2. All terms are of importance for the density balance in both scenarios. It is thus the difference in magnitude between them that leads WIS2-CTRL to a negative balance and NIS2-CTRL to a positive one. In NIS2, without glacier melting, the leading recovery term (+36%) is the transport of salinity anomalies ( $-V_{ctrl}\Delta S$ ) from the tropics, which is associated to an increase in the Atlantic-Pacific and Antarctic atmospheric export of moisture. The Atlantic basin becomes more evaporative than in CTRL simulation. The northward gyre transport of salty water contributes to increase salinity in

---

*Discussion and conclusions*

---

the convection sites and thus leads to the AMOC recovery. The role played by the northward advection of salinity anomaly has been noted in Latif et al. (2000) in scenario simulations. In their experiment it was related to changes in El-Nino frequency. This is not the case here. The anomalies of sea-ice melting (Ice in Table 1) is the second contributor (+17%) to the AMOC recovery. It is mostly due to a decrease of sea-ice transport in the convection sites. Finally anomalies in the long wave, the latent heat fluxes and the anomalous temperature transport ( $\Delta VT_{ctrl}$ ) also plays an important role (respectively +13%, +10%, +7%). The leading processes at the origin of the AMOC weakening in NIS2 is the short wave heat flux change (-27%). Two other important terms are the non linear transport of salinity ( $-\Delta V \Delta S$ , -25%) and the anomalous transport of salinity ( $-\Delta V S_{ctrl}$ , -24%).

The sensible heat flux changes (-9%) and the northward transport of temperature anomaly (-8%) also play a role. The recovery mechanisms proposed here combine various processes, several of which have been hypothesized in previous studies. Here we clarify the magnitude of each of them in the IPSL-CM4.

The balance in WIS2 is affected by several feedbacks. In order to isolate them, we adapted the notion of climate sensitivity to the density and AMOC system. This allows us to quantify the feedback factor of different processes. This study thus clarifies the existence and magnitude of AMOC coupled feedbacks through the comparison of WIS2 and NIS2 (Table 3). While in agreement with Stommel (1961), the main feedbacks are related to salinity transport, which is a positive feedback, and heat transport, which is a negative feedback. We have also shown the importance of two other feedbacks:

- the ocean-atmosphere heat flux counteracts the negative heat transport feedback and appears to be the second strongest positive feedback, after the feedback  $\lambda_{\Delta V S_{ctrl}}$  associated to the transport of salinity by the anomalous velocity field.
- the warming in northern high latitude, induced by changes in the AMOC, can lead to a melting of sea-ice, which reduces sea-ice exports, and is thus a positive feedback, but of second order magnitude.

The total feedback amplification of the AMOC system is 3.07. this is due to the dominance of positive feedbacks, notably the heat flux feedback that strongly attenuates the damping effect of the heat transport feedback.

REFERENCESREFERENCES

The main result of this study concerns the integrated effect of land-ice melting parameterization. The amount of freshwater mostly due to Greenland melting brings a stabilized input of 0.13 Sv after 100 years. The present experiments can be considered as sensitivity experiments, showing that in the IPSL-CM4, under global warming conditions, a difference of 0.13 Sv can lead the AMOC to a collapse. As a comparison, Rahmstorf (2005) has recently shown with an inter-comparison study of intermediate complexity models that the hysteresis loop of the AMOC against freshwater forcing is around 0.2 Sv. This shows that a recovery of the AMOC in WIS2 after the melting of the Greenland is not ensured, and will be investigated in a future study.

These results can be affected by biases in the IPSL-CM4 model. For instance, the weakness of the AMOC in CTRL can limit the strength of transport feedbacks. The modeling of land-ice melting can also be improved, thanks to the coupling with an ice-sheet model for instance. Further studies with other models would help to better constrain the impact of land-ice melting on the AMOC on multi-century scale. The lack of direct observations of the AMOC and of land-ice melting remains an issue to validate CGCMS. The ongoing effort has to be pursued in order to provide reliable projections about possible changes of the AMOC. Applying this methodology to multi model ensemble like the “water hosing” experiments (Stouffer et al., 2006) will be of great interest to analyse feedback differences between models.

**Acknowledgments**

The coupled simulations were carried out on the NEC SX6 of the Centre de Calcul de Recherche et Technologie (CCRT). This work was supported by the Commissariat à l’Energie Atomique (CEA), and the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS). It is a contribution to the European project ENSEMBLES.

**References**

- De Boer A. M. and Nof N. The exhaust valve of the North Atlantic. *J. Climate*, 17:417–422, 2004.
- Fichefet T., Poncin C., Goosse H., Huybrechts P., Jansses I., and Le Treut H. Implication of changes in freshwater flux from the Greenland ice sheet for the climate of the 21st century. *Geophys. Res. Lett.*, 30, 2003.

REFERENCESREFERENCES

- Forster P. M. D. and Taylor K. E. Climate forcings and climate sensitivities diagnosed from coupled climate model integrations. *J. Climate*, 2006. submitted.
- Ganachaud A. and Wunsch C. Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data. *Nature*, 407:453–457, 2000.
- Greatbatch R. J. and Lu J. Reconciling the Stommel box model with the Stommel-Arons model: A possible role for Southern Hemisphere wind forcing? *J. Phys. Oceanogr.*, 33:1618–1632, 2003.
- Gregory J. M., Saenko O. A., and Weaver A. J. The role of the atlantic freshwater balance in the hysteresis of the meridional overturning circulation. *Clim. Dyn.*, 21:707–717, 2003.
- Gregory J. M., Huybrechts P., and Raper S. C. B. Threatened loss of the Greenland ice-sheet. *Nature*, 428:616, 2004.
- Gregory J.M. et al. A model intercomparison of changes in the Atlantic thermohaline circulation in response to increasing atmospheric CO<sub>2</sub> concentration. *Geophys. Res. Lett.*, 32, 2005.
- Guilyardi E. El Nino-mean state-seasonal cycle interactions in a multi-model ensemble. *Clim. Dyn.*, 26:329–348, 2006.
- Hu A. X., Meehl G. A., Washington W. M., and Dai A. G. Response of the Atlantic thermohaline circulation to increased atmospheric CO<sub>2</sub> in a coupled model. *J. Climate*, 17:4267–4279, 2004.
- Hughes T. M. C. and WEAVER A. J. Multiple equilibria of an asymmetric 2-basin ocean model. *J. Phys. Oceanogr.*, 24:619–637, 1994.
- Cubasch U. et al. *Third Assessment Report of Climate Change-Chapter 8. Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, 2001.
- Lohmann G. Atmospheric and oceanic freshwater transport during weak atlantic overturning circulation. *Tellus*, 55A:438–449, 2003.
- Marti O. et al. *The new IPSL climate system model: IPSL-CM4*. Note du pôle de modélisation n°26, 2005. ISSN 1288-1619, 88 pp, <http://dods.ipsl.jussieu.fr/omance/IPSLCM4/DocIPSLCM4/>.



REFERENCESREFERENCES

- Ottera O. H. and Drange H. A possible feedback mechanism involving the Arctic freshwater, the Arctic sea ice, and the north Atlantic drift. *Adv. in Atm. Sciences*, 21:784–801, 2004.
- Overpeck J. T., Otto-Bliesner B. L., Miller G. H., Muhs D. R., Alley R. B., and Kiehl J. T. Paleoclimatic evidence for future ice-sheet instability and rapid sea-level rise. *Science*, 311:1747–1750, 2006.
- Rahmstorf S. On the freshwater forcing and the transport of the Atlantic thermohaline circulation. *Clim. Dyn.*, 12:799–811, 1996.
- Rahmstorf S. and Ganopolski A. Long-term global warming scenarios computed with an efficient coupled climate model. *Climatic Change*, 43:353–367, 1999.
- Rahmstorf S. et al. Thermohaline circulation hysteresis: A model intercomparison. *Geophys. Res. Lett.*, 32:Art. No. L23605, 2005.
- Ridley J. K., Huybrechts P., Gregory J. M., and Lowe J. A. Elimination of the Greenland ice sheet in a high CO<sub>2</sub> climate. *J. Climate*, 18:3409–3427, 2005.
- Schmittner A., Meissner K. J., Eby M., and Weaver A. J. Forcing of the deep ocean circulation in simulations of the Last Glacial Maximum. *Paleoceanogr.*, 17, 2002.
- Schmittner A., Latif M., and Schneider B. Model projections of the North Atlantic thermohaline circulation for the 21st century assessed by observations. *Geophys. Res. Lett.*, 32:No. L23710, 2005.
- Stommel H. Thermohaline convection with two stable regimes of flow. *Tellus*, 13:224–230, 1961.
- Stouffer R. J. and Manabe S. Response of a coupled ocean-atmosphere model to increasing atmospheric carbon dioxide: Sensitivity to the rate of increase. *J. Climate*, 12:2224–2237, 1999.
- Stouffer R. J. et al. Investigating the causes of the response of the thermohaline circulation to past and future climate changes. *J. Climate*, 19:1365–1387, 2006.
- Straneo F. On the connection between dense water formation, overturning, and poleward heat transport in a convective basin. *J. Phys. Oceanogr.*, 2005. in press.

REFERENCESREFERENCES

Straub D. N. An inconsistency between two classical models of the ocean buoyancy driven circulation. *Tellus A*, 48:477–481, 1996.

Swingedouw D., Braconnot P., Delecluse P., Guilyardi E., and Marti O. The impact of global freshwater forcing on the thermohaline circulation: Adjustment of North Atlantic convection sites in a CGCM. *Clim. Dyn.*, 2006b. in press.

Swingedouw D., Braconnot P., and Marti O. Sensitivity of the Atlantic Meridional Overturning Circulation to the melting from Northern glaciers in climate change experiments. *Geophys. Res. Letters*, 33:L07711, 2006a.

Thorpe R. B., Gregory J. M., Johns T. C., Wood R. A., and Mitchell J. F. B. Mechanisms determining the atlantic thermohaline circulation response to greenhouse gas forcing in a non-flux-adjusted coupled climate model. *J. Climate*, pages 3102–3116, 2001.

Vellinga M., Wood R. A., and Gregory J. M. Processes governing the recovery of a perturbed thermohaline circulation in hadcm3. *J. Climate*, 15:764–780, 2002.

Voss R. and Mikolajewicz U. Long-term climate changes due to increased CO<sub>2</sub> concentration in the coupled atmosphere-ocean general circulation model ECHAM3/LSG. *Clim. Dyn.*, 17, 2001.

Yang J. Y. and Neelin J. D. Sea-ice interaction with the thermohaline circulation. *Geophys. Res. Lett.*, 20:217–220, 1993.

*LIST OF TABLES*

*LIST OF TABLES*

**List of Tables**

1	Summary of the magnitude in $kg/m^3$ of the different terms that compose the density balance in the convection sites for the experiments NIS2-CTRL. The decomposition follows equations 3 and 5. The terms Ice, E, -P, -R, $-wS$ correspond to the surface density forcing associated to sea-ice, evaporation, precipitation, runoff, and free surface adjustment effect on salinity, following notation of equation 4, and integrated over the surface and in time. The terms Lat, Sens, LW, SW, $-wT$ correspond to the surface density forcing associated to latent, sensible long wave, short wave and free surface adjustment effect on temperature. The different terms of salinity transport follow notation of equation 5. . . . .	21
2	Same as Table 1 but for WIS2-CTRL. The land-ice melting is included in the term -R. . . . .	22
3	Feedback factor decomposition. Each term is calculated as $\lambda_\xi = \Delta\rho_\xi/\Delta\rho$ . $\Delta\rho_\xi$ represents the term from the decomposition of Table 2 and 1, and $\Delta$ refers now to the difference between the two scenarios WIS2-NIS2. Note that the feedback factor related to surface freshwater fluxes ( $\lambda_{SSF}$ ) is approximately equal to the one associated to sea-ice ( $\approx \lambda_{Ice}$ ) . . . . .	23

TABLES

TABLES

Salinity: $\beta\Delta S = 0.39$								
Surface forcing=0.84					Salinity Transport=-0.50			Other
Ice	E	-P	-R	$-wS$	$-\Delta V S_{ctrl}$	$-V_{ctrl}\Delta S$	$-\Delta V\Delta S$	Terms
0.77	0.16	-0.24	-0.02	0.17	-1.02	1.60	-1.08	0.05
Temperature: $\alpha\Delta T = -0.23$								
Surface forcing=-0.57					Temperature Transport=0.20			Other
Lat	Sens	LW	SW	$-wT$	$-\Delta V T_{ctrl}$	$-V_{ctrl}\Delta T$	$-\Delta V\Delta T$	Terms
0.43	-0.38	0.60	-1.17	-0.05	0.31	-0.34	0.23	0.14

Table 1: Summary of the magnitude in  $kg/m^3$  of the different terms that compose the density balance in the convection sites for the experiments NIS2-CTRL. The decomposition follows equations 3 and 5. The terms Ice, E, -P, -R,  $-wS$  correspond to the surface density forcing associated to sea-ice, evaporation, precipitation, runoff, and free surface adjustment effect on salinity, following notation of equation 4, and integrated over the surface and in time. The terms Lat, Sens, LW, SW,  $-wT$  correspond to the surface density forcing associated to latent, sensible long wave, short wave and free surface adjustment effect on temperature. The different terms of salinity transport follow notation of equation 5.

TABLES

TABLES

Salinity: $\beta\Delta S = -0.16$								
Surface forcing=0.56					Salinity Transport=-0.89			Other
Ice	E	-P	-R	$-wS$	$-\Delta V S_{ctrl}$	$-V_{ctrl}\Delta S$	$-\Delta V\Delta S$	Terms
0.64	-0.16	-0.12	-0.74	0.94	-3.46	1.78	0.79	0.17
Temperature: $\alpha\Delta T = -0.11$								
Surface forcing=-2.18					Temperature Transport=2.04			Other
Lat	Sens	LW	SW	$-wT$	$-\Delta V T_{ctrl}$	$-V_{ctrl}\Delta T$	$-\Delta V\Delta T$	Terms
-0.44	-0.82	0.16	-1.03	-0.05	2.38	-0.91	0.57	0.03

Table 2: Same as Table 1 but for WIS2-CTRL. The land-ice melting is included in the term -R.

*TABLES*

*TABLES*

Salinity: $\lambda_S = 0.95$					Temperature: $\lambda_T = -0.28$				
Freshwater $\lambda_{SSF} \approx \lambda_{Ice}$	Transport: $\lambda_{ST} = 0.91$			Other $\lambda_{OTS}$	Heat Flux $\lambda_{SHF}$	Transport: $\lambda_{HT} = -4.28$			Other $\lambda_{OTT}$
	$\lambda_{\Delta V S_{ctrl}}$	$\lambda_{V_{ctrl} \Delta S}$	$\lambda_{\Delta V \Delta S}$			$\lambda_{\Delta V T_{ctrl}}$	$\lambda_{V_{ctrl} \Delta T}$	$\lambda_{\Delta V \Delta T}$	
0.32	5.67	-0.41	-4.35	-0.28	3.74	-4.81	1.32	-0.79	0.26

Table 3: Feedback factor decomposition. Each term is calculated as  $\lambda_\xi = \Delta\rho_\xi/\Delta\rho$ .  $\Delta\rho_\xi$  represents the term from the decomposition of Table 2 and 1, and  $\Delta$  refers now to the difference between the two scenarios WIS2-NIS2. Note that the feedback factor related to surface freshwater fluxes ( $\lambda_{SSF}$ ) is approximately equal to the one associated to sea-ice ( $\approx \lambda_{Ice}$ )

*LIST OF FIGURES**LIST OF FIGURES***List of Figures**

1	Difference in 2 meters air temperature averaged over the last 30 years of the experiments, a) WIS2-CTRL, b) NIS2-CTRL, c) WIS2-NIS2. The contour interval is 1 K . . . . .	26
2	Evolution for the three experiments of the AMOC index, defined as the maximum of the vertical streamfunction between 500m and 5000m in the Atlantic . . . . .	27
3	Annual mixed layer depth maximum (in m) averaged over the last 30 years of simulation for a) CTRL b) WIS2 and c) NIS2. . . . .	28
4	a) Region (in black) used to average the different terms in the convection sites. b) Correlation between the anomalies of WIS2 (circle) and NIS (cross) minus CTRL, for the AMOC and the averaged density in the convection sites. A 34 years smoothing, which corresponds to two periods of the maximum of the variability frequency, is applied. The correlation is of 0.98. . . . .	29
5	Density anomaly averaged over the convection sites (continuous line), with its thermal contribution (semi-dotted line), and its haline contribution (dotted line). a) NIS2-CTRL, b) WIS2-CTRL. . . . .	30
6	Magnitude of the different terms contributing to the density changes in the convection sites region, integrated on the 500 years of the experiments and expressed in $kg/m^3$ . Black bars stands for the difference WIS2-CTRL, and light grey bars for NIS2-CTRL. . . . .	31
7	Magnitude of the different terms contributing to density surface forcing anomaly between scenarios and CTRL simulation, expressed in density units ( $kg/m^3$ ) and integrated over 500 years. a) For surface temperature forcing, it is decomposed in latent heat flux ( Latent), sensible heat flux (Sensible), long wave flux (LW), short wave flux contribution (SW), free surface adjustment ( $-wT$ ) and the total of these five terms is given in the last column. In black is the difference WIS2-CTRL, and in light Grey the difference NIS2-CTRL. b) For salinity surface forcing, it is decomposed in ice melting contribution (Sea-Ice), evaporation contribution (E), precipitation contribution (-P), runoff contribution (-R) and free surface adjustment ( $-wS$ ). Note the different vertical scale for a) and b). . . . .	32
8	a) Ice transport in the Arctic as simulated in CTRL, b) Total sea-ice melting in the convection sites and its 2 components: local sea-ice melting and transported sea-ice melting, for CTRL (white), WIS2 (black) and NIS2 (grey). c) Sea-ice cover averaged over 30 years at the end of the simulation. The black line represents CTRL, the red lines WIS2 and the green line NIS2. . . . .	33
9	Decomposition of the salinity and temperature transport into anomaly of transport ( $\Delta V S_{ctrl}$ and $\Delta V T_{ctrl}$ ), transport of tracer anomaly ( $V_{ctrl} \Delta S$ and $V_{ctrl} \Delta T$ ) and non linear terms ( $\Delta V \Delta S$ and $\Delta V \Delta T$ ). The last column gives the total effect of these transport terms on the density of the convection sites. . . . .	34
10	Zonal mean difference between NIS2 and CTRL of Atlantic salinity plotted as a function of latitude and a) depth, averaged over years 470 to 500, and b) time averaged over the first 500 m. The contour interval is 0.2 PSU . . . . .	35

*LIST OF FIGURES*

*LIST OF FIGURES*

---

11	Moisture transport in $kg/m^2/s$ averaged over years 470 to 500, a)CTRL, b) difference between NIS2 and CTRL. . . . .	36
----	---	----



FIGURES

FIGURES

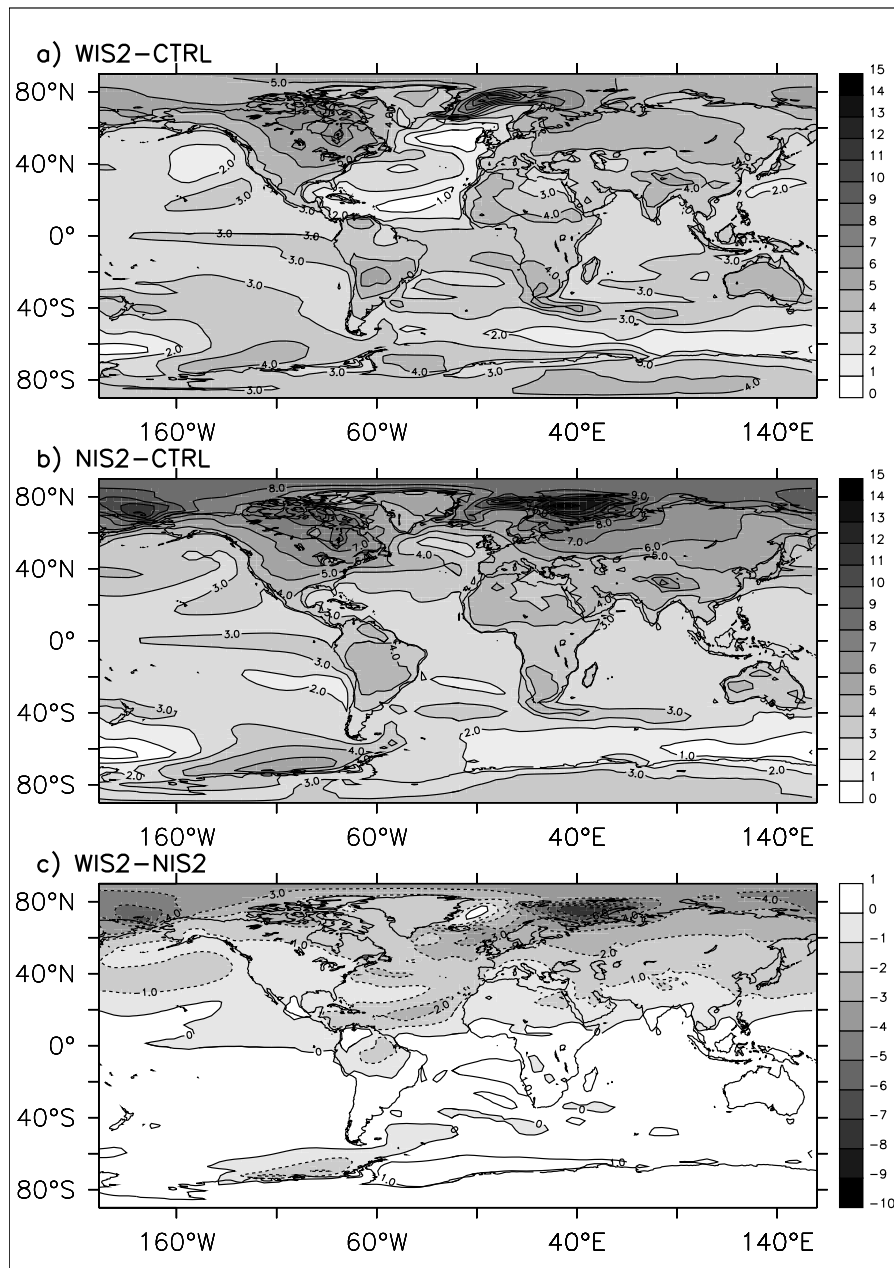


Figure 1: Difference in 2 meters air temperature averaged over the last 30 years of the experiments, a) WIS2-CTRL, b) NIS2-CTRL, c) WIS2-NIS2. The contour interval is 1 K

*FIGURES*

*FIGURES*

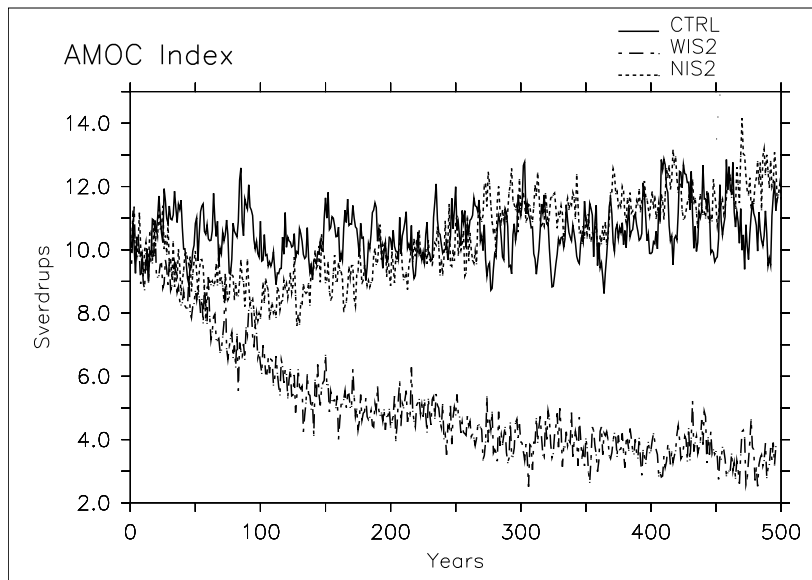


Figure 2: Evolution for the three experiments of the AMOC index, defined as the maximum of the vertical streamfunction between 500m and 5000m in the Atlantic

FIGURES

FIGURES

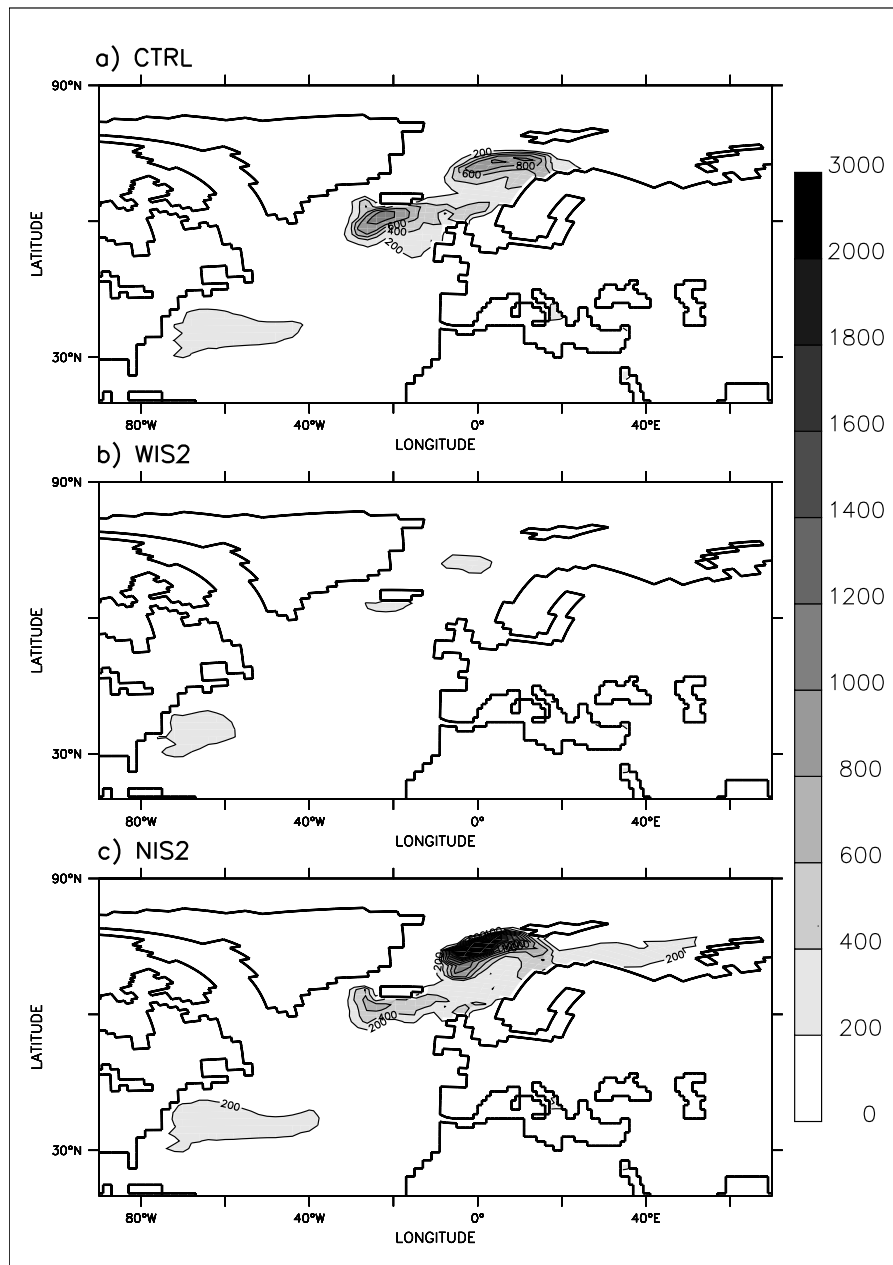


Figure 3: Annual mixed layer depth maximum (in m) averaged over the last 30 years of simulation for a) CTRL b) WIS2 and c) NIS2.

