

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À RIMOUSKI

**Effet d'un méandre du courant circumpolaire sur la circulation thermohaline
globale**

MÉMOIRE PRÉSENTÉ

dans le cadre du programme de maîtrise en Océanographie
en vue de l'obtention du grade de M.Sc.

PAR

©JEAN-FRANÇOIS BEAUDOIN

Novembre 2019

Composition du jury :

Daniel Bourgault, président du jury, ISMER

Louis-Philippe Nadeau, directeur de recherche, ISMER

Raffaele Ferrari, examinateur externe, MIT

Dépôt initial le 26 novembre 2019

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À RIMOUSKI

Service de la bibliothèque

Avertissement

La diffusion de ce mémoire ou de cette thèse se fait dans le respect des droits de son auteur, qui a signé le formulaire « *Autorisation de reproduire et de diffuser un rapport, un mémoire ou une thèse* ». En signant ce formulaire, l'auteur concède à l'Université du Québec à Rimouski une licence non exclusive d'utilisation et de publication de la totalité ou d'une partie importante de son travail de recherche pour des fins pédagogiques et non commerciales. Plus précisément, l'auteur autorise l'Université du Québec à Rimouski à reproduire, diffuser, prêter, distribuer ou vendre des copies de son travail de recherche à des fins non commerciales sur quelque support que ce soit, y compris l'Internet. Cette licence et cette autorisation n'entraînent pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits moraux ni à ses droits de propriété intellectuelle. Sauf entente contraire, l'auteur conserve la liberté de diffuser et de commercialiser ou non ce travail dont il possède un exemplaire.

REMERCIEMENTS

J'aimerais remercier tous ceux qui ont pris le temps de m'écouter et de me supporter tout au long de cette maîtrise. J'aimerais remercier en premier mon directeur de recherche parce que « rienke à woére on woé ben ». Merci à ma mère pour la joie de vivre et la résilience, deux qualités qui m'ont été bien utiles pendant ces trois ans. Merci à Karine, le temps passé sur la passerelle à discuter a fait toute la différence. Ensuite, merci à Juliette pour tout le support, ton apport au mémoire ne peut pas être mesuré. Merci aussi à Laure pour avoir fourni un travail de révision précieux pour la qualité de la langue. Finalement, merci à tout le monde que j'ai croisé et avec qui j'ai pu rire, je vous aime tous et la vie est douce grâce à vous.

RÉSUMÉ

L'échange de masses d'eau entre les cellules de la circulation thermohaline globale permet d'expliquer en grande partie la ventilation des eaux profondes dans les bassins océaniques. Des études récentes ont mis l'accent sur l'échange direct entre les bassins par un transport géostrophique entre l'Atlantique et le Pacifique, compensé par un mélange diapycnale dans l'océan indo-pacifique. Notre étude tente d'expliquer comment un méandre du courant circumpolaire antarctique permet aussi un échange de traceurs entre les bassins océaniques.

L'intérêt principal de l'étude porte sur la transformation de l'eau profonde de l'Atlantique Nord (NADW) en eau profonde de l'Antarctique (AABW) à la surface de l'océan du sud. Les expériences sont construites de façon à isoler l'effet de la force d'un méandre du canal circumpolaire sur ces transformations de masses d'eau. Des flux de chaleur symétrique d'est en ouest sont appliqués sur l'ensemble d'une configuration idéalisée de l'océan. L'augmentation de l'étendue zonale du domaine augmente la force du méandre stationnaire dans l'océan du sud en créant des gyres dans la circulation barotrope, ce qui augmente le désalignement entre les lignes de densité et les lignes de flux. Les résultats montrent qu'une plus grande proportion de la NADW est transformée en AABW en présence d'une gyre plus forte. Cela implique un couplage plus important entre les cellules de la circulation thermohaline. Par la suite, un modèle conceptuel de la transformations des masses d'eau à la surface de l'océan permet de discuter des échanges inter-bassins.

ABSTRACT

The inter-basin tracer exchange occurring between the two overturning cells of the Meridional Overturning Circulation (MOC) is key to understand the ventilation of the deep ocean. Recent literature has emphasized that deep mixing drives an inter-basin exchange by setting the rate of upwelling in the Indo-Pacific, which in turn must be balanced a net geostrophic flow of deep waters from the Atlantic. In this work we show that surface meanders in the Antarctic Circumpolar Current (ACC) can also drive an inter-basin exchange. We focus on the diapycnal transformation of the North Atlantic Deep Water (NADW) into Antarctic Bottom Water (AABW) at the surface of the Southern Ocean. We investigate whether the amplitude of a large scale meander of the ACC can modulate this water mass transformation. We apply zonally symmetric buoyancy fluxes at the surface of an idealized ocean configuration. Increasing the zonal extent of the channel amplifies the strength of the standing meander by spinning recirculating gyres in the barotropic streamfunction of the ACC, thus increasing the disalignment between the surface buoyancy contours and the zonally symmetric buoyancy fluxes. Results show that the portion of the NADW that is transformed into AABW increases significantly with the strength of the meander, suggesting an enhanced tracer exchange and coupling between the two cells of the MOC. Implications for the inter-basin exchange are also discussed.

Keywords : Meridional Overturning Circulation, Southern Ocean, Topography, Buoyancy fluxes.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	vi
RÉSUMÉ	vii
ABSTRACT	viii
TABLE DES MATIÈRES	ix
LISTE DES TABLEAUX	x
LISTE DES FIGURES	xi
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
CHAPITRE I	
18	
1.1 Effet de la longueur du canal sur la circulation résiduelle	20
1.2 Traceurs passifs	24
1.3 Effet de la diffusion verticale	26
1.4 Effet d'une diffusion horizontale en surface sur la circulation thermohaline	27
1.5 Considération théorique sur la transformation des masses d'eau	30
1.6 Transformation des masses d'eau	36
1.7 Croisement en surface	39
1.8 Flux intégré de traceur	43
1.9 Décomposition des termes de la transformation de masses d'eau	44
CONCLUSION GÉNÉRALE	49
RÉFÉRENCES	52

LISTE DES TABLEAUX

- 1 Ce tableau présente les valeurs intégrées de flux de chaleur pour les différents types de couplages définis à la section précédente. Les flux totaux représentent la quantité de flux négatif total ressenti par des classes de densité moins dense que b_0 42
- 2 Ce tableau présente les valeurs intégrées de flux de traceurs pour les différents types de couplages définis à la section précédente. Les flux totaux représentent la quantité de flux négatif total ressenti par des classes de densité moins dense que b_0 44

LISTE DES FIGURES

1	Structure des isopycnes dans l'océan globales (woce).	1
2	Représentation simplifiée de la circulation globale (Marshall and Speer 2012)	3
3	Schéma théorique des fonctions de courants des différents termes de la circulation résiduelle. Le premier panneau à droite représente le transport dû au pompage d'Ekman ($\overline{\psi}$). Le deuxième panneau représente le transport des tourbillons (ψ^*). Le troisième panneau est l'addition des deux, ce qui correspond à Ψ_{res}	10
4	Calcul de la moyenne zonale de la circulation globale ((Lumpkin and Speer, 2007)).	11
5	En séparant la circulation globale en deux bassins, il est possible de voir que la moyenne globale sépare les deux cellules artificiellement. La deuxième ligne de la figure permet de conclure à l'existence d'une asymétrie et d'un chevauchement entre les deux cellules schématisées dans le panneau du bas (adapté de Lumpkin et Speer, 2007).	14
6	Les échanges inter-bassins se font principalement avec un courant géostrophique entre les bassins et un échange indirect passant par la surface de l'océan du sud.	15
7	Topographie, flux de chaleur en surface et contrainte du vent.	19
8	Circulation barotrope pour chacune des largeurs de domaine étudiées. En bas à droite sont représentés les flux de chaleurs en fonction de la latitude appliqués de façon symétrique d'est en ouest.	22
9	Les quatre panneaux de gauche représentent la circulation méridionale normalisée en fonction de la longueur du canal pour les cas 2 000 km, 4 000 km, 8 000 km et 12 000 km. Afin que les valeurs de circulations soient entre -1 et 1 pour faciliter la comparaison, les valeurs des circulations en Sverdrups sont divisées par $6 \times L_x/2000$. Le panneau de droite représente quant à lui les stratifications pour chacune des expériences. . .	24

- 10 Les quatre panneaux de gauches représentent la moyenne zonale de la concentration de traceur pour les cas 2 000 km, 4 000 km, 8 000 km et 12 000 km. Le panneau de droite représente quant à lui la concentration moyenne dans le bassin en fonction de la profondeur pour chaque expérience. La concentration dans les derniers niveaux passe de 0 à 0,2 en augmentant la taille du bassin. 26
- 11 Les trois panneaux du haut comparent les circulations résiduelles pour l'expérience dans le bassin de 2 000 km et celui de 12 000 km pour une faible diffusion verticale et les stratifications. Les trois panneaux du bas montrent les moyennes zonales des résultats des expériences avec les flux de traceurs et la moyenne en fonction de la profondeur. 28
- 12 Les quatre panneaux de gauches représentent la circulation méridionale normalisée en fonction de la diffusion horizontale en surface pour les cas $kh = 0, 3\ 000, 6\ 000$ et $9\ 000$. Le panneau de droite représente quant à lui les stratifications pour chacune des expériences. 29
- 13 Les quatre panneaux de gauches représentent la moyenne zonale de la concentration de traceur pour les cas $kh = 0, 3\ 000, 6\ 000$ et $9\ 000$. Le panneau de droite représente quant à lui la concentration moyenne dans le bassin en fonction de la profondeur pour chaque expérience. 31
- 14 Dans un océan où le canal circumpolaire est symétrique, l'ensemble du croisement de la figure en huit se trouve dans l'océan profond. Cette figure montre le croisement dans le bassin et comment l'eau dense formée en Atlantique nord peut remonter directement sous des flux négatifs. 34
- 15 Dans un océan où le canal circumpolaire est asymétrique et que les bassins au nord sont symétriques, l'ensemble du croisement de la figure en huit se trouve à la surface de l'océan du sud. Cette figure montre un méandre permet de faire subir des transformations de masses d'eau négatives à l'eau de la cellule supérieure et la trajectoire de la circulation en huit dans ce cas. 35

- 16 Les panneaux à gauche de cette figure représentent les différents types de couplage entre les deux cellules ayant lieu dans l'océan. À droite se trouve l'impact sur les flux de surface intégrés entre les classes de densité et comment différentes intégrales de ces flux peuvent nous permettre de diagnostiquer le type d'échange ayant lieu dans l'océan. Les lignes noires représentent les flux totaux, les lignes bleues représentent la composante négative des flux et les lignes rouges la composante positive. 37
- 17 À gauche se trouvent les flux de surface intégrés aux densités de la couche de mélange pour les cas 2 000 km, 12 000 km et 12 000 km avec une diffusion ajustée selon la taille du bassin. Ces flux sont en pétawatt et sont normalisés par la largeur du bassin. À droite se trouvent les flux de surface intégrés aux densités de la couche de mélange pour les cas $kh = 0, 3\ 000$ et $9\ 000$. Ces flux sont aussi en pétawatt et sont normalisés par la largeur du bassin. Les lignes pointillé représente la température de séparation des deux cellules dans les bassins 38
- 18 Flux de surface intégré aux densités de la couche de mélange pour le cas 12 000 km calculés avec une moyenne et des instantanés pour montrer que les tourbillons transitoires ne changent pas fondamentalement la structure des flux intégrés. 40
- 19 Séparation en composantes positives et négatives des flux de chaleur totaux intégrés dans les classes de densité pour les cas 2 000 km, 12 000 km et 12 000 km avec une diffusion ajustée selon la taille du bassin. La ligne pointillée représente b_0 41
- 20 Séparation en composantes positive et négative des flux de traceur de surface intégré aux densités de la couche de mélange pour les cas 2 000 km et 12 000 km. Les unités sont en *unités de traceur dans la première couche par seconde*. 45
- 21 Séparation en composantes positive et négative des flux de traceur de surface intégré aux densités de la couche de mélange pour les cas $kh = 0$ et $kh = 9000$. Les unités sont en *unités de traceur dans la première couche par seconde*. 46

- 22 Ces quatre panneaux représentent les différents termes de l'équation d'advection diffusion pour un bassin de 2 000 km (o) et 12 000 km (+) de large. En haut à gauche, on trouve les flux de chaleur totaux, en haut à droite on trouve les flux de chaleur séparés en composantes positive et négative. En bas à gauche, on trouve les transformations lagrangiennes de masses d'eau rapportées en petaWatt et, en bas à droite, on trouve les termes dus à la diffusion. 47
- 23 Ces quatre panneaux représentent les différents termes de l'équation d'advection diffusion pour une diffusion horizontale en surface de 0 (o) et 9 000 (+) de large. En haut à gauche, on trouve les flux de chaleur totaux, en haut à droite on trouve les flux de chaleur séparés en composantes positive et négative. En bas à gauche, on trouve les transformations lagrangiennes de masses d'eau rapportés en petaWatt et, en bas à droite, on trouve les termes dus à la diffusion. 48

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Introduction générale – section 1

Circulation de retournement méridionale

L'océan profond est un important réservoir de carbone et de chaleur atmosphérique, ce qui en fait une composante essentielle du climat global. Pour évaluer le rôle de l'océan sur le climat, il est nécessaire de comprendre la structure de la stratification profonde ainsi que les processus permettant les échanges entre l'océan profond et l'atmosphère (ventilation). La figure 1 montre la structure des courbes de densité constante (isopycnes) telle

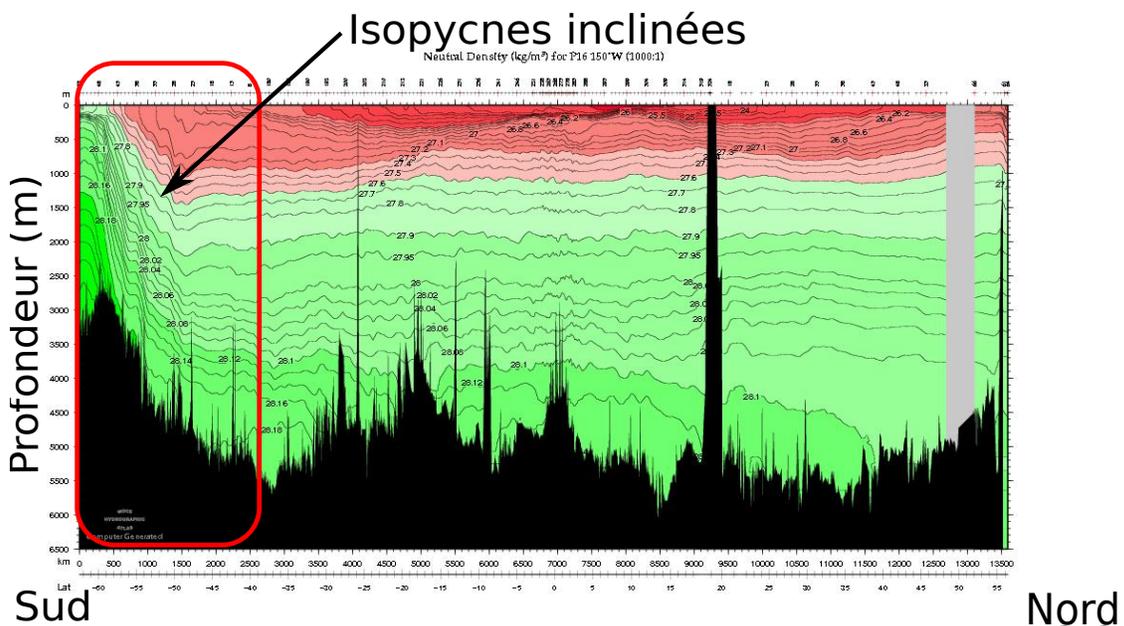


Figure 1: Structure des isopycnes dans l'océan globales (woce).

qu'observée dans le Pacifique. Les principales caractéristiques de la stratification sont :

(i) une pycnocline principale près de la surface, à environ 500 m, provenant du transfert de flotabilité entre la surface et les gyres, (ii) en dessous de cette thermocline, aux latitudes correspondant au bassin indo-pacifique, la stratification est verticale et les isopycnes sont horizontales et existe jusqu'au fond de l'océan, (iii) l'océan Austral présente des isopycnes inclinées telles que des densités associées à des profondeurs allant jusqu'à 2 000 m interceptent la surface. La structure spatiale de ces isopycnes est associée à la circulation méridionale de retournement ([Marshall and Speer, 2012](#)), qui est décrite en détails dans ce qui suit.