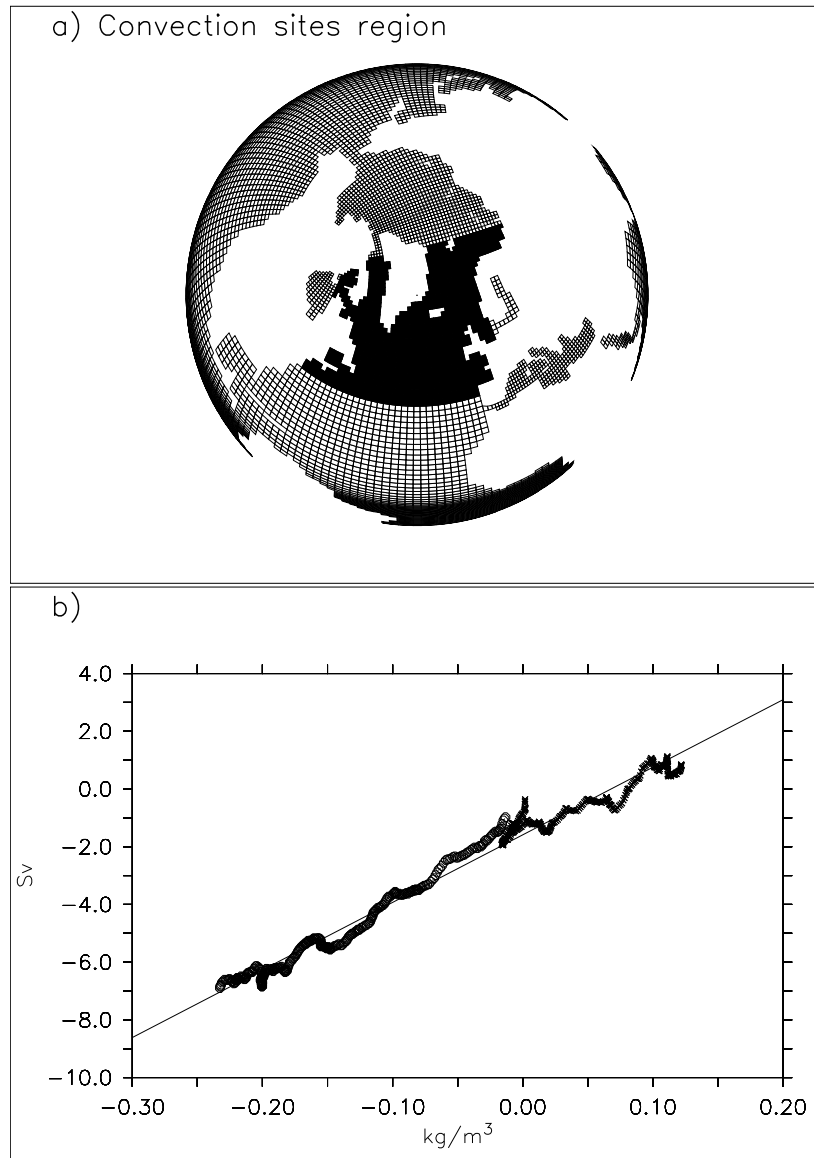
*FIGURES**FIGURES*

Figure 4: a) Region (in black) used to average the different terms in the convection sites. b) Correlation between the anomalies of WIS2 (circle) and NIS (cross) minus CTRL, for the AMOC and the averaged density in the convection sites. A 34 years smoothing, which corresponds to two periods of the maximum of the variability frequency, is applied. The correlation is of 0.98.

FIGURES

FIGURES

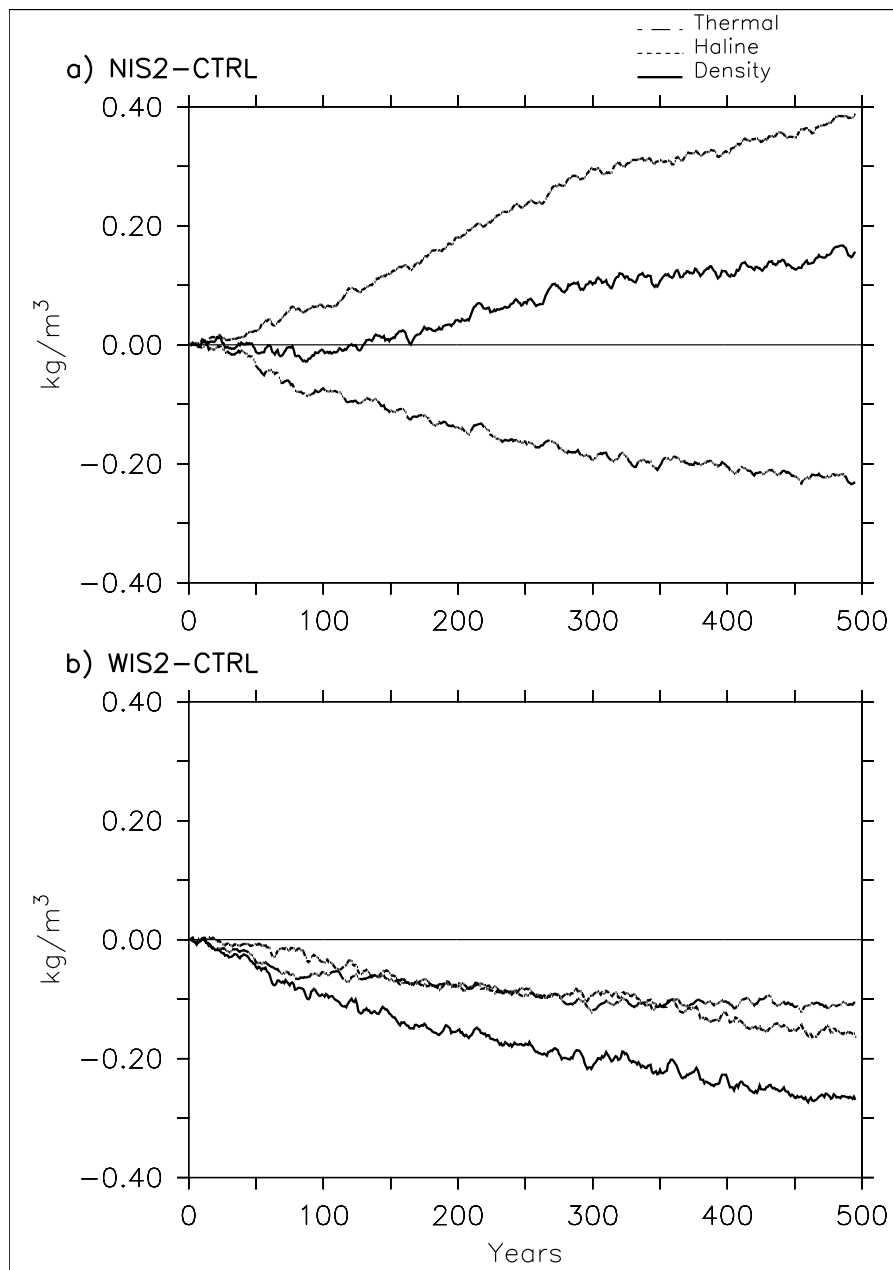


Figure 5: Density anomaly averaged over the convection sites (continuous line), with its thermal contribution (semi-dotted line), and its haline contribution (dotted line). a) NIS2-CTRL, b) WIS2-CTRL.

FIGURES

FIGURES

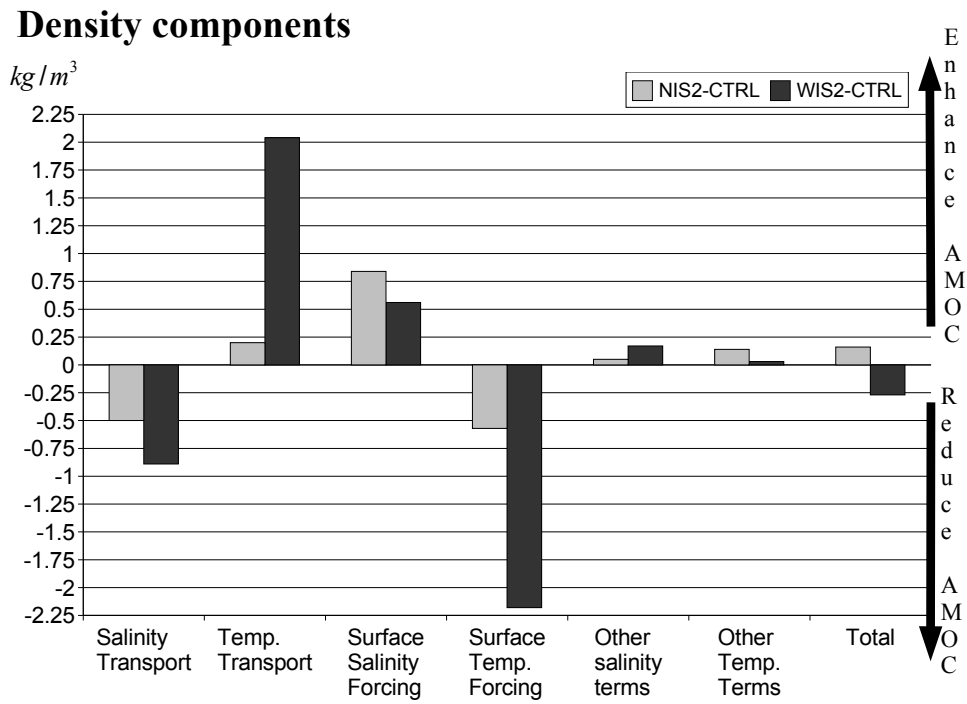


Figure 6: Magnitude of the different terms contributing to the density changes in the convection sites region, integrated on the 500 years of the experiments and expressed in  $kg/m^3$ . Black bars stands for the difference WIS2-CTRL, and light grey bars for NIS2-CTRL.

FIGURES

FIGURES

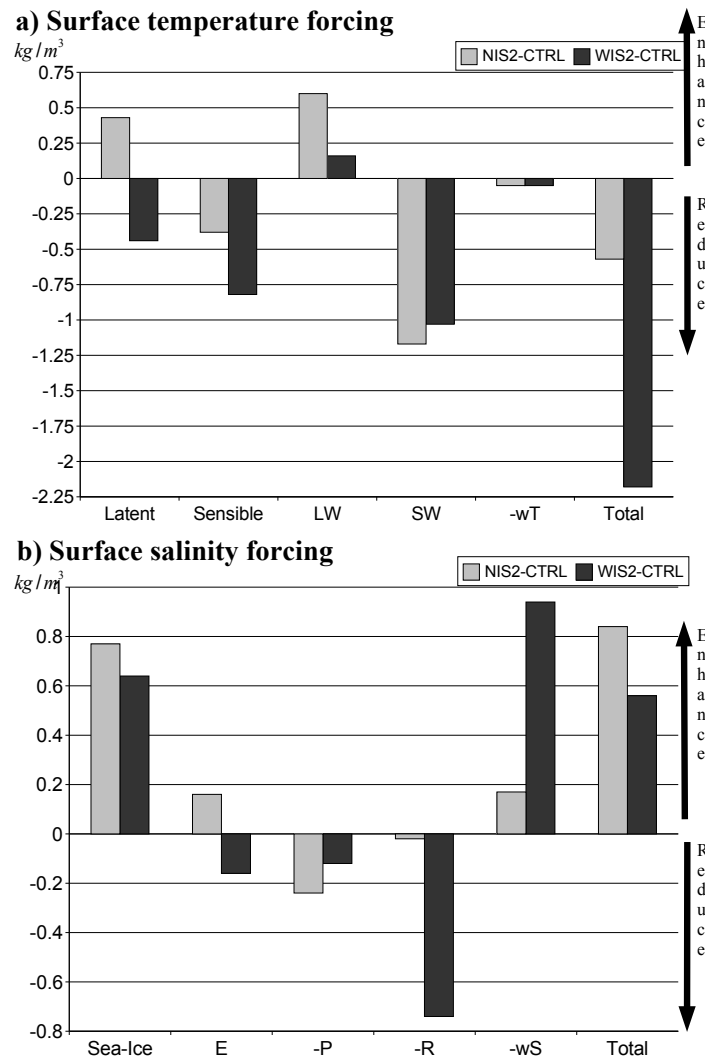


Figure 7: Magnitude of the different terms contributing to density surface forcing anomaly between scenarios and CTRL simulation, expressed in density units ( $kg/m^3$ ) and integrated over 500 years. a) For surface temperature forcing, it is decomposed in latent heat flux (Latent), sensible heat flux (Sensible), long wave flux (LW), short wave flux contribution (SW), free surface adjustment ( $-wT$ ) and the total of these five terms is given in the last column. In black is the difference WIS2-CTRL, and in light Grey the difference NIS2-CTRL. b) For salinity surface forcing, it is decomposed in ice melting contribution (Sea-Ice), evaporation contribution (E), precipitation contribution (-P), runoff contribution (-R) and free surface adjustment ( $-wS$ ). Note the different vertical scale for a) and b).

FIGURES

FIGURES

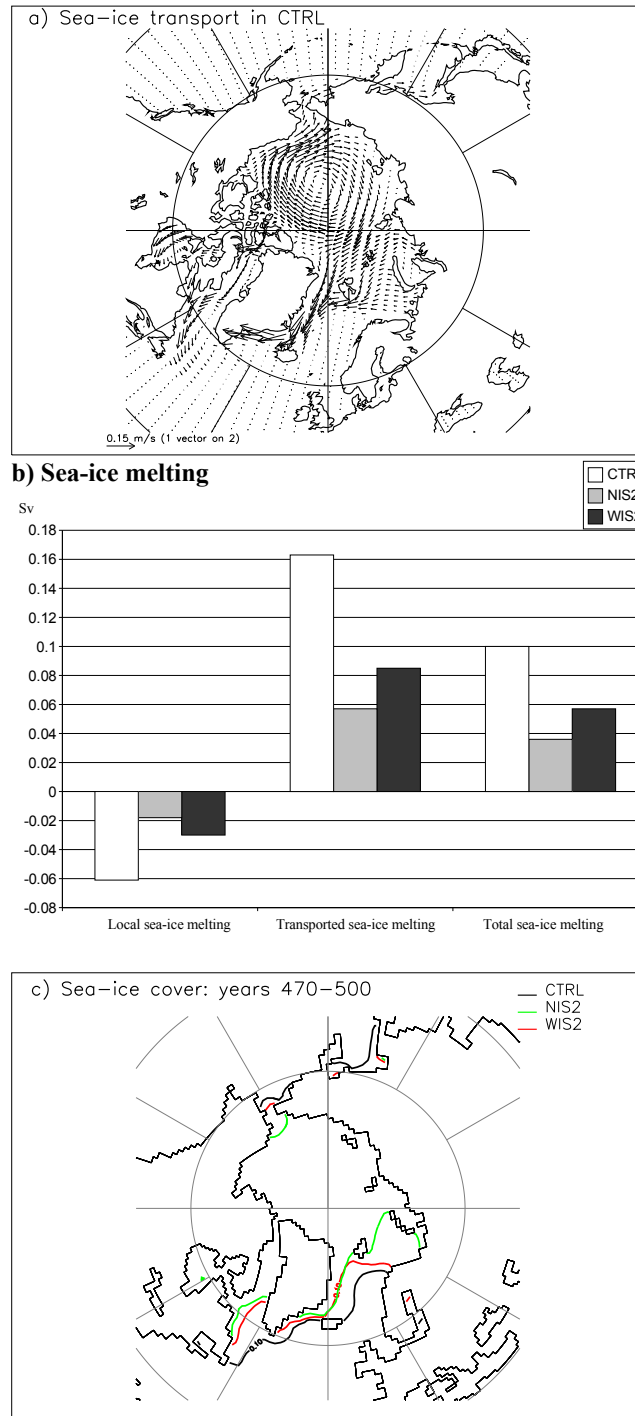


Figure 8: a) Ice transport in the Arctic as simulated in CTRL, b) Total sea-ice melting in the convection sites and its 2 components local sea-ice melting and transported sea-ice melting, for CTRL (white), WIS2 (black) and NIS2 (grey). c) Sea-ice cover averaged over 30 years at the end of the simulation. The black line represents CTRL, the red lines WIS2 and the green line NIS2.



FIGURES

FIGURES

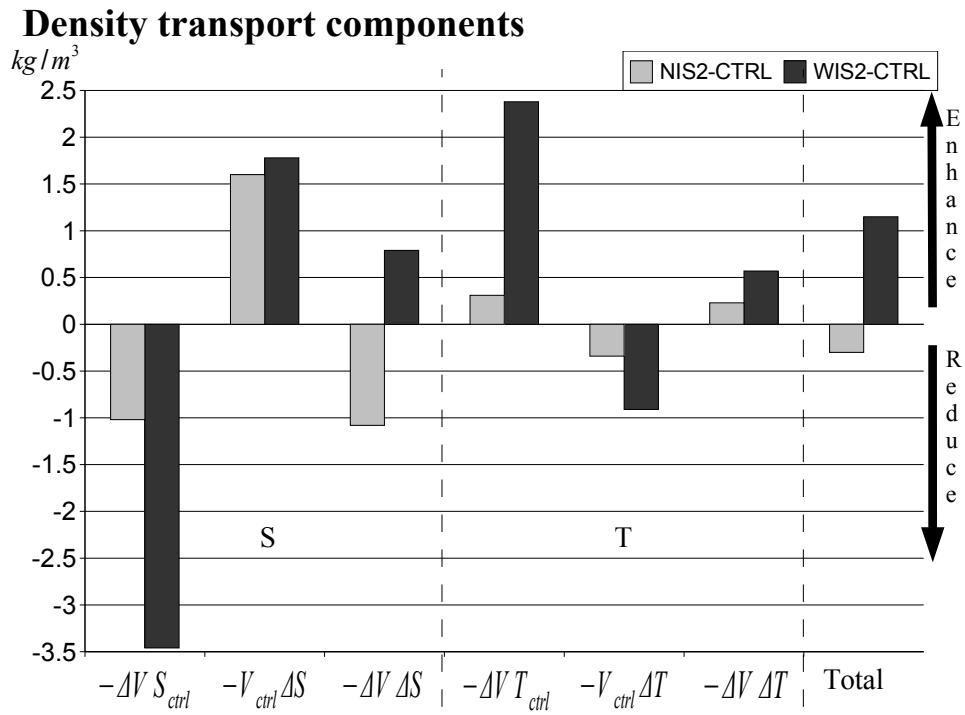


Figure 9: Decomposition of the salinity and temperature transport into anomaly of transport ( $\Delta V S_{ctrl}$  and  $\Delta V T_{ctrl}$ ), transport of tracer anomaly ( $V_{ctrl} \Delta S$  and  $V_{ctrl} \Delta T$ ) and non linear terms ( $\Delta V \Delta S$  and  $\Delta V \Delta T$ ). The last column gives the total effect of these transport terms on the density of the convection sites.

FIGURES

FIGURES

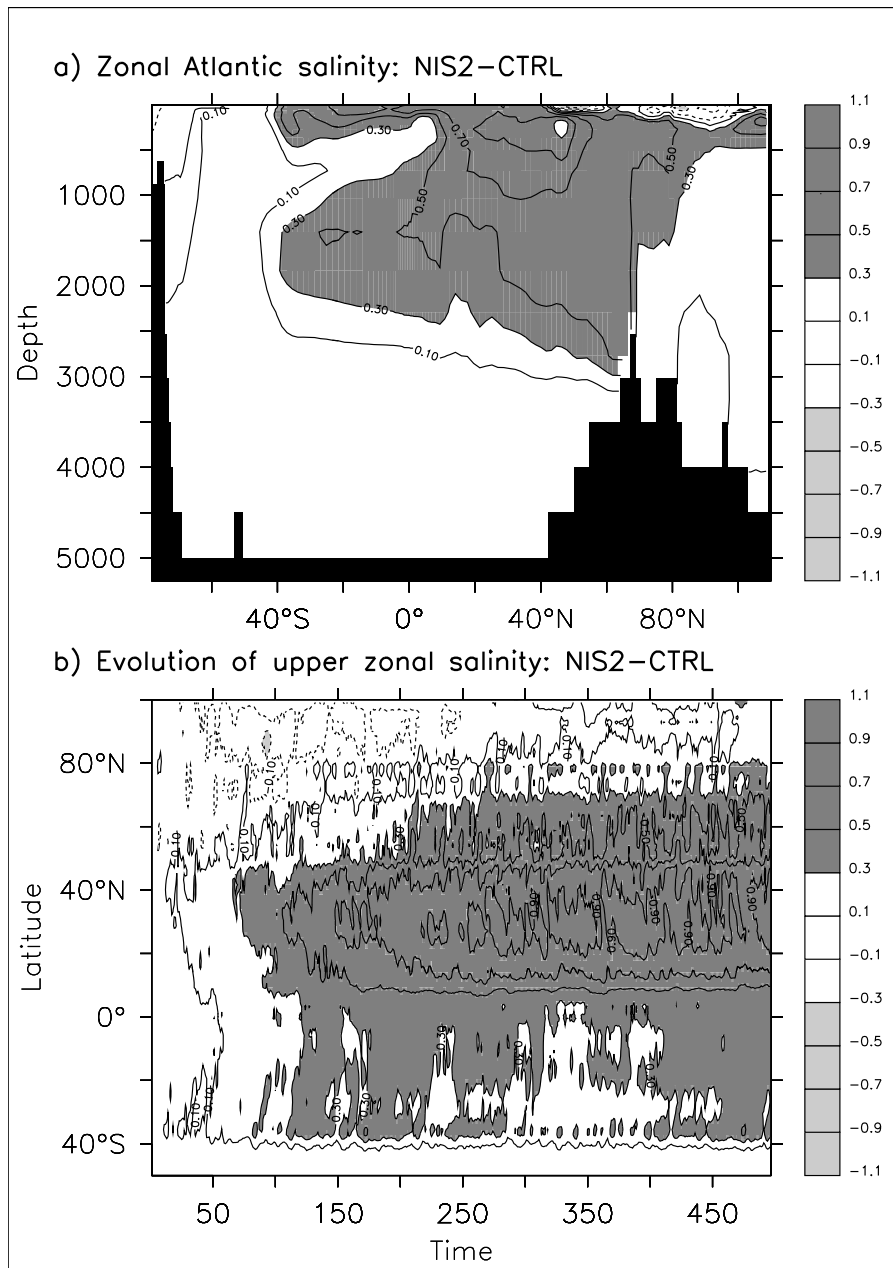


Figure 10: Zonal mean difference between NIS2 and CTRL of Atlantic salinity plotted as a function of latitude and a) depth, averaged over years 470 to 500, and b) time averaged over the first 500 m. The contour interval is 0.2 PSU

FIGURES

FIGURES

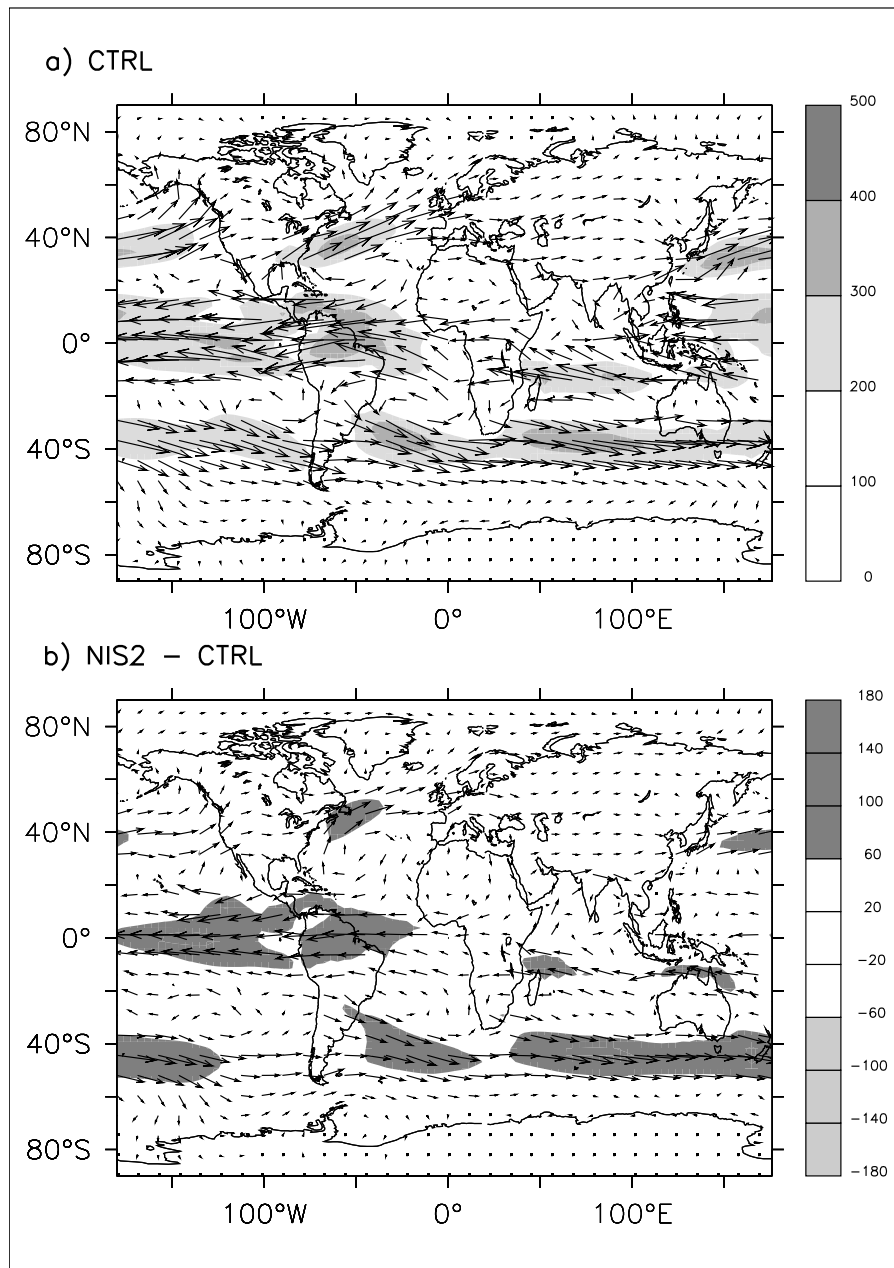


Figure 11: Moisture transport in  $kg/m^2/s$  averaged over years 470 to 500, a) CTRL, b) difference between NIS2 and CTRL.

## Synthèse du Chapitre 4

### Problématique

Quelle est la réponse de la THC au réchauffement climatique ? Comment agissent les différentes modifications de forçage en surface de l'océan, liées au réchauffement, sur la THC ? Quel est le rôle des rétroactions propres à la THC sur les modifications de cette dernière ?

### Méthodologie

Nous avons analysé des simulations scénarios où le CO<sub>2</sub> augmente dans l'atmosphère du fait des rejets d'origine anthropique. Nous avons mis en place d'autres expériences de sensibilité prenant en compte ou non **la fonte des glaciers** dans les scénarios. Ceci nous a permis d'obtenir différentes simulations sous le même forçage anthropique, mais avec des THC différentes, permettant ainsi d'isoler les effets propres à la THC. Nous avons aussi développé des diagnostics précis reliant THC et conditions hydrographiques dans les sites de convection. Enfin, nous avons développé un formalisme permettant d'isoler quantitativement les différentes rétroactions au sein de la THC.

### Résultats principaux

- L'émission de gaz à effet de serre par l'homme va générer un important réchauffement climatique dans IPSL-CM4 allant de 3 à 5 K dans 100 ans.
- Ce réchauffement entraîne une forte diminution de la THC, quels que soient les scénarios d'émission.
- Cette diminution est principalement causée par la fonte des glaciers des hautes latitudes nord. Or ce terme avait été négligé lors du précédent exercice du GIEC (2001)
- Le réchauffement direct est le second contributeur à la diminution de la THC, tandis que l'augmentation de la salinité dans l'Atlantique tropical et son transport dans les zones de convection est le principal mécanisme stabilisateur de la THC. La diminution du transport de glace de mer par le détroit de Fram vers les sites de convection permet aussi de limiter la réduction de la THC.
- Les rétroactions du système THC ont été isolées dans IPSL-CM4. Il apparaît que le système est dominé par les rétroactions positives. Ainsi le système THC **triple** l'effet d'une perturbation initiale sur les sites de convection. Ceci explique la forte sensibilité de la THC au réchauffement climatique.



## Chapitre 5

# Implication climatique d'un changement de THC

Dans cette partie, nous allons nous intéresser en détail aux interactions entre la THC et le climat, grâce aux scénarios décrits précédemment. Nous clarifierons dans un premier temps un certain nombre de concepts liés au réchauffement climatique, dont la notion de sensibilité climatique. Ces concepts seront ensuite utilisés pour analyser l'influence de la THC sur le système climatique, et éclaircir les mécanismes liant la THC et le climat.