La circulation de retournement méridionale de l'océan (MOC) représente la trajectoire des masses d'eau sur un plan latitude-profondeur dans l'océan global. Elle prend origine aux hautes latitudes, là où l'eau dense se forme en surface l'hiver et coule par convection jusqu'aux profondeurs abyssales de l'océan. La circulation de retournement décrit la trajectoire de retour de ces masses d'eau formées aux pôles vers la surface (figure 2). L'intensité et la profondeur de cette circulation est importante pour le climat, car elle détermine le transport de traceurs biogéochimiques et de chaleur dans l'océan global. Cette circulation permet la ventilation des eaux profondes et contrôle ainsi les échanges entre l'océan profond et l'atmosphère ([Marshall and Speer, 2012](#)).

Historiquement, la circulation a d'abord été vue comme étant le résultat de la compensation de la perte de chaleur aux pôles et le mélange vertical ayant lieu dans les profondeurs ([Stommel and Arons, 1958](#)). Il est maintenant acquis que les taux de mélange mesurés dans l'océan abyssal ne sont pas assez grands pour expliquer les valeurs de stratification et les transports méridionaux observés ([Marshall and Speer, 2012](#)).

En effet, les mesures de mélange sont 10 fois trop petites pour expliquer la stratification ([Kunze et al., 2006](#)). Il faut donc que les flux de chaleurs à la surface soient compensés

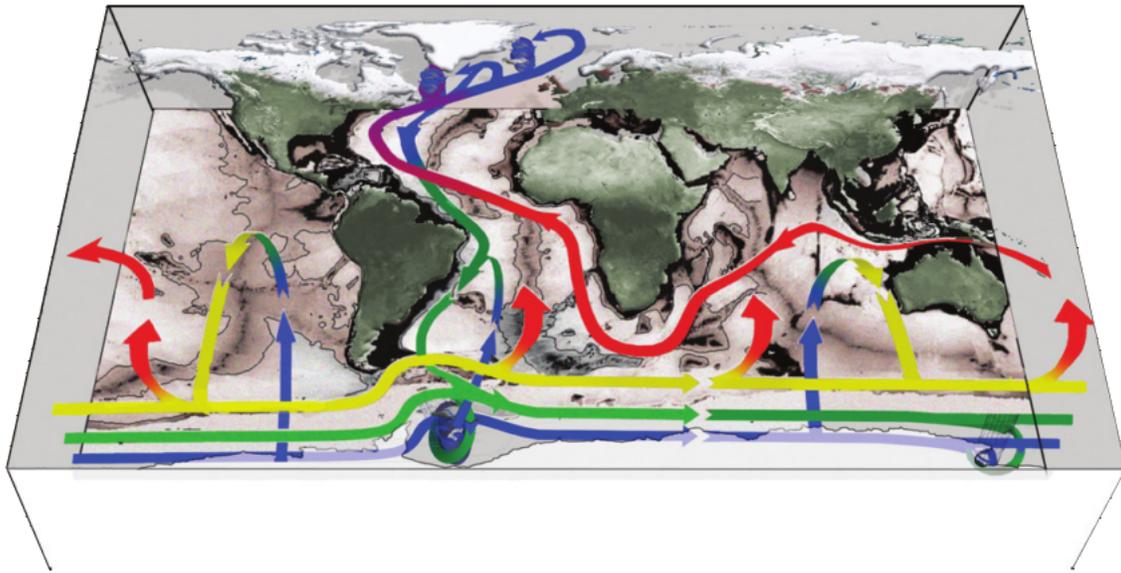


Figure 2: Représentation simplifiée de la circulation globale (Marshall and Speer 2012)

par autre chose que le mélange. Cela s'explique par le couplage de la MOC et de l'océan Austral. En effet, les isopycnes inclinées permettent des trajectoires où l'eau profonde remonte sans changement de densité (adiabatique) le long des pentes dans l'océan Austral. Ces trajectoires permettent aux 2 000 m supérieurs d'entrer en contact avec la surface sans avoir à changer sa densité (Marshall and Speer, 2012).

Plusieurs études récentes ont fait énormément de progrès théorique pour expliquer ces mécanismes en utilisant une perspective bidimensionnelle avec un rôle central du courant circumpolaire antarctique (CCA) dans la MOC.

Le CCA atteint jusqu'à 150 Sverdrups ($1 \text{ Sv} = 1 \times 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$) et permet un échange entre les eaux de l'Atlantique, du Pacifique et de l'océan Indien. Il est le plus grand courant du monde en termes de transport. Une théorie complète expliquant la dynamique d'un tel courant dans un canal périodique, analogue à celle de Sverdrup pour le cas d'un bassin

fermé, n'existe pas encore. Pour comprendre comment la MOC et la circulation circumpolaire interagissent, il est fondamental de comprendre la dynamique de base dans un canal périodique.

Circulation résiduelle et le canal circumpolaire

Bilan de quantité de mouvement zonal

Étant donné le fait que l'équilibre de Sverdrup ne s'applique pas, car il n'y a pas de frontière ouest, la structure de la circulation forcée par le vent est fondamentalement différente de celle qui se forme dans un bassin fermé. De plus, le transport est-ouest étant lié à la structure des isopycnes, il faut comprendre la circulation est-ouest forcée par le vent si l'on veut comprendre la circulation nord-sud dans le canal circumpolaire.

Des études récentes identifient l'équilibre entre les vents à la surface et les tourbillons géostrophiques comme étant les deux termes expliquant le transport circumpolaire dans l'océan du sud. Cet équilibre serait l'explication de la saturation du transport en fonction du vent en présence de tourbillons géostrophiques dans les modèles ([Marshall and Radko, 2003](#); [Hallberg and Gnanadesikan, 2006](#); [Meredith et al., 2012](#); [Munday et al., 2013](#); [Morrison and McC. Hogg, 2013](#)).

En effet, le vent à la surface d'un canal stratifié accélère la circulation en surface, créant ainsi un cisaillement vertical, lui-même relié à une inclinaison des isopycnes par le vent thermal géostrophique. Lorsque l'inclinaison des isopycnes dépasse le critère d'instabilité baroclinique, des tourbillons apparaissent dans le canal. La turbulence générée par ces tourbillons peut être vue comme une diffusion horizontale de la densité qui tend à ramener les isopycnes à l'horizontale. Les tourbillons géostrophiques causés par les instabilités

baroclines permettent à la quantité de mouvement de se rendre jusqu'au fond de l'océan et d'interagir avec la topographie par le stress de forme interfaciale. La topographie agit alors comme un puits de quantité de mouvement. Enfin, une fois l'équilibre dynamique atteint, les tourbillons compensent en moyenne l'effet du vent dans le canal. L'inclinaison des isopycnes et le transport zonal cessent alors d'augmenter. De plus, la force des tourbillons dépend de la force du vent, ainsi, un vent plus fort augmente le transfert de quantité de mouvement des tourbillons vers le bas, ce qui permet d'expliquer la saturation du transport. À l'équilibre, trois termes expliquent donc la majeure partie du bilan de quantité de mouvement : 1) la contrainte du vent à la surface, qui injecte de la quantité de mouvement vers l'est dans le canal, 2) les tourbillons géostrophiques, qui transfèrent cette quantité de mouvement vers le bas, 3) le stress de forme topographique au fond, qui redirige ensuite la quantité de mouvement et qui agit comme un puits de quantité de mouvement zonal.

Circulation résiduelle

Le même équilibre dynamique entre le vent et les tourbillons permet aussi d'expliquer en partie la faible circulation méridionale ayant lieu au travers des isopycnes dans le canal circumpolaire.

Pour mieux comprendre l'effet de ces tourbillons et comment une circulation méridionale peut se mettre en place dans le canal circumpolaire, ([Marshall and Radko, 2003](#)) ont appliqué la théorie de la moyenne eulérienne à la circulation résiduelle dans le canal circumpolaire.

Le but de la théorie de la moyenne eulérienne est de comprendre comment il est possible de séparer un écoulement en un terme moyen et un terme correspondant aux écarts à la moyenne (les tourbillons). La moyenne peut être une moyenne zonale ou encore une

moyenne temporelle.

L'idée de base derrière les opérations qui seront effectuées sera de faire une décomposition de l'écoulement totale (ψ_{res}) en plusieurs composantes, soit une composante correspondant à la moyenne, ($\bar{\psi}$) et d'ajouter à cela une composante due aux écarts à cette moyenne, que l'on va appeler des tourbillons (ψ^*). Pour l'instant, cette moyenne peut être en longitude ou en temps. Cette façon de décomposer l'écoulement implique que les tourbillons ont une amplitude relativement petite et que l'interaction entre les tourbillons et la moyenne est plus forte que l'interaction des tourbillons entre eux.

Pour appliquer cette théorie au canal circumpolaire, il est supposé que :

1. Les tourbillons géostrophiques compensent les forçages de flottabilité et les forçages par le vent et déterminent la structure verticale et la stratification du CCA. De plus, le transport barocline est une fonction du vent, des flux de flottabilité et du transfert des tourbillons.
2. $\bar{\psi}$ et ψ^* sont des moyennes en longitude et ont tendance à se compenser. C'est la somme des deux qui permet de calculer la circulation méridionale, aussi appelée circulation résiduelle, notée ψ_{res} . (Marshall and Radko, 2003)

Dans un premier temps, les moyennes zonales seront calculées dans un cas symétrique d'est en ouest. Dans une telle situation, il n'existe que des tourbillons transitoires. Ces calculs ne traitent pas de l'effet d'un tourbillon stationnaire sur la circulation résiduelle.

Flottabilité

L'équation de base pour décomposer la circulation en deux composantes est l'équation de la flottabilité. En calculant la moyenne zonale (notée par une barre horizontale) de cette équation, on obtient :

$$\bar{v} \frac{\partial \bar{b}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{b}}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial y} \overline{v'b'} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'b'} + \frac{\partial B}{\partial z} \quad (0.1)$$

Le but sera d'écrire cette équation comme la fonction de courant de la circulation résiduelle ψ_{res} séparé en deux termes :

$$\psi_{res} = \bar{\psi} + \psi^* \quad (0.2)$$

Dans cette équation :

$$\begin{aligned} \bar{v} &= \bar{\psi}_z, \bar{w} = \bar{\psi}_y, \\ v^* &= \psi_x^*, w^* = \psi_y^* \text{ et} \\ v_{res} &= \psi_{resx}, w_{res} = \psi_{resy}. \end{aligned}$$

Si le transport de flottabilité a lieu le long des isopycnes, il est alors possible de réécrire $\nabla \cdot \overline{v'b'}$ en fonction de v^* comme :

$$\nabla \cdot \overline{v'b'} = v^* \nabla \bar{b} \quad (0.3)$$

où v^* est définie à partir de la fonction de courant ψ^* qui est défini comme :

$$\psi^* = -\frac{\overline{w'b'}}{\overline{b_y}}. \quad (0.4)$$

Les flux de flottabilité dus aux tourbillons sont donnés par :

$$(\overline{v'b'}, \overline{w'b'}). \quad (0.5)$$

Il est alors possible de décomposer ces flux en une composante diabatique et une composante adiabatique.

$$\text{Composante adiabatique} = \left(\frac{\overline{w'b'}}{s_\rho}, \overline{w'b'} \right) \quad (0.6)$$

Avec :

$$s_\rho = \overline{b_y} / \overline{b_z} \quad (0.7)$$

$$\text{Composante diabatique} = \left(\overline{v'b'} - \frac{\overline{w'b'}}{s_\rho}, 0 \right) \quad (0.8)$$

La divergence de la composante adiabatique peut alors s'écrire comme une advection de flottabilité définie par la fonction ψ^* écrite plus haut :

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\overline{w'b'}}{s_\rho}, \overline{w'b'} \right) = \overline{v^*b_y} + \overline{w^*b_z} = J_{y,z}(\psi^*, b). \quad (0.9)$$

cette équation est vraie uniquement lorsque la définition de ψ^* est adéquate, il s'agit d'un choix de jauge et d'autre définition de ψ^* vont mener à des décompositions différentes

Avec $\mu = \frac{\overline{w'b'}}{\overline{v'b'}} \frac{1}{s_\rho}$, on peut alors écrire l'équation de la flottabilité en fonction de la circulation résiduelle comme :

$$J_{y,z}(\psi_{res}, \bar{b}) = \frac{\partial B}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial y} [(1 - \mu) \overline{v'b'}]. \quad (0.10)$$

Dans l'approximation où la composante adiabatique des flux vaut 0 et qu'il n'y a pas de flux de chaleur (ce qui est une bonne approximation dans l'océan sous la couche de mélange), l'équation se simplifie à $J_{y,z}(\psi_{res}, \bar{b}) = 0$. Alors, la flottabilité est directement advectée par la circulation résiduelle. C'est donc la circulation résiduelle qui explique le transport méridionale des propriétés de masses d'eau dans le canal circumpolaire.

Dans le cas du courant circumpolaire, la composante eulérienne provient du transport d'Ekman en surface, qui entraîne un pompage des eaux profondes et qui crée une cellule convective sur toute la colonne d'eau (figure 3) correspondant à la cellule de deacon (Döös and Webb, 1994). Cette circulation eulérienne a tendance à augmenter la pente des isopycnes (et par le fait même l'énergie potentielle du système). Le transport dû aux tourbillons provient de l'instabilité barocline causée par l'inclinaison des isopycnes et compense l'effet du vent en créant une diffusion horizontale de la densité dans la direction opposée au transport eulérien. À l'équilibre, le transport méridional (aussi appelé circulation résiduelle) est la résultante de la composante due au vent et de celle due aux tourbillons.

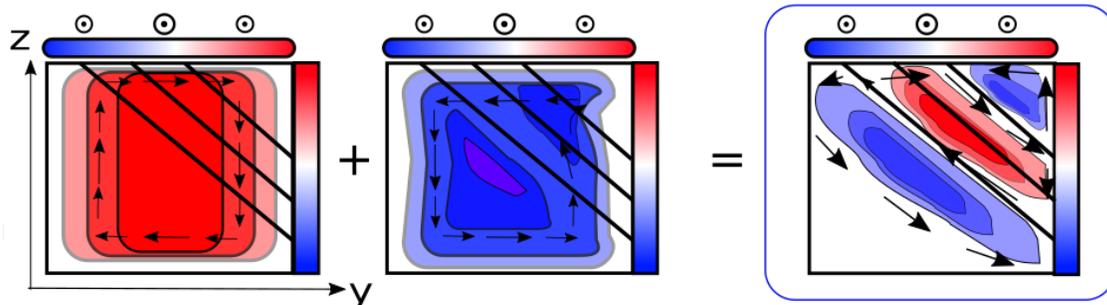


Figure 3: Schéma théorique des fonctions de courants des différents termes de la circulation résiduelle. Le premier panneau à droite représente le transport dû au pompage d'Ekman ($\bar{\psi}$). Le deuxième panneau représente le transport des tourbillons (ψ^*). Le troisième panneau est l'addition des deux, ce qui correspond à Ψ_{res} .

$$\psi_{res} = \bar{\psi} + \psi^* \quad (0.11)$$

Par définition, la circulation résiduelle à l'intérieur du CCA se trouve le long des isopycnes inclinées, ce qui permet la remontée adiabatique des eaux profondes.

Circulation résiduelle et circulation globale

La circulation résiduelle dans le canal est liée à la circulation globale de retournement. Cette dernière résulte de l'interaction du canal circumpolaire avec les principaux bassins au nord. Les deux régions sont liées à différents mécanismes de ventilation des eaux profondes. Le canal circumpolaire permet la remontée adiabatique (sans changement de densité) de l'eau des profondeurs intermédiaires par la circulation résiduelle le long des isopycnes inclinées du CCA. Les flux de flottabilité à la surface du canal permettent ensuite à l'eau de changer de densité et de poursuivre son parcours dans la circulation

globale. Dans les bassins, la remontée de l'eau se fait principalement sous 2000 m, là où l'interaction des marées avec la topographie induit un mélange diapycnal plus important qui permet à l'eau de changer de densité et de remonter de façon diabatique. La circulation nord-sud dans les couches supérieures du bassin est alors principalement contrôlée par la dynamique du canal qui régit la circulation résiduelle et l'inclinaison des isopycnes (Toggweiler and Samuels, 1998), (Nikurashin and Vallis, 2012).

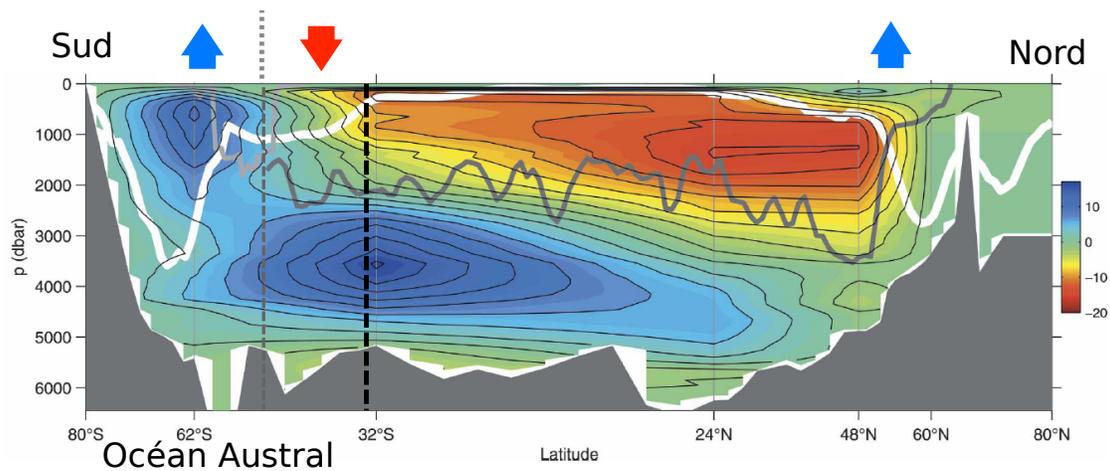


Figure 4: Calcul de la moyenne zonale de la circulation globale ((Lumpkin and Speer, 2007)).

Pour calculer la circulation globale et la rapporter à un système bidimensionnelle simplifié, il faut intégrer d'est en ouest la vitesse méridionale sur l'ensemble des bassins océaniques en coordonnées de densité. Cette intégrale en coordonnée de densité (ρ) s'écrit comme :

$$\Psi_{res}(y, \rho) = \frac{1}{T} \int_0^T dt \int_0^{L_x} dx \int_{\rho_{bottom}}^{\rho} V_{res} d\rho' \quad (0.12)$$

C'est équivalent à écrire :

$$\Psi_{res}(y, \rho) = \int_0^{L_x} \int_{\rho_{bottom}}^{\rho} \langle V_{res} \rangle dx d\rho' \quad (0.13)$$

Où $\langle V_{res} \rangle$ est la vitesse résiduelle (*moyenne + tourbillons*) moyennée dans le temps et ρ_{bottom} la densité au fond de l'océan. Il y a alors deux cellules dans la circulation et elles sont séparées. Les observations (figure 4) montrent une cellule supérieure adiabatique liée à la convection profonde en Atlantique Nord et à la remontée le long des isopycnes inclinées dans l'océan du sud. Il existe aussi une cellule inférieure, qui est liée à la convection profonde en Antarctique. Cette dernière est dite diabatique, car l'eau remonte grâce au mélange plus important qui existe dans l'océan profond avant de remonter près du talus antarctique. La classe de densité qui sépare les deux cellules est une quantité importante tout le long de cette étude et est définie comme ρ_0 ou encore b_0 en flottabilité.

Deux éléments sont donc nécessaires pour obtenir une circulation de retournement globale telle qu'observée dans l'océan : 1) les flux de flottabilité à la surface de l'océan sont nécessaires pour que l'eau puisse changer de densité, 2) le mélange diapycnal dans les bassins est nécessaire pour que l'eau profonde puisse remonter par des processus diabatiques. Sans ces deux éléments, la solution à l'équilibre ne contient pas de circulation résiduelle.

Asymétrie dans la circulation globale

Cette vision intégrée d'est en ouest ne peut cependant représenter les véritables trajectoires des masses d'eau dans l'océan. En effet, les données océanographiques montrent une circulation qui est asymétrique d'est en ouest (figure 5). Ainsi, la cellule supérieure existe uniquement dans l'Atlantique, tandis que la cellule inférieure existe dans tous les

bassins. De plus, les deux cellules se chevauchent. En regardant la circulation dans l'Atlantique et dans le Pacifique, les données montrent qu'il existe des classes de densités partagées entre les deux cellules. Il y a donc nécessairement un chemin permettant à l'eau de passer d'une cellule à l'autre. Pour réellement comprendre la trajectoire des masses d'eau, il faut passer à une vision tridimensionnelle.

Ainsi, ([Radko and Marshall, 2006](#)) ont développé une théorie des perturbations de la moyenne zonale pour expliquer la circulation tridimensionnelle à grande échelle dans le canal circumpolaire. Dans ce système, les changements dans les vents, la flottabilité et le forçage à la surface sont représentés en ne conservant que les deux premiers modes de la série de Fourier des données océanographiques. Ils ont démontré que la perturbation sinusoïdale des flux modifie localement la force de la circulation résiduelle. Cependant, l'asymétrie des flux ne peut être approximée par une série de Fourier au premier ordre ([Bishop et al., 2016](#)). De plus, la dynamique du courant aux obstacles topographiques influence elle-même la transformation des masses d'eau et, par le fait même, les flux de flottabilité. Or, en approximant les transformations de masses d'eau par un sinus constant pour diagnostiquer la dynamique, on ne peut pas regarder l'action de cette dynamique sur les transformations de masses d'eau.

Plusieurs articles ([Jones and Cessi, 2016](#); [Thompson et al., 2016](#); [Ferrari et al., 2017](#); [Nadeau et al., 2019](#)) s'éloignent de la perspective en deux dimensions pour représenter la circulation. Dans ces modèles, la circulation est tridimensionnelle, ce qui a un impact sur le transport lagrangien de traceurs dans la circulation globale. Entre autres, ces modèles traitent de la circulation inter-bassins et entre les différentes cellules de la circulation globale.

La figure 6 présente les deux principaux mécanismes permettant un échange inter-

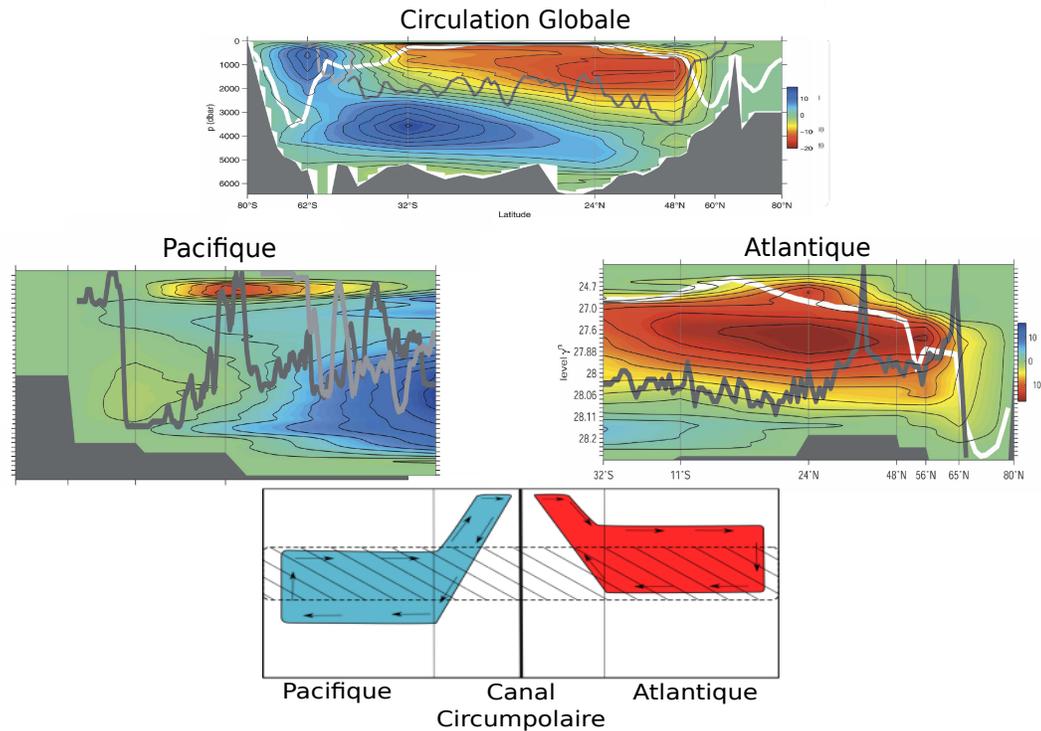


Figure 5: En séparant la circulation globale en deux bassins, il est possible de voir que la moyenne globale sépare les deux cellules artificiellement. La deuxième ligne de la figure permet de conclure à l'existence d'une asymétrie et d'un chevauchement entre les deux cellules schématisées dans le panneau du bas (adapté de Lumpkin et Speer, 2007).

bassin. Cet échange peut se faire de façon directe. En absence de flux de densité à la surface de l'Océan Austral, la différence de profondeur entre les isopycnes du bassin Atlantique et du bassin Indo-Pacifique cause un courant géostrophique d'ouest en est. Ce courant peut faire passer l'eau de la cellule supérieure dans l'Atlantique à la cellule inférieure du Pacifique. Ce type d'échange correspond à la circulation thermohaline traditionnelle de type « tapis-roulant océanique ».

Géométriquement, il y a une autre façon d'avoir des échanges entre les deux cellules.

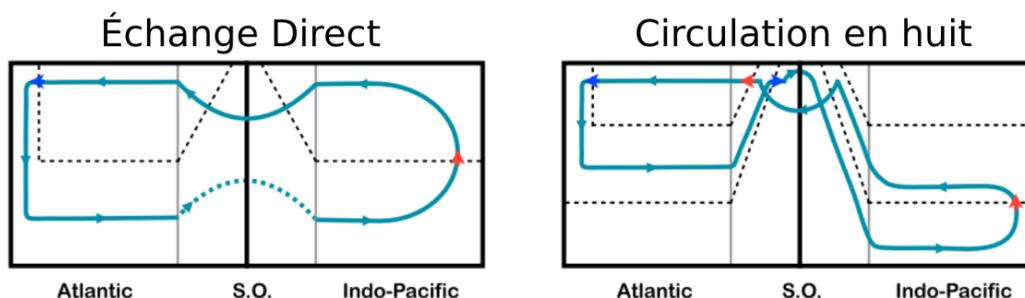


Figure 6: Les échanges inter-bassins se font principalement avec un courant géostrophique entre les bassins et un échange indirect passant par la surface de l’océan du sud.

À la surface du canal circumpolaire, la séparation des deux cellules est liée aux signes (positifs ou négatifs) des flux à la surface de l’océan du sud. Ainsi, l’eau qui remonte dans le canal circumpolaire et qui voit des flux positifs aura tendance à retourner vers le nord. À l’inverse l’eau qui remonte sous des flux négatifs ira vers le plateau continental antarctique avant de devenir l’eau très dense de la cellule inférieure. Si l’eau de la cellule supérieure remonte sous les flux négatifs, elle pourra se transformer en eau de la cellule inférieure et créer une circulation en huit.

Des études récentes montrent qu’un point d’échange entre les deux cellules existe à la surface du canal circumpolaire (Abernathey et al., 2016). Une partie de l’eau froide et salée formée en Atlantique Nord remonte sous des flux négatifs se dirige vers le plateau antarctique et entre dans la formation de l’eau profonde antarctique qui remplit les bassins océaniques (Talley, 2013); l’autre partie voit des flux positifs, se dirige vers le nord pour fermer la circulation dans l’atlantique nord. ((Abernathey et al., 2016)).

D’un point de vue purement géométrique, ce type d’échange entre les cellules ne peut exister sans une asymétrie zonale. Une circulation sans asymétrie zonale peut être

ramenée au système bidimensionnel décrit par (Nikurashin and Vallis, 2012), où les deux cellules sont séparées.

L'effet de la topographie dans le canal circumpolaire

Dans un canal avec topographie, les simulations numériques ayant des échelles assez petites pour résoudre les tourbillons démontrent une saturation très rapide du transport barocline en longitude en fonction de la force du vent (Gnanadesikan and Hallberg, 2000; Munday et al., 2013). En effet, avec la topographie, le transport zonal barocline est indépendant du vent sur une grande gamme de valeur de vitesse de vent en surface, ce qui n'est pas le cas dans un canal à fond plat. Selon des études récentes (Abernathey and Cessi, 2014; Thompson and Naveira Garabato, 2014) l'effet de la topographie est de faire apparaître des tourbillons stationnaires en plus de changer la nature des tourbillons transitoires (qui existent aussi dans le cas sans topographie). Ces ondes stationnaires modifient le bilan de quantité de mouvement. La dynamique en présence de topographie est donc fondamentalement différente.

(Nadeau and Ferrari, 2015) ont suggéré que la topographie joue un rôle actif dans l'équilibre entre le vent et les tourbillons en faisant apparaître des gyres. Ils ont émis l'hypothèse que la dynamique du CCA peut être décrite comme étant la somme de deux modes. Il y aurait un mode « gyres » causé par la topographie (ne contenant aucun transport zonal) et un mode circumpolaire symétrique dans la direction est-ouest (qui contient tout le transport zonal). La saturation du transport zonal en fonction du vent peut alors être expliquée par le fait que la quantité de mouvement supplémentaire fournie par l'augmentation de la vitesse du vent contribue uniquement à alimenter les gyres et non le mode circumpolaire. La force de la gyre est donnée par l'équation de l'équilibre de Sverdrup.

En regardant une carte du transport barotrope dans l'océan, il est possible de voir

une structure ressemblant à un gyre en aval du passage de Drake. Par sa nature, le gyre est asymétrique, influence les pentes des isopycnes et pourrait être un des mécanismes permettant le mélange entre les deux cellules.

L'objectif de cette étude sera de voir s'il est possible que l'asymétrie zonale induite par la gyre topographique puisse permettre un échange entre les cellules de la circulation thermohaline.

L'hypothèse principale étant qu'en modifiant géographiquement l'endroit où la remontée des eaux a lieu dans le canal circumpolaire, l'onde stationnaire topographique peut modifier le signe des flux de surface ressenti par les masses d'eau et ainsi changer de cellule.

Pour cela, une configuration idéalisée de l'océan global est utilisée afin de diagnostiquer la circulation méridionale et comprendre l'effet d'un gyre de plus en plus fort sur la circulation.

CHAPITRE I

Le modèle de circulation générale MITgcm, qui résout les équations primitives, est utilisé afin d'évaluer l'effet d'un méandre de plus en plus fort sur la circulation méridionale. Le domaine utilisé est une grille cartésienne avec une résolution de 50 km. La configuration comporte un bassin au nord couplé avec un canal périodique au sud représentant le canal circumpolaire. L'étendue nord-sud de la configuration est de 8000 km, le canal circumpolaire fait 1500 km de large au sud. La force de Coriolis est approximée par un plan bêta, le paramètre de Coriolis au sud du domaine vaut $f_0 = -0.8 \times 10^{-4}$. Bêta vaut 2.0×10^{-11} , ce qui fait en sorte que le paramètre de Coriolis change de signe au milieu du domaine, simulant les effets d'un hémisphère nord et d'un hémisphère sud.

Le modèle est hydrostatique et comprend 25 niveaux verticaux dont l'épaisseur varie de 45 m à 158 m, pour un total de 3000 m. Un obstacle topographique gaussien de 1500 m approximant la dorsale de la Scotia, situé entre l'Antarctique et l'Amérique du Sud, est ajouté dans le canal circumpolaire. La hauteur de 1500 m est choisie afin de s'assurer de bloquer les contours géostrophiques comme le fait la dorsale dans l'océan. La topographie utilisée est illustrée à la figure 7.

Une viscosité biharmonique est utilisée dans le système et vaut $A_h = 2 \times 10^{12} (m^4/s)$. De plus, un coefficient de friction au fond valant $r = 1 \times 10^{-6} (s^{-1})$ est utilisé afin de dissiper l'énergie.

Afin de permettre l'apparition d'une cellule inférieure, une diffusion verticale $k_z = 6 \times 10^{-5}$ est appliquée partout dans le domaine. Au départ, aucune diffusion horizontale n'est appliquée dans le domaine.