### 5.1 Bilan radiatif et gaz à effet de serre

Le bilan radiatif de la Terre évalue la quantité d'énergie reçue par le système climatique et la quantité d'énergie ré-émise vers l'espace. Le schéma de la Figure 5.1 présente une estimation du bilan radiatif pour l'ensemble de la planète Terre (Peixoto et Oort, 1992). On considère sur ce schéma que le système est en équilibre, ce qui signifie que, au sommet de l'atmosphère, la Terre ré-émet vers l'espace par rayonnement infra-rouge autant d'énergie qu'elle en reçoit par rayonnement solaire. L'émission par rayonnement infra-rouge de la surface de la Terre est absorbée et ré-émise isotropiquement au niveau de l'atmosphère. C'est le fameux effet de serre. Sans lui, la température de la Terre serait de  $-18^{\circ}\text{C}$  en moyenne, au lieu des  $15^{\circ}\text{C}$  actuellement observés. Les émissions d'origine anthropique de gaz tels que le  $\text{CO}_2$  contribuent à renforcer l'effet de serre. Ils imposent une perturbation au système climatique, qui de ce fait n'est plus en équilibre. Il faut alors un certain temps pour ré-équilibrer le système, et nombre de composantes interviennent dans ce ré-équilibre.

Le bilan net au sommet de l'atmosphère ( $N$ ) est égal à la différence entre le bilan net du flux solaire ( $SW^1$ ) et le bilan net des émissions infrarouges ( $LW^2$ ). Les variations de ce bilan net au sommet de l'atmosphère sont donc données par :

$$\Delta N = \Delta SW - \Delta LW \quad (5.1)$$

Ce bilan dépend de nombreuses composantes du système climatique comme l'illustre la Figure 5.1 et sa réponse à une perturbation est donc très complexe.

---

<sup>1</sup>Short Wave : ondes courtes

<sup>2</sup>Long Wave : ondes longues

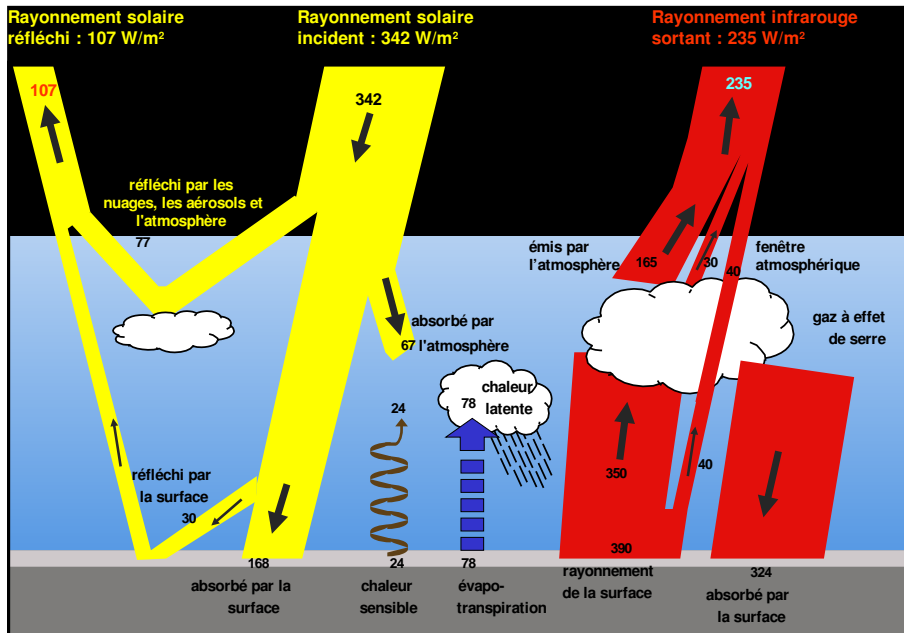


FIG. 5.1 – Bilan radiatif global du système climatique, avec le rayonnement solaire arrivant au sommet de l’atmosphère, une partie atteignant la surface. Le rayonnement infrarouge est en partie absorbé et ré-émis par les gaz à effet de serre et les nuages. Le bilan au sommet de l’atmosphère est équilibré dans ces estimations.

La puissance d’absorption du  $\text{CO}_2$  occasionne une anomalie de forçage radiatif ( $\Delta Q$  en  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ ) qui est approchée au premier ordre par la formule suivante (GIEC, 2001) :

$$\Delta Q = 5,35 \cdot \ln \frac{[\text{CO}_2]_t}{[\text{CO}_2]_0} \quad (5.2)$$

Ainsi un doublement de  $\text{CO}_2$  provoque une augmentation du forçage radiatif de  $3,71 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ , un quadruplement  $7,42 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ , ce qui va déstabiliser le bilan radiatif au sommet de l’atmosphère. L’anomalie de forçage radiatif est cependant une fonction complexe de la structure verticale de l’atmosphère et de sa composition précise en gaz traces. Elle dépend du modèle radiatif utilisé, et des distributions en gaz traces, notamment la vapeur d’eau. Pour le modèle de l’IPSL, le calcul avec le modèle radiatif au sein de LMDz donne un forçage de  $3,50 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$  pour un doublement de  $\text{CO}_2$ .

La réponse du système climatique à une perturbation de l’équilibre radiatif due à une augmentation de la concentration de  $\text{CO}_2$  atmosphérique est complexe et déclenche de nombreuses rétroactions climatiques qui modifient positivement ou négativement la perturbation initiale. Nous allons à présent décrire ces rétroactions à l’aide d’un modèle simplifié du système climatique.

## 5.2 Modèle quantitatif de rétroactions climatiques

La description de l’équilibre radiatif de la Figure 5.1 présuppose un état permanent du système climatique. Dans la suite, nous allons nous intéresser au système dans son état transitoire.

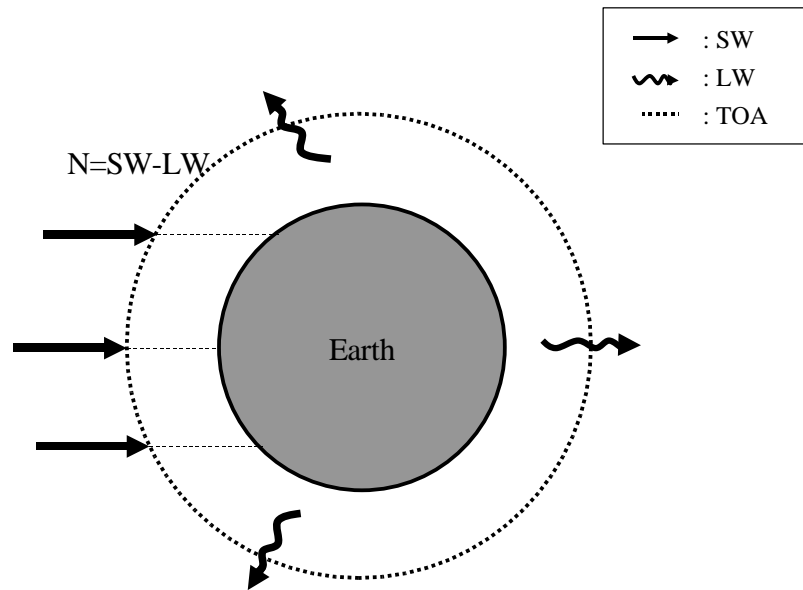


FIG. 5.2 – Schéma du système climatique. On s'intéresse à l'équilibre radiatif du système représenté par le bilan au sommet de l'atmosphère (TOA) entre le flux solaire et le flux infrarouge ré-émis.

Les méthodologies proposées seront donc applicables au régime transitoire, mais nécessiterons quelques vérification à posteriori quant à leur validité.

### 5.2.1 Modèle simple d'équilibre radiatif

Suivant l'approche pionnière de Hansen et al. (1984), on considère le modèle simplifié du système climatique, représenté par la Figure 5.2. On prend comme hypothèse que le forçage radiatif  $N$  au sommet de l'atmosphère dépend de trois types de paramètres :

- Le forçage extérieur ( $\vec{E}$ ) du système climatique (variation de la constante solaire, volcanisme, émission de  $\text{CO}_2$ ) ;
- Les variables internes ( $\vec{I}$ ) au système, constituées par l'ensemble des parties du système climatique ;
- La température moyenne de surface ( $T_s$ ), considérée comme une variable indépendante des autres.

On peut donc considérer  $N$  comme une fonction de plusieurs variables :

$$N = N(\vec{E}, \vec{I}, T_s) \quad (5.3)$$

On suppose de plus que :

- Les variables internes ne dépendent que de la température de surface :  $\vec{I} = \vec{I}(T_s)$
- On néglige les termes du second ordre pour les variations de  $N$  (formule de Taylor).

On peut alors écrire sous ces hypothèses :



$$dN = \frac{\partial N}{\partial \vec{E}} \Big|_{T_s, \vec{I}} d\vec{E} + \frac{\partial N}{\partial \vec{I}} \Big|_{T_s, \vec{E}} d\vec{I} + \frac{\partial N}{\partial T_s} \Big|_{\vec{I}, \vec{E}} dT_s \quad (5.4)$$

On pose  $\vec{E} = (E_1, \dots, E_p)$  où  $p$  est le nombre de forçages externes,  $\vec{I} = (I_1, \dots, I_n)$  où  $n$  est le nombre de variables internes du système. D'après l'hypothèse émise sur  $\vec{I}$  et en négligeant une nouvelle fois les dérivées supérieures ou égales à l'ordre 2, on peut écrire :  $dI_i = \frac{dI_i}{dT_s} dT_s$ , on obtient :

$$dN = \sum_{i=1}^p \frac{\partial N}{\partial E_i} \Big|_{T_s, \vec{I}, E_{j \neq i}} dE_i + \sum_{i=1}^n \frac{\partial N}{\partial I_i} \Big|_{T_s, \vec{E}, I_{j \neq i}} \frac{dI_i}{dT_s} dT_s + \frac{\partial N}{\partial T_s} \Big|_{\vec{I}, \vec{E}} dT_s \quad (5.5)$$

On remplace les  $d$  par des  $\Delta$ , et on pose de plus :

$$\Delta Q = \sum_{i=1}^p \frac{\partial N}{\partial E_i} \Big|_{T_s, \vec{I}, E_{j \neq i}} \Delta E_i \quad (5.6)$$

qui représente les variations imposées en forçage externe. On le nomme *forçage radiatif*; et :

$$\Lambda = - \left( \frac{\partial N}{\partial T_s} \Big|_{\vec{I}, \vec{E}} + \sum_{i=1}^n \frac{\partial N}{\partial I_i} \Big|_{T_s, \vec{E}, I_{j \neq i}} \frac{\partial I_i}{\partial T_s} \Big|_{\vec{E}, I_{j \neq i}} \right) \quad (5.7)$$

représente le *facteur de rétroaction global* du système.

On obtient alors :

$$\boxed{\Delta N = \Delta Q - \Lambda \Delta T_s} \quad (5.8)$$

qui est une équation très utilisée par les modélisateurs du climat (IPCC, 2001) et qui permet de définir la notion de **sensibilité climatique**  $\alpha$  égal à  $\Lambda^{-1}$ , appelé aussi *gain dynamique* du système. Cette quantité est très importante puisqu'elle donne la sensibilité du système climatique, en terme d'augmentation de température de surface, à une perturbation radiative. Nous reviendrons plus en détail sur cette variable dans la partie 5.3.

### 5.2.2 Modèle de rétroaction associé

On se propose ici de définir précisément, en terme quantitatif, les rétroactions principales affectant le système. Pour cela nous utilisons l'équation (5.7), en posant préalablement :

$$\Lambda = -\lambda_0 - \sum_{i=1}^n \lambda_i \quad (5.9)$$

où :

$$\lambda_0 = \frac{\partial N}{\partial T_s} \Big|_{\vec{I}, \vec{E}}$$

et  $\forall i \in [1, n]$  :

$$\lambda_i = \frac{\partial N}{\partial I_i} \Big|_{T_s, \vec{E}, I_{j \neq i}} \frac{dI_i}{dT_s} \quad (5.10)$$

La suite  $(\lambda_i)_{0 \leq i \leq n}$  représente la sensibilité du bilan radiatif au sommet de l'atmosphère par rapport aux variables internes (dont  $T_s$ ). On peut calculer  $\lambda_0$  en considérant que si on fixe toutes les autres composantes du système à part  $T_s$ , les variations du bilan radiatif sont dues aux variations d'émissions infrarouges par la Terre, considérée comme un corps noir, émettant à la température équivalente  $T_e$  variant linéairement avec  $T_s$  (Hauglustaine, 1992) :

$$\lambda_0 = \frac{d(-\sigma T_e^4)}{dT_s} = -4\sigma T_e^3 = -G_0^{-1} \quad (5.11)$$

Grâce à cette définition de la suite  $(\lambda_i)_{0 \leq i \leq n}$ , on trouve une expression analogue à un modèle simple de rétroactions issues des systèmes asservis. Ce type d'analogie est très utile en science du climat pour comprendre l'amplitude des rétroactions en jeu. Il fut mis en évidence la première fois par Hansen et al. (1984). On obtient en effet pour notre système :

$$\Delta T_s = \frac{G_0}{1 - G_0 \sum_{i=1}^n \lambda_i} (\Delta Q - \Delta N) \quad (5.12)$$

On a donc construit un modèle de rétroaction cohérent, convenablement défini, avec comme hypothèse forte que chaque rétroaction est indépendante l'une de l'autre. Ce système est représenté sur la Figure 5.3, si l'entrée  $\Delta E$  vaut  $\Delta Q - \Delta N$  et la sortie  $\Delta S$  vaut  $\Delta T_s$ . Le *gain statique* du système est donné par  $G_0 = -\lambda_0^{-1} = 1/4\sigma T_e^3$ , et correspond au gain du système quand aucune rétroaction n'est active. Les boucles de rétroactions correspondent sur le schéma de la Figure 5.3 aux branches qui reviennent vers l'entrée. Chaque branche est associée à un *facteur de rétroaction*  $\lambda_i$ . Le *gain dynamique* du système  $G = \frac{G_0}{1 - G_0 \sum_{i=1}^n \lambda_i}$  correspond à la *sensibilité climatique* précédemment définie.

Ce modèle n'est pas restreint à un état stationnaire. Toutes les variables, y compris les *facteurs de rétroactions*  $\lambda_i$  peuvent être fonction du temps. Par exemple,  $\Delta N$  qui représente le déséquilibre au sommet de l'atmosphère doit diminuer une fois le forçage externe terminé, pour s'annuler et retrouver ainsi un état stable pour le système.

Le but de ce modèle simple est donc de permettre de quantifier dans un modèle plus complexe (numérique), le rôle des différentes rétroactions à l'oeuvre (Schlesinger, 1988). Il a été largement utilisé en régime permanent ( $\Delta N = 0$ ). Le calcul des facteurs de rétroaction peut alors être effectué à l'aide de modèles numériques (Hauglustaine, 1992). Nous proposons ici d'étendre le champs d'utilisation de ce modèle simple au régime transitoire, en prenant en compte les variations du terme  $\Delta N$  grâce à l'équation (5.12).

### 5.2.3 Dynamique d'un modèle de rétroaction

Nous allons nous intéresser à la dynamique non linéaire du système illustré par la Figure 5.3. Le fait d'ajouter une rétroaction peut fortement affecter ce système. En effet, l'addition d'une rétroaction  $\lambda_\beta$ , de gain dynamique  $G_\beta$ , au système de gain dynamique  $G_\alpha$ , donne un nouveau gain dynamique  $G_{\alpha+\beta}$  au système, égal à :

$$G_{\alpha+\beta} = \frac{G_\alpha G_\beta}{G_\alpha + G_\beta - G_\alpha G_\beta} \quad (5.13)$$

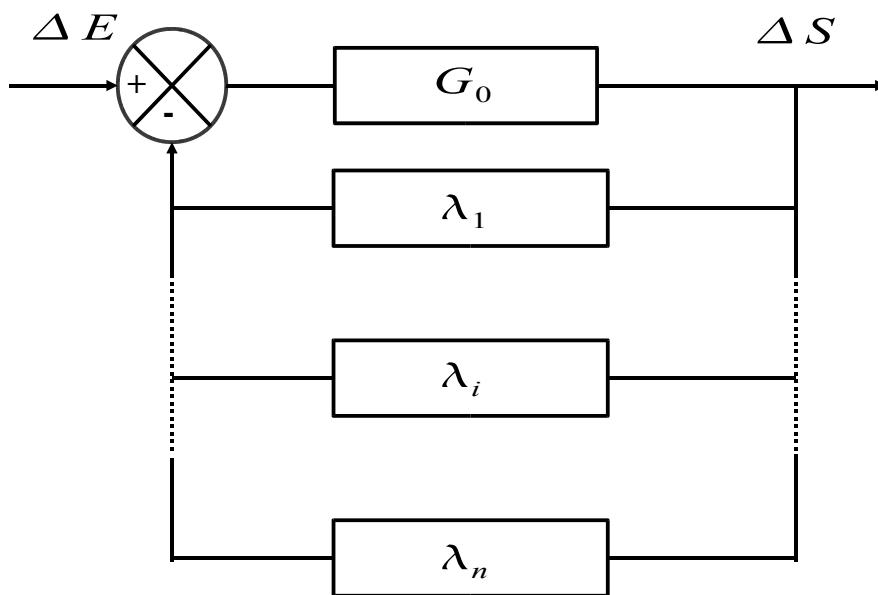


FIG. 5.3 – Schéma bloc d'un système dynamique possédant des rétroactions illustrées par les branches  $\lambda_i$ ,  $\forall i \in [1, n]$ . L'entrée du système est représentée par  $\Delta E$ , la sortie par  $\Delta S$ . Le gain statique  $G_0$  correspond au gain du système lorsque aucune des boucles de rétroactions n'exerce son influence.

Il en ressort que, dans un système où il existe une forte rétroaction positive, l'addition d'une autre rétroaction positive, même faible, entraîne une augmentation très importante du facteur de rétroaction, et donc du gain dynamique du système (Hansen et al., 1984).

Cet effet dynamique non linéaire justifie l'effort de recherche qui a été entrepris pour prendre en compte toutes les rétroactions présentes dans le système climatique, car comme nous le verrons plus tard, ce système possède une rétroaction positive forte : la rétroaction associée à la vapeur d'eau.

### 5.3 Sensibilité climatique

La sensibilité climatique  $\alpha$  s'exprime en  $K.W^{-1}.m^{-2}$  et représente, dans l'approximation linéaire du modèle précédent, la sensibilité du système climatique en réponse à une perturbation de l'équilibre radiatif. Elle a été initialement associée à une perturbation radiative globale issue d'un doublement de  $CO_2$ , mais peut-être élargie à d'autres perturbations radiatives, à condition que leur effet soit homogène dans l'espace. Dans le cas où le déséquilibre radiatif au sommet de l'atmosphère ( $\Delta N$ ) est nul, on parle de sensibilité en régime permanent. Si ce n'est pas le cas, c'est que l'on se trouve en régime transitoire, et la sensibilité climatique est dite transitoire. La sensibilité climatique en régime permanent est en fait la limite vers laquelle tend la sensibilité climatique transitoire. Il apparaît que moins d'un siècle après la fin d'une perturbation, les deux valeurs sont très proches (GIEC, 2001). Comme nous nous intéressons à des périodes de temps plus longues, nous parlerons dans la suite de sensibilité climatique, sans préciser s'il s'agit de transitoire ou permanent, les deux valeurs étant quasi égales. C'est dans cette égalité que réside l'un des intérêts du modèle résumé dans l'équation (5.8), puisqu'il permet d'évaluer la réponse en régime permanent à partir de la réponse transitoire.

L'évaluation de la sensibilité climatique est décisive pour bien contraindre l'amplitude global du changement climatique. Deux approches peuvent être mises en oeuvre :

- utiliser un modèle climatique ;
- essayer de mesurer directement la sensibilité climatique à partir d'observations issues du système réel.

Les deux méthodologies sont différentes dans leur mise en oeuvre, mais elles sont bien entendu complémentaires.

Pour évaluer la sensibilité climatique dans le système réel, diverses méthodes peuvent être imaginées. Les observations nécessaires pour une période donnée sont :

1. des écarts de températures globales entre les bornes de cette période ( $\Delta T_S$ ) ;
2. une évaluation des anomalies de forçage radiatif global ( $\Delta Q$ ) durant cette période, pouvant être dues à divers effets, considérés comme externes au système climatique proprement dit ( $CO_2$ , glaciers, aérosols) ;
3. une évaluation du déséquilibre au sommet de l'atmosphère ( $\Delta N$ ) si la période étudiée est trop courte pour que le système climatique soit en régime stationnaire (moins de 1000 ans, GIEC 2001).

On peut évaluer la sensibilité climatique dans le monde réel à partir de données paléoclimatiques enregistrées notamment dans les carottes de glace (Hoffert et Covey, 1992), ou bien avec les données des 140 dernières années (Andronova et Schlesinger, 2001 ; Gregory et al., 2002), ou encore à partir d'événements liés au volcanisme, qui perturbe le système climatique pendant quelques années, comme ce fut le cas lors de l'éruption du Krakatoa (Andronova et

al., 1999 ; Crowley, 2000). Différentes études s'appuyant sur cette méthodologie permettent d'encadrer la sensibilité climatique entre 0,4 et 1,3  $K.W^{-1}.m^{-2}$ . Dans l'étude de Gregory et al. (2002), le meilleur estimateur de cette sensibilité est de 0,64  $K.W^{-1}.m^{-2}$ , ce qui est très proche de l'estimateur de Hoffert et Covey (1992) qui est de 0,66  $K.W^{-1}.m^{-2}$ . Ces chiffres signifient que lorsque la concentration de  $CO_2$  a doublé par rapport à 1860 et vaut 560 ppm, on observe une augmentation de température de 2,1 K et 2,3 K respectivement.

Les études avec les CGCMs produisent des estimations comparables à ces évaluations issues d'observations. En effet, dès les premiers modèles couplés de Hansen et Manabe à l'aube des années 80, furent trouvées des sensibilités climatiques respectivement de 0.56 et 1.08  $K.W^{-1}.m^{-2}$ , soit une augmentation de température à  $2 \times CO_2$  de 2,0 K et 4,0 K. En prenant en compte une marge d'erreur de 0.5 K, on obtenait alors la fourchette, désormais classique, de 1.5 à 4.5 K d'augmentation de température pour un doublement de  $CO_2$ . Le dernier rapport du GIEC (Cubasch et al., 2001) a confirmé cette fourchette.

Dans le modèle IPSL-CM4, pour la simulation WIS2, on évalue la sensibilité climatique à partir de l'équation (5.8). On trouve un  $\alpha$  égal à 1,15  $K.W^{-1}.m^{-2}$ , calculé avec un forçage  $\Delta Q$  dans le modèle de 3,5  $W/m^2$  à  $2 \times CO_2$ . On se trouve donc dans la barre relativement haute des estimations de sensibilité climatique, avec une augmentation de température après stabilisation estimée à 4.0 K. Après 500 ans cette augmentation est déjà de 3,2 K, il reste donc encore 0.8 K de réchauffement attendu, lié à la stabilisation du système. La récente étude de Forster et al. (2006) montre que notre modèle se situe dans la fourchette haute des CGCMs en terme de sensibilité climatique. Cette dernière varie en effet entre 0,60 et 1,35  $K/W/m$  parmi les 15 CGCMs analysés dans cette étude.

## 5.4 Rétroactions climatiques dans le modèle de l'IPSL

### 5.4.1 Étude de 3 rétroactions principales

Nous allons à présent mettre en oeuvre une évaluation des rétroactions en action dans le modèle couplé de l'IPSL. Pour ce faire, nous partons du modèle de rétroactions de l'équation (5.12), équivalent au modèle simple de l'équation (5.8). Le but est de se placer en **état transitoire** pour définir quelques rétroactions qui ne suivront pas exactement la définition de l'équation (5.10), mais représenteront l'ensemble des rétroactions à l'oeuvre dans le modèle, formant ainsi un **système fermé de rétroactions**. La difficulté sera alors de définir qualitativement ce que représente les facteurs de rétroactions calculés.

Au cours d'une simulation couplée, on calcule à chaque pas de temps et pour l'ensemble des mailles du sommet de l'atmosphère un bilan radiatif "ciel clair"  $N_0$ , où l'on omet volontairement de prendre en compte les nuages lors du calcul du bilan radiatif (Cess et al., 1990). On stocke alors ce bilan sous forme de flux solaire ( $SW_0$ ) et infrarouge ( $LW_0$ ). Grâce à ces variables, on va définir de façon approchée les valeurs des facteurs de rétroaction de trois des principales rétroactions qui régissent le système, dans le cadre d'un forçage par effet de serre dû à l'émission de  $CO_2$ .

Nous partons donc de l'équation (5.12), que nous écrivons sous la forme :

$$\sum_{i=1}^n \lambda_i = -\lambda_0 + \frac{\Delta Q - \Delta N + \Delta N_0 - \Delta N_0}{\Delta T_s} \quad (5.14)$$

On peut alors définir arbitrairement trois rétroactions :

- **L'albédo sans nuages**, qui influe sur le flux solaire net au sommet de l'atmosphère, possède un facteur de rétroaction défini par :

$$\lambda_1 = \frac{\Delta SW_0}{\Delta T_s} \quad (5.15)$$

Il correspond aux variations du bilan radiatif net au sommet de l'atmosphère, associées à l'effet de changements d'albédo de surface et d'absorption par l'atmosphère (voir équation 5.10). Si la température de surface augmente, les surfaces englacées vont certainement fondre, ce qui va diminuer l'albédo et tendre à augmenter la température de surface. Cette rétroaction est donc à priori positive. Une évaluation tridimensionnelle de ce terme montre qu'il est principalement associé à l'extension de glace et de neige aux hautes latitudes.

- **La vapeur d'eau**, principal gaz à effet de serre, réagit à l'augmentation de température de surface en augmentant sa quantité dans l'atmosphère (Clausius-Clapeyron), et augmente ainsi l'effet de serre et la température de surface. C'est donc aussi une rétroaction à priori positive. On définit son facteur de rétroaction associé par :

$$\lambda_2 = \frac{4\sigma T_e^3 \Delta T_s - \Delta LW_0 - \Delta Q}{\Delta T_s} \quad (5.16)$$

Le numérateur représente les changements du rayonnement infra-rouge ( $-\Delta LW_0$ ) au sommet de l'atmosphère liés à l'effet de serre, ôtés des effets du forçage par le  $\text{CO}_2$  ( $\Delta Q$ ) et des effets de l'augmentation de l'émission de la Terre par simple augmentation de sa température de surface ( $-4\sigma T_s^3 \Delta T_e$ ). Ce facteur de rétroaction prend aussi en compte l'effet d'un changement de structure verticale de l'atmosphère ("lapse rate feedback" dans Forster et al., 2006)

- **Les nuages**, dont l'effet net est complexe, puisqu'il joue à la fois sur l'albédo et sur l'effet de serre suivant le type de nuage. Son facteur de rétroaction est donné par :

$$\lambda_3 = \frac{\Delta N - \Delta N_0}{\Delta T_s} \quad (5.17)$$

Il correspond donc par définition de  $N_0$  à l'effet radiatif net lié seulement aux changements de couverture nuageuse.

Ces définitions satisfont bien à l'équation (5.12), et représentent donc un système non linéaire, avec 3 rétroactions. Elles correspondent aussi aux définitions données par Meehl et al. (2004) dans leur tentative de comparaison des rétroactions de différents CGCMs, la différence étant qu'ils ne divisaient pas par  $\Delta T_s$  ces facteurs de rétroaction. Leur définition était plus qualitative, et ne rentrait pas exactement dans le cadre d'un modèle de rétroactions. Notre approche est cependant imparfaite, et ne représente qu'une approximation des rétroactions à l'oeuvre dans les modèles couplés. Il existe d'autres méthodes plus raffinées pour évaluer ces rétroactions, nécessitant la mise en place d'expériences de sensibilité (Bony et al., 2006). Notre approximation est cependant suffisante pour se faire une idée au premier ordre de l'intensité des rétroactions dans IPSL-CM4.

Nous allons à présent appliquer notre modèle de rétroaction, transitoire et fermé, au modèle couplé de l'IPSL, en s'assurant à posteriori que les hypothèses du modèle simple considéré sont bien satisfaites.