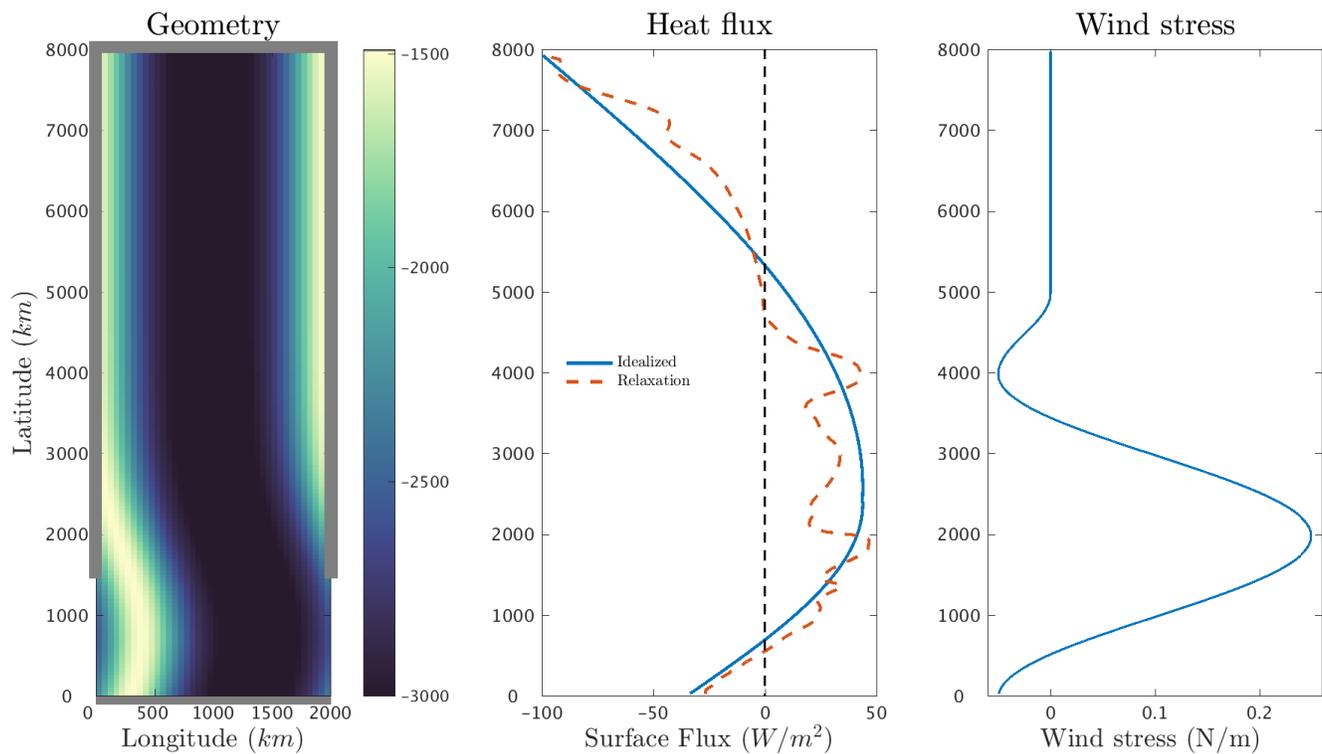


Figure 7: Topographie, flux de chaleur en surface et contrainte du vent.

Une équation d'état linéaire ($b = g\alpha(T - T_0)$) avec un coefficient de dilatation thermique de $\alpha = 2 \times 10^{-4}$ est utilisée. Afin de simplifier le système, la densité ne dépend pas de la salinité.

Étant donné l'utilisation d'une configuration hydrostatique, la convection est paramétrée avec un coefficient de diffusion verticale implicite. Ce coefficient de diffusion augmente de façon importante la diffusion lorsqu'une masse d'eau dense se retrouve au-dessus d'une masse d'eau moins dense, permettant ainsi de simuler la convection dans un modèle hydrostatique.

Étant donné la basse résolution (50 km), le modèle ne peut pas résoudre complètement les tourbillons, une paramétrisation du transport des tourbillons de type Gent McWilliams avec un constante k donnée par la formule de Visbeck et al. (1997) est utilisée.

Les forçages à la surface sont illustrés à la figure 7. Le profil de vent en \sin^2 a été choisi de façon à éviter d'avoir un rotationnel de vent non nul à la frontière sud. La force du vent et la largeur du \sin^2 ont été ajustées afin d'obtenir un transport circumpolaire réaliste et une force de gyre faible dans le petit bassin qui devient de l'ordre du transport circumpolaire dans le domaine de 12 000 km de large.

Comme il est difficile de contrôler la profondeur et la force de la circulation globale avec des flux constants, des expériences ont été effectuées avec un rappel de température à la surface. En fixant la température à la surface, il est plus facile d'ajuster la circulation méridionale. Le rappel à été ajusté afin d'obtenir une cellule supérieure d'environ 1 000 m de profondeur dans le petit domaine. Une fois la circulation ajustée, les flux de chaleur du rappel ont été diagnostiqués. La moyenne zonale de ces flux est présentée en orange sur le panneau central de la figure 7. Ces flux sont par la suite idéalisés et sont appliqués de façon zonalement uniforme sur l'ensemble du domaine.

1.1 Effet de la longueur du canal sur la circulation résiduelle

La circulation barotrope est diagnostiquée comme :

$$\Psi_{bt}(x, y) = \int_0^y \int_{-z_0}^{\eta} \overline{U(x, y', z')} dz' dy' \quad (1.1)$$

où \overline{U} est la vitesse moyenne est-ouest dans le domaine , z_0 est la profondeur de

l'océan et η la hauteur de la surface. Les circulations barotropes diagnostiquées avec la condition $\Psi_{br} = 0$ à la frontière sud pour les différentes longueurs de domaine sont présentées à la figure 8.

Il est possible de voir dans la fonction de courant barotrope que le transport correspondant au courant circumpolaire reste relativement constant, tandis que le méandre devient de plus en plus fort à mesure que le domaine s'agrandit. Le gyre passe de 5 Sv dans le petit domaine à plus de 100 Sv dans le grand domaine et est directement proportionnel à la longueur du canal. Le transport zonal du courant circumpolaire quant à lui varie de 150 à 160 Sv dans les différentes expériences.

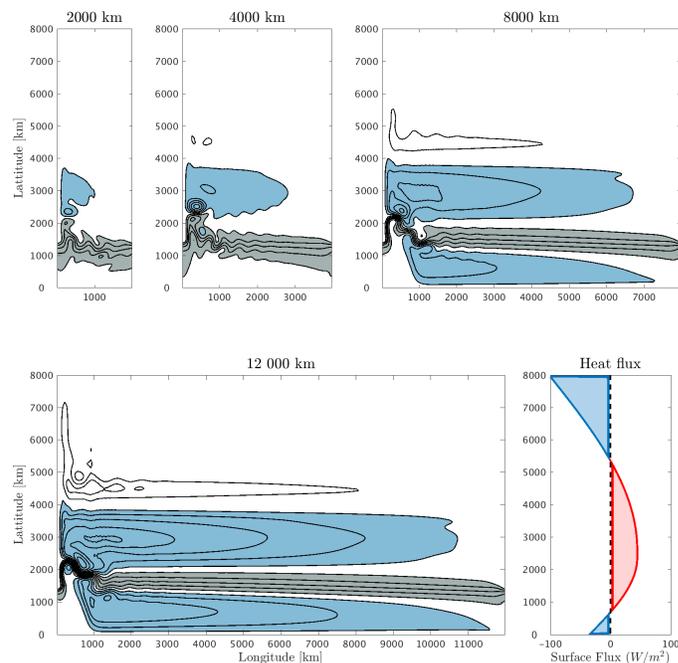


Figure 8: Circulation barotrope pour chacune des largeurs de domaine étudiées. En bas à droite sont représentés les flux de chaleurs en fonction de la latitude appliqués de façon symétrique d'est en ouest.

Cette augmentation linéaire du transport du méandre combinée à une configuration aux forçages symétriques d'est en ouest permet d'isoler l'effet de l'asymétrie dans l'océan du sud sur la circulation résiduelle et le transport de traceurs passifs dans l'océan.

La figure 9 montre les circulations résiduelles obtenues en intégrant les vitesses résiduelles moyennes à partir de la surface au travers de classes de densité dans chaque expérience en suivant la formule :

$$\Psi_{res}(y, \rho) = \int_0^{L_x} \int_{\rho_{bottom}}^{\rho} \overline{V_{res}} d\rho' dx. \quad (1.2)$$

Cette formule permet d'obtenir la circulation en coordonnée de densité. Pour les représenter en coordonnée de profondeur, une moyenne zonale de la profondeur de chaque classe de densité est calculée à chaque latitude. Cette moyenne permet alors de recartographier chaque classe de densités en coordonnées z où $z_{\rho}(\rho, y) = 1/L_{\rho} \int_0^{L_{\rho}} \overline{h(x, y, \rho)} dx$, avec $\overline{h(x, y, \rho)}$ la moyenne temporelle de la profondeur de chaque classe de densité. Ce calcul permet d'obtenir la circulation en fonction de la profondeur. Ces circulations ont été calculées à partir de champs de vitesse et de températures moyennés sur 150 ans après que le modèle a atteint un équilibre statistique. En augmentant la taille du bassin, la cellule supérieure en rouge devient de plus en plus profonde et la température de séparation entre les deux cellules devient aussi plus froide. Ainsi, la convection profonde dans l'Atlantique nord atteint la classe de densité de température 2,5 °C dans le petit domaine et de température de -0,06 °C dans le gros domaine. Par un argument purement géométrique, l'augmentation de la profondeur dans le nord peut être liée à des processus dans le canal. En effet, considérant un océan intérieur relativement adiabatique, la profondeur d'une masse d'eau remontant le long de son isopycne est liée à la latitude à laquelle la classe de densité interagit avec la surface. Ainsi, une classe de densité plus froide qui remonte plus loin au sud sera liée à une masse d'eau plus profonde.

L'approfondissement de la cellule supérieure observée peut donc être lié à une remontée plus au sud du canal là où il est possible pour l'eau de la cellule supérieure de voir des flux négatifs. L'eau de la cellule supérieure peut en principe devenir l'eau dense de la cellule inférieure (AABW) permettant un couplage de surface entre les deux cellules.

Les processus de convections jouent aussi un rôle dans cette approfondissement. Ces effets seront discutés plus en détails à la section 1.3.

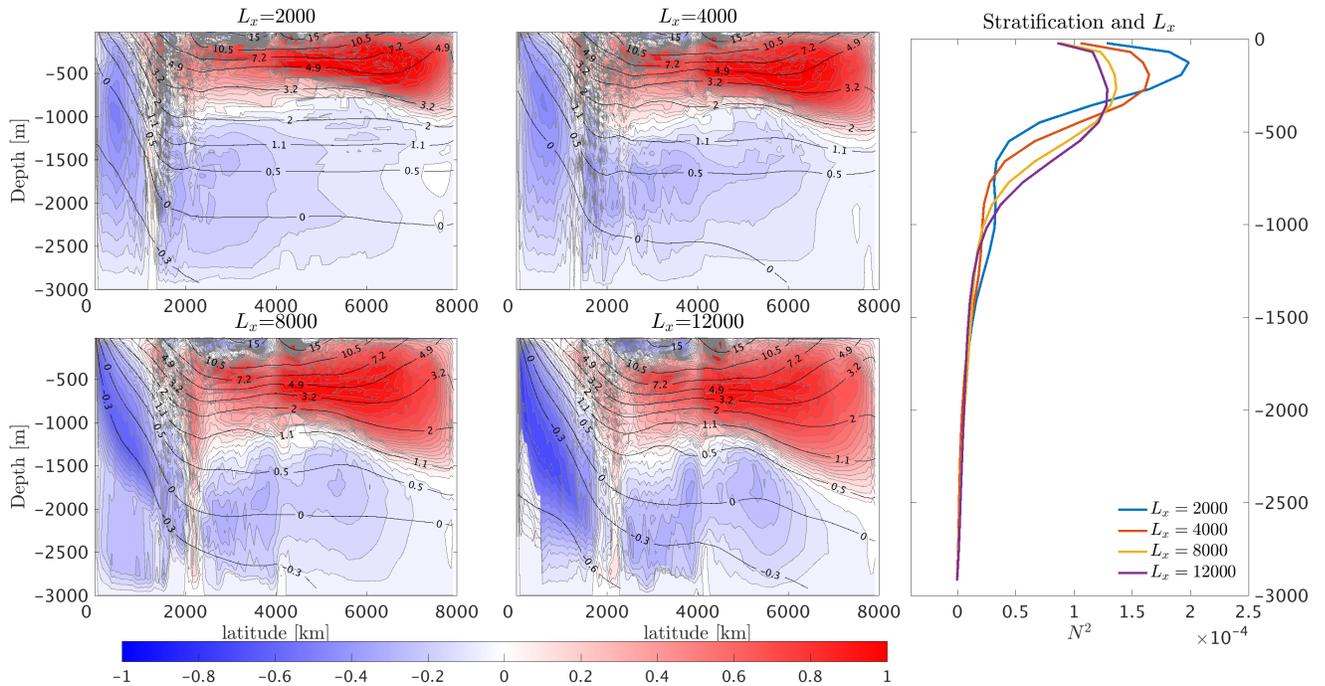


Figure 9: Les quatre panneaux de gauche représentent la circulation méridionale normalisée en fonction de la longueur du canal pour les cas 2 000 km, 4 000 km, 8 000 km et 12 000 km. Afin que les valeurs de circulations soient entre -1 et 1 pour faciliter la comparaison, les valeurs des circulations en Sverdrups sont divisées par $6 \times L_x/2000$. Le panneau de droite représente quant à lui les stratifications pour chacune des expériences.

1.2 Traceurs passifs

Afin de mieux comprendre la dynamique de la circulation et les échanges entre les cellules, une expérience simple avec des traceurs a été effectuée. Dans ces expériences, les

traceurs passifs ont une faible diffusion verticale ($kr = 1 \times 10^{-6}$), ils sont donc principalement influencés par le transport de masses d'eau.

Pour ces expériences, un rappel de traceur a été utilisé à la surface. Une concentration de 0 est imposée à la surface de l'océan du sud là où les flux de chaleur sont négatifs. Cela correspond aux 750 km les plus au sud dans le domaine. Partout ailleurs à la surface, la concentration est fixée à $1 \text{ unit}/m^3$. Théoriquement, dans un cas zonalemment symétrique sans chevauchement entre les cellules, un tel rappel devrait faire en sorte que les traceurs cellule supérieure ne pourront pas atteindre les classes de densité de la cellule inférieure. En effet, ce traceur est ajouté uniquement dans les zones en surface correspondant à des classes de densité de la cellule supérieure selon les théories bidimensionnelles.

La figure 10 permet de voir la moyenne zonale de la concentration des traceurs pour les différentes largeurs de domaine. La ligne noire représente la classe de densité moyenne à la latitude de changement de signe de flux dans l'océan du sud représentant théoriquement la ligne de densité séparant les deux cellules ou b_0 dans un cas parfaitement zonalemment symétrique.

On peut voir que la concentration des traceurs dans le bassin augmente de façon significative dans les classes de densité associées à la cellule inférieure à mesure que l'étendue zonale du domaine augmente. Pour le cas à 2 000 km, aucun traceur ne se rend au fond de l'océan, tandis que la concentration moyenne au fond dans le bassin de 12 000 km de long est de 0,2. Ces résultats montrent bien que l'échange des traceurs entre les deux cellules augmente de façon significative avec la longueur du canal.

L'apparition du traceur dans les classes de densité associées à la cellule inférieure montre que la circulation résiduelle ne représente pas correctement les trajectoires des traceurs dans l'océan et qu'il doit y avoir des échanges entre les cellules. Cependant, ces

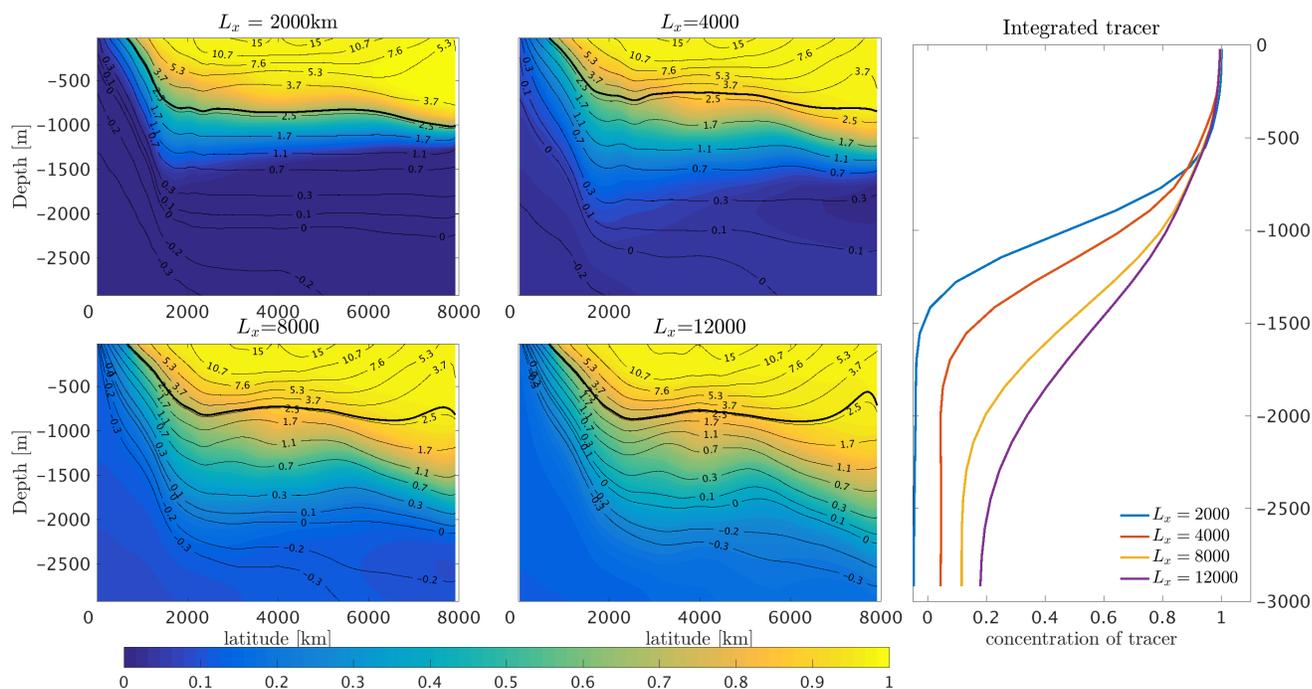


Figure 10: Les quatre panneaux de gauches représentent la moyenne zonale de la concentration de traceur pour les cas 2 000 km, 4 000 km, 8 000 km et 12 000 km. Le panneau de droite représente quant à lui la concentration moyenne dans le bassin en fonction de la profondeur pour chaque expérience. La concentration dans les derniers niveaux passe de 0 à 0,2 en augmentant la taille du bassin.

expériences ne permettent pas de savoir si le couplage a lieu en surface dans le canal ou en profondeur dans les bassins au nord.

1.3 Effet de la diffusion verticale

Dans les expériences de la section précédente, la diffusion verticale intégrée sur tout le bassin augmente avec la taille du bassin, car elle est constante. Si on imagine une expérience dans un bassin fermé avec une source d'eau dense fixe, la stratification augmenterait

avec l'aire du bassin. Ici, les flux en surface augmentent aussi en fonction de la taille du bassin. Néanmoins, l'interaction entre la taille du bassin pour la convection versus la diffusion n'est pas clairement définie. Afin de vérifier si les observations des expériences précédentes ne sont pas dues à des changements dans la convection liés à ces changements dans la quantité de diffusion, des expériences où la diffusion de la flottabilité est normalisée en fonction de la largeur du bassin sont menées. Ces expériences ont exactement les mêmes forçages et géométries, seule la diffusion horizontale est modifiée. Pour le cas à 12 000 km, qui est six fois plus grand que le bassin de 2 000 km, la diffusion de flottabilité est divisée par six et vaut $k_z = 1 \times 10^{-5}$.

La figure 11 présente les résultats de cette nouvelle simulation avec une diffusion ajustée selon la taille du bassin. La circulation résiduelle dans le grand domaine montre des cellules inférieure et supérieure plus faibles que dans le cas d'une forte diffusion, mais l'effet d'approfondissement de la cellule supérieure existe toujours. De plus, le traceur montre encore un fort chevauchement entre les cellules avec beaucoup de traceur sous la limite théorique de la cellule supérieure. Cela appuie l'idée que la source du traceur au fond n'est pas uniquement due à un effet de la diffusion dans les bassins, mais provient aussi d'un échange en surface dans le canal. Le fait que le couplage diminue en diminuant K_v indique cependant qu'une partie du couplage ne se fait pas en surface.

1.4 Effet d'une diffusion horizontale en surface sur la circulation thermohaline

Dans une perspective bidimensionnelle (intégrée zonalement), le méandre à la surface du canal peut être vu comme un processus diffusif. En effet, en perturbant l'alignement entre les classes de densité et les flux de densité, le méandre aurait pour effet de rendre plus diffuse la limite entre les flux positif et négatif en surface. De cette manière, il

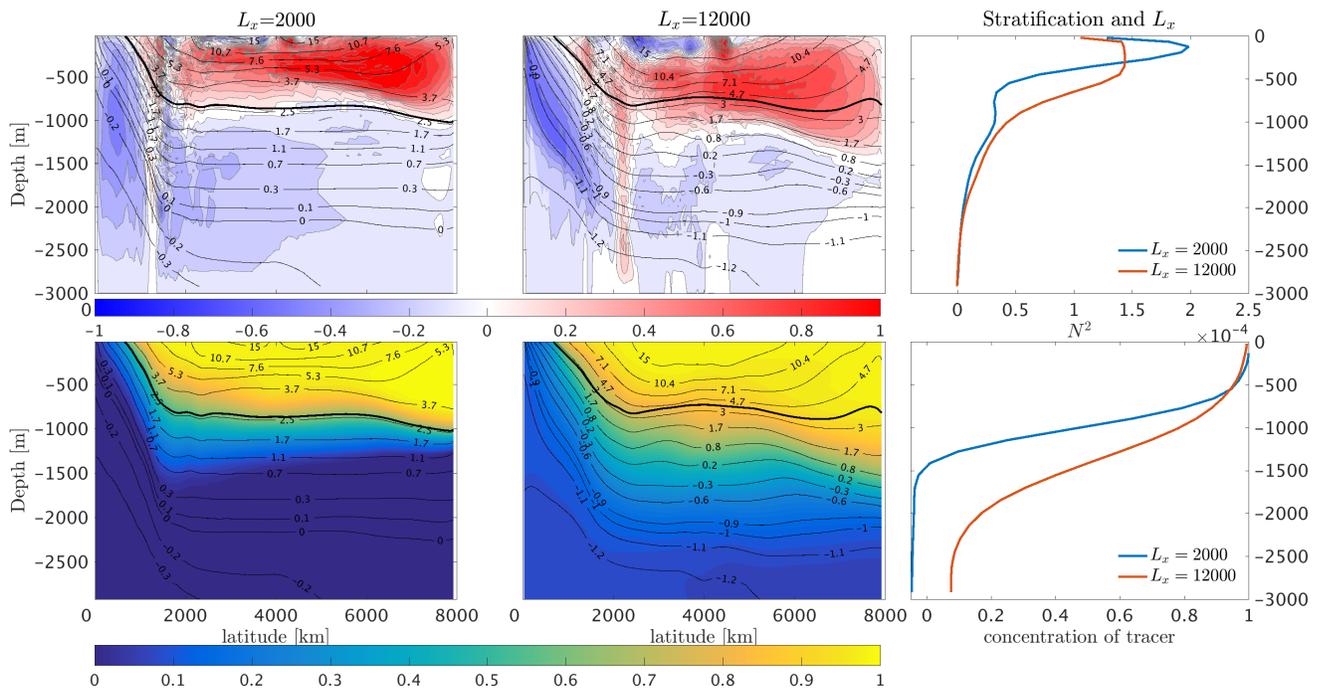


Figure 11: Les trois panneaux du haut comparent les circulations résiduelles pour l'expérience dans le bassin de 2 000 km et celui de 12 000 km pour une faible diffusion verticale et les stratifications. Les trois panneaux du bas montrent les moyennes zonales des résultats des expériences avec les flux de traceurs et la moyenne en fonction de la profondeur.

serait donc possible de représenter l'effet du méandre en augmentant la diffusion horizontale en surface dans la couche de mélange. Afin de vérifier cette hypothèse, des expériences avec un canal de 2 000 km de long ont été répétées avec une diffusion horizontale variable en surface. Bien qu'il serait préférable d'augmenter la diffusion dans toute la couche de mélange, on choisit, à des fins de simplicité, de se limiter au point de grille supérieur du domaine.

Comme on peut le voir sur la figure 12, l'effet de l'augmentation de la diffusion de flottabilité en surface est similaire à l'effet de l'augmentation de la taille du canal avec un

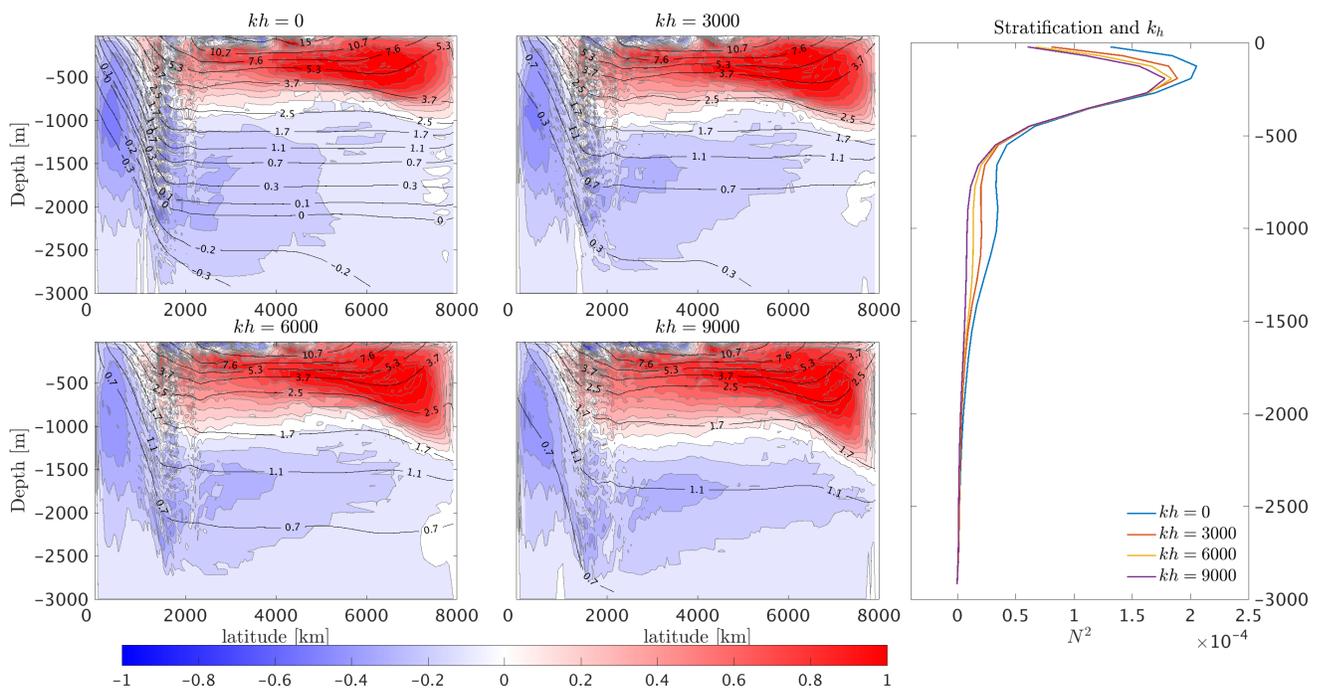


Figure 12: Les quatre panneaux de gauches représentent la circulation méridionale normalisée en fonction de la diffusion horizontale en surface pour les cas $kh = 0, 3\ 000, 6\ 000$ et $9\ 000$. Le panneau de droite représente quant à lui les stratifications pour chacune des expériences.

approfondissement de la cellule supérieure. Ce résultat suggère que la diffusion horizontale à la surface du canal permet à des masses d'eau de remonter plus au sud sous des flux négatifs sans nécessairement qu'un méandre soit impliqué. Ainsi, la diffusion horizontale permet de reproduire un important résultat des expériences précédentes.

De plus, les panneaux du bas de la figure 12 montrent qu'avec les mêmes rappels de traceurs que dans les expériences précédentes, plus de traceur se retrouve au fond de l'océan avec une plus grande diffusion horizontale en surface. Encore une fois, il semble qu'une diffusion horizontale suffisamment forte permette aux traceurs de se rendre aux zones de formation d'eau dense et ainsi couler jusque dans l'océan profond. Il semble

donc que l'effet soit analogue à l'onde stationnaire.

Cependant, il y a aussi des différences importantes entre les deux systèmes, principalement dans la stratification. Contrairement aux expériences où l'on augmente la taille du bassin, les classes de densité les plus froides se mélangent et disparaissent lorsqu'on augmente la diffusion horizontale en surface. Cela suggère une importante distinction entre le processus advectif (le méandre) et le processus diffusif (la diffusion en surface). Les conséquences de ce phénomène de surface en profondeur sont une stratification plus faible et la disparition des classes de densité les plus froides. Les flux négatifs et la cellule inférieure sont donc concentrés dans une plage moins large de classe de densité.

De plus, l'effet est moins important que dans le cas d'un élargissement du domaine. Ces valeurs de diffusion horizontale sont très fortes et ne permettent tout de même pas d'apporter autant de traceurs dans le fond de l'océan. Le gyre semble beaucoup plus efficace que la diffusion en surface pour convecter des traceurs passifs dans l'océan profond.

Ainsi, il est possible de reproduire certains effets importants de l'onde stationnaire avec une augmentation de la diffusion horizontale, mais cette augmentation ne semble pas reproduire d'autres caractéristiques importantes des expériences précédentes. Entre autres, la stratification et la quantité de traceurs qui convectent dans le fond de l'océan ne sont pas équivalentes.

1.5 Considération théorique sur la transformation des masses d'eau

Comme mentionné en introduction, il existe deux types généraux de couplages possibles entre les deux cellules : (i) un échange direct par courant géostrophique entre les deux bassins (circulation de type tapis-roulant) et (ii) un échange impliquant des trans-

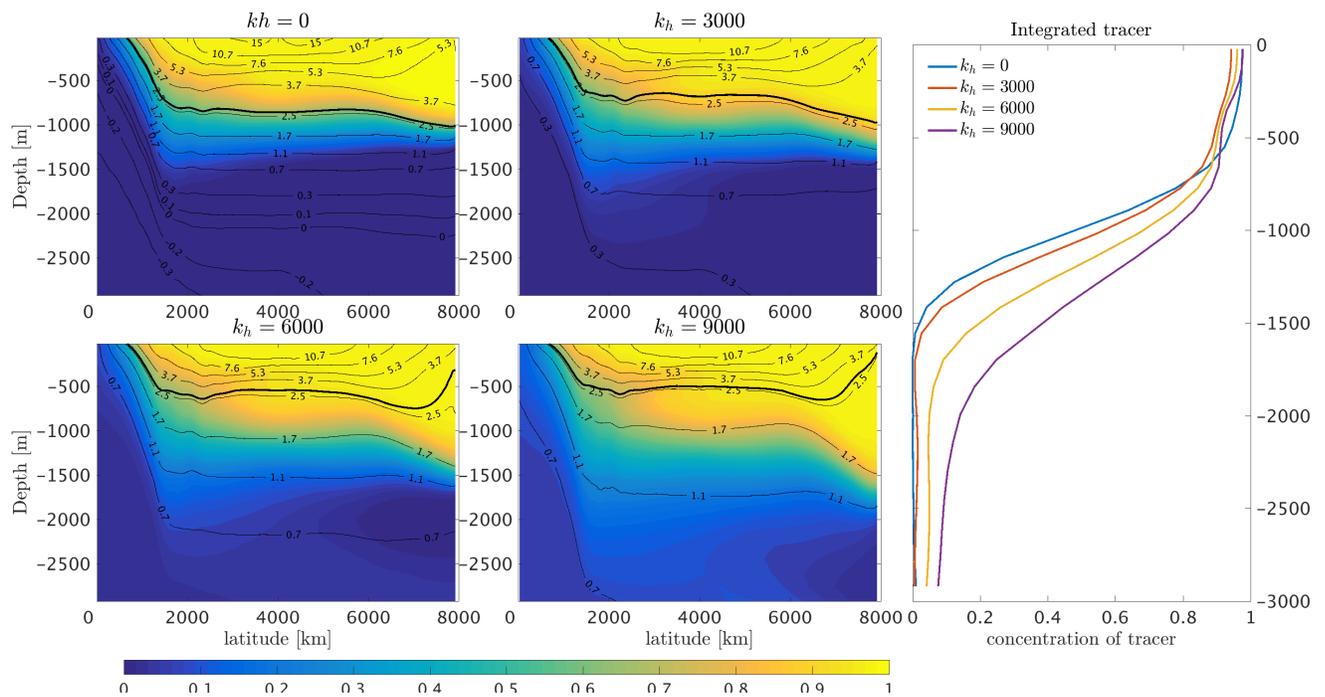


Figure 13: Les quatre panneaux de gauches représentent la moyenne zonale de la concentration de traceur pour les cas $k_h = 0, 3\ 000, 6\ 000$ et $9\ 000$. Le panneau de droite représente quant à lui la concentration moyenne dans le bassin en fonction de la profondeur pour chaque expérience.

formations de masses d'eau à la surface du canal (circulation en huit) . Ici, on cherche à quantifier la contribution de ces types d'échange dans la circulation.

Puisque l'utilisation d'une paramétrisation des tourbillons rend difficile l'utilisation de traceurs lagrangiens dans le MITgcm, on utilisera donc des traceurs eulériens pour quantifier les échanges. Or, dans une configuration à un seul bassin comme la nôtre, il est impossible de diagnostiquer les transports de masses d'eau par échange direct avec des traceurs eulérien, car nous n'avons pas l'information sur la trajectoire du traceur. Cela nous empêche d'obtenir de l'information sur le premier mécanisme d'échange entre les bassins.

Dans ce qui suit, on se concentre sur deuxième type de circulation impliquant des transformations de masses d'eau à la surface du canal. On doit toutefois garder en tête que cette perspective est incomplète dans la mesure où l'on néglige toute forme d'échange direct entre les deux cellules

Nous cherchons maintenant à diagnostiquer la contribution des transformations de masses d'eau à la surface du canal sur les échanges entre les deux cellules. Dans notre configuration, les transformations de masses sont diagnostiquées comme étant les flux de chaleur en surface intégrés dans des classes de densité à la base de la couche de mélange. Ces flux sont particulièrement importants à la surface de l'océan du sud, car ils permettent la compensation adiabatique des flux négatifs de l'hémisphère nord dans la cellule supérieure et la formation d'eau dense dans la cellule inférieure.