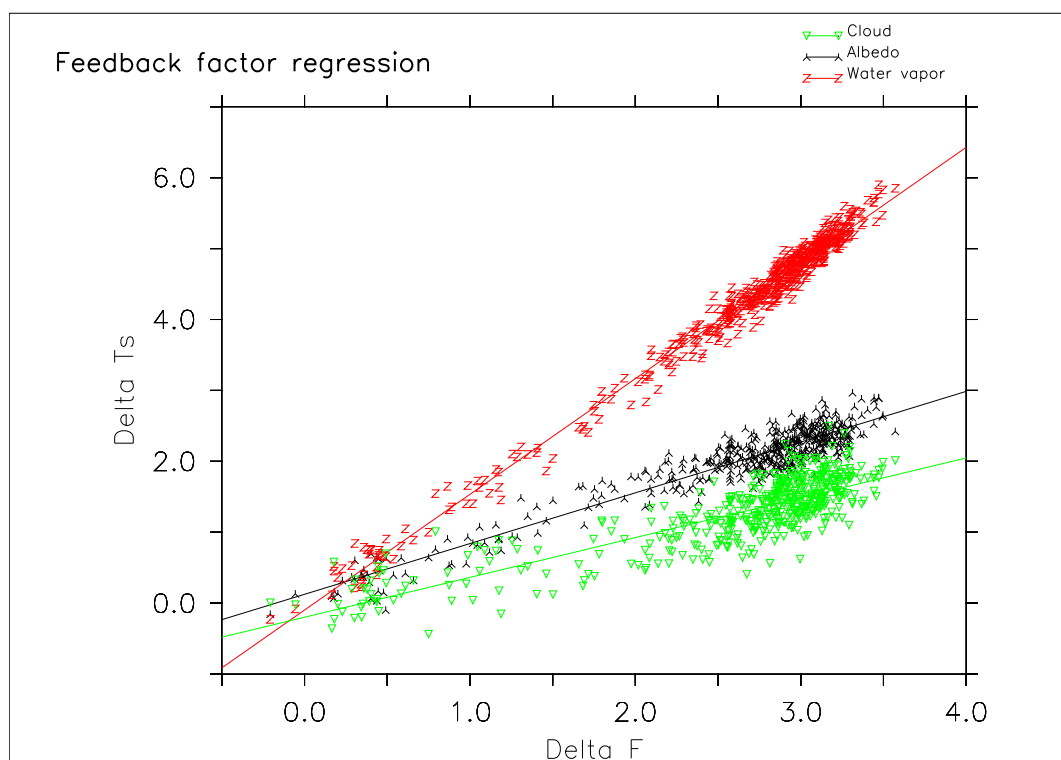


FIG. 5.4 – Régression linéaire entre anomalies annuelles de forçage radiatif et anomalies de température, suivant la définition des trois rétroactions principales du système. La pente donne accès aux différents facteurs de rétroaction du système : en noir l'albédo, en rouge la vapeur d'eau, en vert les nuages.

### 5.4.2 Application au modèle IPSL-CM4

Les facteurs de rétroactions associés à l'albédo, à la vapeur d'eau et aux nuages ont été calculés dans le modèle de l'IPSL avec la simulation WIS2. Ils ont été évalués en fonction du temps, la fonction  $\Delta$  représentant la différence avec une simulation de contrôle pré-industriel. Afin de valider le modèle théorique donnant accès à ces facteurs de rétroaction, nous avons mis en place une régression linéaire entre les variations du forçage radiatif associé à chaque rétroaction (numérateur des  $\lambda_{1,2,3}$ ) et les variations de température  $\Delta T_s$ . Ces régressions sont illustrées sur la Figure 5.4 pour les 3 rétroactions considérées. La pente de régression donne accès à la valeur du facteur de rétroaction considéré, tandis que la corrélation permet de voir la justesse du modèle théorique et l'importance des effets non linéaires. Plus la corrélation est faible, plus les effets non linéaires sont importants et rendent notre modèle théorique inadapté. Les résultats sont résumés dans le Tableau 5.1, et sont comparés à d'autres estimations de ces facteurs de rétroaction par des méthodes différentes.

	IPSL-CM4		Autres études	
	Pente	corrélation	EBMs	GCMs
$\lambda_{nuage}$	0,56	0.70	0,37 → 0,75	-0,1 → 1,4 (0,6)
$\lambda_{vapeur}$	1,63	0,98	1,28 → 1,95	0,9 → 2,1 (1,5)
$\lambda_{albedo}$	0,72	0,89	0,47 → 0,90	0,1 → 1 (0,4)

TAB. 5.1 – Facteurs de rétroaction (en  $W.m^{-2}.K^{-1}$ ) et corrélations associées pour l'expérience WIS2, et pour diverses estimations issues de modèles thermodynamiques (EBMs) d'après Hauglustaine (1992) et de GCMs d'après Colman (2003). Les chiffres entre parenthèses dans la dernière colonne correspondent à la moyenne des facteurs de rétroaction pour les différents GCMs de l'étude de Colman (2003). Les corrélations donnent une idée quant à la justesse de l'hypothèse d'indépendance des facteurs de rétroaction choisis.

On remarque que la rétroaction associée à la vapeur d'eau, avec un facteur de rétroaction supérieur à 1, domine les autres, dont le facteur de rétroaction ne dépasse pas 1. Notre système possède donc une forte rétroaction positive, ce qui est capital dans ce modèle de rétroaction linéaire, puisqu'une petite rétroaction supplémentaire peut augmenter considérablement le gain du système. Dans notre étude  $\lambda_0$  vaut -3,71 (Cf. équation (5.11), avec  $T_e = 259,3K$  en accord avec Hauglustaine, 1992), ceci nous donne pour l'ensemble des boucles de rétroaction  $\lambda_0^{-1} \sum_{i=1}^n \lambda_i$  égal à 0.77. Ainsi, l'addition d'une rétroaction de facteur égal à 0.077, augmentant l'ensemble des boucles de rétroaction de 10%, engendrerait un augmentation du gain dynamique du système de 67% selon l'équation (5.13). Ceci illustre bien l'effet non-linéaire mis en avant dans la partie 5.2.3

La rétroaction liée aux nuages est très complexe. En effet, les différents types de nuages n'ont pas tous le même effet sur le bilan radiatif :

- les nuages hauts et fins, comme les cirrus, contribuent au réchauffement, en laissant passer le rayonnement solaire et en retenant le rayonnement infrarouge ré-émis par la surface. L'effet radiatif dominant pour ce type de nuages est donc l'effet de serre
- les nuages bas et épais, comme les stratocumulus, ont plutôt tendance à refroidir la Terre, en réfléchissant vers l'espace une partie du rayonnement solaire incident. Leur effet radiatif dominant est donc l'albédo.

Globalement, il y a une compétition entre ces deux effet radiatifs, l'effet de serre et l'albédo,



variant selon les changements de certains type de nuages. La représentation des nuages dans les modèles couplés est le facteur dominant à l'origine des différences entre les modèles pour le réchauffement lié à la perturbation anthropique (Cess et al., 1990 ; Colman, 2003). Les facteurs de rétroaction liés aux nuages sont souvent positifs, mais peuvent être négatifs dans certains modèles (Tableau 5.1). Dans le modèle de l'IPSL, la rétroaction est positive et se situe dans la moyenne des modèles couplés. La corrélation associée au calcul de ce facteur de rétroaction est assez faible. Ceci peut s'expliquer par le fait que les nuages sont associés à de nombreuses non linéarités qui nous font sortir du cadre de notre modèle simple. L'indépendance de ce facteur de rétroaction est moins vérifié que pour les deux autres, dont les corrélations sont fortes (Tableau 5.1). Enfin, on remarque que la rétroaction liée à l'albédo est plus forte que la moyenne des GCMs de l'étude de Colman (2003), tout comme la rétroaction de la vapeur d'eau. C'est donc la forte amplitude des rétroactions liées à l'albédo et à la vapeur d'eau qui amène le modèle de l'IPSL à posséder une sensibilité climatique se situant dans la fourchette haute des GCMs actuels.

## 5.5 Bilan énergétique transitoire

### 5.5.1 Bilan énergétique global

Le changement radiatif induit par l'augmentation de la concentration des gaz à effet de serre amène l'ensemble du système climatique à s'ajuster. Ainsi, son énergie interne change. En faisant un bilan énergétique sur l'ensemble des composantes du système climatique, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{\partial E}{\partial t} = N \quad (5.18)$$

où  $E$  est l'énergie interne du système et  $N$  le bilan radiatif au sommet de l'atmosphère. Cette énergie interne dépend de l'énergie stockée dans chacune de ses composantes :

$$E = S_o + S_a + S_g + S_t \quad (5.19)$$

où  $S$  représente le stockage et o,a,g,t les 4 composantes océan, atmosphère, glace, surface terrestre du système climatique.

La capacité de stockage dans l'océan est colossale en comparaison aux autres composantes. Par exemple, la libération de l'énergie actuellement stockée sous forme de glace de mer sur l'ensemble des pôles ne représente qu'une augmentation de 1 K des 4 premiers mètres des océans du globe. Le même type de raisonnement montre que le stockage dans les autres composantes est de second ordre globalement, si bien que la majorité des variations de stockage du système climatique, liées au déséquilibre radiatif au sommet de l'atmosphère se fait au sein des océans. Ceci nous permet de penser que le surplus d'énergie dans le système climatique lié au déséquilibre radiatif au sommet de l'atmosphère, causé par la perturbation radiative due à l'augmentation de la concentration de  $\text{CO}_2$  atmosphérique, est principalement stocké dans l'océan. Ainsi les mesures du changement de contenu thermique de l'océan lors des dernières années sont un puissant moyen de valider le déséquilibre supposé du système Terre suite à l'augmentation des gaz à effet de serre. Ces mesures permettent aussi d'évaluer la vraisemblance du modèle de l'IPSL décrit dans le chapitre 2.

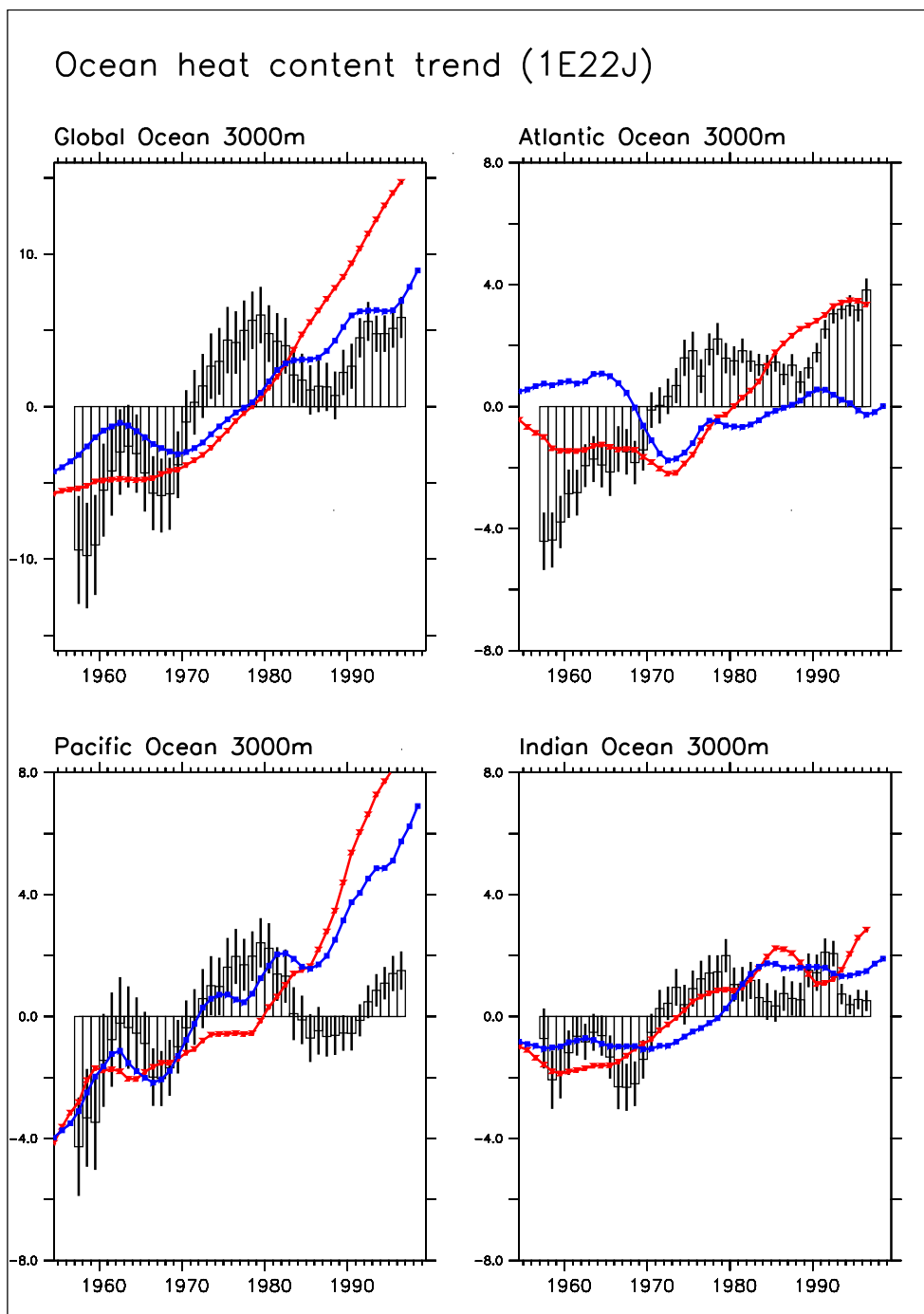


FIG. 5.5 – Variations de la quantité de chaleur (en  $10^{22}$  J) stockée dans les 3000 premiers mètres de l’océan entre les années 1955 à 1999 pour les observations (en noir) issues de Levitus et al. (2005) et pour deux simulations de cette période avec le modèle de l’IPSL. Ces deux simulations utilisent le forçage radiatif dû à l’augmentation de la concentration des gaz à effet de serre et au contenu atmosphérique en aérosols. La première, en rouge, se limite à ces forçages “anthropiques”, la seconde prend de plus en compte pour cette période les variations de la constante solaire ainsi que l’effet des volcans. a) pour l’ensemble de l’océan, b) pour l’Atlantique, c) pour l’océan Pacifique, d) pour l’océan Indien. Une moyenne glissante de 5 ans est appliquée à l’ensemble des courbes.

### 5.5.2 Observation du changement climatique

Des observations globales sont effectuées de façon satisfaisantes depuis 50 ans. Levitus et al. (2005) ont évalué les variations du contenu thermique du globe grâce à des données océanographiques couvrant la période 1945 à 1996. Ces mesures sont d'une grande importance car elles permettent de mettre en évidence l'existence d'un déséquilibre radiatif au sommet de l'atmosphère, qui doit être principalement stocké dans l'océan comme nous venons de le voir.

Sur la Figure 5.5 sont comparées les compilations de données historiques de Levitus et al. (2005) avec deux simulations dites "historiques", c'est-à-dire des simulations avec le modèle de l'IPSL forcé par l'augmentation de la concentration des gaz à effet de serre et au contenu atmosphérique en aérosols observés depuis 1860. La seule différence entre ces deux simulations provient du fait que l'une d'elle prend en compte en plus les variations des forçages volcanique et solaire, et l'autre non. Ces simulations posent le problème des conditions initiales, qui sont peu contraintes pour l'océan. Ici, on prend un état de redémarrage issu d'une simulation forcée avec les gaz à effet de serre actuels pour les deux simulations, ce qui n'est pas satisfaisant. Mais l'observation de l'océan est trop récente pour connaître son état en 1860.

On se concentre sur la fin des simulations, après 1945, afin de pouvoir comparer le modèle avec les données de Levitus et al. (2005) sur cette période. On remarque que le stockage dans l'océan global simulé par le modèle est du même ordre de grandeur que celui observé par Levitus et al. (2005). La simulation prenant en compte les forçages solaire et volcanique est nettement plus proche des données pour l'océan global. Ceci met en avant l'importance d'une bonne connaissance des données de forçage climatique. Pour le bassin Pacifique, l'accord est même très bon les 30 premières années, puisque même la variabilité est présente dans la simulation avec les forçages solaire et volcanique, contrairement à celle qui ne les possède pas. Ceci montre que cette variabilité observée dans les données est sans doute liée à des variations de forçage externe. La tendance est en revanche beaucoup surestimée pour les 20 dernières années dans le Pacifique dans le modèle. Les tendances sont bonnes sur 50 ans dans l'Indien, la variabilité est en revanche mal reproduite. Dans l'Atlantique, le modèle sous-estime le stockage par rapport aux données.

Les erreurs observées peuvent provenir d'un mauvais forçage du système climatique puisque la comparaison des deux simulations "historiques" a ici mis en évidence l'importance de ce forçage. Elle peuvent aussi provenir d'erreurs de conditions initiales, ou encore de représentation de la dynamique des bassins océaniques, notamment de leur variabilité interne.

## 5.6 Influence d'un changement de circulation thermohaline sur le changement climatique

Nous avons vu succinctement dans le chapitre précédent l'influence en terme de température de surface d'un changement thermohalin. L'analyse se limitait à l'observation de carte globale montrant que la THC engendrait une redistribution des températures de surface, réchauffant l'hémisphère Nord et refroidissant le sud. Nous avons aussi remarqué que la région la plus touchée par des changements de THC était la mer de Barents et les régions environnantes. Cet impact apparaissait être fortement corrélé à des changements de glace de mer. Nous allons à présent essayer de comprendre comment s'opère cet impact climatique. Dans un premier temps, nous allons compléter le tableau de l'influence de la THC sur le climat dans le modèle de l'IPSL.

### 5.6.1 Impact climatique d'un changement de THC

Sur la Figure 5.6 sont représentées les différences de température de surface entre les expériences WIS2 et NIS2, après 500 ans, pour différentes bandes de latitudes. On peut ainsi quantifier l'impact de la THC sur le cycle saisonnier de la température de surface, ainsi que l'évolution des températures maximales et minimales. On remarque que le refroidissement (relatif) dans l'hémisphère Nord vaut  $-0,98$  K en moyenne après 500 ans et est donc plus marqué que le réchauffement de l'hémisphère Sud qui n'est que de  $0,44$  K, soit plus de moitié moins. Les tropiques (équateur jusqu'à  $30^\circ$  de latitude) sont assez peu touchés avec seulement  $-0,41$  K au nord et  $+0,31$  K au sud. Le cycle saisonnier est peu affecté tout comme les extrema journaliers. Aux moyennes latitudes (de  $30^\circ$  à  $60^\circ$  de latitude), la diminution de température est de  $-1,29$  K au nord, et elle augmente de  $+0,65$  K au sud. Au nord, le cycle saisonnier est un peu perturbé, puisque les températures minimales journalières sont plus basses, de  $1,0$  K par rapport à la moyenne tandis que les extrema chauds sont moins marqués de  $0,50$  K en janvier. Aux Pôles (au delà de  $60^\circ$  de latitude), on observe une augmentation de température de  $0,55$  K au sud, tandis que le refroidissement est maximal au nord, avec  $2,34$  K de refroidissement en moyenne. On observe au nord un changement de cycle saisonnier très marqué au niveau de la moyenne, avec un refroidissement plus marqué en hiver, et en janvier des extrema froids plus accentués que la moyenne de  $1,1$  K, et des extrema chauds plus faibles de  $1,0$  K par rapport à la moyenne.

L'influence climatique de la THC ne se fait pas uniquement au niveau de la température. La Figure 5.7.a montre les précipitations dans WIS2 moyennées sur les années 470 à 500. Le maximum correspond à la position moyenne de la zone de convergence intertropicale (ITCZ, non montré). Sur la Figure 5.7.b, on observe les différences moyennes de précipitations entre WIS2 et NIS2 après 500 ans. Le signal le plus évident est le changement de position d'une partie des précipitations qui ont lieu au niveau de l'ITCZ. On observe en effet une augmentation des précipitations au sud de l'équateur et une diminution au nord. On remarque que le dipôle de la Figure 5.7.b est situé au même endroit que l'ITCZ dans WIS2. Ce dipôle peut donc être interprété comme une migration vers le sud de l'ITCZ. Il est intéressant de noter que ce déplacement est global et ne concerne pas seulement l'Atlantique, bien que le maximum du signal soit observé au-dessus de cet océan et sur l'Amérique du Sud. Stouffer et al. (2006) ont montré avec 8 CGCMs, utilisés au sein de l'expérience dite de "water hosing"<sup>3</sup>, que ce type de réorganisations des cellules tropicales avaient lieu en réponse à des changements de THC. Ce résultat est donc confirmé pour le modèle de l'IPSL, en conditions plus chaudes qu'à l'actuel. On peut proposer l'explication suivante de ce phénomène : une diminution de la THC induit une réduction du transport de chaleur océanique vers le nord. Ceci amplifie le gradient de température équateur-pôle Nord, et déplace le maximum de SST vers le sud (non montré). Ceci entraîne une migration de l'ITCZ vers le sud en réponse à ce déplacement du maximum des SST. Cette migration vers le sud permet alors de transporter plus de chaleur vers le nord par l'atmosphère, et compense en partie la diminution du transport de chaleur océanique. Cette assertion, mettant en jeu la compensation atmosphérique de transport de chaleur, sera rediscutée dans la suite de ce chapitre. Au niveau des hautes latitudes nord, sur la côte Ouest des États-Unis, on observe une augmentation des précipitations, tandis que la côte Est est un peu plus aride. En Atlantique Nord, la majeure partie du continent reçoit plus de précipitation, hormis le nord-ouest qui devient un peu moins pluvieux.

Si l'on reprend un point de vue "global", la sensibilité climatique transitoire est de  $1,15$

---

<sup>3</sup>arrosage en eau douce

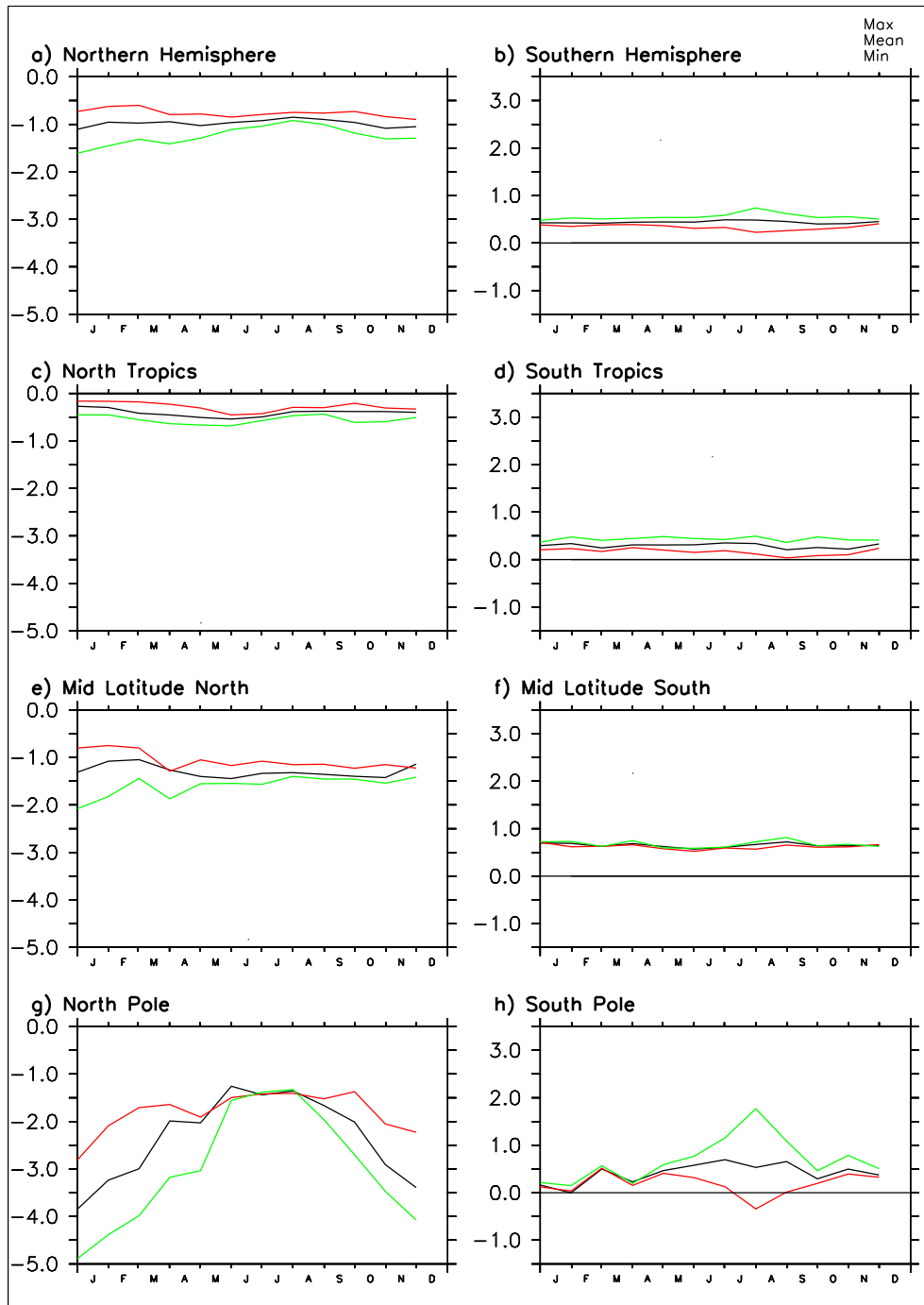


FIG. 5.6 – Différence saisonnière de température de surface entre les scénarios WIS2 et NIS2 après 500 ans, pour différentes bandes de latitudes. a) l'hémisphère Nord ( $0^{\circ}\text{N}$ - $90^{\circ}\text{N}$ ), b) l'hémisphère Sud ( $90^{\circ}\text{S}$ - $0^{\circ}\text{S}$ ), c) les tropiques nord ( $0^{\circ}\text{N}$ - $30^{\circ}\text{N}$ ), d) les tropiques sud ( $30^{\circ}\text{S}$ - $0^{\circ}\text{S}$ ), e) les moyennes latitudes nord ( $30^{\circ}\text{N}$ - $60^{\circ}\text{N}$ ), f) les moyennes latitudes sud ( $60^{\circ}\text{S}$ - $30^{\circ}\text{S}$ ), g) les régions polaires nord ( $60^{\circ}\text{N}$ - $90^{\circ}\text{N}$ ), h) les régions polaires sud ( $90^{\circ}\text{S}$ - $60^{\circ}\text{S}$ ). En noir la moyenne, en rouge les maxima journaliers, en vert les minima journaliers.

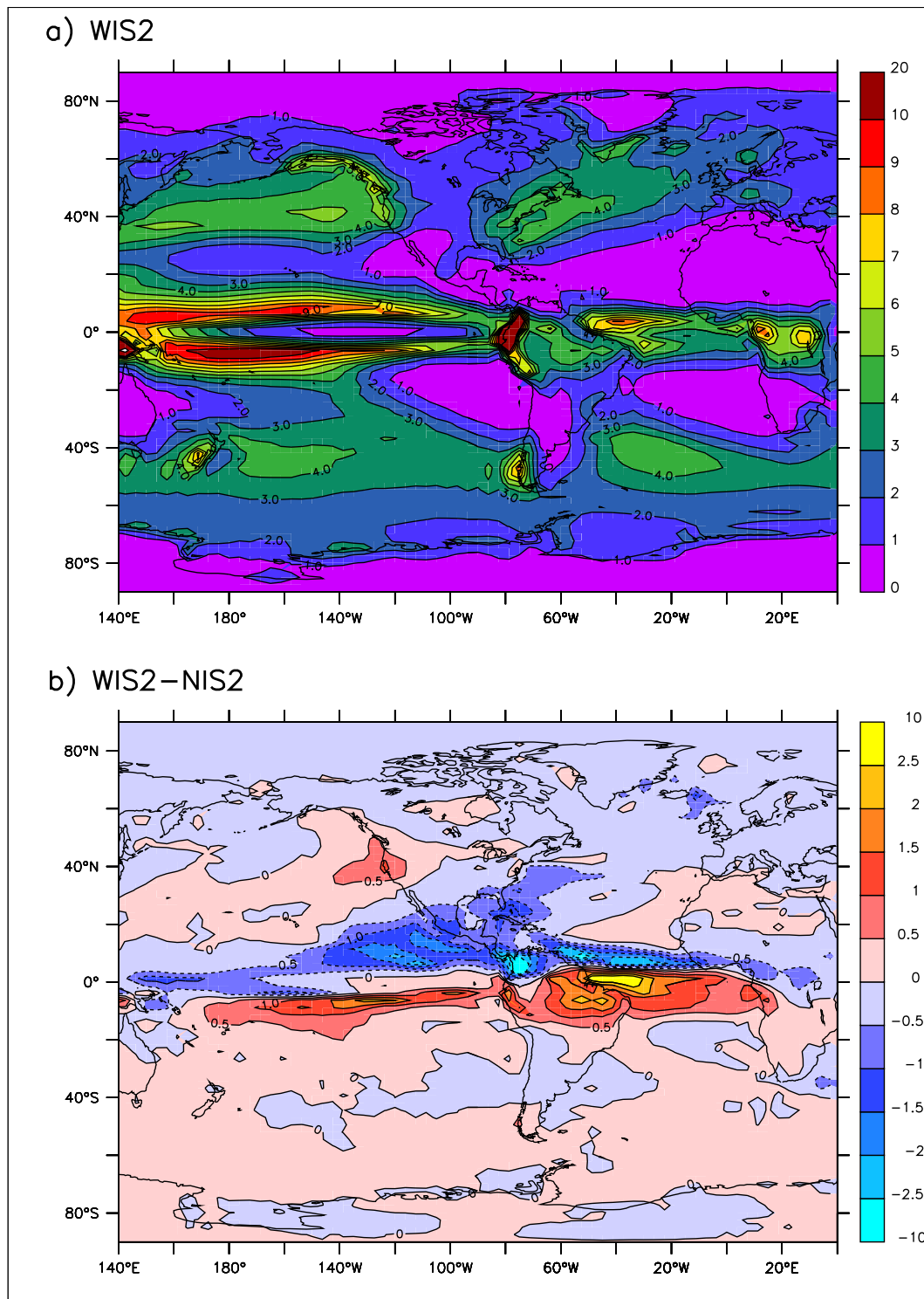


FIG. 5.7 – Précipitations annuelles moyennées sur les années 470 à 500. a) WIS2 b) différence entre WIS2 et NIS2.