Afin de comprendre comment le désalignement entre les flux et les surfaces de densité interceptant la surface affecte la transformation des masses d'eau, on présente ci-dessous un modèle conceptuel simple qui a été développé durant la maîtrise.

Pour simplifier l'analyse, on débute en considérant deux expériences conceptuelles où l'asymétrie zonale est limitée à une seule région du domaine : (i) un bassin asymétrique et un canal symétrique et (ii) un bassin symétrique et un canal asymétrique. Chacune de ces asymétries sera liée à un type différent de croisement de la circulation en huit. Il sera possible de lier ces différentes asymétries à un effet particulier sur les transformations de masses d'eau à la surface de l'océan.

où l'asymétrie zonale est restreinte aux bassins au nord, alors que les courbes isopycnales sont parfaitement symétriques à la surface du canal. Par exemple, cela représente un cas où la convection a lieu dans un seul bassin et où le canal circumpolaire est complètement symétrique. Ces dernières sont alors parfaitement alignées avec les flux de densité

(en couleur). Dans ce schéma, b_0 représente la division entre les flux positifs et négatifs en surface alors que b_2 représente la profondeur maximale de la convection profonde au nord du bassin. On s'intéresse maintenant à l'eau de la cellule supérieure qui remonte de manière adiabatique sous des flux négatifs à la surface du canal, entre les densités b_0 et b_2 . Dans l'expérience conceptuelle présentée à la figure 14, cette branche de la cellule supérieure doit être transformée en eaux denses à la surface du canal et coule alors au fond du bassin. Le retour de cette eau dense doit ensuite se faire par mélange diffusif dans les profondeurs du bassin au nord. Le croisement entre les deux cellules est alors nécessairement en profondeur, un mécanisme que nous identifierons comme couplage en profondeur.

La figure 15 représente un cas où l'asymétrie zonale est restreinte à la surface du canal, alors que les courbes isopycnales sont parfaitement symétriques dans le bassin au nord. Dans ce cas, le croisement entre les cellules a lieu à la surface du canal circumpolaire. L'eau de la cellule supérieure remonte en moyenne sous des flux positifs, mais peut être advectée sous des flux négatifs en suivant le parcours du méandre en surface. Dans notre schéma conceptuel, le désalignement est dû à un méandre du courant circumpolaire analogue à ceux que l'on retrouve dans l'océan du sud, près des obstacles topographiques importants, et qui est observé dans notre système. Dans ce cas, près de la séparation entre les flux positifs et négatifs, les classes de densité voient à la fois des flux positifs et négatifs permettant un couplage en surface entre les deux cellules. Il est aussi intéressant de noter que ce concept fonctionne aussi si le désalignement est causé par des flux asymétriques superposés à un courant symétrique, ce qui se passe probablement aussi dans l'océan. Nous identifierons ce deuxième mécanisme comme couplage en surface.

La figure 16 montre l'effet des différents types de couplage sur les transformations de masse d'eaux en surface. Les panneaux de gauche reproduisent les figures 14 et 15 alors que les panneaux de droite montre les flux de densité en surface intégrés sur des classes

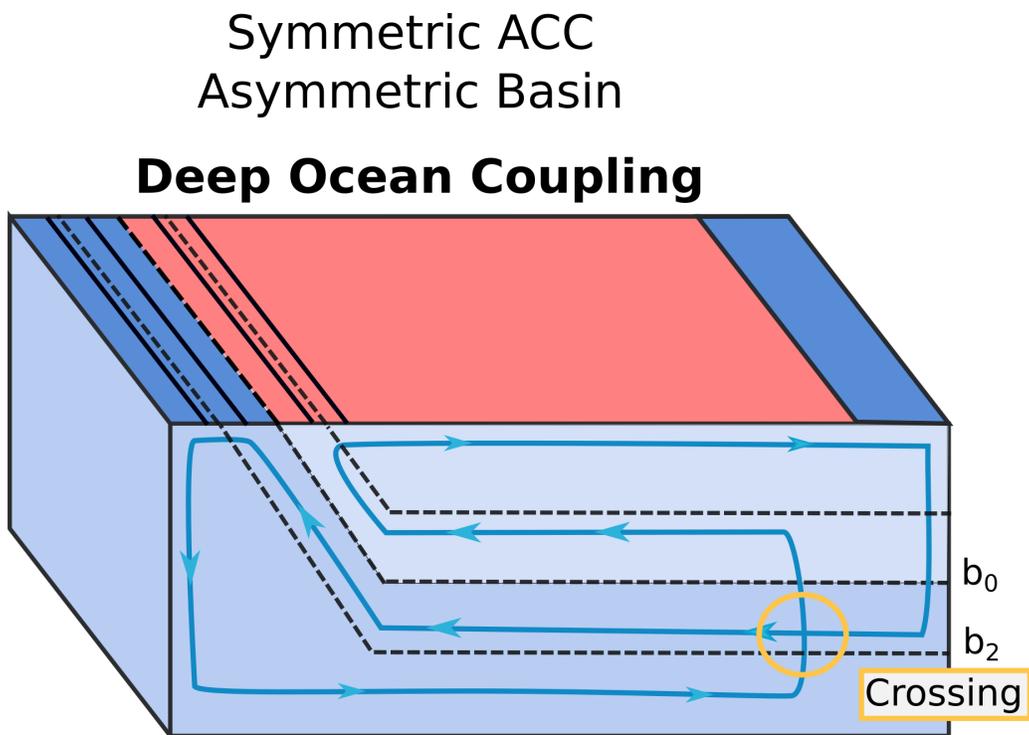


Figure 14: Dans un océan où le canal circumpolaire est symétrique, l'ensemble du croisement de la figure en huit se trouve dans l'océan profond. Cette figure montre le croisement dans le bassin et comment l'eau dense formée en Atlantique nord peut remonter directement sous des flux négatifs.

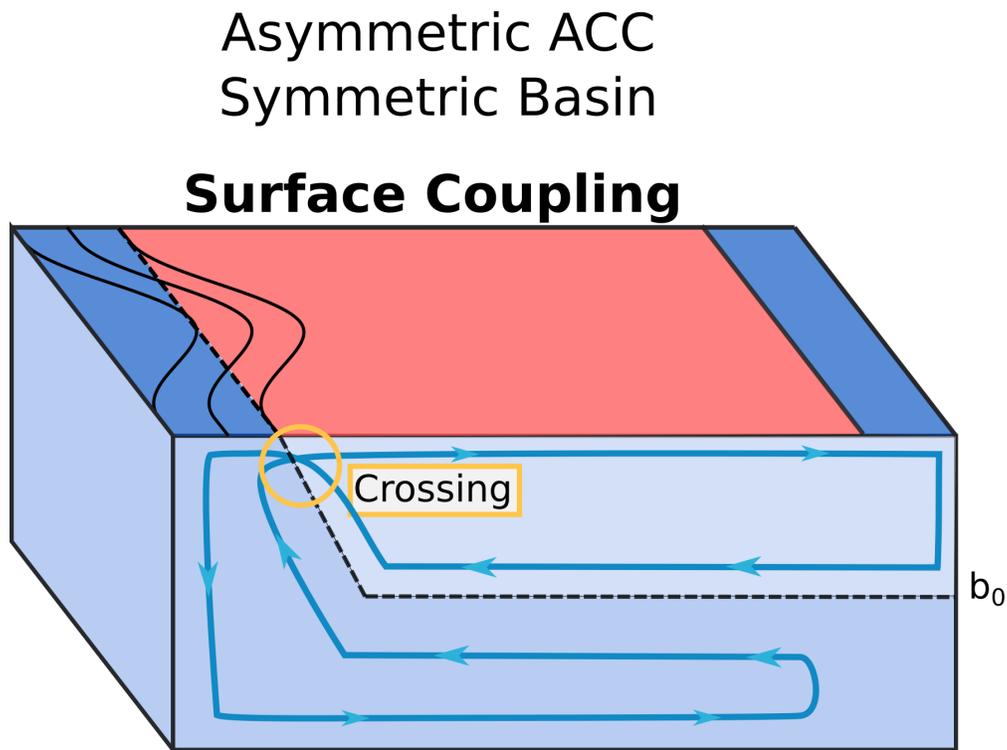


Figure 15: Dans un océan où le canal circumpolaire est asymétrique et que les bassins au nord sont symétriques, l'ensemble du croisement de la figure en huit se trouve à la surface de l'océan du sud. Cette figure montre un méandre permet de faire subir des transformations de masses d'eau négatives à l'eau de la cellule supérieure et la trajectoire de la circulation en huit dans ce cas.

de densité à la base de la couche de mélange.

Dans le cas d'un couplage en profondeur (panneaux du haut), on s'intéresse aux flux négatifs qui correspondent aux classes de densité entre b_0 et b_2 , associés à la cellule supérieure. L'aire C_{deep} correspond alors à la quantité totale échangée entre les deux cellules.

Dans le cas d'un couplage de surface (panneaux du milieu), on doit distinguer le flux total ressenti par une classe de densité (en noir) des flux exclusivement positifs et négatifs ressentis par cette même classe de densité (en rouge et en bleu). En moyenne, la cellule supérieure (sous b_0) ne voit que des flux positifs en surface. Par contre, en considérant uniquement les flux négatifs, on voit qu'une fraction des classes de densité associées à la cellule supérieure peut être transformée en eau plus dense à la surface du canal. L'aire c_{surf} représente alors la quantité totale de couplage entre les deux cellules pour ce type de couplage.

Dans notre configuration, il existe à la fois un couplage en profondeur et en surface, ainsi les flux ressemblent à ce qui est représenté en bas à droite de la figure 16. On s'intéresse à l'ensemble des flux négatifs vus par les classes de densités inférieures à b_2 . Il est alors possible de comparer les flux totaux associés aux deux types de couplage afin d'évaluer la répartition.

1.6 Transformation des masses d'eau

La figure 17 montre comment les flux totaux sont affectés par le changement de longueur du canal et de diffusion horizontale en surface. En suivant l'approche de [Walin \(1982\)](#), on calcule les classes de densité à la base de la couche de mélange.

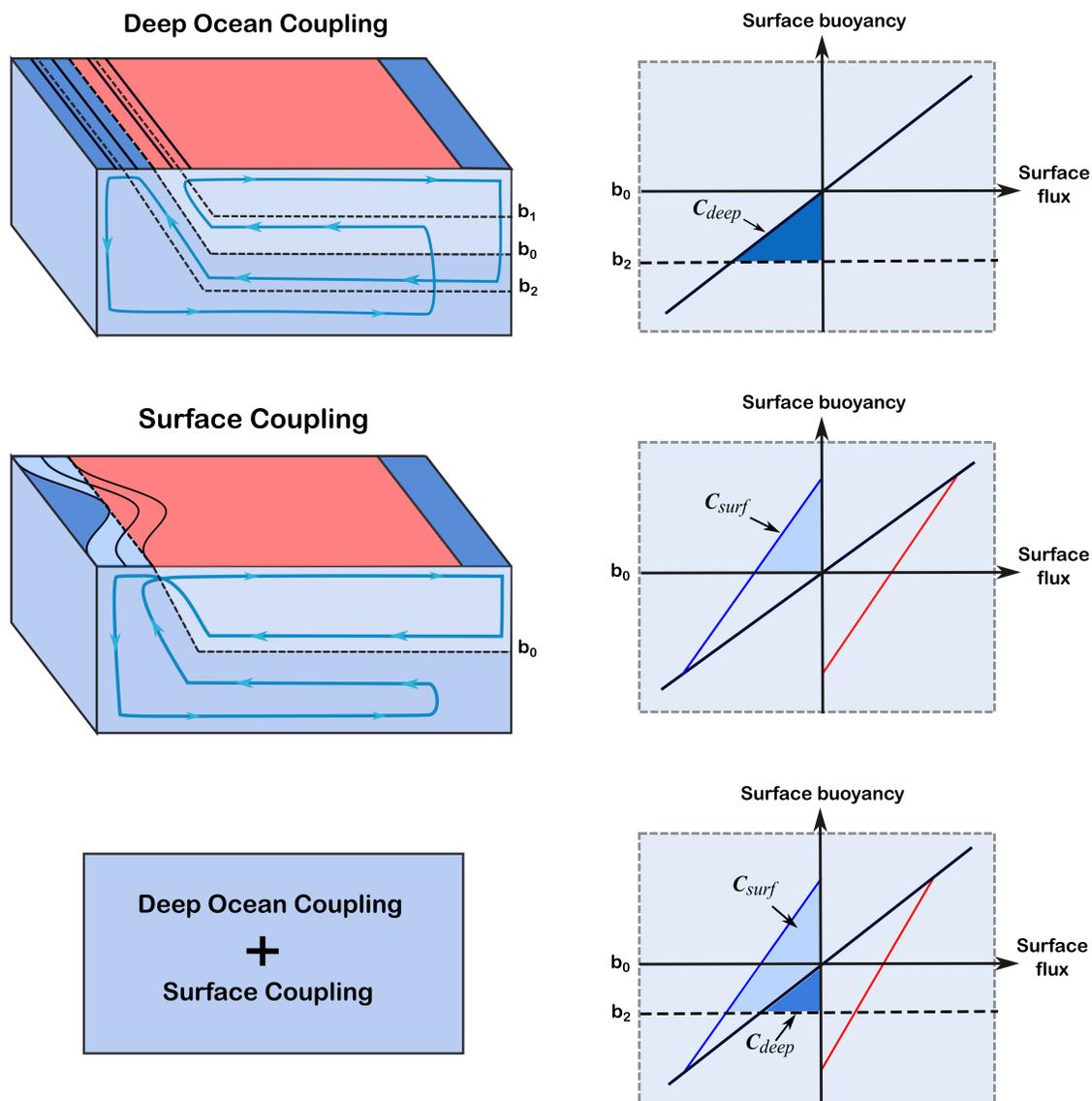


Figure 16: Les panneaux à gauche de cette figure représentent les différents types de couplage entre les deux cellules ayant lieu dans l'océan. À droite se trouve l'impact sur les flux de surface intégrés entre les classes de densité et comment différentes intégrales de ces flux peuvent nous permettre de diagnostiquer le type d'échange ayant lieu dans l'océan. Les lignes noires représentent les flux totaux, les lignes bleues représentent la composante négative des flux et les lignes rouges la composante positive.

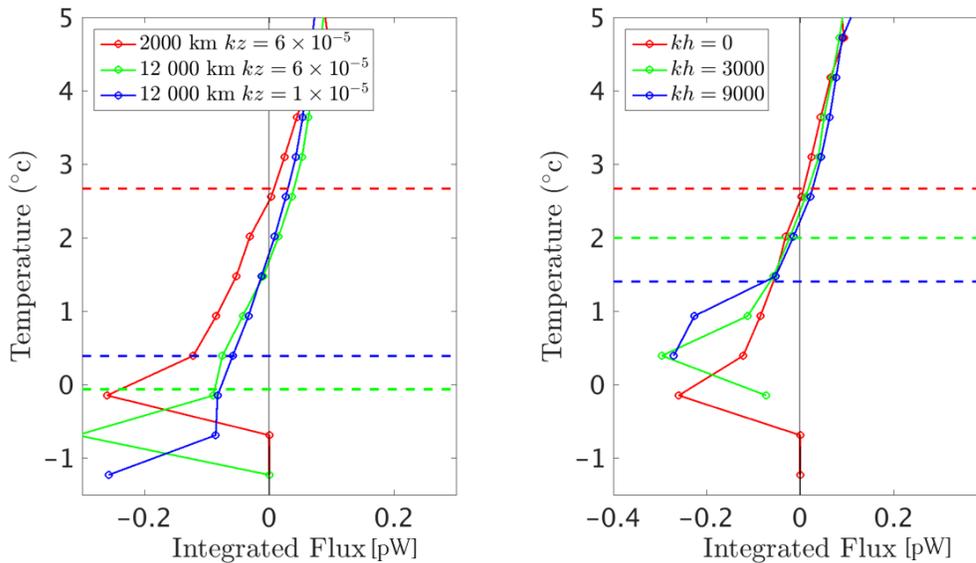


Figure 17: À gauche se trouvent les flux de surface intégrés aux densités de la couche de mélange pour les cas 2 000 km, 12 000 km et 12 000 km avec une diffusion ajustée selon la taille du bassin. Ces flux sont en pétawatt et sont normalisés par la largeur du bassin.