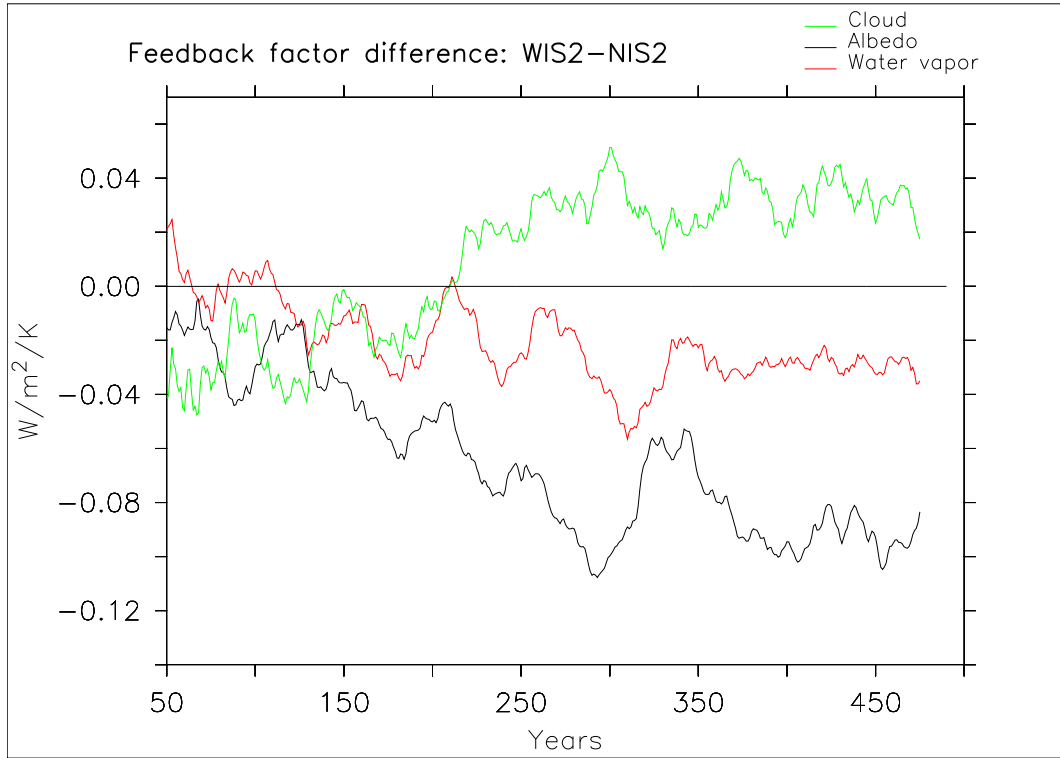


FIG. 5.8 – Différence des facteurs de rétroaction climatique définis dans la partie 5.4.1 par les équations 5.15, 5.16, 5.17, entre les scénarios WIS2 et NIS2.

$K.W^{-1}.m^{-2}$  dans WIS2 (Cf. partie 5.3), elle atteint  $1,25 K.W^{-1}.m^{-2}$  dans NIS2. On en déduit qu'en plus des nombreux impacts locaux illustrés ci-dessus, la THC possède un impact global sur le climat. C'est donc une variable interne au système climatique qui influe sur la sensibilité climatique. Nous allons dans ce qui suit essayer de comprendre comment la THC influence le climat global, avant de se concentrer sur les hautes latitudes nord, siège des changements les plus importants en terme de température de surface.

### 5.6.2 Influence sur les rétroactions du système

Suivant l'analyse de la dynamique climatique effectuée en début de chapitre, avec notamment la quantification des principaux facteurs de rétroaction du système dans le modèle de l'IPSL, nous allons isoler l'influence de la THC sur les facteurs de rétroaction climatique principaux dans un climat qui se réchauffe, grâce à la comparaison de nos deux scénarios. La Figure 5.8 montre les changements des trois principaux facteurs de rétroaction climatique entre les deux scénarios. Ces différences entre facteurs de rétroaction évoluent les 300 premières années environ, puis se stabilisent les 200 dernières années. On remarque que la THC influe principalement sur la rétroaction liée à l'albédo, qui augmente de  $0,09 W.m^{-2}.K^{-1}$  (13%) après 500 ans. La rétroaction liée à la vapeur d'eau augmente aussi un peu, de  $0,02 W.m^{-2}.K^{-1}$  (2%) après 500 ans, tandis que la rétroaction liée aux nuages est aussi affectée, et diminue de  $0,02 W.m^{-2}.K^{-1}$  (5%) après 500 ans.

Afin de comprendre les changements quantitatifs observés pour les différentes rétroac-

tions climatiques, nous allons analyser les modifications qualitatives des principales variables associées aux rétroactions climatiques :

1. le flux solaire au sommet de l'atmosphère par ciel clair ( $SW_0$ ), associé à la rétroaction lié à l'albédo sans l'effet des nuages ;
2. la quantité de vapeur d'eau sur une colonne d'air, associée à la rétroaction lié à la vapeur d'eau ;
3. la couverture nuageuse associée à la rétroactions des nuages.

La différence entre les scénarios WIS2 et NIS2 pour ces trois variables est illustrée à la Figure 5.9 :

1. Sur la Figure 5.9.a, on observe que les changements de  $SW_0$  ont lieu principalement dans les zones polaires, et apparaissent de ce fait fortement liés aux changements de couverture de glace de mer. Le flux  $SW_0$  est plus faible dans WIS2 que dans NIS2, illustrant le fait qu'une diminution de THC augmente la couverture de glace de mer et favorise ainsi un albédo plus fort. Au sud, on observe principalement une augmentation du flux  $SW_0$  lié à une diminution de couverture de glace en mer de Weddell, sans doute associée au réchauffement relatif de l'hémisphère Sud entre WIS2 et NIS2. On en déduit que la diminution du facteur de rétroaction lié à l'albédo entre WIS2 et NIS2 est lié à une augmentation de couverture de glace au nord plus importante que la diminution de couverture de glace au sud.
2. Sur la Figure 5.9.b, on observe que les changements de vapeur d'eau intégrés sur la colonne atmosphérique entre les scénarios suivent fortement le schéma de variation des précipitations. A cause de la migration de l'ITCZ vers le sud entre WIS2 et NIS2, on observe un échange de zones humides, avec plus d'humidité au sud et moins au nord. Cependant cette répartition de la vapeur d'eau ne possède pas une amplitude identique puisque, globalement, il y a moins de vapeur d'eau dans WIS2 que dans NIS2 ce qui favorise la diminution du facteur de rétroaction lié à la vapeur d'eau.
3. Les différences de couverture nuageuse se font principalement au sein des nuages hauts. Ces nuages hauts ont pour effet d'augmenter l'effet de serre (Cf. partie 5.4.2). On observe sur la Figure 5.9.c qu'ils diminuent dans l'hémisphère Nord et augmentent dans l'hémisphère Sud. L'effet total de ces réorganisations est une augmentation de leur densité ce qui augmente donc l'effet de serre lié aux nuages et augmente en conséquence la rétroaction liée aux nuages.

En résumé la THC, de par ses interactions avec la couverture de glace de mer en Atlantique, est une variable interne importante pour l'intensité de la rétroaction liée à l'albédo. Elle diminue aussi la rétroaction liée à la vapeur d'eau, mais son effet est compensé par l'augmentation de la rétroaction liée aux nuages. C'est donc principalement la rétroaction liée à l'albédo qui explique la différence de sensibilité climatique entre les deux scénarios, et illustre l'impact global de la THC sur le système climatique suite à une perturbation radiative.

### 5.6.3 Influence sur le bilan énergétique de hautes latitudes nord

Les modifications des équilibres du système climatique observées dans la partie précédente sont sans doute relatives au lien entre la THC et le transport de chaleur, déjà évoqué lors de la partie 5.6.1. Dans ce qui suit, nous allons nous attacher à mieux comprendre l'impact de ces changements de transport de chaleur sur le système, grâce à une analyse des échanges thermiques au sein du système climatique, en se concentrant sur les hautes latitudes nord.



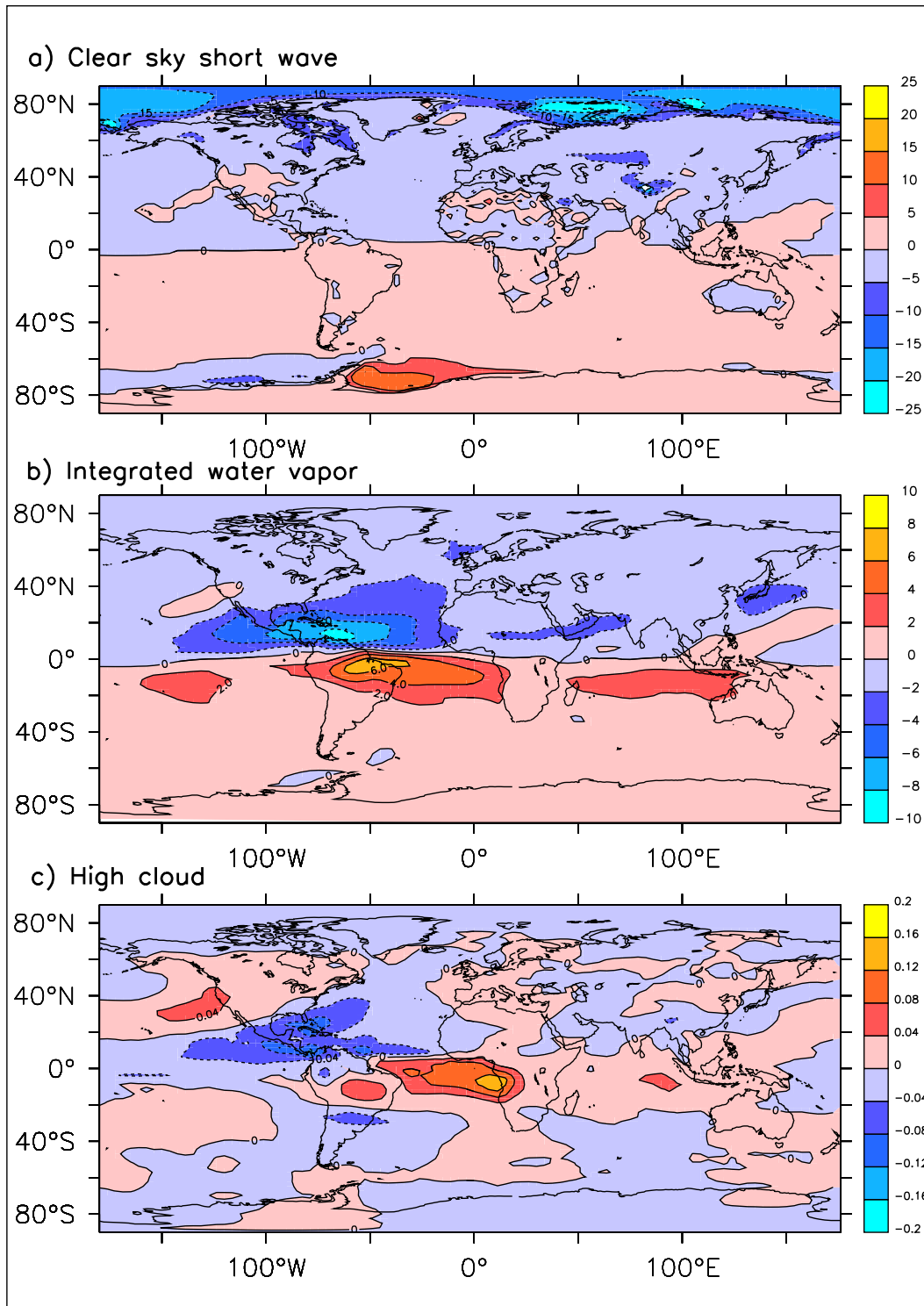


FIG. 5.9 – Différence entre WIS2 et NIS2 après 500 ans, a) pour le flux radiatif “ciel clair” (en  $W/m^2$ ) au sommet de l’atmosphère, b) pour l’humidité relative dans l’atmosphère (en  $kg/kg$ ), c) pour la couverture de nuages hauts (en %).

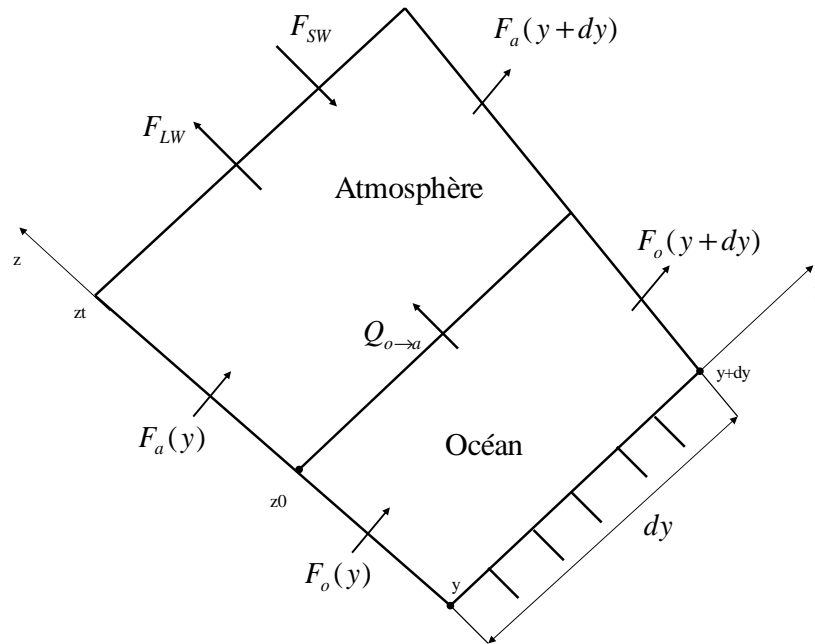


FIG. 5.10 – Bilan thermique simplifié pour l'ensemble {Océan+Atmosphère}, en coupe méridienne ( $y$ ) - altitude ( $z$ ).

### 5.6.3.1 Bilan énergétique méridien : un exemple théorique

Dans un premier temps, nous allons analyser un cas simplifié, afin de mettre en exergue quelques mécanismes simples liés au transport de chaleur. On considère la coupe ( $Oyz$ ) (Figure 5.10), sur laquelle on va effectuer un bilan d'énergie pour l'ensemble {Océan-Atmosphère}.

On fait les hypothèses suivantes :

- on se place en régime permanent ;
- on considère qu'il n'y a pas de stockage d'énergie par les différentes composantes du système ;

De plus, la frontière est placée de telle sorte que les calottes et la glace de mer sont suffisamment loin des frontières pour ne pas les traverser, et ne pas transporter d'énergie ;

On obtient pour le système {Océan+Atmosphère} :

$$\frac{\partial F_o}{\partial y} + \frac{\partial F_a}{\partial y} = SW - LW \tag{5.20}$$

où  $F_o$  est le transport océanique méridien et  $F_a$  le transport atmosphérique méridien.

Le même type d'équation est obtenu pour les sous-systèmes {Océan} et {Atmosphère} En intégrant depuis le pôle Sud (on considère le transport nul à cette latitude  $y_s$ ), et en détaillant ce bilan pour chaque composante du système, on obtient pour :

1. l'océan :

$$F_o(y) = \int_{y_s}^y Q_{a \rightarrow o}(y') dy' \tag{5.21}$$

Cette équation montre le lien entre l'intensité du transport de chaleur méridien et l'énergie relâchée par l'océan vers l'atmosphère. Si  $F_o$  augmente, alors l'océan cède plus de chaleur à l'atmosphère et inversement.

2. l'atmosphère :

$$F_a(y) = \int_{y_s}^y (F_{LW} - F_{SW})(y') dy' - \int_{y_s}^y Q_{o \rightarrow a}(y') dy' \quad (5.22)$$

On peut faire la même remarque que pour l'océan ; apparaît en plus le rôle de l'albédo et des ondes infra-rouges.

3. Atmosphère+Océan :

$$F_a(y) + F_o(y) = \int_{y_s}^y (LW - SW)(y') dy' \quad (5.23)$$

On remarque que si  $SW - LW$  reste constant, alors une diminution du transport de chaleur par l'océan est compensée par une augmentation du transport de chaleur par l'atmosphère. C'est ce que l'on appelle le principe de **compensation de Bjerknes**.

### 5.6.3.2 Bilan énergétique aux hautes latitudes dans le modèle couplé de l'IPSL

Le système réel et celui simulé par le modèle couplé de l'IPSL sont plus complexes que le modèle analytique précédent, simplement construit pour illustrer quelques mécanismes important, comme la compensation de transport d'énergie entre l'océan et l'atmosphère, dite de Bjerknes. Nous allons à présent analyser l'impact du changement de transport de chaleur lié à la différence de THC entre les deux scénarios avec le modèle de l'IPSL, où les hypothèses du modèle analytique simplifié précédent sont relâchées.

Sur la Figure 5.11 sont tracées les différences de transport océanique et atmosphérique globale entre WIS2 et NIS2. On observe que le transport de chaleur méridien dans l'océan, vers le nord, diminue fortement avec un maximum de  $-0.48$  PW à  $20^\circ\text{N}$ . Cette diminution de transport se situe principalement dans l'Atlantique et est associée aux changements de transport de chaleur liés à la circulation thermohaline (non montré). La réduction du transport océanique méridien est compensée par une augmentation du transport de chaleur atmosphérique méridien. Cette compensation, de type "Bjerknes", fonctionne à peu près jusqu'à  $40^\circ\text{N}$ , au delà, elle est plus faible. Ainsi, moins de chaleur est transportée aux hautes latitudes par la somme des transports océanique et atmosphérique, mettant en doute le phénomène de compensation de Bjerknes au delà de  $40^\circ\text{N}$ . Ceci peut s'expliquer par le fait qu'au delà de  $40^\circ\text{N}$ , les mécanismes de transport méridien d'énergie par l'atmosphère changent de nature et sont principalement liés aux tourbillons transitoires. De plus, même avant  $40^\circ\text{N}$ , les imperfections de la compensation mettent en avant l'importance des changements locaux du bilan radiatif.

On s'intéresse à présent à l'ajustement énergétique des hautes latitudes nord, associé cette différence de transport de chaleur. Sur la Figure 5.12 est représenté l'ajustement énergétique du système climatique au delà de  $45^\circ\text{N}$  dans le modèle de l'IPSL. On observe que sur 500 ans, une diminution de  $-23.10^{23}\text{J}$  de chaleur transporté dans cette région par le biais de l'océan dans WIS2 par rapport à NIS2. L'augmentation du transport atmosphérique ne suffit pas à compenser cette diminution, ce qui a pour effet de diminuer la quantité d'énergie stockée aux hautes latitudes dans l'océan. L'impact sur la glace de mer est aussi visible avec une augmentation de l'énergie stockée dans cette composante, tout comme sur les terre principalement

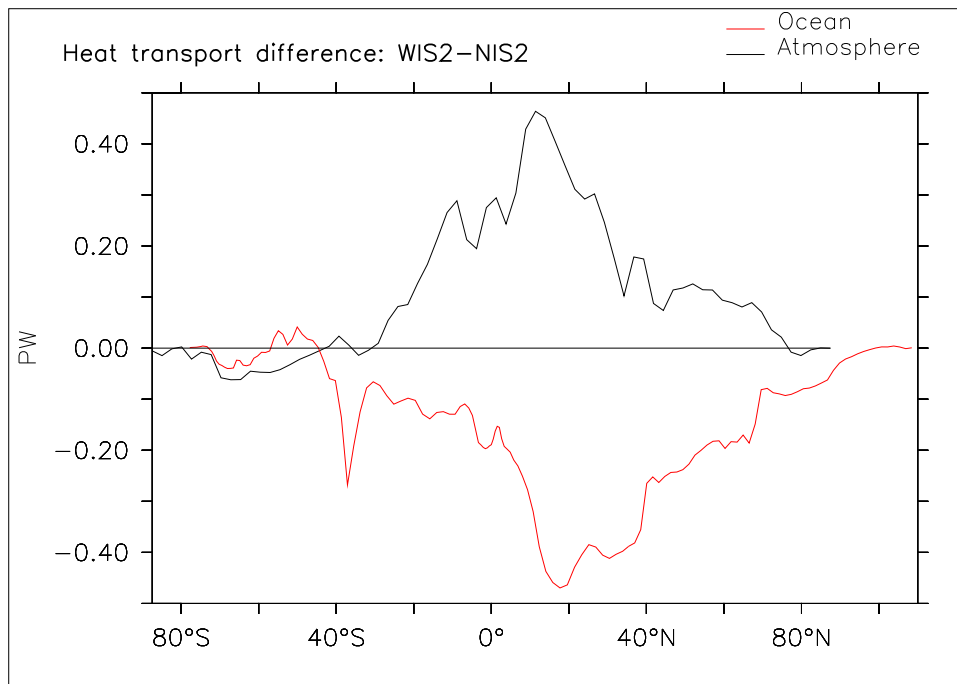


FIG. 5.11 – Différence de transport océanique et atmosphérique méridien entre WIS2 et NIS2 moyennée sur les 30 dernières années.

par le biais de la neige. L'impact sur le bilan radiatif au sommet de l'atmosphère est visible pour le flux solaire qui est plus faible, du fait d'une plus forte couverture de glace de mer dans WIS2 que dans NIS2 qui augmente l'albédo. Cependant le bilan net au sommet de l'atmosphère est positif car les changements de transfert radiatif dans l'infrarouge est plus faible dans WIS2 que dans NIS2, en lien avec les différences de température de surface observées entre ces deux simulations.

En résumé, il apparaît donc que la diminution de transport océanique à  $45^{\circ}\text{N}$ , dans WIS2 par rapport à NIS2, n'est compensé qu'à 30% par l'augmentation du transport atmosphérique. En conséquence le bilan énergétique est modifié au delà de  $45^{\circ}\text{N}$ , puisque l'océan perd  $12,2 \cdot 10^{23} \text{ J}$  soit 52% de la diminution de transport océanique. La glace de mer stocke au contraire un peu d'énergie sous forme de glace, à cause du refroidissement de l'océan. Ceci augmente l'albédo. La température de surface diminue en conséquence, d'autant plus que l'atmosphère reçoit moins de chaleur par l'océan. Les ondes infra-rouges s'en trouve aussi diminuées, ce qui amène le bilan radiatif au sommet de l'atmosphère à être positif, et atténue ainsi la perte de transport océanique de 18%.

Nous avons donc montré comment la THC influait sur le climat par le biais de ces interactions thermiques avec les autres composantes physique du système climatique. Il est tout a fait envisageable que son influence soit plus large et affecte aussi les composantes biogéochimiques du climat. Le cycle du carbone en particuliers est une composante très active dans le climat, et qui peut répondre aux changements climatiques. Nous allons analyser dans ce qui suit l'impact d'un changement de THC sur le stockage de carbone dans l'océan, qui est le plus grand réservoir de l'enveloppe terrestre. Ceci achèvera notre étude de l'impact de la THC sur

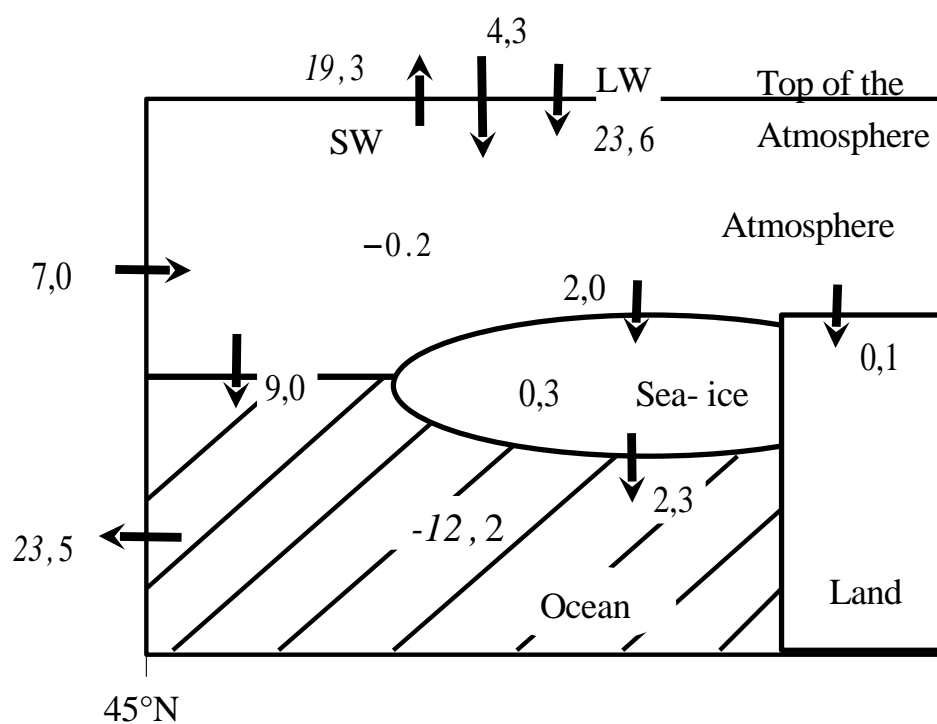


FIG. 5.12 – Différence de bilan énergétique au delà de 45°N entre WIS2 et NIS2 exprimée en  $10^{23}$ J. Les variations du contenu énergétique apparaît pour chaque composante. Les flèches correspondent aux différences intégrées de flux de chaleur.

les rétroactions du système climatique.

## **5.7 Influence de la THC sur le stockage de carbone océanique en simulation scénario transitoire**

L'article qui suit évalue le rôle de la THC sur le stockage de carbone par l'océan en simulation scénarios transitoires. Il a été soumis à *Geophysical Research Letters*. Les résultats qu'il présente ont été obtenu à l'aide modèle biogéochimique PISCES appliqué "off-line" aux simulations scénarios présentés dans la partie 4.2. Ce travail a été réalisé en collaboration avec Laurent Bopp, et Aude Matras, stagiaire de Maîtrise que j'ai co-encadré au printemps 2005.

**Résumé :** Des études récentes ont montré que le réchauffement climatique risquait de limiter le stockage de carbone dans les océans. Plusieurs mécanismes contribuerait à cet impact, dont l'augmentation de température qui diminue la solubilité du CO<sub>2</sub>, et l'augmentation de la stratification qui limiterait la pénétration du CO<sub>2</sub> anthropique dans l'océan intérieur. Un ralentissement de la THC pourrait aussi avoir un rôle sur cette réduction de séquestration de carbone. Dans cette étude, nous étudions grâce au modèle couplé IPSL-CM4 associé à un modèle de bio-géochimie l'amplitude de cet effet. Deux simulations scénarios transitoires de 140 ans présentant des THC différentes, à cause de la prise en compte ou non de la fonte des glaciers, permettent d'isoler l'effet de la THC sur le puits de carbone océanique. A 4×CO<sub>2</sub>, la différence dans la réduction de la THC est de 28% entre les simulations, mais la réduction du stockage de carbone est presque identique. Ce résultat suggère que la THC à une faible influence à l'échelle du siècle sur l'efficacité du puits de carbone océanique.