À droite se trouvent les flux de surface intégrés aux densités de la couche de mélange pour les cas $kh = 0$, 3 000 et 9 000. Ces flux sont aussi en pétawatt et sont normalisés par la largeur du bassin. Les lignes pointillé représente la température de séparation des deux cellules dans les bassins

Alors que la définition de la classe de densité b_0 est définie par l'endroit où le flux total intercepte zéro en surface, la définition de b_2 associée à la base de la cellule supérieure est plus problématique dans cette configuration à un seul bassin. En effet, comme on le voit sur la figure 5 à la section précédente, le bas de la cellule supérieure dans l'Atlantique diffère de celui correspondant à la moyenne globale. Comme la configuration ne contient qu'un seul bassin, il nous est impossible de séparer la convection de la cellule supérieure de l'Atlantique du reste de la circulation pour obtenir un diagnostic précis de b_2 . Ainsi, la moyenne de la séparation des deux cellules en profondeur ne représente pas nécessaire-

ment la b_2 . On utilisera alors la classe de densité correspondant à $\psi = 0$ moyenné dans les cinq premiers points au nord du domaine, une région pour laquelle la cellule inférieure est négligeable.

Sur la figure 17, b_2 correspond aux lignes pointillées. L'eau qui se trouve entre b_0 (flux = 0) et b_2 est alors potentiellement partagée par les deux cellules.

On voit que dans les deux séries d'expériences, la quantité d'eau entre b_0 et b_2 qui voit des flux négatifs augmente. Il y a donc plus d'eau de la cellule supérieure qui remonte sous les flux négatifs permettant ainsi un couplage entre les cellules, cet échange permet d'expliquer en partie les résultats des expériences précédentes. La comparaison entre les deux panneaux de la figure 17 permet de mettre en évidence les différences entre l'effet d'un méandre et celui d'une simple diffusivité horizontale. La diffusion horizontale fait disparaître certaines classes de densité plus froides et ne change pas la température de b_0 . L'onde stationnaire topographique, quant à elle, change peu la densité b_0 , et change beaucoup plus la classe de densité b_2 telle que l'aire sous la courbe croît avec L_x .

1.7 Croisement en surface

S'il existe un croisement des lignes de densité en surface, une décomposition de l'intégrale des flux en ses composantes positive et négative permet en principe d'en évaluer l'amplitude. Comme le modèle permet de résoudre certains tourbillons transitoires, il est possible qu'il faille calculer les flux à partir de champs instantanés afin de bien capturer l'effet des tourbillons. Des champs instantanés de vitesse et de profondeur de couche de mélange sont imprimés tous les mois pendant cent ans. Les analyses sont effectuées pour chaque pas de temps imprimé individuellement et moyennées par la suite.

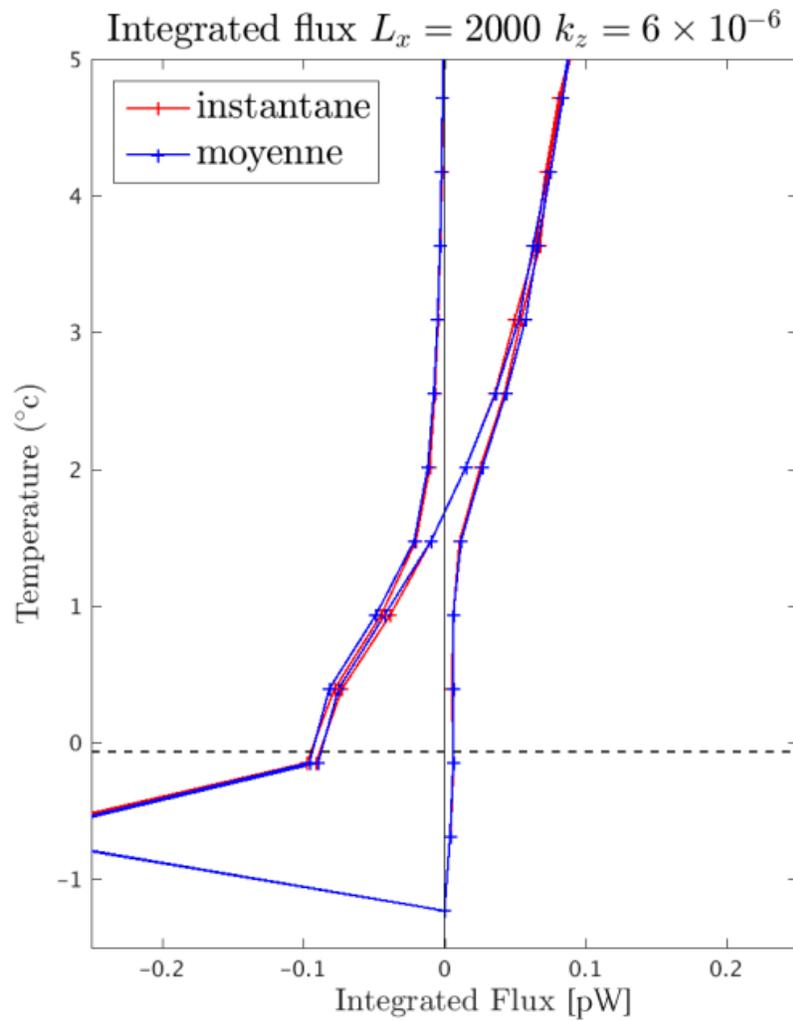


Figure 18: Flux de surface intégré aux densités de la couche de mélange pour le cas 12 000 km calculés avec une moyenne et des instantanés pour montrer que les tourbillons transitoires ne changent pas fondamentalement la structure des flux intégrés.

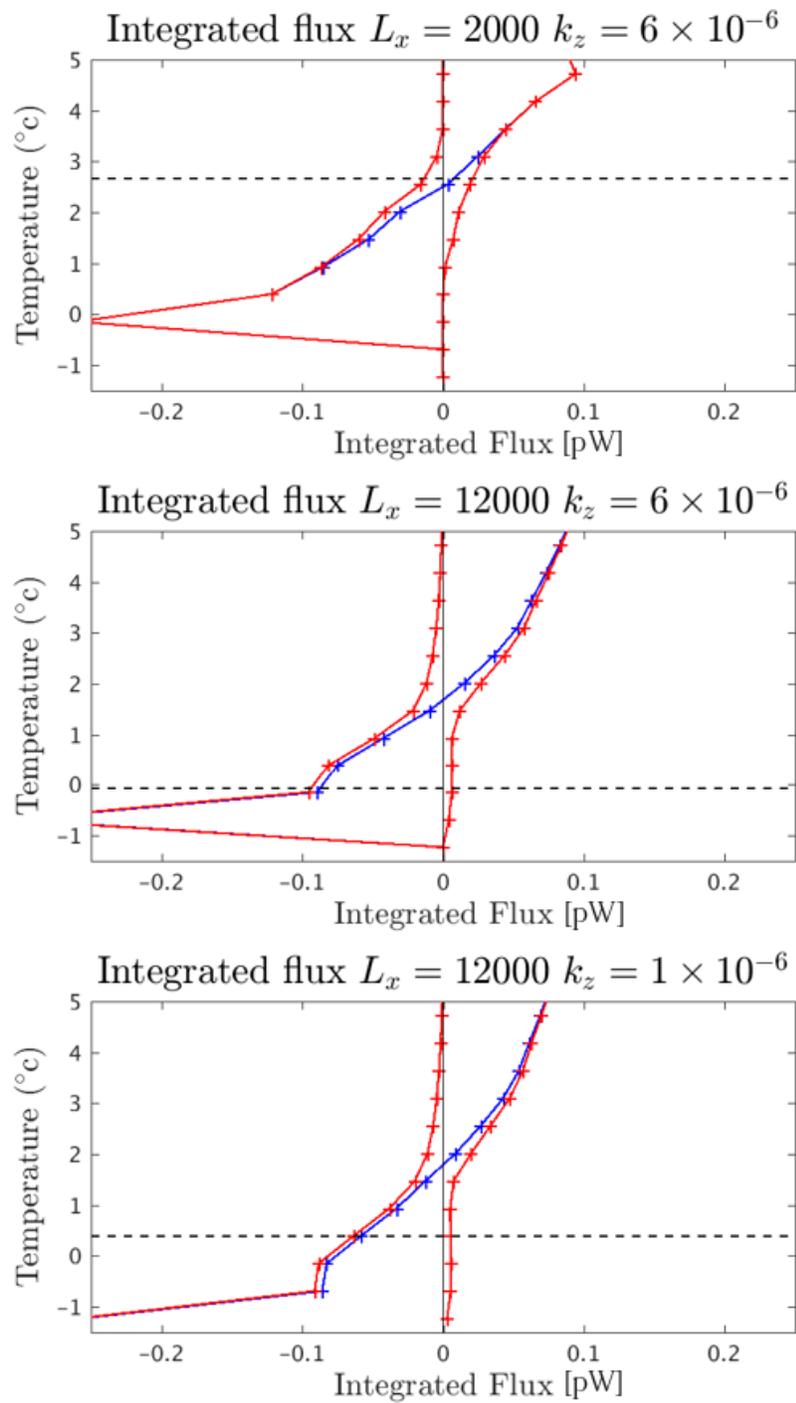


Figure 19: Séparation en composantes positives et négatives des flux de chaleur totaux intégrés dans les classes de densité pour les cas 2 000 km, 12 000 km et 12 000 km avec une diffusion ajustée selon la taille du bassin.
La ligne pointillée représente b_0 .

	$L_x = 2000$	$L_x = 12000$	$L_x = 12000$ lowdiff
Flux de couplage totaux [pW]	-0.0068	-0.1065	-0.0617
C_{deep} [pW]	-0.0068	-0.0310	-0.0237
C_{surf} [pW]	0	-0.0755	-0.0380

Tableau 1: Ce tableau présente les valeurs intégrées de flux de chaleur pour les différents types de couplages définis à la section précédente. Les flux totaux représentent la quantité de flux négatif total ressenti par des classes de densité moins dense que b_0 .

La figure 18 montre la répartition des flux positifs et négatifs dans le cas de 12 000 km avec des moyennes et des champs instantanés. On peut voir que les flux intégrés ne changent pas, peu importe si le calcul est effectué avec des moyennes ou des champs instantanés. En effet, il semble que les tourbillons transitoires ne changent pas la répartition des flux positifs et négatifs et donc que cet effet est dû principalement à l'onde stationnaire apparaissant dans le canal circumpolaire. Ainsi les calculs seront effectués à partir des champs moyennés.

La figure 19 montre la modification des composantes de flux positifs et négatifs entre les cas $L_x = 2000km$, et $L_x = 12000km$ avec et sans diffusion verticale. Partout où il y a à la fois des flux négatifs et positifs implique un échange potentiel entre les deux cellules pour ces classes de densité. La proportion de ce couplage ayant lieu en surface correspond alors correspondant à l'aire C_{surf} . Ces valeurs sont présentées au tableau 1. On peut voir que, sur un flux négatif total de -0.0755 , le cas à 12 000 km avec une forte diffusion d'environ -0.0310 sont compensés par des flux positifs correspondant à environ 40 % des flux. Le croisement en surface est plus faible sans diffusion, mais représente une part plus grande du couplage en surface pour le cas sans diffusion. En effet, environ 62 % des flux sont alors compensés.

Ces intégrales impliquent aussi un changement dans la répartition des flux pour les transformations de masses d'eau de la cellule supérieure en fonction de la diffusion horizontale dans le système. Cela peut être expliqué par une compensation des flux au nord plus grande par la diffusion, favorisant un échange direct dans le bassin.

1.8 Flux intégré de traceur

Les expériences de traceurs permettent d'évaluer le couplage entre les cellules en associant une concentration égale à 1 pour la cellule supérieure et égale à zéro pour la cellule inférieure. Les intégrales de flux surface des traceurs sont aussi intéressantes pour comprendre comment la transformation des masses d'eau agit sur le transport des traceurs dans l'océan. En effet, on peut imaginer que les flux de surface de certains traceurs passifs sont complètement différents des flux de densité. Par exemple, dans le cas d'échange de carbone avec l'atmosphère, le flux sera limité sous la glace de mer, ce qui n'est pas le cas pour les flux de densité.

La figure 20 montre les résultats d'une analyse similaire à celle de la figure, 19 mais cette fois pour les traceurs. Dans le cas $L_x = 2000km$, la division entre les flux négatifs et positifs en surface est beaucoup plus nette que pour la chaleur étant donné la nature discontinue des flux à la surface (rappel de à 0 ou 1). Dans les deux cas, la quantité de flux partagée entre le positif et le négatif est accrue par rapport aux flux de chaleur. Ce résultat suggère que le couplage de surface des traceurs passifs est plus important que celui de la densité, et implique que la répartition entre les différents types de couplage est modifiée par la structure spatiale des flux de surface. Le tableau 2 confirme cette hypothèse en montrant les flux intégrés dans les différentes zones. Dans le cas de 2 000 km, la quasi-totalité des flux de traceurs négatifs au-dessus de b_0 sont à la surface. De même, pour le

	$L_x = 2000$	$L_x = 12000$
Flux de couplage totaux [pW]	-122.2399	-493.7023
C_{deep} [pW]	-2.4045	-158.9014
C_{surf} [pW]	-119.8354	-334.8009

Tableau 2: Ce tableau présente les valeurs intégrées de flux de traceurs pour les différents types de couplages définis à la section précédente. Les flux totaux représentent la quantité de flux négatif total ressenti par des classes de densité moins dense que b_0 .

cas à 12 000 km plus des deux tiers des flux totaux participant au couplage font partie de l'aire C_{surf} .

Ce résultat montre que le croisement en surface des traceurs passifs est beaucoup plus important que le croisement en surface des classes de densités. Il semble donc que le désalignement a plus de facilité à échanger entre les cellules les traceurs passifs que la température.

Enfin, cette augmentation du couplage en surface a aussi lieu dans le cas où la diffusion horizontale est augmentée, comme le montre la figure 21. La force du gyre étant faible et sensiblement la même dans les deux expériences, il semble que la diffusion horizontale augmente la capacité du petit gyre à échanger des propriétés de masse d'eau.

1.9 Décomposition des termes de la transformation de masses d'eau

Comme mentionné précédemment, les flux de surface sont associés aux transformations de masses d'eau dans la couche de mélange. Il est possible de décomposer cette transformation en une contribution advective et une contribution diffusive afin d'évaluer

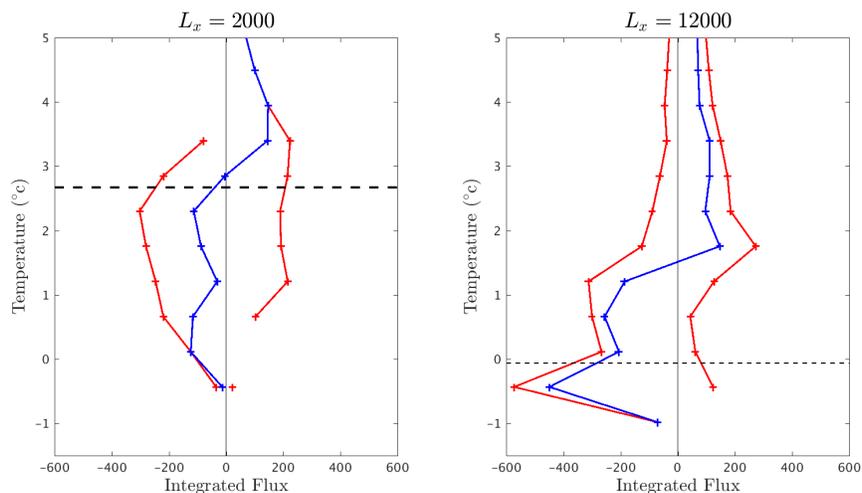


Figure 20: Séparation en composantes positive et négative des flux de traceur de surface intégré aux densités de la couche de mélange pour les cas 2 000 km et 12 000 km. Les unités sont en *unités de traceur dans la première couche par seconde*.

quelle partie de la dynamique est responsable des échanges en surface. En débutant par l'équation d'advection-diffusion de la température

$$\frac{DT}{dt} = \frac{Q_T}{\rho c_w} + \nabla \cdot [K\nabla(T)], \quad (1.3)$$

on peut réécrire cette équation à l'équilibre en négligeant la tendance :

$$-\frac{Q_T}{\rho c_w} = -\vec{u} \cdot \nabla T + \nabla \cdot [K\nabla(T)] \quad (1.4)$$

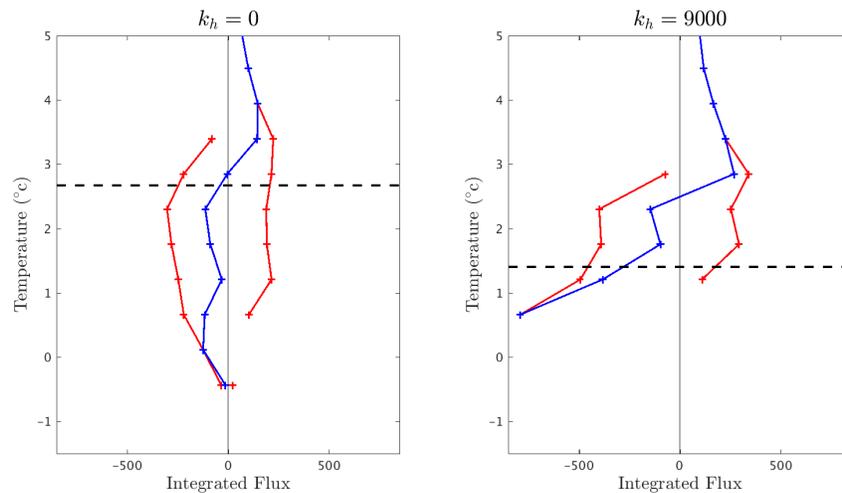


Figure 21: Séparation en composantes positive et négative des flux de traceur de surface intégré aux densités de la couche de mélange pour les cas $kh = 0$ et $kh = 9000$. Les unités sont en *unités de traceur dans la première couche par seconde*.