## Decrease in the Atlantic overturning does not significantly impact oceanic CO<sub>2</sub> uptake over century timescales

D. Swingedouw

IPSL/Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, Gif-sur-Yvette, France

L. Bopp

IPSL/Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, Gif-sur-Yvette, France

A. Matras

IPSL/Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, Gif-sur-Yvette, France

P. Braconnot

IPSL/Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, Gif-sur-Yvette, France

Recent modeling studies have shown that anthropogenic climate change will have a negative effect on the CO<sub>2</sub> uptake by the ocean. It has been suggested that the projected weakening of the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC) would contribute to this effect. In this study, we propose to evaluate the impact of land-ice melting and associated AMOC weakening on carbon uptake using state-of-the art coupled climate and biogeochemistry models. We compare two scenarios with different freshwater forcing and AMOC. By isolating the different effect of salinity, temperature and sea-ice cover, we find that opposing processes tend to limit the effect of AMOC weakening on carbon uptake. Salinity, temperature and sea-ice cover changes due to land-ice melting and AMOC change tend to increase CO<sub>2</sub> uptake and oppose the AMOC weakening effect on circulation and biology that decrease the CO<sub>2</sub> uptake. In this model, on a century time scale change in the AMOC due to land-ice melting has a moderate influence on the CO<sub>2</sub> uptake.

### 1. Introduction

Anthropogenic CO<sub>2</sub> emissions will lead to substantial climate change in the coming century (IPCC, 2001). Many feedbacks will respond to the CO<sub>2</sub> perturbation and, if they are positive, will tend to enhance global warming. The most important positive feedbacks in the climate system are associated with water vapor and albedo (Hansen et al., 1984). Another possible positive feedback has been revealed more recently (Klepper and deHaan, 1995) and confirmed in General Circulation Model simulations (Cox et al., 2000, Friedlingstein et al., 2001). This feedback is related to the carbon cycle response to global warming. It has been shown that anthropogenic climate change could reduce the ocean and the land carbon fluxes, which would induce a further increase of the atmospheric CO<sub>2</sub> concentration. The strength of this feedback is estimated as the excess of carbon in the atmosphere due to the response of the carbon cycle to cli-

mate change. Despite the fact that all models used so far simulate a positive feedback, there is still a large uncertainty on the magnitude of this feedback, going from +20 ppm to +200 ppm in 2100 (Friedlingstein et al., 2006). This large uncertainty origins both from the land and the ocean carbon cycle responses.

For the ocean, the integrated CO<sub>2</sub> uptake reduction due to global warming from 1860 to 2100 varies from 64 to 222 PgC for the models participating to C<sup>4</sup>MIP (Friedlingstein et al., 2006). Several effects contribute to this reduction. CO<sub>2</sub> uptake is directly affected by an increase of temperature through the solubility decrease. Global warming has also some indirect effects. An increase in surface temperature stratifies the surface ocean, which in turn decreases the Mixed Layer Depth (MLD), ocean mixing and the potential to take up anthropogenic carbon. The changes in the hydrological cycle also impact this process through the salinity influence on the MLD. In addition, it has been argued that the weakening of the Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC) in response to global warming could have a large impact on this uptake through the diminution of the sinking at depth of anthropogenic CO<sub>2</sub> (Sarmiento and Le Quéré, 1996). A study by Maier-Reimer et al. (1996) did however find a negligible influence of the AMOC weakening on the carbon uptake in global warming conditions. Since then, other studies confirmed the existence of a reduction of the oceanic uptake of CO<sub>2</sub> in global warming conditions (Sarmiento et al., 1998; Joos et al., 1999; Matear and Hirst, 1999; Plattner et al., 2001; Bopp et al., 2001), but the origin of these changes have not been quantified for every process. In particular, the role of the AMOC on these changes has never been explicitly demonstrated.

In this study, we propose to quantify the role of land-ice melting and of subsequent change of the AMOC on the CO<sub>2</sub> oceanic uptake in climate change simulations using a state-of-the-art coupled model. We analyze two transient experiments from Swingedouw et al. (2006) in which the atmospheric CO<sub>2</sub> concentration is increased by 1%/yr following the CMIP2 protocol (Meehl et al., 2000). In a first experiment, the melting of Greenland glaciers is taken into account, which leads to a 47% decrease of the AMOC at 4×CO<sub>2</sub>. In a second experiment, the Greenland melting is not considered and the decrease of the AMOC is only 19% at 4×CO<sub>2</sub> (See Swingedouw et al., 2006, for more details).

In addition to changes in the ocean circulation, the two experiments differ by substantial changes in sea surface temperature (SST), salinity (SSS) and sea-ice cover. Land-ice melting actually leads to a freshening of the north Atlantic that decrease salinity. This effect is amplified by the slowdown of the AMOC which imports less salinity in the north Atlantic. Temperature and sea-ice cover are also affected by these changes in the AMOC. All these differences can impact carbon uptake. In this study we propose to evaluate the weight of these different processes through the integration of state of the art biogeochemical carbon model. In a first part we will describe the methodology and the experimental design, then we will analyze the effects of the different processes, which will allow us to conclude on the effect of land-ice melting and AMOC decrease on the carbon uptake on century time scale.



## 2. Models description and experimental design

Climate-induced changes in the ocean are calculated with the version 4 of Institut Pierre Simon Laplace ocean-atmosphere coupled model (IPSL-CM4, Marti et al., 2005). The ocean component ORCA/OPA (Madec et al., 1997) of this model has an horizontal resolution of about  $2^\circ$ , with higher latitudinal resolution of  $0.5^\circ$  in the equatorial ocean. There are 31 levels in the ocean with the highest resolution (10 m) in the upper 150 m. Vertical diffusion and viscosity coefficients are computed prognostically using a 1.5 turbulent closure scheme. The Gent and Mc Williams (1990) parametrization, with spatially varying coefficient, is used in order to represent the effects of mesoscale eddies on the transport of tracers and large-scale oceanic circulation.

We use simulations of Swingedouw et al. (2006) described in the introduction to investigate direct and indirect effect of AMOC changes on the  $\text{CO}_2$  uptake. Monthly means output of the climate simulations are used to drive an “off-line” version of a global ocean carbon model, PISCES (Pelagic Interactions Scheme for Carbon and Ecosystem studies, Aumont and Bopp, 2006). PISCES uses the carbonate system formulation recommended by the Ocean Carbon-Cycle Model Intercomparison Project (OCMIP) and includes a simple marine ecosystem model, with 4 plankton functional groups (nanophytoplankton, diatoms, microzooplankton and mesoplankton). Nutrient co-limitation of phytoplankton growth is a function of N, P, Si and Fe. The iron cycle is explicitly modeled including input from atmospheric dust and coastal sediments. In the water column, sinking of particulate carbon is explicitly considered using a simple 2 size-classes model for the particulate organic carbon.

The PISCES model has been integrated “off-line” with the transient climatology of CTL, WIS and NIS simulations but with the same atmospheric  $\text{CO}_2$  concentration following an increase of 1%/yr for the three biogeochemical simulations, respectively named CTLp, WISp, NISp. The effects of global warming on the ocean carbon uptake, as well as the specific impact of changes in the AMOC are isolated using these 3 experiments. An historical simulation (HIS) has also been integrated in order to validate the present model against observations for anthropogenic  $\text{CO}_2$  uptake (HISp). It begins from pre-industrial and is forced up to year 2000 by observed climatic forcing.

To isolate the different effects of land-ice melting and AMOC changes explained in the introduction, we proceed to complementary experiments. To isolate the effect of salinity (Exp1) we integrate PISCES with NIS fields except for surface salinity coming from simulation WIS. We do the same for sea-ice cover (Exp2) and temperature (Exp3). Table 1 sum up the design of these different sensitivity experiments. The effect of circulation cannot be separated from biology since export processes are intimately related to the circulation in the model. Thus the “circulation and biological” effect is isolated by subtracted WIS to the other three sensitivity experiments. This is thus an approximation since non-linear effect can affect this response. Mixed layer effects are also included in this “circulation and biological” impact.

### 3. Results

In Fig. 1 is represented a meridional section of the uptake of anthropogenic CO<sub>2</sub> in the global ocean at the end of HISp simulation. We show that the model succeed in representing the main feature of this uptake. The total anthropogenic uptake amounts to 108 PgC in the model in agreement with observation-based estimates of 119±17 PgC (Waugh et al., 2006). The uptake is maximum in high latitude where it penetrates into the deep ocean. We can note that the penetration of anthropogenic uptake is a bit weak in depth in northern high latitude certainly due to the weakness of the AMOC in the model, which maximum is about 11 Sv in CTL simulation.

In CTLp simulation, ocean CO<sub>2</sub> uptake increases to 5.8 PgC/yr at 4×CO<sub>2</sub> (Fig. 1.c). When the climate change impact is considered (in WISp simulation), the ocean CO<sub>2</sub> uptake at 4×CO<sub>2</sub> is reduced by 17%, only reaching 5.0 PgC/yr. When integrated over the 140 years, this reduction amounts to 76 PgC (Fig. 1.d) which would correspond to an additional 35 ppm of CO<sub>2</sub> left in the atmosphere. From these experiments we estimate that the ocean carbon sensitivity to climate change ( $\gamma_o$  factor, see Friedlingstein et al., 2003, for a detailed definition), is -16 PgC/°. This is in the range of the values found so far from different coupled 3D climate-carbon simulations (from -14 to -30 PgC/°, Friedlingstein et al., 2006).

Surprisingly, WISp and NISp show the similar behavior for oceanic carbon uptake flux (Fig. 1.c). It indicates that the AMOC significant difference between WIS and NIS (Fig. 1.b) does not lead to any significant difference in the ocean CO<sub>2</sub> uptake, at least at the global scale and for the time scale of a century.

Table 2 show the difference in carbon uptake between different experiments in order to isolate the effect of different AMOC associated processes. The global effect of land-ice melting and AMOC weakening is an integrated decrease of 3.4 PgC (5.2% of CTLp-WISp) of CO<sub>2</sub> uptake. Sensitivity experiments shows that decrease in SSS tend to increase CO<sub>2</sub> uptake by 16.0 Pg, decrease in SST increases the uptake by 9.4 PgC and sea-ice cover increase has a small impact of 1.1 Pg. We deduce under linear hypothesis that the impact of “circulation+biology” represents a 29.9 PgC decrease in CO<sub>2</sub> uptake and explain the negative impact of AMOC and land-ice melting on CO<sub>2</sub> uptake. Thus thermodynamics effects partly counter-balance the dynamical effect so that total AMOC impact is negligible on a century time scale.

The storage of anthropogenic carbon in the ocean is another important factor to consider because of its implication for the CO<sub>2</sub> release on longer time scales. It varies between the simulations. In the CTLp simulation, anthropogenic carbon is mostly stored in the upper surface ocean, except at 60°N where it penetrates deeper due to the AMOC sinking branch (Fig. 3.a). In WISp, this storage at depth (> 1000 m) is reduced by up to 118  $\mu\text{mol/L}$  (Fig. 3.b), consistent with the AMOC weakening. Less storage is also found in the upper layers (< 200 m), up to -200  $\mu\text{mol/L}$  north of 40°N. This is certainly associated with the SST increase that diminishes CO<sub>2</sub> dilution in the surface ocean.

In NISp, in which the AMOC remains more active, the reduction of the carbon storage at depth at 60°N is not as large (52  $\mu\text{mol/L}$ , Fig. 3.c). An increase of more than 200  $\mu\text{mol/L}$  appears in the upper layer, north of 60°N, and corresponds to the local increase of CO<sub>2</sub> uptake in NISp compared to WISp. It is related to a

deeper mixed layer in the North Atlantic in NIS due to the absence of freshwater input from the melting of ice-sheets. This comparison thus establishes that changes in AMOC impact anthropogenic carbon storage in the ocean interior.

#### 4. Discussion and Conclusions

We have examined the hypothetical effect of the AMOC on the ocean CO<sub>2</sub> uptake, firstly mentioned by Sarmiento and Le Quéré (1996). For this purpose we have used a state-of-the-art coupled climate model and an oceanic biogeochemical model to simulate the climate response to a 1%/yr atmospheric CO<sub>2</sub> increase, up to 4×CO<sub>2</sub>. Two versions of the land-ice melting lead to two different transient simulations exhibiting a 28% difference in the AMOC weakening due to Greenland melting. Firstly, these simulations show that the climate warming induced by the CO<sub>2</sub> increase leads to a 17% (76 PgC) reduction of the ocean CO<sub>2</sub> uptake. The weakening of the AMOC leads to only 3.4 PgC decrease in the ocean CO<sub>2</sub> uptake after 140 years. This small impact is due to compensating effects:

1. Decrease in SSS (24.6% of the climatic impact), SST (14.4%) and increase in sea-ice cover (1.7%) due land-ice melting and AMOC weakening tend to increase CO<sub>2</sub> uptake.

2. Circulation and biological changes however lead to a global decrease of the CO<sub>2</sub> uptake with a potential 29.9 PgC (-46.9%) impact.

The fact that the surface extent of the North Atlantic is quite small compared to the Southern Ocean could also explain the negligible role played by the AMOC (Orr et al., 2001). The ratio of area between the North Atlantic and the Southern Ocean is actually of 0.31, so that the North Atlantic potential uptake is far less than the Southern Ocean. The weakness of the AMOC in CTL simulation of this model compared to available observations could also limit the role played by the AMOC in this model.

Our results also show that reduction of AMOC diminishes the DIC storage in depth. This difference in storage could have some important consequences on the CO<sub>2</sub> release on a longer time scale. One can also imagine that the local difference in ocean CO<sub>2</sub> fluxes in the North Atlantic would lead within a time scale of a millennial to more significant differences.

**Acknowledgments.** This study benefits from interesting discussion with P. Friedlingstein and P. Cadule. The computing time was provided by the Commissariat à l'Energie Atomique (CEA). This work was supported by the Environment and Climate Programme of the European Community (CARBOOCEAN contract number 511176).

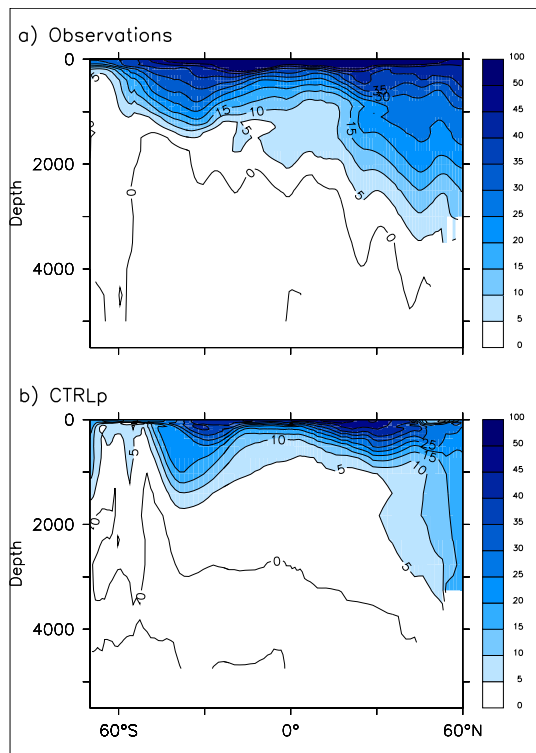
#### References

- Aumont, O., E. Maier-Reimer, S. Blain, and P. Monfray (2003), An ecosystem model of the global ocean including Fe, Si, P colimitations, *Global Biogeochem. Cycles*, 17, 1060.
- Bopp L., P. Monfray, O. Aumont, J. L. Dufresne, H. Le Treut, G. Madec, L. Terray and J. C. Orr (2001), Potential impact of climate change on marine export production, *Global Biogeochem. Cycles*, 14, 81–99.
- Bopp L., O. Aumont, P. Cadule, S. Alvain and M. Gehlen (2005), Response of diatoms distribution to global warming

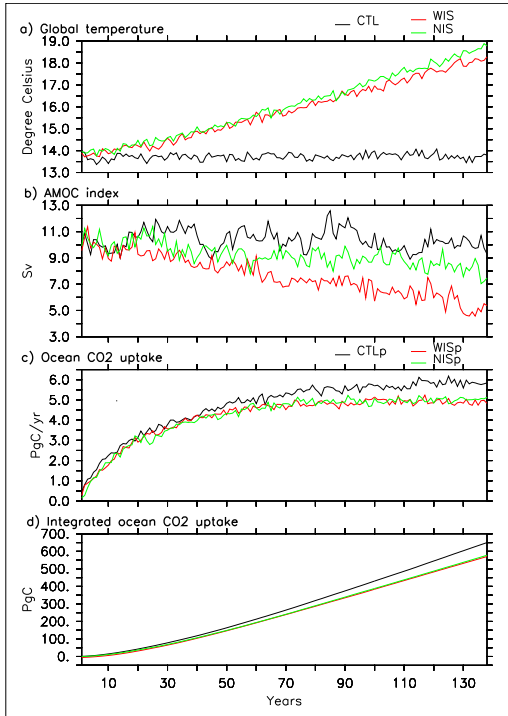
- and potential implications: A global model study, *Geophys. Res. Letters*, *32*, L19606.
- Cox, P., R. A. Betts, C. D. Jones, S. A. Spall, and I. J. Totterdell (2000), Acceleration of global warming due to carbon-cycle feedbacks in a coupled climate model, *Nature*, *408*, 184–187.
- Friedlingstein, P., L. Bopp, P. Ciais, J. L. Dufresne, L. Fairhead, H. LeTreut, P. Monfray, J. Orr (2001), Positive feedback between future climate change and the carbon cycle, *Geophys. Res. Letters*, *28*, 1543–1546.
- Friedlingstein, P., J. L. Dufresne, P. M. Cox, and P. Rayner (2003), How positive is the feedback between climate change and the carbon cycle?, *Tellus B*, *55*, 692–700.
- Friedlingstein, P. et al. (2006), Climate-carbon cycle feedback analysis, results from C<sup>4</sup>MIP model intercomparison, *J. of Climate*, *in press*
- Gent, P. R., and J. C. Mc Williams (1990), Isopycnal mixing in ocean circulation model, *J. of Phys. Oceanogr.*, *20*, 150–155.
- Klepper, O. and deHan B. J. (1995), A sensitivity study of the effect of global change on ocean carbon uptake, *Tellus B*, *47*, 490–500.
- Hansen, J. et al. (1984), Climate sensitivity: Analysis of feedback mechanisms, *Climate Processes and Climate Sensitivity*, *29*, 130–163.
- Joos, F., I. C. Prentice, S. Sitch, R. Meyer, G. Hooss, G. K. Plattner, S. Gerber, K. Hasselmann (2001), Global warming feedbacks on terrestrial carbon uptake under the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) emission scenarios, *Global Biogeochem. Cycles*, *15*, 891–907.
- Madec, G., P. Delecluse, M. Imbard, and C. Levy (1997), OPA version 8. Ocean General Circulation Model reference manual, *Rapp. Int.*, *200pp*, LODYC, France.
- Marti et al. (2005), The new IPSL climate system model: IPSL-CM4, Note du pole de modelisation n°26, ISSN 1288–1619, 88 pp.
- Matear, R. J. and A. C. Hirst (1999), Climate change feedback on the future oceanic CO<sub>2</sub> uptake, *Tellus B*, *51*, 722–733.
- Meehl, G. A., Boer G. J., Covey, C., Latif M. and Stouffer R. J. (2000), The Coupled Model Intercomparison Project (CMIP), *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *81*, 313–318.
- Orr, J. C. et al. (2001), Estimates of anthropogenic carbon uptake from four three-dimensional global ocean models, *Global Biogeochem. Cycles*, *15*, 43–60.
- Plattner, G. K., F. Joos, T. F. Stocker, and O. Marchal (2001), Feedback mechanisms and sensitivities of ocean carbon uptake under global warming, *Tellus B*, *53*, 564–592.
- Prentice, I. C. et al. (2001), Third Assessment Report of Climate Change - Chapter 3, 183–237, Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC), Cambridge Univ. Press.
- Sabine, C.L., R. A. Feely, N. Gruber, R. M. Key, K. Lee, J. L. Bullister, R. Wanninkhof, C. S. Wong, D. W. R. Wallace, B. Tilbrook, F. J. Millero, T.-H. Peng, A. Kozyr, T. Ono, A. F. Rios (2004), The Oceanic Sink for Anthropogenic CO<sub>2</sub>. *Science* *305*, 367–371.
- Sarmiento, J. L., and C. Le Quéré (1996), Oceanic carbon dioxide uptake in a model of century-scale global warming, *Science*, *274*, 1346–1350.
- Sarmiento, J. L., T. M. C. Hughes, R. J. Stouffer, and S. Manabe (1998), Simulated response of the ocean carbon cycle to anthropogenic climate warming, *Nature*, *393*, 245–249.
- Sarmiento, J. L., and T. M. C. Hughes (1999), Anthropogenic CO<sub>2</sub> uptake in a warming ocean, *Tellus B*, *51*, 560–561.
- Swingedouw, D., P. Braconnot, and O. Marti (2006), Sensitivity of the Atlantic Meridional Overturning Circulation to the melting from Northern Glaciers in Climate Change Experiments, *Geophys. Res. Letters*, *37*, L07711.
- Waugh D. W., T. M. Hall, B. I. McNeil, R. Key and R. J. Matear (2006), Anthropogenic CO<sub>2</sub> in the oceans estimated using transit time distributions, *Tellus B*, *58*, 376–389.

---

D. Swingedouw, IPSL/Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement, Ormes des merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette, France. (didier.swingedouw@cea.fr)



**Figure 1.** Section of DIC anomaly compared with preindustrial time in the ocean a) in the observations (Sabine et al., 2004), b) in the model IPSL-CM4.



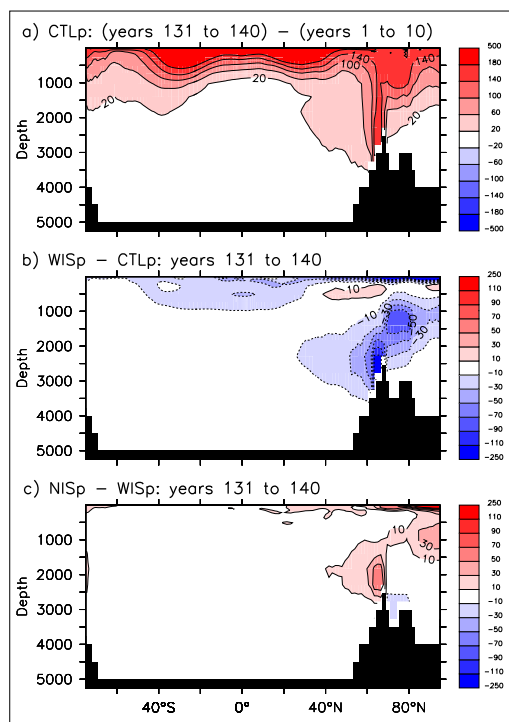
**Figure 2.** a) Global mean surface temperature evolution. In black is CTL simulation, in red WIS and in green WIS. b) AMOC index evolution, defined as the maximum of the Atlantic meridional overturning circulation between 500m and 5000m depth. c) projected ocean CO<sub>2</sub> uptake as a function of time. In black is CTLp simulation, in red WISp and in green WISp. d) Same as c) but for integrated ocean CO<sub>2</sub> uptake.

Name	Description	CO <sub>2</sub> uptake
CTLp	Control simulation	638.4
WISp	Transient simulation With Ice Sheet melting	567.9
NISp	Transient simulation with No Ice Sheet melting	571.3
Exp1	Sensitivity experiment similar to NISp but with WIS temperature	580.7
Exp2	Sensitivity experiment similar to NISp but with WIS ice-cover	572.4
Exp3	Sensitivity experiment similar to NISp but with WIS salinity	587.3

**Table 1.** Simulation description and integrated CO<sub>2</sub> uptake after 140 years in PgC.

Effect	$\Delta$ CO <sub>2</sub> uptake
“All”=WISp-NISp	-3.4 (-5.2%)
“SST”=Exp1-NISp	+9.4 (+14.4%)
“Sea-ice”=Exp2-NISp	+1.1 (+1.7%)
“SSS”=Exp1-NISp	+16.0 (+24.6%)
“Circu+bio”	-29.9 (-45.9%)

**Table 2.** in parenthesis is the percentage of the effect relative to the difference in heat uptake between CTLp and NISp.



**Figure 3.** Atlantic difference of DIC section, a) for the CTLp simulation between the end (years 131-140) and the beginning (years 1-10), b) difference between WISp and CTLp averaged over years 131 to 140, and c) difference between simulation NISp and WISp averaged over years 131 to 140 of the simulations. The contour interval is  $40 \mu\text{mol/L}$  in a) and  $20 \mu\text{mol/L}$  in b) and c)

## Synthèse du Chapitre 5

### Problématique

Comment comprendre quantitativement la réponse du système climatique aux perturbations anthropiques ? Quel est l'impact local et global de la THC sur le climat soumis à un réchauffement global ? Quel est l'influence de la THC sur le stockage de CO<sub>2</sub> océanique ?

### Méthodologie

Nous avons développé un modèle théorique simple, permettant de quantifier les rétroactions du système climatique au sein du modèle couplé IPSL-CM4. Nous avons ensuite analysé les expériences du chapitre précédent en se focalisant sur l'impact de la THC sur le climat. Enfin nous avons utilisé le module bio-géochimique PISCES pour évaluer les différences de stockage de carbone dans les expériences exhibant des THC différentes.

### Résultats principaux

- Un modèle du système climatique permet de définir les principales rétroactions du système climatique en fonction du bilan radiatif global.
- IPSL-CM4 est dans la fourchette haute des modèles couplés tridimensionnels en terme de réchauffement causé par une augmentation de CO<sub>2</sub>. Ceci s'explique par de fortes rétroactions positives liées à la vapeur d'eau et à l'albédo.
- La comparaison du stockage de chaleur dans l'océan entre IPSL-CM4 et des observations de ces 50 dernières années montre que le modèle représente plutôt bien ce stockage globalement.
- En réchauffement climatique, l'impact d'un changement de THC sur le climat est global. Ceci s'explique par l'impact de la THC sur la quantité de glace de mer aux hautes latitudes qui affecte l'intensité de la rétroaction climatique liée à l'albédo. La THC est donc une variable interne du système climatique qui joue fortement sur cette rétroaction.
- Localement, un changement de THC modifie la répartition des précipitations au niveau des tropiques. Elle affecte aussi le bilan énergétique des hautes latitudes Nord, du fait de son influence sur le transport méridien de chaleur, qui diminue quand la THC diminue, et qui n'est pas compensé par le transport atmosphérique.
- Des changements de THC ont peu d'influence à l'échelle de 140 ans sur le stockage de CO<sub>2</sub> océanique. La THC affecte donc peu la rétroaction liée au cycle bio-géochimique du carbone.





# Conclusion

## Résumé des principaux résultats

Au fil de ces pages, nous avons abordé un certain nombre de questions concernant le devenir de la circulation thermohaline en Atlantique Nord et son lien avec le climat. Dans un premier temps, nous avons rappelé quelques-unes des théories importantes concernant cette circulation, afin de mieux appréhender la complexité des problématiques qui lui sont associées. Ceci nous a permis de mettre en avant quelques diagnostics importants, comme le binning en densité, qui relie dynamique et thermodynamique de l'océan. Il a aussi été mis en avant l'importance que les sites de convection, situés en mer du Labrador, en mer d'Irminger et en mer de GIN, avaient sur la distribution spatiale de la THC. Nous avons ensuite décrit l'outil numérique de cette étude : le modèle couplé océan-atmosphère-glace-de-mer-surface terrestre IPSL-CM4. Nous avons confronté sa représentation de la THC avec les données hydrologiques disponibles et mis en avant le fait que la THC est un peu faible dans le modèle IPSL-CM4 comparé aux observations. Fort de ces connaissances sur le contexte et sur notre outil, nous avons mis en place un protocole expérimental composé de diverses expériences de sensibilité aux flux d'eau douce, localement et globalement. Ceci nous a permis de :

- comprendre le rôle des forçages globaux d'eau douce sur la THC. Sur une échelle de temps de 100 ans, la THC est amortie par les forçages globaux en eau douce. Deux processus de transport de sel sont apparus avoir une influence prépondérante sur les sites de convection :

1. l'advection d'eaux salées du sud ;
2. l'advection d'eaux peu salées de l'Arctique.

Ces deux processus affectent différemment les différents sites de convection lorsque le forçage en eau douce est supprimé, avec des échelles de temps spécifiques. Ainsi la mer du Labrador est principalement sensible au premier processus avec une échelle de temps caractéristique de 10 ans, tandis que la mer d'Irminger est plus sensible au second processus avec un temps caractéristique de 15 ans. Les mers de GIN sont sensibles de manière équivalente aux deux processus.

- comprendre l'origine de certains biais dans la représentation de la THC dans le modèle. Il est apparu qu'un biais de forçage de l'océan en eau douce était à l'origine d'une salinité trop faible aux hautes latitudes dans le modèle, ce qui affectait la convection en mer du Labrador et expliquait le biais constaté sur l'intensité de la THC.

Nous nous sommes ensuite concentrés sur le devenir de la THC dans un climat qui se réchauffe. En effet, du fait des rejets de gaz à effet de serre d'origine anthropique dans l'atmosphère, le climat du siècle passé s'est réchauffé globalement de 0,6 K. Celui du siècle en cours risque de se réchauffer bien plus encore (GIEC, 2001). Des simulations scénarios ont été

réalisées avec le modèle IPSL-CM4 au sein desquelles la concentration de  $\text{CO}_2$  augmentait de 1%/an, mimant ainsi une augmentation possible de ce gaz dans les années à venir. Nous avons tout d'abord mis en avant le rôle considérable que pouvait jouer la fonte des glaciers du Groenland pour le futur de la THC. Une analyse plus détaillée nous a permis de mieux cerner le rôle des changements des différents forçages de surface, ainsi que le rôle des rétroactions propres à la THC. Il est ainsi apparu que :

- le changement de forçage thermique tend à réchauffer l'Atlantique Nord, ce qui a pour effet de diminuer la THC.
- le changement de forçage halin est complexe et ambivalent : l'augmentation de forçage en eau douce aux hautes latitudes est contrebalancée par l'augmentation de l'évaporation et de la salinité au niveau des tropiques. C'est pourquoi la salinité peut à avoir un rôle stabilisateur pour la THC ou au contraire déstabilisateur si la fonte des glaciers est prise en compte et déséquilibre cette fragile balance.
- la comparaison de deux simulations scénarios de 500 ans, stabilisés à  $2 \times \text{CO}_2$ , avec des THC différentes a permis d'isoler l'intensité des différentes rétroactions qui affectent le système. Il a été mis en avant que la rétroaction liée à la salinité est positive et domine la rétroaction négative liée à la température, principalement du fait de l'amortissement de la rétroaction de transport de chaleur par les flux de chaleur en surface, ce qui n'est pas le cas pour la salinité.

Dans une dernière partie, nous nous sommes intéressés à l'influence de la THC sur le climat dans le modèle IPSL-CM4. Dans un premier temps, nous avons développé des diagnostics permettant de quantifier l'intensité des trois rétroactions climatiques positives associées à la vapeur d'eau, à l'albédo et aux nuages. En comparant deux scénarios intégrés 500 ans avec des THC différentes, nous avons montré que la THC jouait un rôle sur la répartition spatiale de la chaleur et influençait ainsi globalement le système climatique : une diminution de la THC dans le futur contribue à diminuer le réchauffement climatique global. Nous avons montré grâce au diagnostic de quantification des rétroactions climatiques que cet effet se fait par le biais de la rétroaction liée à l'albédo. L'intensité de cette rétroaction dépend de l'intensité de la THC à cause de son influence sur la couverture de glace de mer. Ainsi la THC apparaît comme une variable interne du système climatique dont le transport de chaleur associé joue fortement sur la couverture de glace en Atlantique Nord, ce qui explique en grande partie l'impact climatique de la THC. En effet, une diminution de la THC est associée à une diminution du transport de chaleur méridien vers le nord qui n'est pas compensée suffisamment par un changement de transport atmosphérique, ce qui engendre une réorganisation radiative et énergétique des hautes latitudes qui explique l'effet sur la glace de mer précédemment décrit. Il est aussi intéressant de noter que localement l'impact d'une forte diminution de la THC possède une influence relative sur la température de surface plus faible que le réchauffement global dans IPSL-CM4. Il a été montré que la THC avait une faible influence sur les autres rétroactions climatiques, liées aux nuages et à la vapeur d'eau. Le rôle de la THC sur le cycle du carbone, et son stockage dans l'océan profond a aussi été évalué. Il est apparu que la THC jouait faiblement sur ce stockage sur une échelle de temps de 140 ans.

Un résultat important mis en avant dans cette thèse concerne le rôle de la fonte des glaciers sur la THC. Nous avons vu que, dans le modèle, l'estimation de cette fonte était très conséquente et représentait un forçage de 0,13 Sv, soit une augmentation moyenne du niveau marin de 4 m en 500 ans. Les incertitudes de cette fonte pour les années à venir sont cependant très grandes, si bien que cette estimation fait partie de la fourchette haute des possibilités. En effet, l'estimation de la fonte des glaciers est un problème très complexe du

fait de la difficulté à modéliser les processus en place au sein des glaciers. Les mesures de l'évolution des glaciers sont en revanche de mieux en mieux contraintes. Grâce aux techniques spatiales, une bonne couverture de l'évolution des glaciers est en effet permise. Elle a mis en avant que des processus importants comme l'accélération des dislocations d'icebergs, liée à l'augmentation du stockage en amont, pouvaient accélérer la fonte des glaciers (GIEC, 2001). Des évaluations du taux de fonte lors du Younger Dryas, il y a 12 000 ans, semblent aussi montrer que la fonte des glaciers fut très rapide (Bard et al., 1996). Plus rapide que ce que les modèles actuels prédisent pour le futur, ce qui remet en cause ces estimations, étant donné que l'augmentation de température lors du dernier interglaciaire est comparable à celle qui risque d'avoir lieu dans les siècles à venir. Ceci montre donc que notre estimation de la fonte des glaciers reste dans une fourchette plausible et permet de prendre en compte un processus important absent de la plupart des autres GCMs. Le couplage avec un modèle de calottes permettra certainement d'affiner la représentation de la fonte des glaciers, mais notre étude permet de mettre en avant la sensibilité du système en cas d'une forte fonte des glaciers.

## Perspectives

L'ensemble des résultats de cette thèse est issu d'un travail basé sur l'utilisation d'un modèle. Nous avons comparé son comportement avec les observations disponibles, et il a montré certaines limites qui peuvent affecter la validité des résultats présentés ci-dessus. La faiblesse de la THC dans ce modèle a soulevé la question de la sensibilité à l'état initial. Cette question n'a pas été abordée dans cette thèse mais mériterait pourtant une attention particulière afin de mieux évaluer la validité des conclusions apportées ici. Ce type d'analyse est cependant très onéreux en terme de temps de calcul, ce qui limite les échelles de temps qui peuvent être étudiées. Les diagnostics de cette thèse sur l'état et l'origine des biais dans le modèle devraient aider l'équipe de modélisation de l'IPSL à améliorer la représentation de la THC, notamment en révisant les précipitations en Atlantique, ce qui reste cependant une tâche difficile. Il faut aussi garder en tête que le monde des modèles ne reflète pas forcément bien les processus réels, c'est pourquoi une analyse avec un modèle est toujours une approche préparatoire permettant d'échafauder des théories qui nécessitent la validation par les observations.

L'effort de campagnes de mesure mis en place ces dernières années (OVIDE, RAPID) devrait bientôt permettre une analyse plus précise de la THC. Les idées énoncées dans ce manuscrit seront sans aucun doute de précieux outils pour avoir des idées et un contexte clair en vue de comprendre ce qui nous disent les observations. Il est cependant trop tôt pour que ces observations nous livrent leur secret, car la variabilité basse fréquence de l'océan, ainsi que la marge d'erreur des mesures, inhérente à la mise en place de grandes sections, masquent pour l'instant la tendance de la THC en réponse au réchauffement climatique. Il est donc absolument nécessaire de continuer ces mesures. Les analyses de la THC dans le passé représentent aussi un outil très utile pour aider la validation des processus à l'oeuvre dans un modèle. L'utilisation du couple protactinium-thorium dans les observations a permis de mieux contraindre les liens entre intensité de la THC et climat du passé (Ghérardi et al., 2006). La comparaison du modèle avec cette situation du climat passé pourrait être très utile pour mieux comprendre les forces et faiblesses du modèle.

De plus, il est apparu à plusieurs reprises dans cette thèse que la THC était le siège d'une variabilité basse fréquence, dont le pic se situait aux environs de 17 ans. Or, nous avons montré que l'impact climatique de la THC était important pour des modifications

conséquentes de celle-ci. Il semble donc raisonnable d’imaginer que la variabilité de la THC influence la variabilité climatique aux hautes latitudes. Le lien de la THC avec la NAO<sup>4</sup> ou bien encore avec des modes océaniques grande échelle comme l’AMO<sup>5</sup> semble être de grand intérêt, d’autant plus que des mesures sont disponibles pour les 50 dernières années. Le rôle d’une modification de la THC sur les régimes de temps serait aussi très intéressant à analyser et compléterait l’analyse faite dans le chapitre 5.

La question de la stabilité de la THC n’a pas été analysée non plus dans les simulations scénarios. On peut par exemple se demander que deviendrait la THC lorsque la fonte du Groenland se terminerait. Reviendrait-elle à son état initial, resterait-elle dans un mode où la THC est très faible ? Pour répondre à ces questions on pourrait envisager d’arrêter le flux d’eau douce issu des glaciers dans l’expérience WIS2. Le résultat de cette nouvelle expérience en appellerait sans doute d’autres destinées à évaluer la largeur du cycle d’hystérésis dans IPSL-CM4, si celui-ci existe, ainsi que la position de l’état actuel de la THC dans ce modèle sur ce cycle.

Les résultats présentés dans cette thèse mettent en avant des outils pour évaluer la THC dans les CGCMs : diagnostics précis pour comprendre le rôle relatif de la température et de la salinité sur la THC, mise en place de cas-tests et d’expériences de sensibilité, quantification des rétroactions propres à la THC. Ces méthodologies sont très utiles pour pouvoir mieux comprendre la THC dans toute sa complexité. On peut imaginer utiliser ces outils méthodologiques pour analyser des expériences de comparaison de CGCMs comme celle du “water hosing” de Stouffer et al. (2006). La quantification des rétroactions dans ces expériences pourrait aider à mieux comprendre l’origine des différences entre les modèles, et ainsi mieux cerner quels sont les processus importants à modéliser dans les CGCMs, en vue de diminuer les incertitudes entre les modèles et l’incertitude pour les prévisions du futur.

---

<sup>4</sup>North Atlantic Oscillation est un mode de variabilité atmosphérique observé en Atlantique Nord

<sup>5</sup>Atlantic Multidecadal Oscillation est un mode de variabilité océanique observé pour l’ensemble de l’Atlantique

# Glossaire

AABW : Atlantic Antarctic Bottom Water.  
AAIW : Atlantic Antarctic Intermediate Water.  
CEA : Commissariat à l'Énergie Atomique.  
CERFACS : European Center for Research and Advanced Training in Scientific Computation.  
CGCM : Coupled General Circulation Model.  
CMIP : Coupled Model Intercomparison project.  
ECMWF : European Center for Medium-Range Weather Forecast.  
ERA40 : ECMWF Re-Analysis.  
GCM : Global Circulation Model  
IPSL : Institut Pierre Simon Laplace des sciences de l'environnement.  
LMD : Laboratoire de Météorologie Dynamique.  
LIM : Louvain Ice Model.  
LSCE : Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement.  
NADW : North Atlantic Deep Water.  
NCEP : National Center for Environmental Prediction,  
GIEC : Groupe Intergouvernemental d'Experts Cliamtiques.  
IPCC : Intergovernmental Panel on Climate Change.  
OPA : Ocean general circulation model.  
ORCA : Configuration of OPA with a grid covering the whole globe.  
ORCHIDEE : ORganizing Carbon and Hydrology In Dynamic EcosystEms.  
PMIP : Paleoclimate Model Intercomparison project.  
UCL : Université Catholique de Louvain-la-Neuve.



# Bibliographie

- [1] Andronova N. G., Rozanov E. V., Yang F. L., Schlesinger M.E., and Stenchikov G. L. Radiative forcing by volcanic aerosols from 1850 to 1994. *Journal of Geophys. Res.*, 104 :16807–16826, 1999.
- [2] Andronova N. G. and Schlesinger M. E. Objective estimation of the probability density function for climate sensitivity. *Journal of Geophys. Res.*, 106 :22605–22611, 2001.
- [3] Arzel O., Fichefet T., and Goosse H. Sea ice evolution over the 20th and 21st centuries as simulated by current AOGCMs. *Ocean Modelling*, 12 :401–415, 2006.
- [4] Aumont O., Maier-Reimer E., Blain S., and Monfray P. An ecosystem model of the global ocean including Fe, Si, P colimitations. *Global Biogeochem. Cycles*, 17 :1060, 2003.
- [5] Bard E., Hamelin B., Arnold M., Montaggioni L., Cabiochparallel G., Faure G., and Rougerie F. Deglacial sea-level record from Tahiti corals and the timing of global meltwater discharge. *Nature*, 382 :241 – 244.
- [6] Blanke B. and Delecluse P. Variability of the tropical Atlantic ocean simulated by a general circulation model with two different mixed layer physics. *J. Phys. Oceanogr.*, 23 :1363–1388, 1993.
- [7] Bond G. et al. Evidence for massive discharges of icebergs into the north atlantic ocean during the last glacial period. *Nature*, 360 :245–249, 1992.
- [8] Boning C. W., Bryan F. O., Holland W. R., and Doscher R. Deep-water formation and meridional overturning in a high-resolution model of the North Atlantic. *J. of Phys. Ocean.*, 26 :1142–1164, 1996.
- [9] S. Bony and Emmanuel K. E. A parameterization of the cloudiness associated with cumulus convection; evaluation using TOGA COARE data. *J. Atmos. Sci.*, pages 3158–3183, 2001.
- [10] Bony S. et al. How well do we understand and evaluate climate change feedback processes? *J. Climate*, 19 :3445–3482, 2006.
- [11] Bopp L., Monfray P., and Aumont O. et al. Potential impact of climate change on marine export production. *Global Biogeochem. Cycles*, 14 :81–99, 2001.
- [12] Bopp L., Aumont O., Cadule P., Alvain S., and Gehlen M. Response of diatoms distribution to global warming and potential implications : A global model study. *Geophys. Res. Letters*, 32 :L19606, 2005.
- [13] de Boyer Montégut C., Madec G., Fischer A. S., Lazar A., and Iudicone D. Mixed layer depth over the global ocean : An examination of profile data and a profile-based climatology. *J. Geophys. Res.*, 109 :C12003, 2004.



- [14] Broecker W.S. The great conveyor belt. *Oceanography*, 4 :79–89, 1991.
- [15] Cess R. D. Potter G. L. and Blanchet J. P. et al. intercomparison and interpretation of climate feedback processes in 19 atmospheric general-circulation models. *J. Geophys. Res.*, 95 :16601–16615, 1990.
- [16] Chuck A., Tyrrell T., and Totterdell I. J. et al. The oceanic response to carbon emissions over the next century : investigation using three ocean carbon cycle models. *Tellus B*, 57 :70–86, 2005.
- [17] Cox P. M., Betts R. A., Jones C. D., Spall S. A., and Totterdell I. J. Acceleration of global warming due to carbon-cycle feedbacks in a coupled climate model. *Nature*, 408 :184–187, 2000.
- [18] Curry R. and Mauritzen C. Dilution of the northern north atlantic ocean in recent decades. *Science*, 308 :1772–1774, 2005.
- [19] De Boer A. M. and Nof N. The exhaust valve of the North Atlantic. *J. Climate*, 17 :417–422, 2004.
- [20] Dickson R. R. and Brown R. The production of North Atlantic deep-water - sources, rates and pathways. *J. Geophys. Res.*, 12 :319–341, 1994.
- [21] Dixon K. W., Delworth T.L., Spelman M.J., and Stouffer R.J. The influence of transient surface fluxes on North Atlantic overturning in a coupled gcm climate change experiment. *Geophys. Res. Let.*, 26 :2749–2752, 1999.
- [22] Ducoudré N., Laval K., and Perrier A. SECHIBA, a new set of parameterizations of the hydrologic exchanges at the land-atmosphere interface within the LMD atmospheric general circulation model. *Clim. Dyn.*, 6 :248–273, 1993.
- [23] Emanuel K. A. A scheme for representing cumulus convection in large-scale models. *J. Atmos. Sci.*, 48 :2313–2335, 1991.
- [24] S.M. et al. Uppala. The ERA-40 re-analysis. *Quart. J. R. Meteorol. Soc.*, 131 :2961–3012, 2005.
- [25] Fanning A. F. and Weaver A. J. Temporal-geographical meltwater influences on the North Atlantic conveyor : Implications for the Younger Dryas. *Paleoceanogr.*, 12 :307–320, 1997.
- [26] Fichefet T. and Morales Maqueda M. A. Sensitivity of a global sea ice model to the treatment of ice thermodynamics and dynamics. *J. Geophys. Res.*, 102 :2609–12, 1997.
- [27] Forster P. M. D. and Taylor K. E. Climate forcings and climate sensitivities diagnosed from coupled climate model integrations. *J. Climate*, 2006. submitted.
- [28] Fouquart Y. and Bonnel B. Computations of solar heating of the earth's atmosphere : a new parametrization. *Beitr. Phys. Atmos.*, 53 :35–62, 1980.
- [29] Friedlingstein P., Bopp L., Ciais P., Dufresne J. L., Fairhead L., LeTreut H., Monfray P., and Orr J. Positive feedback between future climate change and the carbon cycle. *Geophys. Res. Letters*, 28 :1543–1546, 2001.
- [30] Friedlingstein P., Dufresne J. L., Cox P. M., and Rayner P. How positive is the feedback between climate change and the carbon cycle? *Tellus B*, 55 :692–700, 2003.
- [31] Ganachaud A. and Wunsch C. Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data. *Nature*, 408 :453–457, 2000.

- [32] Garrett C. and Speer K. and Tragou E. The relationship between water mass formation and the surface buoyancy flux, with application to Phillips Red-sea model. *J. Phys. Oceanogr.*, 25 :1696–1705, 1995.
- [33] Gent P. R. and Mc Williams J. C. Isopycnal mixing in ocean circulation models. *J. of Phys. Oceanogr.*, 20 :150–155, 1990.
- [34] Gherardi J. M., Labeyrie L., McManus J. F., Francois R., Skinner L. C., and Cortijo E. Evidence from the Northeastern Atlantic basin for variability in the rate of the meridional overturning circulation through the last deglaciation. *earth and planetary science letters*, 240 :710–723, 2005.
- [35] Gloersen P. and Campbell W. J. Recent variations in Arctic and Antarctic sea-ice covers. *Nature*, 352 :33–36, 1991.
- [36] Goosse H. and Fichefet T. Importance of ice-ocean interactions for the global ocean circulation : a model study. *J. Phys. Oceanogr.*, 23 :337–355, 1999.
- [37] Govindasamy B., Thompson S., Mirin A., and al. Increase of carbon cycle feedback with climate sensitivity : results from a coupled climate and carbon cycle model. *Tellus B*, 57 :153–163, 2005.
- [38] Greatbatch R. J. and Lu J. Reconciling the Stommel box model with the Stommel-Arons model : A possible role for Southern Hemisphere wind forcing? *J. Phys. Oceanogr.*, 33 :1618–1632, 2003.
- [39] Gregory J. M., Stouffer R. J., Raper S. C. B., Stott P. A., and Rayner N. A. An observationally based estimate of the climate sensitivity. *J. of climate*, 15 :3117–3121, 2002.
- [40] Gregory J. M., Saenko O. A., and Weaver A. J. The role of the atlantic freshwater balance in the hysteresis of the meridional overturning circulation. *Clim. Dyn.*, 21 :707–717, 2003.
- [41] Gregory J. M., Huybrechts P., and Raper S. C. B. Threatened loss of the Greenland ice-sheet. *Nature*, 428 :616, 2004.
- [42] Gregory J.M. et al. A model intercomparison of changes in the Atlantic thermohaline circulation in response to increasing atmospheric CO2 concentration. *Geophys. Res. Let.*, 32, 2005.
- [43] Guilyardi E. El Nino-mean state-seasonal cycle interactions in a multi-model ensemble. *Clim. Dyn.*, 26 :329–348, 2006.
- [44] Guilyardi E. *Role de la physique océanique sur la formation/consommation des masses d'eau dans un modèle couplé océan-atmosphère*. PhD thesis, Université Paul Sabatier, 1997.
- [45] Häkkinen S. Decadal air-sea interaction in the North Atlantic based on observations and modeling results. *J. Climate*, 13 :1195–1219, 2000.
- [46] J. Hansen, Lacis A., Rind D., Russell G., Stone P. Fung I., Ruedy R., and Lerner J. Climate sensitivity : Analysis of feedback mechanisms. *Climate Processes and Climate Sensitivity*, 29 :130–163, 1984.
- [47] Hibler W. I. A dynamic thermodynamic sea ice model. *J. Phys. Oceanogr.*, 9 :815–846, 1979.

- [48] Hoffert M. I. and Covey C. Deriving global climate sensitivity from paleoclimate reconstructions. *Nature*, 360 :573–576, 1992.
- [49] Marsden J. and McCracken M. *Hopf bifurcation and its applications*. Springer, 1976.
- [50] F. Hourdin, Musat I., Bony S., Braconnot P., Codron F., Dufresne J. L., Fairhead L, Filiberti M.-A., Friedlingstein P., Grandpeix J.-Y., Krinner G., LeVan P., Li Z.-X., and Lott F. The LMDZ4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Climate Dynamics*, 2006. in press.
- [51] Hu A. X., Meehl G. A., Washington W. M., and Dai A. G. Response of the Atlantic thermohaline circulation to increased atmospheric CO<sub>2</sub> in a coupled model. *J. Climate*, 17 :4267–4279, 2004.
- [52] Hughes T. M. C. and WEAVER A. J. Multiple equilibria of an asymmetric 2-basin ocean model. *J. Phys. Oceanogr.*, 24 :619–637, 1994.
- [53] *Third Assessment Report of Climate Change-Chapter 8. Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, 2001.
- [54] Jayne R. J. and Marotzke J. A destabilizing thermohaline circulation-atmosphere-sea ice feedback. *J. Climate*, 12 :642–651, 1999.
- [55] Jeffreys H. On fluid motions produced by differences of temperature and humidity. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1925.
- [56] Joos F., Prentice I. C., and Sitch S. et al. Global warming feedbacks on terrestrial carbon uptake under the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) emission scenarios. *Global Biogeochem. Cycles*, 15 :891–907, 2001.
- [57] Khatiwala S., Schlosser P., and Visbeck M. Rates and mechanisms of water mass transformation in the Labrador Sea as inferred from tracer observations. *J. Phys. Oceanogr.*, 32 :666–686, 2002.
- [58] Krinner G. N., Viovy N., de Noblet-Ducoudré N., Ogée G., Polcher J., Friedlingstein P., Ciais P., Sitch S., and Prentice C. A dynamic global vegetation model for studies of the coupled atmosphere-biosphere system. *Glob. Biogeochem. Cyc.*, 19 :doi :10.1029/2003GB002199, 2005.
- [59] Kuhlbrodt T., Griesel A., Montoya M., Levermann A., Hofmann M., and Rahmstorf S. On the driving processes of the atlantic meridional overturning circulation. *Reviews of Geophysics*, 2005. in press.
- [60] Kwok R., Cunningham G. F., and Pang S. S. Fram Strait sea ice outflow. *J. Geophys. Res.*, 109 :1029–1043, 2004.
- [61] Latif M., Roeckner E., Mikolajewicz U., and Voss R. Tropical stabilisation of the thermohaline circulation in a greenhouse warming simulation. *J. Climate*, 13 :1809–1813, 2000.
- [62] Laval K., Sadourny R., and Serafini Y. Land surface processes in a simplified general circulation model. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 17 :129–150, 1981.
- [63] Le Treut H. and Li Z. X. Sensitivity of an atmospheric general circulation model to prescribed SST changes : feedback effects associated with the simulation of cloud optical properties. *Climate Dynamics*, 5 :175–187, 1991.

- [64] Levitus S. Climatological atlas of the world ocean. Professional paper, NOAA/GFDL, 1982.
- [65] Levitus S., Antonov J., and Boyer T. Warming of the world ocean, 1955-2003. *Geoph. Res. Letters*, 32 :L02604, 2005.
- [66] Lherminier P. et al. Transports across the 2002 Greenland-Portugal OVIDE section and comparison with 1997. *J. Geophys. Res.*, 2006.
- [67] Li Z. X. Ensemble atmospheric GCM simulation of climate interannual variability from 1979 to 1994. *J. Climate*, 12 :986–1001, 1999.
- [68] Lilly J. M., Rhines P. B., Schott F., Lavender K., Lazier J., Send U., and D'Asaro E. Observations of the Labrador Sea eddy field. *Progress in Ocean.*, 59 :75–176, 2003.
- [69] Lohmann G., Gerdes R., and Chen D. Sensitivity of the thermohaline circulation in coupled oceanic GCM - Atmospheric EBM experiments. *Clim. Dyn.*, 12 :403–416, 1996.
- [70] Lohmann G. Atmospheric and oceanic freshwater transport during weak atlantic overturning circulation. *Tellus*, 55A :438–449, 2003.
- [71] F. Lott. *Mon. Wea. Rev.*, 127 :788–801, 1999.
- [72] Louis J. F. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. *Boundary-layer Meteorol.*, 17 :187–202, 1979.
- [73] Madec G., Delecluse P., Imbard M., and Lévy C. *OPA version 8. Ocean General Circulation Model reference manual*, 1997. Rapp. Int., LODYC, France, 200pp.
- [74] Madec G., Delecluse P., Imbard M., and Lévy C. *OPA version 8. Ocean General Circulation Model reference manual*, 1998. Rapp. Int., LODYC, France, 200pp.
- [75] Manabe S. and Stouffer R. J. Two stable equilibria of a coupled ocean-atmosphere model. *J. of Climate*, 1 :841–866, 1988.
- [76] Manabe S. and Stouffer R. J. The role of thermohaline circulation in climate. *Tellus*, 51 :91–109, 1999.
- [77] Marotzke J. and Stone P. H. Atmospheric transports, the thermohaline circulation, and flux adjustments in a simple coupled model. *J. Phys. Oceanogr.*, 25 :1350–1364, 1995.
- [78] Marshall D. and Marshall J. On the thermodynamics of subduction. *J. Phys. Oceanogr.*, 25 :138–151, 1994.
- [79] Marshall J. and Schott F. Open-ocean convection : Observations, theory, and models. *Rev. Geophys.*, 37 :1–64, 1999.
- [80] Marti O., Braconnot P., Bellier J., Benshila R., Bony S., Brockmann P., Cadule P., Caubel A., Denvil S., Dufresne J.L., Fairhead L., Filiberti M.-A., Foujols M.-A., Fichet T., Friedlingstein P., Grandpeix J.-Y., Hourdin F., Krinner G., Lévy C., Madec G., Musat I., de Noblet N., Polcher J., and Talandier C. *The new IPSL climate system model : IPSL-CM4*. Note du pôle de modélisation n°26, 2005. ISSN 1288-1619, 88 pp, <http://dods.ipsl.jussieu.fr/omamce/IPSLCM4/DocIPSLCM4/>.
- [81] Matear R. J. and Hirst A. C. Climate change feedback on the future oceanic co2 uptake. *Tellus B*, 51 :722–733, 1999.
- [82] McManus J., Francois R., Gherardi J.-M., Keigwin L., and Brown-Leger S. Collapse and rapid resumption of Atlantic meridional circulation linked to deglacial climate changes. *Nature*, 428 :834–837, 2004.