Il est possible de diagnostiquer la tendance advective et la tendance diffusive que nous pouvons par la suite intégrer entre les classes de densité pour avoir plus de détails sur les mécanismes de transformation des masses d'eau.

Les figures 22 et 23 montrent que dans le cas où l'on augmente simplement la longueur du bassin, la transformation lagrangienne domine la transformation des masses d'eau, sauf dans les classes de densité les plus froides au sud du bassin où la diffusion joue un plus grand rôle. L'augmentation de la diffusion en surface crée une compensation entre la diffusion et l'advection beaucoup plus forte. Ces résultats semblent montrer que les mécanismes de transformations des masses d'eau ne sont pas tout à fait équivalents dans les deux cas.

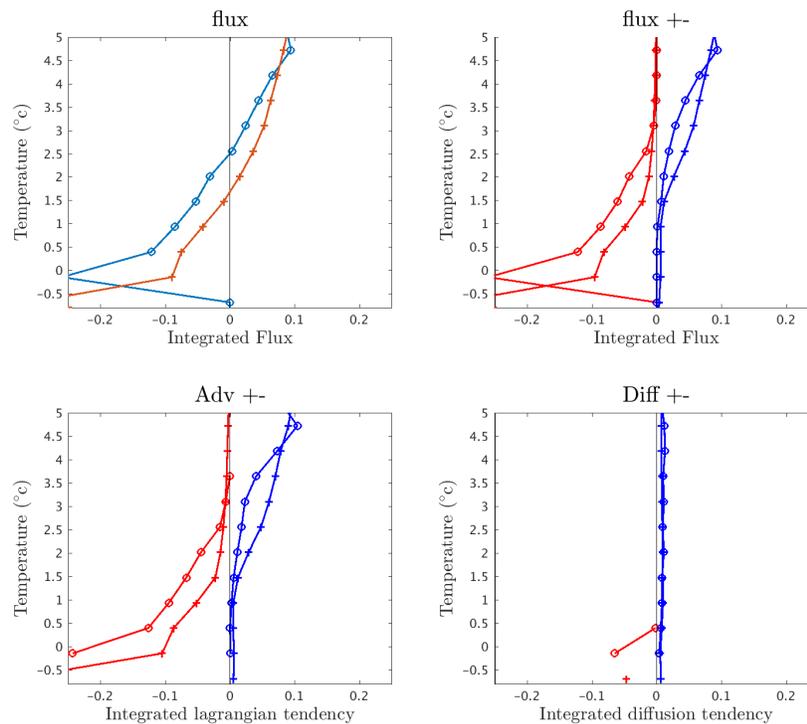


Figure 22: Ces quatre panneaux représentent les différents termes de l'équation d'advection diffusion pour un bassin de 2 000 km (○) et 12 000 km (+) de large. En haut à gauche, on trouve les flux de chaleur totaux, en haut à droite on trouve les flux de chaleur séparés en composantes positive et négative. En bas à gauche, on trouve les transformations lagrangiennes de masses d'eau rapportées en pW et, en bas à droite, on trouve les termes dus à la diffusion.

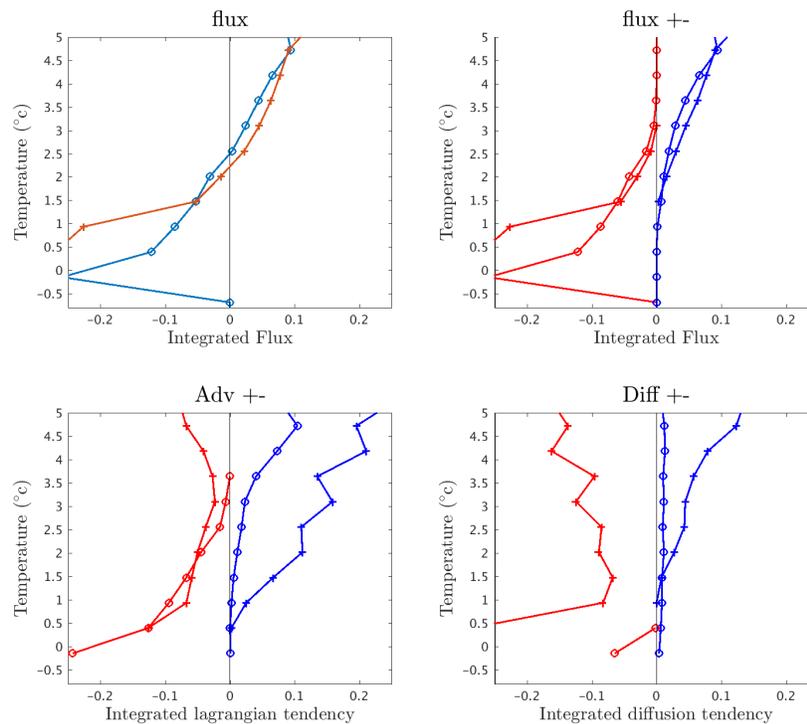


Figure 23: Ces quatre panneaux représentent les différents termes de l'équation d'advection diffusion pour une diffusion horizontale en surface de 0 (o) et 9 000 (+) de large. En haut à gauche, on trouve les flux de chaleur totaux, en haut à droite on trouve les flux de chaleur séparés en composantes positive et négative. En bas à gauche, on trouve les transformations lagrangiennes de masses d'eau rapportés en pW et, en bas à droite, on trouve les termes dus à la diffusion.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Ce projet de maîtrise avait comme objectif général d'étudier l'effet d'un méandre topographique du courant circumpolaire antarctique sur la circulation thermohaline. Pour ce faire, une configuration du modèle MITgcm a été conçue de manière à augmenter l'intensité du méandre tout en gardant des flux zonalement symétriques à la surface. De nombreux tests ont permis d'obtenir une configuration sur une grille cartésienne de 50km de résolution comportant une circulation thermohaline stable et une fonction de courant barotrope réaliste. Cet ensemble de paramètre et de forçage a permis d'étudier l'effet du méandre sur la circulation en élargissant la traîlle du domaine d'est en ouest. En effet, le méandre topographique suit l'équation de l'équilibre de sverdrup et est donc directement proportionnel à la longueur du canal circumpolaire.

Un approfondissement de la convection au nord et un échange de traceur entre les classes de densité des deux cellules ont été observés. La force de la circulation de type "tapis roulant" océanique qui dépend de l'intégrale de la diffusion augmente avec la taille du bassin. Ce mécanisme prend de l'importance et force plus d'échange entre les cellules dans le gros domaine. Afin de s'assurer que cet effet soit limité, des expériences où la diffusion totale est constante ont été effectuées. Il est encourageant que ces résultats soient robustes à une normalisation de la diffusion horizontale par la taille du bassin.

Les résultats des expériences avec une diffusion horizontale en surface permettent de reproduire certains résultats clefs de l'effet du méandre. Afin de s'assurer que cela est bel et bien dû à des effets de mélange à la surface du canal circumpolaire, il faudra construire une configuration où la diffusion est augmentée uniquement dans le canal au sud ce qu'il n'est pas possible d'être fait de façon simple dans le MITgcm.

Les échanges entre les cellules à la surface du canal circumpolaire sont directement liés à la transformation des masses d'eau. Un modèle conceptuel nous permettant d'analyser ces transformations a permis de mieux comprendre le type d'échange entre les cellules de la circulation qui ont lieu dans le domaine. En effet, dans la vision moderne de la circulation globale, la circulation fait un huit qui se croise en profondeur et à la surface de l'océan du sud.

L'eau dense faisant partie de la cellule supérieure au nord qui voit directement des flux négatifs provient d'une partie de la circulation en huit qui se croise au fond de l'océan. En séparant les flux en une composante positive et négative, il est aussi possible de diagnostiquer une partie de la circulation en huit qui se croise à la surface de l'océan. Le mécanisme derrière ce principe est l'advection de l'eau vers le sud par le gyre permet de faire subir des transformations de masse d'eau négative et positive à l'eau de la cellule supérieure, couplant ainsi les deux cellules ensemble.

Les résultats montrent qu'une partie non négligeable des flux de chaleurs positifs à la surface de l'océan pour une classe de densité du sud sont compensés dans la moyenne par des flux négatifs en présence d'un gyre.

Un résultat particulièrement intéressant provient de ces mêmes analyses de flux pour les flux d'un traceur provenant d'un rappel représentant les 2 cellules. Le passage rapide des flux positifs vers le négatifs des flux de traceurs font en sorte que le gyre est beaucoup plus efficace pour transférer les propriétés de masses d'eau en présence d'un fort gradient aux latitudes où il est présent. La structure physique des flux de chaleurs et du gyre joue donc un rôle de premier plan dans la capacité du gyre à coupler les deux cellules.

Dans un contexte où les flux de CO_2 entre l'atmosphère et l'océan passe à 0 en présence de glace de mer, il est possible que ces effets aient des répercussions sur le climat

global.

Enfin, afin de mieux comprendre les trajectoires lagrangienne dans l'océan, un modèle à plus haute résolution permettrait l'ajout de bouées lagrangienne qui pourrait infirmer ou confirmer avec plus de détails les différentes hypothèses de cette étude. De plus, un modèle à deux bassins permettrait une analogie plus directe avec le véritable océan. Cependant, ce type de modèles demande des ressources de calculs significativement plus importantes. Des résultats préliminaires obtenus avec des modèles à basse résolution avec de grands domaines semblent toutefois montrer que ces résultats sont robustes à l'ajout d'un deuxième bassin.

RÉFÉRENCES

- Abernathy, R., Cessi, P., 2014. Topographic enhancement of eddy efficiency in baroclinic equilibration. *Journal of Physical Oceanography* 44 (8), 2107–2126.
URL <https://doi.org/10.1175/JPO-D-14-0014.1>
- Abernathy, R. P., Cerovecki, I., Holland, P. R., Newsom, E., Mazloff, M., Talley, L. D., 2016. Water-mass transformation by sea ice in the upper branch of the Southern Ocean overturning. *Nature Geoscience* 9 (8), 596–601.
- Bishop, S. P., Gent, P. R., Bryan, F. O., Thompson, A. F., Long, M. C., Abernathy, R., 2016. Southern ocean overturning compensation in an eddy-resolving climate simulation. *Journal of Physical Oceanography* 46 (5), 1575–1592.
URL <https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0177.1>
- Döös, K., Webb, D. J., 1994. The deacon cell and the other meridional cells of the southern ocean. *Journal of Physical Oceanography* 24 (2), 429–442.
URL [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1994\)024<0429:TDCATO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1994)024<0429:TDCATO>2.0.CO;2)
- Ferrari, R., Nadeau, L.-P., Marshall, D. P., Allison, L. C., Johnson, H. L., 2017. A model of the ocean overturning circulation with two closed basins and a reentrant channel. *Journal of Physical Oceanography* 47 (12), 2887–2906.
URL <https://doi.org/10.1175/JPO-D-16-0223.1>
- Gnanadesikan, A., Hallberg, R. W., 2000. American Meteorological Society On the Relationship of the Circumpolar Current to Southern Hemisphere Winds in Coarse-Resolution Ocean Models. Tech. rep.
URL <https://www.gfdl.noaa.gov/bibliography/related{ }files/alg0001.pdf>
- Hallberg, R., Gnanadesikan, A., 2006. The role of eddies in determining the structure and response of the wind-driven southern hemisphere overturning: Results from the modeling eddies in the southern ocean (meso) project. *Journal of Physical Oceanography* 36 (12), 2232–2252.
URL <https://doi.org/10.1175/JPO2980.1>
- Jones, C. S., Cessi, P., 2016. Interbasin transport of the meridional overturning circulation. *Journal of Physical Oceanography* 46 (4), 1157–1169.
URL <https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0197.1>

- Kunze, E., Firing, E., Hummon, J. M., Chereskin, T. K., Thurnherr, A. M., 2006. Global Abyssal Mixing Inferred from Lowered ADCP Shear and CTD Strain Profiles. Tech. rep.
URL <http://www.whpo>.
- Lumpkin, R., Speer, K., 2007. Global ocean meridional overturning. *Journal of Physical Oceanography* 37 (10), 2550–2562.
URL <https://doi.org/10.1175/JPO3130.1>
- Marshall, J., Radko, T., 2003. Residual-mean solutions for the antarctic circumpolar current and its associated overturning circulation. *Journal of Physical Oceanography* 33 (11), 2341–2354.
URL [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2003\)033<2341:RSFTAC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2003)033<2341:RSFTAC>2.0.CO;2)
- Marshall, J., Speer, K., 2012. Closure of the meridional overturning circulation through Southern Ocean upwelling. *Nature Geoscience* 5.
URL www.nature.com/naturegeoscience
- Meredith, M. P., Naveira Garabato, A. C., Hogg, A. M., Farneti, R., 2012. Sensitivity of the overturning circulation in the southern ocean to decadal changes in wind forcing. *Journal of Climate* 25 (1), 99–110.
URL <https://doi.org/10.1175/2011JCLI4204.1>
- Morrison, A. K., McC. Hogg, A., 2013. On the relationship between southern ocean overturning and acc transport. *Journal of Physical Oceanography* 43 (1), 140–148.
URL <https://doi.org/10.1175/JPO-D-12-057.1>
- Munday, D. R., Johnson, H. L., Marshall, D. P., 2013. Eddy saturation of equilibrated circumpolar currents. *Journal of Physical Oceanography* 43 (3), 507–532.
URL <https://doi.org/10.1175/JPO-D-12-095.1>
- Nadeau, L.-P., Ferrari, R., 2015. The role of closed gyres in setting the zonal transport of the antarctic circumpolar current. *Journal of Physical Oceanography* 45 (6), 1491–1509.
URL <https://doi.org/10.1175/JPO-D-14-0173.1>
- Nadeau, L.-P., Ferrari, R., Jansen, M. F., 2019. Antarctic sea ice control on the depth of north atlantic deep water. *Journal of Climate* 32 (9), 2537–2551.
URL <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-18-0519.1>

- Nikurashin, M., Vallis, G., 2012. A theory of the interhemispheric meridional overturning circulation and associated stratification. *Journal of Physical Oceanography* 42 (10), 1652–1667.
URL <https://doi.org/10.1175/JPO-D-11-0189.1>
- Radko, T., Marshall, J., 2006. The antarctic circumpolar current in three dimensions. *Journal of Physical Oceanography* 36 (4), 651–669.
URL <https://doi.org/10.1175/JPO2893.1>
- Stommel, H., Arons, A. B., 1958. On the abyssal circulation of the world ocean-H. An idealized model of the circulation pattern and amplitude in oceanic basins. Tech. rep.
URL <https://courses.seas.harvard.edu/climate/eli/Courses/EPS281r/Sources/Abyssal-circulation/more/even-more/stommel-arons-1960-II.pdf>
- Talley, L. D., March 2013. Closure of the global overturning circulation through the indian, pacific, and southern oceans: Schematics and transports. *Oceanography* 26.
URL <https://doi.org/10.5670/oceanog.2013.07>
- Thompson, A. F., Naveira Garabato, A. C., 2014. Equilibration of the antarctic circumpolar current by standing meanders. *Journal of Physical Oceanography* 44 (7), 1811–1828.
URL <https://doi.org/10.1175/JPO-D-13-0163.1>
- Thompson, A. F., Stewart, A. L., Bischoff, T., 2016. A multibasin residual-mean model for the global overturning circulation. *Journal of Physical Oceanography* 46 (9), 2583–2604.
URL <https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0204.1>
- Toggweiler, J. R., Samuels, B., 1998. On the ocean's large-scale circulation near the limit of no vertical mixing. *Journal of Physical Oceanography* 28 (9), 1832–1852.
URL [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1998\)028<1832:OTOSLS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1998)028<1832:OTOSLS>2.0.CO;2)
- Walín, G., 1982. On the relation between sea-surface heat flow and thermal circulation in the ocean. *Tellus* 34 (2), 187–195.
URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1111/j.2153-3490.1982.tb01806.x>