- [83] Mikolajewicz U. and Voss R. The role of the individual air-sea flux components in CO<sub>2</sub>-induced changes of the ocean's circulation and climate. *Clim. Dyn.*, 16 :627–642, 2000.
- [84] Morcrette J. J., Smith L., and Fouquart Y. Pressure and temperature dependence of the absorption in longwave radiation parametrizations. *Contrib. Atmos. Phys.*, 59 :455–469, 1986.
- [85] Munk W. Abyssal recipes i. *Deep-Sea Research*, 13 :707–730, 1966.
- [86] Munk W. and Wunsch K. Abyssal recipes ii : energetics of tidal and wind mixing. *Deep-Sea Research*, 45 :1977–2010, 1998.
- [87] Murphy J. M., Sexton D. M. H., Barnett D. N., Jones G. S., Webb M. J., and Collins M. Quantification of modelling uncertainties in a large ensemble of climate change simulations. *Nature*, 430 :768–772, 2004.
- [88] Nakamura M., Stone P. H., and Marotzke J. Destabilization of the thermohaline circulation by atmospheric eddy transports. *J. Climate*, 7 :1870–1882, 1994.
- [89] Neelin J.D. and Dijkstra H.A. Coupled ocean-atmosphere interaction and the Tropical Climatology, part I : The dangers of flux-correction. *J. Climate*, 8 :1343–1359, 1995.
- [90] Nilsson J. and Walin G. Freshwater forcing as a booster of thermohaline circulation. *Tellus*, 53 :629–641, 2001.
- [91] Oka A. and Hasumi H. Effects of freshwater forcing on the Atlantic deep circulation : A study with an OGCM forced by two different surface freshwater flux datasets. *J. Climate*, 17 :2180–2194, 2004.
- [92] Ottera O. H. and Drange H. A possible feedback mechanism involving the Arctic freshwater, the Arctic sea ice, and the north Atlantic drift. *Adv. in Atm. Sciences*, 21 :784–801, 2004.
- [93] Overpeck J. T., Otto-Bliesner B. L., Miller G. H., Muhs D. R., Alley R. B., and Kiehl J. T. Paleoclimatic evidence for future ice-sheet instability and rapid sea-level rise. *Science*, 311 :1747–1750, 2006.
- [94] Pedlosky J. *Ocean circulation theory*. Springer, 1998.
- [95] Peterson B. J., Holmes R. M., McClelland J. W., Vorosmarty C. J., Lammers R.B., Shiklomanov A.I., Shiklomanov I.A., and Rahmstorf S. Increasing river discharge to the Arctic Ocean. *Science*, 298 :2171–2173, 2002.
- [96] Peterson B. J., McClelland J., Curry R., Holmes R. M., Walsh J. E., and Aagaard K. Trajectory shifts in the arctic and subarctic freshwater cycle. *Science*, 313 :1061–1066, 2006.
- [97] Petit J. R. et al. Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core, Antarctica 429. 399 :429–436.
- [98] Pickart R. S., Spall M. A., Ribergaard M. H., Moore G. W. K., and Milliff R. F. Deep convection in the Irminger Sea forced by the Greenland tip jet. *Nature*, 424 :152–156, 2003.
- [99] Plattner G. K., Joos F., and Marchal O. Stocker T. F. a. Feedback mechanisms and sensitivities of ocean carbon uptake under global warming. *Tellus B*, 53 :564–592, 2001.
- [100] Rahmstorf S. On the freshwater forcing and transport of the atlantic thermohaline circulation. *Climate Dynamics*, 12 :799–811, 1996.

- [101] Rahmstorf S. and Ganopolski A. Long-term global warming scenarios computed with an efficient coupled climate model. *Climatic Change*, 43 :353–367, 1999.
- [102] Rahmstorf S. The thermohaline ocean circulation - a system with dangerous thresholds? *Climatic Change*, 46 :247–256, 2000.
- [103] Rahmstorf S. et al. Thermohaline circulation hysteresis : A model intercomparison. *Geophys. Res. Let.*, 32 :Art. No. L23605, 2005.
- [104] Ridley J. K., Huybrechts P., Gregory J. M., and Lowe J. A. Elimination of the Greenland ice sheet in a high CO<sub>2</sub> climate. *J. Climate*, 18 :3409–3427, 2005.
- [105] Rooth C. Hydrology and ocean circulation. *Progress in Ocean.*, 11 :131–149, 1982.
- [106] Roullet G. and Madec G. Salt conservation, free surface and varying levels : a new formulation for ocean general circulation models. *J. Geophys. Res.*, 23 :927–942, 2000.
- [107] Sadourny R. and Laval K. *January and July performance of the LMD general circulation model*. 1984.
- [108] Saenko O. A., Gregory J. M., Weaver A. J., and Eby M. Distinguishing the influence of heat, freshwater, and momentum fluxes on ocean circulation and climate. *J. Climate*, 15 :3686–3697, 2002.
- [109] Saltzman B. *Dynamical Paleoclimatology : Generalized Theory of Global Climate Change*. Academic Press, San Diego, 2002.
- [110] Sandström J. W. Dynamische versuche mit meerwasser. *Annalen der Hydrographie und der Maritimen Meteorologie*, 36 :6–23, 1908.
- [111] Sarmiento J. L. and Le Quéré C. Oceanic carbon dioxide uptake in a model of century-scale global warming. *Science*, 274 :1346–1350, 1996.
- [112] Sarmiento J. L., Hughes T. M. C., Stouffer R. J., and Manabe S. Simulated response of the ocean carbon cycle to anthropogenic climate warming. *Nature*, 393 :245–249, 1998.
- [113] Sarmiento J. L. and Hughes T. M. C. Anthropogenic co<sub>2</sub> uptake in a warming ocean. *Tellus B*, 51 :560–56, 1999.
- [114] Sarmiento J. L., Monfray P., and Maier-Reimer E. et al. Sea-air CO<sub>2</sub> fluxes and carbon transport : A comparison of three ocean general circulation models. *Global Biogeochem. Cycles*, 14 :1267–1281, 2000.
- [115] Schmittner A., Meissner K. J., Eby M., and Weaver A. J. Forcing of the deep ocean circulation in simulations of the Last Glacial Maximum. *Paleoceanogr.*, 17, 2002.
- [116] Schmittner A., Latif M., and Schneider B. Model projections of the North Atlantic thermohaline circulation for the 21st century assessed by observations. *Geophys. Res. Let.*, 32 :No. L23710, 2005.
- [117] Schmitz W. J. *On the world ocean circulation. Vol1*. Woods Hole Oceanographic Institute, 1996. WHOI-96-03,141pp.
- [118] Scott J. R., Marotzke J., and Adcroft A. Geothermal heating and its influence on the meridional overturning circulation. *JGR-Oceans*, 2001.
- [119] Sommeria G. and Deardorff J. W. Subgrid-scale condensation in models of non-precipitating clouds. *J. Atmos. Sci.*, 34 :344–355, 1977.
- [120] Speer K., Guilyardi E., and Madec G. Southern ocean transformation in a coupled model with and without eddy mass fluxes. *Tellus*, 52a :554–565, 2000.

- [121] Speer K. and Tziperman E. Rates of water mass formation in the north atlantic ocean. *J. Physic Oceanography*, 22 :93–104, 1992.
- [122] Srokosz M. A. Rapid climate change - scientific challenges and the new NERC programme. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.*, 361 :2061–2078, 2003.
- [123] Stocker T. F., Knutti R., and Plattner G-K. The future of the thermohaline circulation - a perspective. *Geophysical Monograph*, 126 :277–293, 2001.
- [124] Stommel H. and Arons A. B. On the abyssal circulation of the world ocean. *Deep-Sea Research*, 6 :140–154, 1960.
- [125] Stommel H. Thermohaline convection with two stable regimes of flow. *Tellus*, 13 :224–230, 1961.
- [126] Stouffer R. J. and Manabe S. Response of a coupled ocean-atmosphere model to increasing atmospheric carbon dioxide : Sensitivity to the rate of increase. *J. Climate*, 12 :2224–2237, 1999.
- [127] Stouffer R. J. and Manabe S. Equilibrium response of thermohaline circulation to large changes in atmospheric CO2 concentration. *Clim. Dyn.*, 20 :759–773, 2003.
- [128] Stouffer R. J. et al. Investigating the causes of the response of the thermohaline circulation to past and future climate changes. *J. of Climate*, 19 :1365–1387, 2006.
- [129] Stouffer R. J. and Manabe S. Equilibrium response of thermohaline circulation to large changes in atmospheric co2 concentration. *Cl. Dynamics*, 20 :759–773, 2003.
- [130] Straneo F. On the connection between dense water formation, overturning, and poleward heat transport in a convective basin. *J. Phys. Oceanogr.*, 2005. in press.
- [131] Straub D. N. An inconsistency between two classical models of the ocean buoyancy driven circulation. *Tellus A*, 48 :477–481, 1996.
- [132] Swingedouw D., Braconnot P., Delecluse P., Guilyardi E., and Marti O. The impact of global freshwater forcing on the thermohaline circulation : Adjustment of North Atlantic convection sites in a CGCM. *Clim. Dyn.*, 2006. accepted.
- [133] Swingedouw D., Braconnot P., and Marti O. Sensitivity of the Atlantic Meridional Overturning Circulation to the melting from Northern glaciers in climate change experiments. *Geophys. Res. Letters*, 33 :L07711, 2006.
- [134] Talley L. D. Reid J. L. Robbins P. E. Data-based meridional overturning streamfunctions for the global ocean. *J. of Climate*, 16 :3213–3226, 2003.
- [135] Thorpe R. B., Gregory J. M., Johns T. C., Wood R. A., and Mitchell J. F. B. Mechanisms determining the atlantic thermohaline circulation response to greenhouse gas forcing in a non-flux-adjusted coupled climate model. *J. Climate*, pages 3102–3116, 2001.
- [136] Tiedtke M. A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.*, 117 :1179–1800, 1989.
- [137] Timmermann R., Goosse H., Madec G., Fichefet T., Ette C., and Duliere V. On the representation of high latitude processes in the ORCA-LIM global coupled sea ice-ocean model. *Ocean Modelling*, 8 :175–201, 2005.
- [138] Tziperman E. On the role of interior mixing and air-sea fluxes in determining the stratification and circulation of the ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 16 :680–693, 1986.
- [139] Tziperman E. Uncertainties in thermohaline circulation response to greenhouse warming. *Geophys. Res. Let.*, 27 :3077–3080, 2000.

- [140] Tziperman E. and Gildor H. The stabilization of the thermohaline circulation by the temperature-precipitation feedback. *J. Phys. Oceanogr.*, 32 :2707–2714, 2002.
- [141] Valcke S., Declat D., Redler R., Ritzdorf H., Schoenemeyer T., and Vogelsang R. *Proceedings of the 6th International Meeting, VOL. 1 : High performance computing for computational science*. Universidad Politecnica de Valencia, Valencia, Spain., 2004. The PRISM Coupling and I/O System. VECPAR'04.
- [142] Vellinga M., Wood R. A., and Gregory J. M. Processes governing the recovery of a perturbed thermohaline circulation in HadCM3. *J. of Climate*, 15 :764–780, 2002.
- [143] Volker C., Wallace D. W. R., and Wolf-Gladrow D. A. On the role of heat fluxes in the uptake of anthropogenic carbon in the North Atlantic. *Global Biogeochem. Cycles*, 16 :1138, 2002.
- [144] Voss R. and Mikolajewicz U. Long-term climate changes due to increased CO<sub>2</sub> concentration in the coupled atmosphere-ocean general circulation model ECHAM3/LSG. *Clim. Dyn.*, 17, 2001.
- [145] Walin G. On the relation between sea-surface heat flow and thermal circulation in the ocean. *Tellus*, 34 :187–195, 1982.
- [146] Wang X. L., Stone P. H., and Marotzke J. Global thermohaline circulation. Part I : Sensitivity to atmospheric moisture transport. *J. Climate*, 12 :71–82, 1999.
- [147] Wang X. L., Stone P. H., and Marotzke J. Global thermohaline circulation. Part II : Sensitivity with interactive atmospheric transport. *J. Climate*, 12 :83–91, 1999.
- [148] Wijffels S. E., Schmitt R. W., Bryden H. L., and Stigebrandt A. Transport of freshwater by the oceans. *J. Phys. Oceanogr.*, 22 :155–162, 1992.
- [149] Williams P., Guilyardi E., Sutton R., Gregory J., and Madec G. Tropical Pacific ocean adjustment to changes in the hydrological cycle in a coupled ocean-atmosphere model. *Clim. Dyn.*, 2006. in press.
- [150] Wood R. A., Keen A. B., Mitchell J. F. B., and Gregory J. M. Changing spatial structure of the thermohaline circulation in response to atmospheric CO<sub>2</sub> forcing in a climate model. *Nature*, 399 :572–575, 1999.
- [151] Yang J. Y. and Neelin J. D. Sea-ice interaction with the thermohaline circulation. *Geophys. Res. Let.*, 20 :217–220, 1993.





# Table des figures

1	Schéma simplifié de la circulation thermohaline, comparé à un tapis roulant (GIEC, 2001). . . . .	6
1.1	Cycle de Carnot représentant les transformations d'un fluide lors de son voyage le long d'une trajectoire fermée, dans le cadre du théorème de Sandström. . .	11
1.2	Application du théorème de Sandstrom à l'océan. Selon la position des sources chaude et froide on observe une circulation fermée vigoureuse (b, d), ou non (a, c) . . . . .	12
1.3	Schéma du modèle conceptuel de Stommel-Arons. Les plongées d'eaux profondes ponctuelles sont représentées par la pastille noire, la thermocline entre les deux couches de densité $\rho_1$ et $\rho_2$ est située à la profondeur $h$ . Le bassin possède une profondeur uniforme égale à $H$ . Les remontées d'eaux profondes sont uniformes au niveau de la thermocline, avec une vitesse $w^* = w_{th}$ . . . . .	14
1.4	Représentation schématique de la circulation avec une source d'eau profonde .	15
1.5	Représentation schématique de la circulation avec deux sources d'eau profonde	16
1.6	Schéma de la circulation dite de Stommel Arons (1960). . . . .	17
1.7	Schéma de deux isopycnes de flottabilité $b$ et $b + \delta b$ affleurant en surface sur $\delta S$ . La surface de contrôle est représentée par $C$ , et est traversée par un flux $\Psi^C$ (adapté de Speer et Tziperman, 1992) . . . . .	19
1.8	Schéma quantitatif des transport de masses d'eaux observées par Ganachaud et Wunsch (2000) à partir des données de la campagne 'World Ocean Circulation Experiment (WOCE)". . . . .	21
1.9	Schéma d'une section de l'Atlantique, d'après Kuhlbrodt et al. (2006), où sont représenté les processus importants pour la THC : les forçages de surface en chaleur ( <i>heat fluxes</i> ) et en eau douce ( <i>freshwater fluxes</i> ), la formation d'eau profonde ( <i>deep water formation</i> ), la glace de mer ( <i>sea ice</i> ), le vent ( <i>wind</i> ), le mélange diapycnal ( <i>diapycnal mixing</i> ), les ondes internes ( <i>internal waves</i> ), le mélange dû aux upwelling forcé par le vent ( <i>mixing driven upwelling</i> ), le transport de volume ( <i>volume transport</i> ) et le profil du passage de Drake ( <i>profile of Drake passage</i> ) . . . . .	22
1.10	Schéma idéalisé du modèle hémisphérique à deux boîtes de Stommel (1961). .	24
1.11	Résolution graphique du modèle à 2 boîtes de Stommel. . . . .	25
1.12	Comparaison des cycles d'hystérésis de différents EMICs avec un modèle 3D pour l'océan, d'après Rahmstorf et al., 2005. Les points correspondent à l'état actuel de l'océan dans chaque modèle. . . . .	26

1.13	Schéma bloc d'une boucle de rétroaction. L'entrée $\Delta E$ est multipliée par le gain $G_0$ puis retourne en entrée via la boucle de rétroaction de gain $\lambda_1$ . L'ensemble du système fournit la sortie $\Delta S$ dont la valeur est exprimée en fonction de l'entrée dans l'équation 1.25. . . . .	28
1.14	Schéma des rétroactions associées à la THC. Chaque bloc représente un processus. L'action de chacun de ces processus sur le suivant est en trait plein si elle est positive, en pointillé sinon. Les boucles de rétroaction positives sont dans la moitié supérieure, les boucles négatives dans la moitié inférieure du schéma. . . . .	29
2.1	Grille utilisée dans le modèle OPA sous sa version ORCA2, d'après Marti et al. (2006) . . . . .	35
2.2	Schéma des champs échangés entre les composantes océan-atmosphère-glace de mer, d'après Marti et al. (2006) . . . . .	37
2.3	Fonction de courant barotrope exprimé en Sv pour la simulation CTRL. . . . .	43
2.4	Vecteurs vitesses moyennés entre 1000 et 3000 mètres de profondeur dans la simulation CTRL. . . . .	44
2.5	Section de la densité potentielle en $kg/m^3$ moyennée zonalement dans l'Atlantique. a) pour les 100 dernières années de la simulation de contrôle du modèle, b) dans les observations Levitus, c) différence CTRL-Levitus . . . . .	45
2.6	Bilan de l'équilibre formation $\leftrightarrow$ consommation des masses d'eau (en Sv) dans l'Atlantique et l'Arctique : en trait continu pour le modèle, en pointillés pour une climatologie construite à partir des données de Levitus pour la salinité et la température, et des ré-analyses ECMWF pour les champs de forçage en densité. a) Bilan sur l'Atlantique, suivant l'équation 1.18, avec en rouge le terme de diffusion diapycnale, en vert les flux air-mer, en noir les variations de volume $\frac{\partial V_b}{\partial t}$ , et en bleu l'advection sortante du domaine après Bering et la section à 30°S. b) Décomposition de la formation par les flux air mer en composante thermique en noir, et haline en rouge. . . . .	48
2.7	Carte du maximum annuel de la densité en surface (en $kg/m^3$ ) en Atlantique Nord. a) pour la simulation CTRL, b) pour les données de Levitus. . . . .	49
2.8	Maximum annuel de la couche de mélange (en mètre) dans la simulation de contrôle. . . . .	50
2.9	Fonction de courant méridienne en Atlantique exprimée en Sv. Une valeur positive correspond à une circulation dans le sens trigonométrique, l'inverse sinon. On observe bien une cellule associé à la NADW jusqu'à 2500 mètres de profondeur, puis une cellule associé à l'AABW . . . . .	51
2.10	Indicateur de la circulation thermohaline : en noir le maximum de la fonction de courant méridienne, en rouge le flot vers le sud à 30°N des eaux plus denses que $27,7 kg/m^3$ , en vert le flot à la sortie des mers Nordiques. a) évolution en fonction du temps de ces différents indicateurs pour la simulation de CTRL, b) spectre de ces différents indicateurs. Le pic à 17 ans est significatif à 99% calculé par MTM (Multitaper Method, Ghil et al., 2002). . . . .	53
2.11	Transport méridien de chaleur, en rouge pour les ré-analyses ECMWF, en bleu pour les ré-analyses NCEP, en noir pour la simulation CTRL. a) pour l'océan et l'atmosphère globaux. b) transport océanique pour l'Atlantique avec représentation des écart-types calculés entre 1979 et 1998 pour les deux ré-analyses (Trenberth et Caron, 2001). . . . .	55

2.12	a) Différence de SST sur l'Atlantique Nord entre la simulation CTRL et les données de Levitus (1982). b) Couverture de glace de mer en Mars, en rouge pour la simulation CTRL, en noir pour les observations issues de Groersen (1991)	56
3.1	Indice thermohalin en fonction du temps pour l'expérience CTRL en noir et pour l'expérience F03 en rouge.	77
3.2	Bilan de l'équilibre formation $\leftrightarrow$ consommation des masses d'eau dans l'Atlantique et l'Arctique : en trait continu pour l'expérience F03, en pointillés pour une climatologie construite à partir des données de Levitus pour la salinité et la température, et de ré-analyses ECMWF pour les champs de forçage en densité. a) Bilan sur l'Atlantique, suivant l'équation 1.18, avec en rouge le terme de diffusion diapycnale, en vert les flux air-mer, en noir les variations de volume, et en bleu l'advection sortante du domaine après Bering et la section à 30°S. b) Décomposition de la formation par les flux air mer en composante thermique en noir, et haline en rouge.	78
3.3	Carte du maximum annuel de la densité en surface en Atlantique Nord pour la simulation F03. (1982).	79
3.4	Différence de SST sur l'Atlantique Nord entre la simulation F03 et des données issues de Levitus (1982).	80
4.1	Scénarios d'émissions de CO <sub>2</sub> utilisés dans le cadre du projet mc2. A gauche sont représentés des scénarios réalistes issus d'évaluation économiques, prenant en compte des rejets d'aérosols sulfatés. A droite sont représentés des scénarios idéalisés, où la concentration de CO <sub>2</sub> augmente de 1%/ an pendant 140 ans, sans aérosol sulfatés. On stabilise certains des scénarios à des valeurs de CO <sub>2</sub> fixes pendant un certain nombre d'année.	84
4.2	Évolution temporelle de la température de surface terrestre moyennée globalement (a et b) et de l'indice thermohalin (c et d) pour différents scénarios. a) et c) représentent les scénarios réalistes depuis 1860 jusqu'à 2200. b) et d) représentent les scénarios idéalisés, dont certains sont intégrés 500 ans.	86
5.1	Bilan radiatif global du système climatique, avec le rayonnement solaire arrivant au sommet de l'atmosphère, une partie atteignant la surface. Le rayonnement infrarouge est en partie absorbé et ré-émis par les gaz à effet de serre et les nuages. Le bilan au sommet de l'atmosphère est équilibré dans ces estimations.	132
5.2	Schéma du système climatique. On s'intéresse à l'équilibre radiatif du système représenté par le bilan au sommet de l'atmosphère (TOA) entre le flux solaire et le flux infrarouge ré-émis.	133
5.3	Schéma bloc d'un système dynamique possédant des rétroactions illustrées par les branches $\lambda_i, \forall i \in [1, n]$ . L'entrée du système est représentée par $\Delta E$ , la sortie par $\Delta S$ . Le gain statique $G_0$ correspond au gain du système lorsque aucune des boucles de rétroactions n'exerce son influence.	136
5.4	Régression linéaire entre anomalies annuelles de forçage radiatif et anomalies de température, suivant la définition des trois rétroactions principales du système. La pente donne accès aux différents facteurs de rétroaction du système : en noir l'albédo, en rouge la vapeur d'eau, en vert les nuages.	140

5.5	Variations de la quantité de chaleur (en $10^{22}$ J) stockée dans les 3000 premiers mètres de l'océan entre les années 1955 à 1999 pour les observations (en noir) issues de Levitus et al. (2005) et pour deux simulations de cette période avec le modèle de l'IPSL. Ces deux simulations utilisent le forçage radiatif dû à l'augmentation de la concentration des gaz à effet de serre et au contenu atmosphérique en aérosols. La première, en rouge, se limite à ces forçages "anthropiques", la seconde prend de plus en compte pour cette période les variations de la constante solaire ainsi que l'effet des volcans. a) pour l'ensemble de l'océan, b) pour l'Atlantique, c) pour l'océan Pacifique, d) pour l'océan Indien. Une moyenne glissante de 5 ans est appliquée à l'ensemble des courbes. . . . .	143
5.6	Différence saisonnière de température de surface entre les scénarios WIS2 et NIS2 après 500 ans, pour différentes bandes de latitudes. a) l'hémisphère Nord ( $0^{\circ}\text{N}$ - $90^{\circ}\text{N}$ ), b) l'hémisphère Sud ( $90^{\circ}\text{S}$ - $0^{\circ}\text{S}$ ), c) les tropiques nord ( $0^{\circ}\text{N}$ - $30^{\circ}\text{N}$ ), d) les tropiques sud ( $30^{\circ}\text{S}$ - $0^{\circ}\text{S}$ ), e) les moyennes latitudes nord ( $30^{\circ}\text{N}$ - $60^{\circ}\text{N}$ ), f) les moyennes latitudes sud ( $60^{\circ}\text{S}$ - $30^{\circ}\text{S}$ ), g) les régions polaires nord ( $60^{\circ}\text{N}$ - $90^{\circ}\text{N}$ ), h) les régions polaires sud ( $90^{\circ}\text{S}$ - $60^{\circ}\text{S}$ ). En noir la moyenne, en rouge les maxima journaliers, en vert les minima journaliers. . . . .	146
5.7	Précipitations annuelles moyennées sur les années 470 à 500. a) WIS2 b) différence entre WIS2 et NIS2. . . . .	147
5.8	Différence des facteurs de rétroaction climatique définis dans la partie 5.4.1 par les équations 5.15, 5.16, 5.17, entre les scénarios WIS2 et NIS2. . . . .	148
5.9	Différence entre WIS2 et NIS2 après 500 ans, a) pour le flux radiatif "ciel clair" (en $\text{W}/\text{m}^2$ ) au sommet de l'atmosphère, b) pour l'humidité relative dans l'atmosphère (en kg/kg), c) pour la couverture de nuages hauts (en %). . . . .	150
5.10	Bilan thermique simplifié pour l'ensemble {Océan+Atmosphère}, en coupe méridienne ( $y$ ) - altitude ( $z$ ). . . . .	151
5.11	Différence de transport océanique et atmosphérique méridien entre WIS2 et NIS2 moyennée sur les 30 dernières années. . . . .	153
5.12	Différence de bilan énergétique au delà de $45^{\circ}\text{N}$ entre WIS2 et NIS2 exprimée en $10^{23}\text{J}$ . Les variations du contenu énergétique apparaît pour chaque composante. Les flèches correspondent aux différences intégrées de flux de chaleur. . . . .	154



## Résumé

La circulation thermohaline (THC) influe fortement sur le climat de l'Atlantique Nord. Le réchauffement climatique causé par les émissions anthropiques de CO<sub>2</sub> risque d'altérer cette circulation océanique et donc le climat. Dans cette thèse nous proposons d'évaluer ce risque et de comprendre l'impact climatique de la THC dans le futur grâce au modèle couplé tridimensionnel océan-atmosphère-glace-de-mer-surface-terrestre IPSL-CM4. Dans un premier temps nous avons fait un tour d'horizon des principales théories et connaissances concernant la THC. Nous avons ensuite validé la pertinence d'IPSL-CM4 pour mener notre étude. Le rôle du sel est apparu primordial pour la dynamique de la THC. Nous avons ensuite mis en évidence la sensibilité de la THC au forçage global en eau douce de l'océan. Les différentes sensibilités des sites de convection de l'Atlantique Nord, liées principalement au processus de transport de sel, ont ainsi été mises en lumière dans IPSL-CM4. Nous nous sommes ensuite tourné vers l'analyse de simulations scénarios pour les siècles à venir. Il est apparu une diminution significative de la THC dans ces simulations, qui est fortement amplifiée si la fonte du Groenland est prise en compte. L'analyse de divers scénarios prenant en compte ou non cette fonte des glaciers a aussi permis d'isoler de manière originale le rôle joué par les rétroactions de la THC. En dernier lieu, l'effet de la THC sur le climat a été quantifié dans IPSL-CM4 et apparaît être plus faible que le réchauffement climatique, même localement sur l'Europe. L'explication des mécanismes d'influence de la THC sur le climat a aussi été clarifiée. L'impact de la THC sur le stockage de carbone dans l'océan a enfin été évalué, et apparaît être très faible sur 140 ans. Tout ceci permet d'appréhender le rôle de la THC pour le climat et de son devenir dans le futur.

## Abstract

The thermohaline circulation (THC) strongly influences the climate of the North Atlantic. The warming caused by the release of anthropic CO<sub>2</sub> risks to affect this oceanic circulation and then the climate. In this thesis we point to evaluate this risk and to understand the climatic impact of the THC in the future thanks to the tri-dimensional ocean-atmosphere-sea-ice-land IPSL-CM4 coupled model. In a first part we have done a survey of the principal theories and knowledges concerning the THC. We have then validated the pertinence of IPSL-CM4 to lead our study. The role of the salt has appeared primordial for the dynamics of the THC. Then, we have evaluated the sensitivity of the THC to the global fresh water forcing of the ocean. Different sensitivities of the convection sites of the North Atlantic, related to salinity transport process, have been revealed in IPSL-CM4. We have then analysed some scenario simulations for next centuries. It has appeared a significant diminution of the THC in those simulations, which is strongly magnified if the melting of Greenland is taken in account. The analysis of several scenarios taking into account or not this glacier melting has permitted to isolate in an original manner the role played by THC feedbacks. Last, the effect of the THC on the climate has been quantified in IPSL-CM4. It appears to be more slight that the global warming, even locally on Europe. The explanation of the mechanisms at the origin of the influence of the THC on climate has also been clarified. The impact of the THC on the oceanic carbon uptake in the ocean has been lastly evaluated, and appears to be very small on 140 years. This study thus gives a clear vision of the role of the THC on the climate and its possible future.